

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



Tese

**Título: Produção Associada de Partículas em Colisões
Ultraperiféricas de Íons Pesados**

Celsina dos Santos Azevedo Neta

Pelotas, 2023

Celsina dos Santos Azevedo Neta

**Produção Associada de Partículas em Colisões Ultraperiféricas
de Íons Pesados**

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

Orientador: Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves

Coorientador: Prof. Dr. Bruno Duarte da Silva Moreira

Pelotas, 2023

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas
Catalogação na Publicação

A994p Neta, Celsina dos Santos Azevedo

Produção associada de partículas em colisões ultraperiféricas de íons pesados / Celsina dos Santos Azevedo Neta ; Víctor Paulo Barros Gonçalves, orientador ; Bruno Duarte Moreira, coorientador. — Pelotas, 2023.

150 f. : il.

Tese (Doutorado) — Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2023.

1. Eletrodinâmica quântica. 2. Colisões ultraperiféricas. 3. Estados ligados. 4. Mésons vetoriais. 5. Produção de pares com captura. I. Gonçalves, Victor Paulo Barros, orient. II. Moreira, Bruno Duarte, coorient. III. Título.

CDD : 530.12

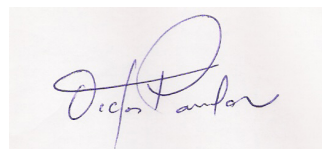
Celsina dos Santos Azevedo Neta

Título: Produção Associada de Partículas em Colisões Ultraperiféricas de Íons Pesados

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

Data da Defesa: 07 de novembro de 2023

Banca examinadora:



Victor Paulo Barros Gonçalves (Orientador)

Doutor em ciências

Universidade Federal de Pelotas

Murilo Santana Rangel



Documento assinado digitalmente

MURILO SANTANA RANGEL

Data: 15/11/2023 11:20:59-0300

Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Doutor em física

Universidade Federal do Rio de Janeiro

Maurício Thiel



Documento assinado digitalmente

MAURICIO THIEL

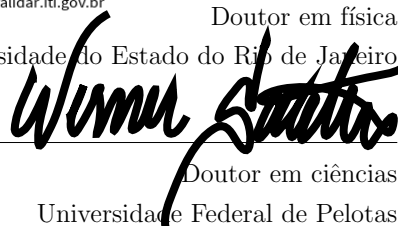
Data: 15/11/2023 13:39:32-0300

Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Doutor em física

Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Werner Krambeck Sauter



Doutor em ciências

Universidade Federal de Pelotas

Rafael Cavagnoli



Documento assinado digitalmente

RAFAEL CAVAGNOLI

Data: 15/11/2023 19:32:19-0300

Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Doutor em física

Universidade Federal de Pelotas

“Wanting to be someone else is a waste of the person you are”.

KURT COBAIN

À meus pais

AGRADECIMENTOS

À medida que exploramos o vasto cosmos do conhecimento, somos lembrados de que nossa jornada intelectual é um reflexo das interações complexas e interconectadas que permeiam nossa existência. Cada encontro, conversa, e experiência, moldou minha compreensão e paixão pela física. Ao concluir este trabalho, desejo expressar minha sincera gratidão àqueles que iluminaram meu caminho e fizeram parte dessa trajetória.

Agradeço à minha mãe, Dira, por seu amor incondicional e apoio constante, que foram fundamentais em minha carreira acadêmica. Ao meu pai, Evan, agradeço por seu compromisso em proporcionar uma educação de qualidade, sempre encorajando meus esforços. Sua dedicação à minha formação é uma inspiração constante. Agradeço também à tia Nyyette, que não é apenas minha tia, mas uma figura materna, por estar sempre presente em cada etapa da minha vida, oferecendo suporte emocional e orientação.

Em especial, desejo expressar minha profunda gratidão ao meu orientador, Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves, por ser um modelo a ser seguido, pelo valioso conhecimento que compartilhou durante esses anos, e por sua inesgotável paciência. Sua incansável dedicação à pesquisa e suas palavras de conforto e incentivo não apenas me guiaram, mas também fizeram toda a diferença na realização deste trabalho. Minha jornada acadêmica foi enriquecida imensamente por sua sabedoria, orientação e, acima de tudo, amizade.

Agradeço ao meu coorientador, Dr. Bruno Duarte da Silva Moreira, pela orientação acadêmica, pelo constante incentivo e apoio, pela infinita paciência e pela amizade que compartilhamos ao longo deste percurso. Suas generosas contribuições, principalmente na linguagem de programação, e seus ensinamentos foram fundamentais para tornar possível este trabalho.

Agradeço ao meu amigo, Marc Reinan, por sua parceria e inestimável apoio. Nossas conversas produtivas, bem como os inúmeros cafés compartilhados e as risadas que desfrutamos, tornaram os momentos mais desafiadores deste doutorado agradáveis e memoráveis.

Gostaria de manifestar minha gratidão aos professores e alunos do Programa de Pós-Graduação da Universidade do Estado de Santa Catarina (UDESC), pela calorosa recepção e pela estrutura disponibilizada durante o período em que estive na instituição. A experiência adquirida lá contribuiu significativamente para o meu crescimento acadêmico.

Agradeço aos professores e colegas do Grupo de Altas e Médias Energias (GAME) da UFPel, pelas discussões e colaborações, pela amizade, e por todo o ensinamento que proporcionaram ao longo desses anos.

Agradeço ao Curso de Pós Graduação em Física da UFPel, pelo ambiente acadêmico favorável, pelo suporte e pela educação de alta qualidade que recebi durante o período do doutorado.

Também sou grata à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pela bolsa de estudos.

RESUMO

AZEVEDO NETA, Celsina dos Santos, **Produção Associada de Partículas em Colisões Ultraperiféricas de Íons Pesados** 2023, 150p. Tese (Doutorado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2023.

O estudo de colisões ultraperiféricas de íons pesados (UPHICs), caracterizadas por um parâmetro de impacto maior que a soma dos raios dos íons incidentes, é considerado atualmente, uma alternativa para ampliar nossa compreensão do Modelo Padrão e investigar possíveis cenários para Nova Física. Nesta tese, estudamos a produção associada de partículas em UPHICs, motivados pelo fato que quando se tem a colisão de dois íons pesados em altas energias, a probabilidade de ocorrerem duas interações exclusivas simultaneamente não é desprezível, devido ao grande número de fótons emitidos pelos íons incidentes. Consideramos que diferentes estados finais são produzidos por interações mediadas por partículas singleto de cor (fóton e Pomeron). Em particular, investigamos a produção associada de dois mésons vetoriais, de um méson vetorial e um méson escalar, ou um muônio verdadeiro, ou um dilépton. Além disso, consideramos a produção associada de mésons vetoriais com a produção de um dilépton com captura, ao qual a carga do íon é alterada e este é removido do feixe. Para todos estes casos, apresentamos previsões para as energias do Grande Colisor de Hádrons (LHC) e do Futuro Colisor Circular (FCC).

Palavras Chave: eletrodinâmica quântica; colisões ultraperiféricas; estados ligados; mésons vetoriais; produção de pares com captura.

ABSTRACT

AZEVEDO NETA, Celsina dos Santos, **Associated Particle Production in Ultra-peripheral Heavy Ion Collisions** 2023, 150p. Thesis (PhD in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2023.

The study of ultraperipheral heavy ion collisions (UPHICs), characterized by an impact parameter greater than the sum of the radii of the incident ions, is currently considered an alternative to broaden our understanding of the Standard Model and investigate possible scenarios for New Physics. In this thesis, we study the associated production of particles in UPHICs, motivated by the fact that when two heavy ions collide at high energies, the probability of two exclusive interactions occurring simultaneously is not negligible due to the large number of photons emitted by the incident ions. We consider that different final states are produced by interactions mediated by color singlet particles (photon and Pomeron). In particular, we investigate the associated production of two vector mesons, a vector meson and a scalar meson, or a true muonium, or a dilepton. Furthermore, we consider the associated production of vector mesons with the production of a dilepton with capture, in which the ion's charge is altered, and it is removed from the beam. For all these cases, we present predictions for the energies of the Large Hadron Collider (LHC) and the Future Circular Collider (FCC).

Key-words: quantum electrodynamics; ultraperipheral collisions; bound states; vector mesons; bound-free pair production.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	23
2	CONCEITOS BÁSICOS	27
2.1	Colisões Ultraperiféricas	27
2.2	Aproximação de Fótons Equivalentes	29
2.2.1	Transformação dos Campos Eletromagnéticos	30
2.2.2	Derivação do Fluxo de Fótons Equivalentes para uma Carga Pontual	34
2.2.3	Derivação da Distribuição de Fótons Equivalentes para uma Distribuição Realística de Cargas	36
2.3	Fluxo de Fótons Equivalentes para Distintos Modelos de Fator de Forma Nuclear	41
2.4	Efeitos de Absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$	43
2.5	Fotoprodução de Partículas em Interações $\gamma\gamma$ e γh	46
2.6	Produção de Estados Ligados na QED e QCD	48
2.7	Mecanismo de Espalhamento Duplo (DSM)	52
2.8	Conclusões	54
3	PRODUÇÃO SIMPLES E MÚLTIPLA DE DILÉPTONS EM INTERAÇÕES $\gamma\gamma$	55
3.1	Produção de Pares de Léptons	55
3.2	Produção de Múltiplos Estados Abertos	61
3.3	Resultados	63
3.4	Conclusões	65
4	PRODUÇÃO DE ESTADOS LIGADOS DE DILÉPTONS	67
4.1	Estrutura do Muônio Verdadeiro	68
4.2	Produção do Estado Para-Muônio Verdadeiro	68
4.3	Previsões para o RHIC, LHC e FCC	70
4.4	Conclusões	71
5	PRODUÇÃO DUPLA DE MÉSONS VETORIAIS EM INTERAÇÕES $\gamma\mathbb{P}$	73

5.1	Fotoprodução Exclusiva de Mésons Vetoriais	73
5.2	Produção Dupla de Mésons Vetoriais em Colisões Ultraperiféricas	77
5.3	Previsões para o LHC e o FCC	78
5.4	Conclusões	81
6	PRODUÇÃO DUPLA DE PARTÍCULAS EM INTERAÇÕES $\gamma\gamma$ e $\gamma\mathbb{P}$	83
6.1	Produção Associada de Mésons Vetoriais e Diléptons	83
6.2	Produção Associada de Mésons Vetoriais e Estados Ligados de Diléptons	85
6.3	Produção Associada de Mésons Vetoriais e Pseudoescalares	86
6.4	Previsões para o LHC e o FCC	88
6.5	Conclusões	91
7	PRODUÇÃO DUPLA DE MÉSONS E DILÉPTONS COM CAPTURA	93
7.1	Produção de Pares de Léptons com Captura	93
7.2	Produção Associada de Mésons Vetoriais e Dílétrons Bound–Free	98
7.3	Previsões para o LHC	100
7.4	Conclusões	102
8	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	103
A	TRANSFORMAÇÃO GERAL DOS CAMPOS	105
B	ESPECTRO DE FREQUÊNCIAS EQUIVALENTES	107
C	TEORIA DE PERTURBAÇÃO	113
D	PRODUÇÃO EXCLUSIVA NO FORMALISMO DE DIPOLOS	121
D.1	Formalismo de Dipolo de Cor	121
D.2	Funções de Onda do Cone de Luz	124
D.2.1	Funções de Onda do Fóton	124
D.2.2	Funções de Onda de Mésons Vetoriais	126
D.3	Funções Overlap	128
D.4	Amplitude de Espalhamento de Dipolos $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$	129
E	PRODUÇÃO DUPLA DE DILÉPTONS COM CAPTURA	131
E.1	Produção Dupla de Pares e^+e^- com Captura dos Elétrons	131
E.2	Produção de Pares e^+e^- Bound–Free e $\mu^+\mu^-$ Livres	134
E.3	Estimativas para o LHC e o FCC	135
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	137

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Colisões hadrônicas em diferentes parâmetros de impacto b	28
2.2 (a) Partícula carregada em repouso, (b) conforme sua velocidade aproxima-se de c o campo eletromagnético é contraído, tornando-se transverso à direção de movimento da carga, (c) podendo ser pensando como uma nuvem de fótons virtuais $n(\omega)$	29
2.3 A aproximação de fótons equivalentes é ilustrada como diagrama esquemático da colisão relativística de íons pesados, usada para descrever processos eletromagnéticos onde o parâmetro de impacto b é maior que a soma dos raios nucleares.	30
2.4 Partícula com carga q movendo-se com velocidade $v \approx c$ paralela ao eixo- z . . .	31
2.5 (a) Partícula passando por um sistema S . (b) Pulsos de frequências de radiação equivalentes.	32
2.6 Diagramas para ilustrar: (a) o comportamento do campo E_z e (b) o comportamento do campo E_x , no ponto O do referencial do observador, para $\beta \simeq 0$ e $\beta \lesssim 1$	34
2.7 (a) O módulo do fator de forma em função do momento transferido, do núcleo de chumbo Pb , para distribuições realísticas de carga. (b) Dependência em b do fluxo de fótons.	42
2.8 Diagrama esquemático do processo de interação entre dois fótons no plano transversal à direção de movimento dos núcleos iguais. Os núcleos de raios R_1 e R_2 são separados por um parâmetro de impacto \mathbf{b} . Onde \mathbf{b}_1 e \mathbf{b}_2 representam as distâncias entre o ponto de interação P e os centros dos raios dos núcleos. . .	43
2.9 Dependência do fator de absorção com o parâmetro de impacto da colisão \mathbf{b} . . .	45
2.10 Produção de partículas via interações $\gamma\gamma$ ($\gamma\mathbb{P}$), em colisões ultraperiféricas de íons pesados, onde X (Y) denota o estado final produzido.	47
2.11 Níveis de energia do estado ligado positrônio, o qual é formado pelo para elétron–pósitron, em função de J^{PC}	49
2.12 Níveis de energia do estado ligado do charmônio, e seus produtos de decaimento, em função de J^{PC}	51
2.13 Produção dos estados X e X' , devido a duas interações $\gamma\gamma$ em uma mesma colisão hádron–hádron.	52
2.14 Produção dos estados Y e Y' , devido a duas interações $\gamma\mathbb{P}$ na mesma colisão hádron–hádron.	53

2.15	Produção de dois diferentes estados genéricos Y e X , devido as interações $\gamma\mathbb{P}$ e $\gamma\gamma$ em um mesmo evento de colisão hádron-hádron.	54
3.1	Produção simples de pares abertos de léptons via interações $\gamma\gamma$ em colisões ultraperiféricas de íons pesados.	55
3.2	Predições para as distribuições de (a) rapidez e (b) massa invariante, de dimúons com diferentes efeitos de absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$, com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV [50].	58
3.3	Predições para as distribuições de (a) rapidez e (b) massa invariante, de dimúons com diferentes modelos para o fator de forma nuclear $F(q)$, com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV [50].	58
3.4	Distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção de $\mu^+\mu^-$ via $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV, em comparação com os dados da Colaboração ATLAS [55] (painéis superiores). Distribuições de pequena e grande massa invariante para a produção de e^+e^- via $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 2,76$ TeV, em comparação com os dados da Colaboração ALICE [56] (painéis inferiores).	59
3.5	Diagramas esquemáticos para a produção simultânea de pares (a) elétron e múon, (b) elétron e tau, e (c) múon e tau.	61
3.6	Diagrama para produção simultânea dos três tipos de pares de léptons.	62
3.7	Comportamentos dos valores da probabilidade dependente do parâmetro de impacto b , para produção de pares duplos e^+e^- (à esquerda) e $\mu^+\mu^-$ (à direita), em colisões $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC.	64
3.8	Comportamentos dos valores da probabilidade dependente do parâmetro de impacto b , para produção de pares duplos (à esquerda) e triplos (à direita), em colisões $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC.	65
4.1	Produção do estado para-muônio verdadeiro, via interações $\gamma\gamma$, em colisões ultraperiféricas $PbPb$	67
4.2	Distribuição da rapidez para a produção do para-TM por interações $\gamma\gamma$ em colisões ultraperiféricas $PbPb$	70
5.1	Um dos quatro diagramas que contribuem para a fotoprodução associada J/Ψ e ϕ em colisões ultraperiféricas $PbPb$, em interações fóton-Pomenron ($\gamma\mathbb{P}$).	77
5.2	Dependência energética da seção de choque total para a fotoprodução associada de ϕ J/Ψ em colisões ultraperiféricas $PbPb$ (linha sólida). As previsões para outras combinações de mésons vetoriais no estado final também são apresentadas para comparação.	79

5.3	Distribuições de rapidez para a produção de $\phi/J/\Psi$ em colisões ultraperiféricas $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC, considerando as faixas de rapidez cobertas pelos detectores ALICE (painéis superiores) e LHCb (painéis inferiores). Nos painéis esquerdo (direito), a rapidez do méson J/Ψ (ϕ) é considerada constante e a dependência da rapidez do méson ϕ (J/Ψ) é analisada.	80
6.1	Produção dupla de partículas por interações $\gamma\mathbb{P}$ e $\gamma\gamma$, em colisões ultraperiféricas $PbPb$	83
6.2	Distribuições de rapidez para a produção dupla de partículas via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$ na energia do LHC considerando diferentes combinações de estados finais. Os resultados são derivados assumindo que a rapidez de um dos estados finais é constante e a dependência da rapidez da outra partícula é analisada.	88
6.3	Distribuições de rapidez em 3D para a produção dupla de partículas via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$, na energia do LHC. Considerando diferentes combinações de estados finais.	90
6.4	Distribuição de rapidez para a produção associada de dimúons e J/Ψ (ϕ) no painel da esquerda (direita), considerando energias do LHC dada pela curva pontilhada em azul e do FCC, curva cheia em preto.	91
7.1	Diagrama esquemático de Feynman para a produção do par elétron–pósitron <i>bound-free</i> via interações fóton–fóton em colisões ultraperiféricas de íons pesados.	94
7.2	Produção dupla do méson vetorial (J/Ψ ou ϕ) e do par e^+e^- , no qual acontece a captura do elétron por um dos núcleos.	99
7.3	Distribuição de rapidez dos mésons vetoriais, assumindo que eles são produzidos em associação com o processo e^+e^- <i>bound-free</i> via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$, na energia do LHC. Os resultados são obtidos pela integração sobre a rapidez do pósitron.	101
C.1	A razão $\mathcal{F}(q)/\mathcal{F}(0)$ dependente da variável q , para a produção de ambos os pares: (a) e^+e^- e (b) $\mu^+\mu^-$, em colisões $PbPb$ nas energias do LHC. (Aqui, λ_c representa o comprimento de onda Compton do elétron e do múon).	118
D.1	Processo $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$ no formalismo de dipolo de cor.	122
E.1	Produção dupla de pares e^+e^- <i>bound-free</i> , em colisões ultraperiféricas $PbPb$ via interações $\gamma\gamma$, com captura dos elétrons pelo mesmo íon.	132
E.2	Produção dupla de pares e^+e^- <i>bound-free</i> , em colisões ultraperiféricas $PbPb$ via interações $\gamma\gamma$, onde cada íon captura um elétron.	133
E.3	Mecanismo de espalhamento duplo para produção de pares $[e^+e^-]$ <i>bound-free</i> e $\mu^+\mu^-$ livres, em colisões ultraperiféricas de íons de chumbo.	135

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Parâmetros e limites cinemáticos para processos fóton–fóton e fóton–hádron no RHIC e no LHC.	48
3.1 Valores da seção de choque total para produção de pares simples de léptons, em colisões $AuAu$ no RHIC, e colisões $PbPb$ no LHC e FCC.	60
3.2 Seção de choque total para produção dos pares de léptons (e^\pm, μ^\pm, τ^\pm) separadamente, em energias 200 GeV, 5500 GeV e 39000 GeV, dos colisores RHIC, LHC e FCC, respectivamente.	63
3.3 Número de eventos por ano, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.	63
4.1 Seções de choque para a produção do muônio verdadeiro, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, considerando diferentes faixas de rapidez e valores distintos de energia de centro de massa. (Valores em μb)	71
5.1 Parâmetros do modelo Gaus–LC para os mésons vetoriais ρ, ϕ e J/Ψ	75
5.2 Seções de choque totais em μb para a produção associada de ϕ e J/Ψ em colisões ultraperiféricas $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC, considerando faixas de rapidez distintas para os mésons no estado final.	80
6.1 Seções de choque totais (em nb) para a produção dupla de partículas via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC, considerando diferentes combinações de estados finais e faixas de rapidez distintas para as partículas produzidas.	92
7.1 Seção de choque total para produção de pares elétron–pósitron com captura, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.	97
7.2 Seções de choque totais (em nb) para a produção associada de J/Ψ e ϕ com pares e^+e^- <i>bound-free</i> em colisões ultraperiféricas $PbPb$ (com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV) considerando faixas de rapidez distintas para o méson vetorial.	102
C.1 Valores dos parâmetros obtidos a partir de ajustes nos dados calculados por técnicas de Monte Carlo, para produção de pares de léptons.	118
D.1 Parâmetros dos modelos Gaus–LC e Boosted Gaussian para os mésons vetoriais ϕ e J/Ψ	128
D.2 Parâmetros do modelo bCGC.	130

E.1	Seção de choque total para produção dupla de pares de léptons com captura, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.	136
E.2	Número de eventos por ano, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.	136

1 INTRODUÇÃO

Com o advento do Grande Colisor de Hádrons (*Large Hadron Collider* – LHC) e a perspectiva de colisões de íons no Futuro Colisor Circular (*Future Circular Collider* – FCC), o estudo nesses colisores de processos induzidos por fótons ampliou-se grandemente. Em anos recentes, diversos estudos teóricos e experimentais demonstraram que o LHC e o FCC também podem ser considerados colisores fóton–hádron (γh) e fóton–fóton ($\gamma\gamma$), o que nos permite estudar as interações induzidas por fótons em uma nova faixa cinemática, e sondar, por exemplo, a distribuição nuclear de glúons, a dinâmica das interações fortes, a existência do Odderon¹, o mecanismo de produção de quarkonium e o fluxo de fótons dos hádrons incidentes. Para um artigo de revisão recente veja a Ref. [1].

Em particular, a grande luminosidade de fótons no estado inicial das colisões ultra-periféricas de íons pesados permite estudar a produção de múltiplas partículas, como múltiplos pares de léptons e pares de mésons. Embora alguns autores tenham abordado este tópico recentemente, a literatura associada ainda é pequena e o formalismo para tratar esses processos ainda encontra-se em construção, o que motivou o estudo desenvolvido neste projeto de doutorado.

Como passo inicial deste estudo, realizamos uma análise detalhada da produção simples de estados abertos de diléptons e revisamos o formalismo para a produção múltipla. Além disso, investigamos a produção de estados ligados de diléptons e nossos resultados foram publicados na Ref. [2], os quais serão revisados no Capítulo 4. Essas análises lançaram as bases para nossas investigações sobre a produção dupla de mésons vetoriais e sua produção associada a diferentes estados de partículas.

Os estudos realizados nas Refs. [3,4] estimaram a produção dupla de mésons em interações fóton–fóton e fóton–hádron e demonstraram que estes processos podem ser estimados em colisões hadrônicas no LHC. Em particular, a Ref. [3] estudou a produção dupla de mésons vetoriais em interações $\gamma\gamma$ e demonstrou que a análise deste processo é viável em colisões hadrônicas, principalmente em colisões pp , e que seu estudo pode ser útil para restringir a dinâmica da cromodinâmica quântica (*Quantum Chromodynamics* – QCD) em altas energias. Por outro lado, a Ref. [4] demonstrou que dois mésons podem ser produzidos em interações γh se ocorrer um espalhamento duplo em um mesmo evento. O tratamento deste mecanismo de espalhamento duplo (*Double Scattering Mechanism* – DSM) para interações $\gamma\gamma$ em colisões de íons foi proposto originalmente na Ref. [5] e a produção dupla de ρ foi discutida em detalhes na Ref. [6]. Tais resultados demonstraram que a contribuição do mecanismo de espalhamento duplo é importante para altas energias, o que motivou a

¹Em QCD perturbativa, o Odderon é um estado singleto composto por dois glúons reggeizados.

análise mais detalhada deste processo realizada na Ref. [4], onde demonstrou-se que a produção de $\rho\rho$ e $J/\Psi J/\Psi$ em colisões ultraperiféricas $PbPb$ é dominada pelo mecanismo de espalhamento duplo, enquanto o mecanismo de dois fótons domina em colisões pp . Além disso, os resultados apresentados na Ref. [4] indicaram que a análise da produção de $\rho J/\Psi$ no LHC pode ser útil para restringir o mecanismo de duplo espalhamento.

O processo de produção dupla de mésons será abordado no Capítulo 5 e nossos resultados foram publicados na Ref. [7], fortemente motivado pela perspectiva da Colaboração LHCb de obter dados para a produção do estado final $\phi J/\Psi$ nos próximos anos [8].

Por outro lado, os estudos realizados por Serbo e colaboradores nas Refs. [9–11] demonstraram que a produção de múltiplos léptons, com e sem a captura de elétrons, torna-se significativa no LHC, o que torna possível nossa compreensão das colisões ultraperiféricas. Além disso, apontaram que os processos com captura podem degradar de forma significativa a luminosidade das colisões de íons pesados no LHC e futuros colisores. Entretanto, tais resultados foram derivados considerando expressões assintóticas, limitando a precisão de suas predições. Uma das motivações de nosso estudo deste formalismo é obter predições mais realísticas para estes processos no LHC e derivar predições para o FCC [12].

Esta tese está organizada da seguinte forma:

Nos Capítulos 2 e 3, realizamos uma revisão teórica e reprodução de resultados relacionados à produção simples e múltipla de diléptons. Esses capítulos apresentam conceitos essenciais para a produção de diléptons em colisões ultraperiféricas. Discutimos o método de fótons equivalentes, uma ferramenta fundamental no estudo de processos induzidos por fótons. Além disso, exploramos a possibilidade de formação de estados ligados na eletrodinâmica quântica (*Quantum Electrodynamics* – QED) e na QCD. Também é apresentando o formalismo utilizado para estimar a probabilidade de produção dupla.

No Capítulo 4, concentramos nossa atenção na produção de estados ligados de diléptons, revisamos o formalismo e apresentamos os resultados publicados na Ref. [2].

No Capítulo 5, introduzimos o formalismo para estimar a produção exclusiva de mésons vetoriais em interações fóton–Pomeron, e realizamos uma análise da produção dupla de mésons, cujos resultados foram publicados na Ref. [7].

No Capítulo 6, estendemos nossos estudos anteriores para investigar a produção associada de mésons vetoriais com um méson pseudoescalar, com um estado ligado de dilépton e com pares de léptons livres. Nossos resultados foram publicados na Ref. [13].

No Capítulo 7, exploramos a possibilidade de produção simultânea de mésons vetoriais e pares elétron–pósitron, considerando a captura do elétron por um dos núcleos em colisão. Revisamos o formalismo para tratar a produção simples de diléptons com captura, e apresentamos nossas predições que formam a base da Ref. [12].

Por fim, no Capítulo 8, apresentamos nossas conclusões e perspectivas.

2 CONCEITOS BÁSICOS

Este capítulo é dedicado à revisão teórica de conceitos fundamentais, essenciais para a compreensão das colisões ultraperiféricas de íons pesados [14–20], que é o foco principal deste trabalho. Os processos induzidos por fótons podem ser estudados dentro do método de Weizsäcker–Williams. Este método explora a equivalência entre os campos elétrico e magnético de uma partícula carregada, movendo-se próximo à velocidade da luz e os campos do pulso de radiação de uma onda plana polarizada. Este é amplamente utilizado para descrever as interações entre fótons virtuais, gerados por íons carregados ultra-relativísticos.

Neste capítulo, abordamos a transformação dos campos eletromagnéticos gerados por uma carga ao passarem de um referencial inercial para outro. Em seguida, realizamos a derivação semi-clássica da aproximação de fótons equivalentes. Desta forma, obtemos o fluxo de fótons dependentes do parâmetro de impacto, os quais são determinados pela modelagem do fator de forma nuclear. Esse fator de forma, por sua vez, é a transformada de Fourier da função de distribuição de cargas nos núcleos.

Além disso, destacamos a importância de utilizar um fator de forma adequado para descrever a distribuição de cargas dentro dos núcleos. Apresentamos diferentes modelos para tratar os efeitos de absorção, necessários para garantir que estamos considerando apenas colisões ultraperiféricas. Em seguida, discutimos a expressão geral da seção de choque para a produção de estados finais genéricos, via interações fóton–fóton e fóton–hádrons. Também exploramos a possibilidade de produção de estados ligados na QED e na QCD, e apresentamos o mecanismo de espalhamento duplo, que serão objetos de estudo nesta tese.

2.1 Colisões Ultraperiféricas

As colisões hadrônicas podem ser classificadas como: centrais, periféricas e ultraperiféricas, dependendo do parâmetro de impacto da colisão (ver Figura 2.1). Colisões centrais e periféricas são aquelas em que ocorre sobreposição entre os hádrons, podendo levar a quebra de ambos. Esses processos são geralmente estudadas dentro da teoria da cromodinâmica quântica (*Quantum Chromodynamics* – QCD), pois são dominados pelas interações fortes.

Por outro lado, em colisões ultraperiféricas, caracterizadas pelo parâmetro de impacto maior que a soma dos raios dos hádrons em colisão, os hádrons não se sobrepõem significativamente, mantendo uma grande distância de aproximação. Nesse regime, as interações nucleares fortes podem ser fortemente suprimidas, uma vez que a influência da força forte, embora seja a mais intensa das interações fundamentais, diminui rapidamente com o au-

mento da distância. Em contraste, a força eletromagnética, mediada pela troca de fótons, possui alcance infinito e não diminui tão rapidamente com a distância. Portanto, em colisões ultraperiféricas, as interações eletromagnéticas predominam sobre as interações fortes.

Neste trabalho, estamos interessados apenas em colisões ultraperiféricas, nas quais os hádrons permanecem intactos ao final do processo. Isto implica que focaremos em interações mediadas por partículas singleto de cor, como o fóton e o Pomeron, sendo este previsto pela QCD e podendo ser descrito como sendo uma combinação de dois glúons em uma configuração de cor nula. Nos últimos anos, esses processos foram amplamente investigados no Colisor Relativístico de Íons Pesados (*Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC*) e no LHC, com resultados experimentais que corroboram o entendimento do Modelo Padrão, e vinculam a magnitude dos efeitos previstos por diversos cenários da Nova Física (para um recente artigo, consulte, por exemplo, a Ref. [20]).

Este capítulo apresenta os conceitos básicos para descrever colisões ultraperiféricas em interações fóton–fóton ($\gamma\gamma$) e fóton–hádron (γh). Na próxima seção, realizaremos uma breve derivação da aproximação de fótons equivalentes, uma vez que essa abordagem é de especial interesse para tratar processos induzidos por fótons.

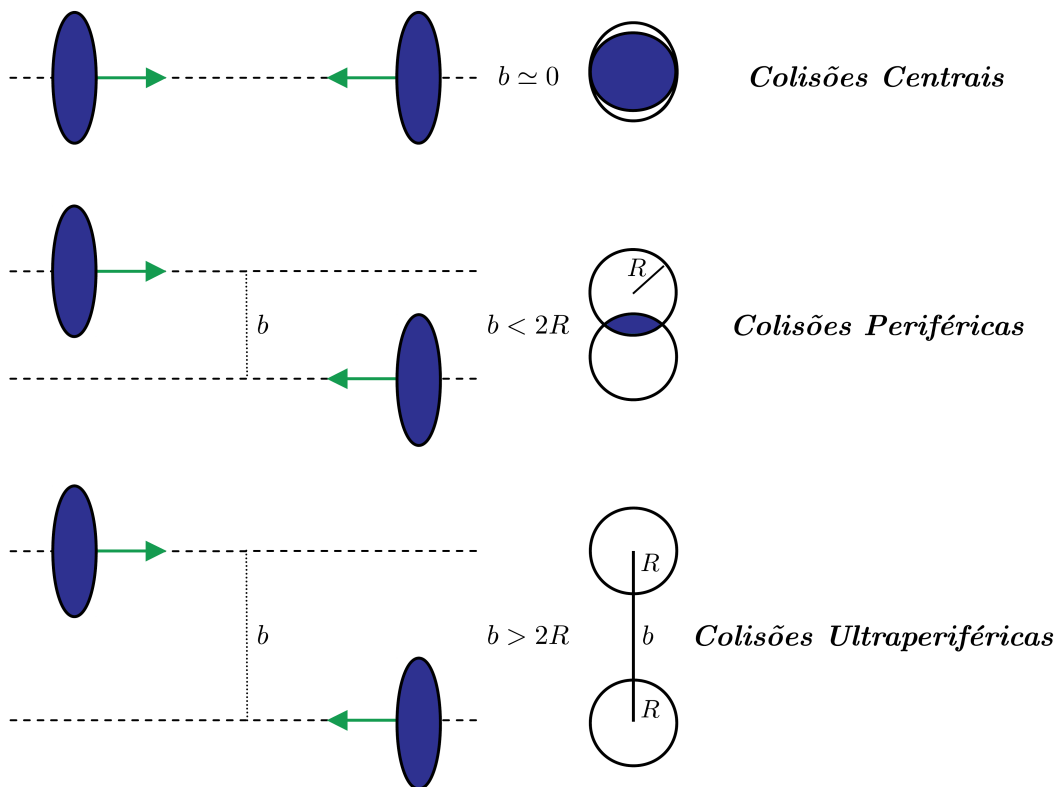


Figura 2.1 - Colisões hadrônicas em diferentes parâmetros de impacto b .

2.2 Aproximação de Fótons Equivalentes

A aproximação de fótons equivalentes foi desenvolvida pela primeira vez em 1924 por Enrico Fermi [21]. Nesse método, o campo eletromagnético gerado por uma partícula carregada em movimento é tratado como uma nuvem de fótons quase reais. Posteriormente, em 1935, Weizsäcker [22] e Williams [23] estenderam essa abordagem, utilizando o formalismo da mecânica quântica, para calcular interações entre partículas carregadas ultra-relativísticas. O método de fótons equivalentes continua sendo uma ferramenta importante para calcular seções de choque em diversos processos eletromagnéticos [24, 25], e é amplamente utilizado na literatura atual (ver, por exemplo, as Refs. [17, 18, 26]).

Quando uma partícula carregada move-se com uma velocidade próxima à velocidade da luz ($v \approx c$), em relação a um referencial de repouso, o campo eletromagnético gerado por essa carga torna-se transversal à direção do movimento, assemelhando-se ao campo eletromagnético associado à luz. Na aproximação de fótons equivalentes, podemos substituir o efeito desse campo transversal pelo conceito de um fluxo de fótons virtuais $n(\omega)$, associados à carga, como ilustrado na Figura 2.2.

A Figura 2.3 fornece uma representação esquemática de dois núcleos contraídos, movendo-se em direção um ao outro, com velocidades ultra-relativísticas. Nessas condições, os campos eletromagnéticos intensos, gerados pelos núcleos, podem ser tratados como uma nuvem de fótons virtuais. Durante a colisão, esses fótons podem interagir entre si ou com o outro núcleo, e a interação eletromagnética pode ser descrita em termos do fluxo de fótons equivalentes associado a cada um dos núcleos.

Nas próximas subseções, apresentamos uma derivação semi-clássica do espectro de fótons

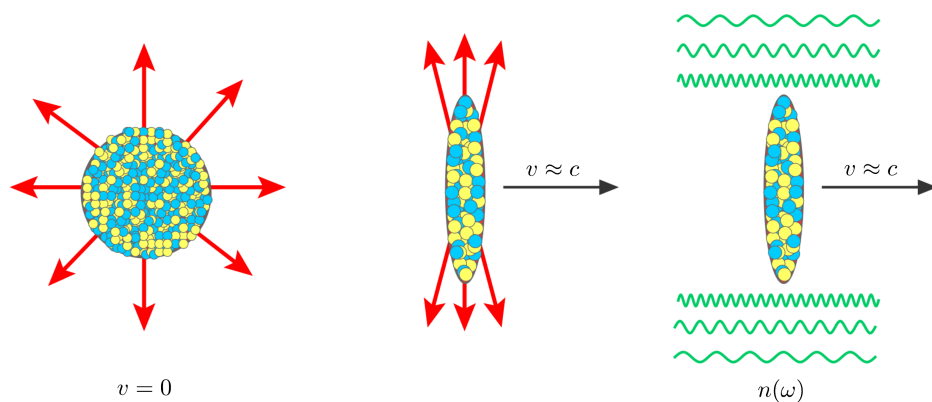


Figura 2.2 - (a) Partícula carregada em repouso, (b) conforme sua velocidade aproxima-se de c o campo eletromagnético é contraído, tornando-se transversal à direção de movimento da carga, (c) podendo ser pensado como uma nuvem de fótons virtuais $n(\omega)$.

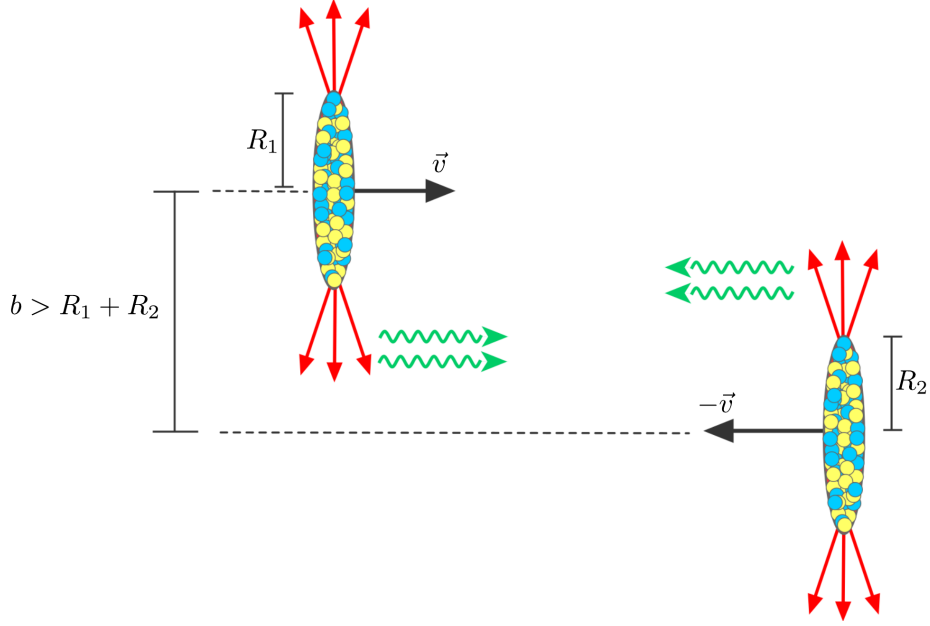


Figura 2.3 - A aproximação de fótons equivalentes é ilustrada como diagrama esquemático da colisão relativística de íons pesados, usada para descrever processos eletromagnéticos onde o parâmetro de impacto b é maior que a soma dos raios nucleares.

equivalentes, seguindo a abordagem descrita nas Refs. [15, 27, 28]. Primeiro, analisamos como os campos elétrico e magnético de uma partícula relativística carregada, se transformam em diferentes referenciais. Em seguida, obtemos uma relação entre os pulsos de frequências equivalentes, devido aos campos da carga, e o número de fótons equivalentes. Por fim, expressamos o fluxo de fótons para uma distribuição realista de cargas.

2.2.1 Transformação dos Campos Eletromagnéticos

Consideramos dois sistemas de referenciais inerciais, K e K' , conforme representados na Figura 2.4. Os eixos z e z' são paralelos, e o sistema K' se move com velocidade $\mathbf{v} = v\hat{\mathbf{z}}$ em relação a K . Usando as transformações explícitas fornecidas em [27, 28], podemos escrever os campos no sistema K' , percebidos por K , da seguinte forma:

$$\begin{cases} E_x = \gamma(E'_x + \beta B'_y), & B_x = \gamma(B'_x - \beta E'_y), \\ E_y = \gamma(E'_y - \beta B'_x), & B_y = \gamma(B'_y + \beta E'_x), \\ E_z = E'_z, & B_z = B'_z. \end{cases} \quad (2.1)$$

As transformações inversas são obtidas trocando as variáveis com e sem linha e fazendo

$\beta \rightarrow -\beta$, resultando em:

$$\begin{cases} E'_x = \gamma(E_x - \beta B_y), & B'_x = \gamma(B_x + \beta E_y), \\ E'_y = \gamma(E_y + \beta B_x), & B'_y = \gamma(B_y - \beta E_x), \\ E'_z = E_z, & B'_z = B_z. \end{cases} \quad (2.2)$$

Para cálculos detalhados da transformação geral dos campos, consulte o Apêndice A. A fim de calcular o espectro de radiação equivalente associado aos campos, vamos analisar uma partícula de carga q em repouso na origem do seu referencial K' . Quando vista do referencial K , essa partícula move-se com velocidade próxima à da luz ao longo do eixo z , e passa por um ponto de observação O (representado por outra partícula) no referencial K .

No instante $t = t' = 0$, as origens dos dois sistemas de coordenadas coincidem, e a carga está a uma distância mínima b do observador. De acordo com as transformações de Lorentz, as coordenadas temporais estão relacionadas por $t' = \gamma(t - vz) = \gamma t$. O eixo z foi definido como sendo zero porque o ponto O , em relação à origem do referencial K , tem coordenadas $(b, 0, 0)$, e as coordenadas espaciais da carga q em função do tempo são $(0, 0, vt)$.

Como os sistemas K e K' diferem apenas por um *boost* de Lorentz ao longo do eixo z , e o parâmetro de impacto b é o mesmo em ambos os referenciais, os campos transformados

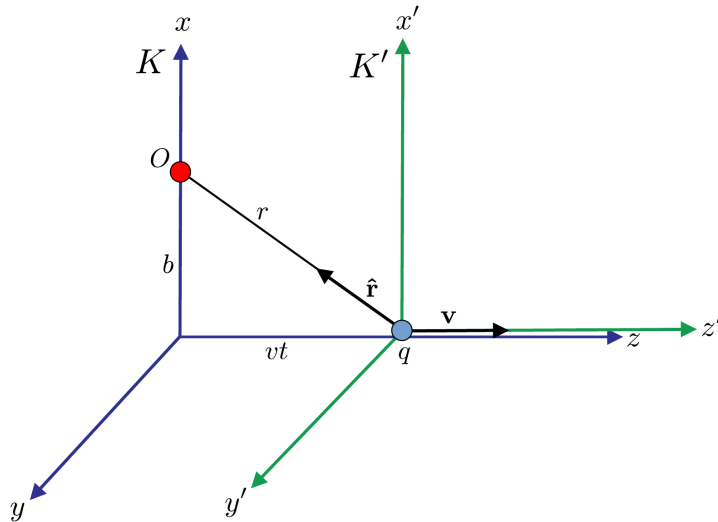


Figura 2.4 - Partícula com carga q movendo-se com velocidade $v \approx c$ paralela ao eixo- z .

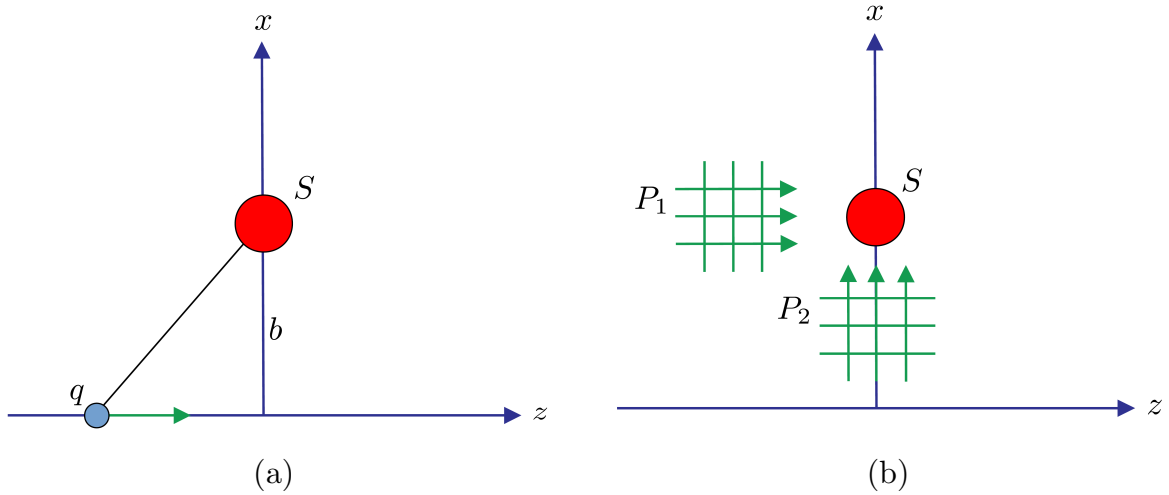


Figura 2.5 - (a) Partícula passando por um sistema S . (b) Pulsos de frequências de radiação equivalentes.

não nulos percebidos por O são:

$$\begin{cases} E_x(\mathbf{r},t) = \frac{q\gamma b}{r^3} \\ E_z(\mathbf{r},t) = -\frac{q\gamma vt}{r^3} \\ B_y(\mathbf{r},t) = \beta E_x, \end{cases} \quad (2.3)$$

onde a distância $r = r(t) = \sqrt{b^2 + (\gamma vt)^2}$, entre o observador e a partícula, é expressa inteiramente em termos das coordenadas do sistema K . Observamos que o campo eletromagnético transformado contém duas componentes elétricas além de uma componente magnética. Nosso objetivo é aproximar esses campos de uma carga relativística, conforme obtido em (2.3), como pulsos equivalentes de uma onda plana de radiação eletromagnética.

Quando $\beta \rightarrow 1$, a magnitude do campo magnético e a componente x do campo elétrico, tornam-se da mesma ordem de grandeza ($B_y \approx E_x$), uma vez que o campo magnético é suprimido pelo fator β . De fato, em movimento relativístico, os campos $\mathbf{E}_1 = E_x \hat{\mathbf{x}}$ e $\mathbf{B} = B_y \hat{\mathbf{y}}$ são ortogonais. Isso significa que $\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{B} = 0$, e $\mathbf{E}_1^2 - \mathbf{B}^2 \rightarrow 0$, ou seja, eles são perpendiculares entre si e podem ser representados pelo pulso P_1 deslocando-se na direção longitudinal (consulte a Figura 2.5). Entretanto, o campo elétrico na direção z não é acompanhado pelo campo magnético correspondente. No entanto, podemos acrescentar uma componente magnética nas equações dos campos, e tratar P_2 como um pulso de onda plana [29].

No que diz respeito ao transporte de energia por radiação, a grandeza dinâmica de suma

importância é o vetor de Poynting $\mathbf{S}(\mathbf{r},t)$. Este vetor representa a densidade de fluxo de energia, ou seja, a energia que flui através de uma superfície perpendicular a S por unidade de área e unidade de tempo, transportada pela onda eletromagnética. Inserindo os campos elétrico e magnético no referencial de repouso K do observador, obtemos o vetor de Poynting da seguinte maneira:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} = E_x B_y \hat{\mathbf{z}} + E_z B_y \hat{\mathbf{x}}. \quad (2.4)$$

A componente do vetor de Poynting ao longo do eixo z , corresponde a um pulso agudo de radiação eletromagnética no ponto O ,

$$\mathbf{S}_1 = E_x B_y \hat{\mathbf{z}} = \mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}. \quad (2.5)$$

Em altas energias, o valor máximo do campo elétrico transversal, obtido para $t = 0$, é $E_x = \gamma q/b^2$. Assim, o intervalo de tempo Δt , no qual os campos (2.3) assumirão valores relevantes no ponto O , é quando os denominadores das equações possuem a mesma ordem de grandeza, isto implica que $b^2 \simeq \gamma^2 v^2 (\Delta t)^2$. Portanto, para $\gamma \gg 1$, esses campos atuarão durante um intervalo de tempo muito curto, da ordem de:

$$\Delta t \simeq \frac{b}{\gamma v}. \quad (2.6)$$

A fim de incluir efeitos quadráticos em E_z , que não desapareceriam após a média no intervalo Δt , introduzimos uma componente de campo magnético artificial [27]:

$$\mathbf{B}_{art.} = -\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{E} = -E_z \hat{\mathbf{y}}. \quad (2.7)$$

Essa componente origina um segundo pulso:

$$\mathbf{S}_2 = E_z \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{B}_{art.} = (E_z)^2 \hat{\mathbf{x}}. \quad (2.8)$$

O campo elétrico longitudinal E_z varia rapidamente de positivo para negativo, e sua integral ao longo do tempo é igual a zero. Portanto, a resposta do observador no ponto O ao campo longitudinal é nula, e apenas os campos transversais E_x e B_y serão percebidos (ver Figura 2.6). Se $\beta \simeq 1$, então $B_y \simeq E_x$, e esses campos serão percebidos como sendo transversais à direção de movimento e mutuamente perpendiculares. Consequentemente, para este observador, os campos elétrico e magnético de uma carga movendo-se aproxi-

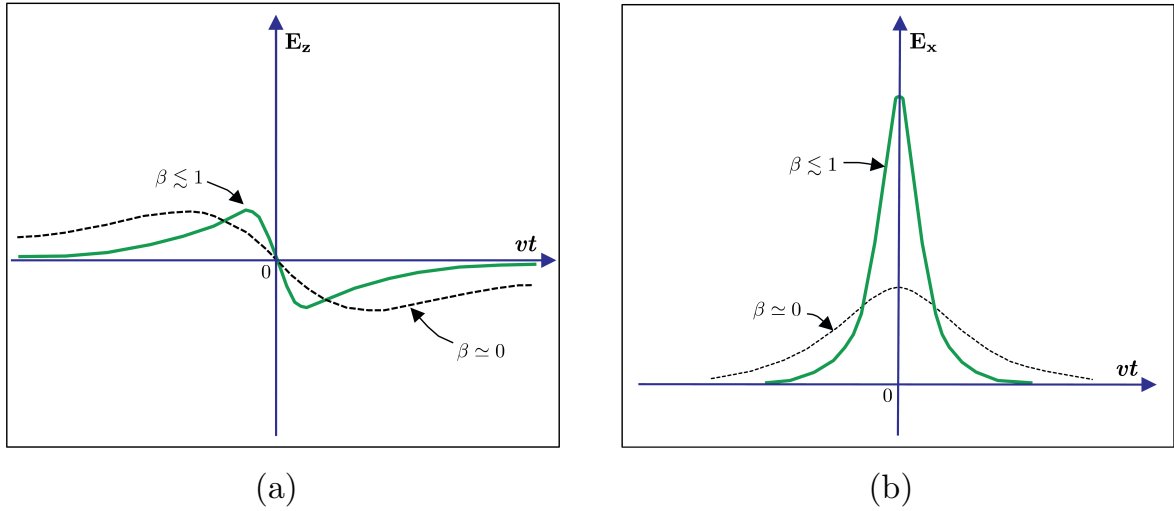


Figura 2.6 - Diagramas para ilustrar: (a) o comportamento do campo E_z e (b) o comportamento do campo E_x , no ponto O do referencial do observador, para $\beta \approx 0$ e $\beta \approx 1$.

madamente na velocidade da luz, são indistinguíveis dos campos de um pulso de radiação de uma onda plana polarizada que se propaga na mesma direção da carga.

Além disso, introduzir o campo magnético artificial $\mathbf{B}_{art.}$ para descrever o segundo pulso P_2 é uma aproximação aceitável, a qual se baseia em algumas suposições adicionais. Assumimos que o ponto de observação O , em seu referencial de repouso, é composto por partículas não relativísticas, que reagem essencialmente às forças elétricas, cuja resposta a um campo magnético possa ser desprezada. Mesmo que as partículas em O possam ser influenciadas por forças magnéticas, o pulso P_2 terá importância reduzida em quaisquer circunstâncias [27]. Veremos a seguir que, no limite ultra-relativístico, o efeito do segundo pulso é fortemente suprimido.

2.2.2 Derivação do Fluxo de Fótons Equivalentes para uma Carga Pontual

Na subseção anterior, interpretamos os campos eletromagnéticos como pulsos de radiação equivalentes P_1 e P_2 . Agora vamos determinar o espectro de radiação equivalente, para isso precisamos calcular o espectro de frequência $I(\omega, b)$, que representa a quantidade de energia incidente sobre o alvo por unidade de área e por intervalo unitário de frequência dos pulsos.

Usando equações que relacionam os vetores de Poynting e cada espectro de frequência do pulso,

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \int d^2b S(t, b) = \int_0^{\infty} d\omega \int d^2b I(\omega, b), \quad (2.9)$$

obtemos os espectros de frequência I_1 e I_2 ,

$$I_1(\omega, b) = 2|E_x(\omega, b)|^2, \quad (2.10)$$

$$I_2(\omega, b) = 2|E_z(\omega, b)|^2, \quad (2.11)$$

onde $E(\omega)$ é a transformada de Fourier do campo elétrico do pulso de radiação, cujos detalhes estão no Apêndice B. A forma explícita de $E(\omega)$ (em unidades de Heaviside-Lorentz) com o limite eletromagnético ($m \rightarrow 0$) e com a condição ultra-relativística ($v = c\beta$), é

$$E_{\perp}(\omega) \equiv E_x(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{Ze}{b\beta} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{b\omega}{\gamma\beta} K_1\left(\frac{b\omega}{\gamma\beta}\right), \quad (2.12)$$

$$E_{\parallel}(\omega) \equiv E_z(\omega) = -\frac{i}{4\pi} \frac{Ze}{b\gamma\beta} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{b\omega}{\gamma\beta} K_0\left(\frac{b\omega}{\gamma\beta}\right) \quad (2.13)$$

onde E_{\perp} representa a componente perpendicular ao movimento da carga e E_{\parallel} a componente longitudinal. É importante destacar que o fator $1/\gamma$ na equação (2.13) faz diferença significativa quando consideramos o limite ultra-relativístico, pois, com o aumento de γ , esse termo se torna subdominante.

Os pulsos equivalentes P_1 e P_2 têm espectro de frequência dados por:

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{Ze}{\pi\beta}\right)^2 \frac{1}{b^2} \left(\frac{b\omega}{\gamma\beta}\right)^2 K_1^2\left(\frac{b\omega}{\gamma\beta}\right), \quad (2.14)$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{Ze}{\pi\beta}\right)^2 \frac{1}{b^2} \left(\frac{b\omega}{\gamma\beta}\right)^2 K_0^2\left(\frac{b\omega}{\gamma\beta}\right). \quad (2.15)$$

Essas equações incorporam a intensidade desses pulsos por meio de funções de Bessel modificadas (K_0 e K_1) [28]. A dependência entre os espectros de frequência calculados e o espectro de fótons equivalentes dependente do parâmetro de impacto $N(\omega, b)$, é expressa por:

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} [I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)]. \quad (2.16)$$

Geralmente, utiliza-se uma constante de estrutura fina $\alpha_{em} \simeq 1/137$ em vez da carga de um elétron, sendo que $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$. Além disso, ao definir $u = \omega b/\gamma\beta$, obtemos a forma

final do fluxo de fótons virtuais para uma carga pontual:

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \beta^2} \frac{1}{\omega} \frac{1}{b^2} u^2 \left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(u) \right]. \quad (2.17)$$

É importante notar que a unidade dos fluxos de fótons equivalentes é $\text{GeV}^{-1} \text{fm}^{-2}$, ou simplesmente GeV . Novamente, ressaltamos que essa expressão é válida apenas no limite em que $v \approx c$, onde as componentes longitudinais do campo eletromagnético podem ser negligenciadas. Além disso, vale destacar que o espectro de fótons depende quadraticamente do número de carga nuclear Z .

2.2.3 Derivação da Distribuição de Fótons Equivalentes para uma Distribuição Realística de Cargas

Anteriormente, obtivemos a expressão para o fluxo de fótons equivalentes, dependente da energia do fóton e do parâmetro de impacto, para um núcleo pontual. Essa expressão é válida apenas para distâncias maiores que o raio nuclear. No entanto, quando as distâncias de interesse são da ordem do raio nuclear, não podemos negligenciar o fato de que o núcleo não é pontual. Nesta subseção, seguiremos os cálculos realizados nas Refs. [15, 28], para derivar uma expressão para o fluxo de fótons considerando uma distribuição realista de cargas.

Para determinar a distribuição clássica de fótons, começamos calculando o campo eletromagnético gerado por uma distribuição de carga que se move com $v \approx c$, em uma trajetória reta. O quadripotencial do campo A^μ , composto pelos potenciais escalar Φ e vetor \mathbf{A} , pode ser escrito como:

$$A^\mu = (\Phi, \mathbf{A}). \quad (2.18)$$

Da mesma forma, a quadricorrente J^μ , composta pela densidade de carga ρ e a densidade de corrente \mathbf{J} , é definida como:

$$J^\mu = (\rho, \mathbf{J}). \quad (2.19)$$

No referencial de repouso do observador, no sistema K , a equação de Maxwell no calibre de Lorentz, impondo $\partial_\mu A^\mu = 0$, pode ser escrita como:

$$\partial_\nu \partial^\nu A^\mu(x) = J^\mu(x). \quad (2.20)$$

Por outro lado, no referencial K' , em que a carga está em movimento relativístico, a densidade de corrente no espaço de posição, é expressa como o produto da densidade de carga pela velocidade da carga:

$$j'^{\mu}(x') = \rho(|\mathbf{x}'|)u'^{\mu}. \quad (2.21)$$

Aqui, a quadri-velocidade da distribuição de carga tem componentes $u'^{\mu} = (1, 0, 0, 0)$ no referencial K' , onde a carga está em repouso, e componentes $u^{\mu} = \gamma(1, 0, 0, \beta)$ no referencial K , que é o referencial do ponto de observação. Além disso, definiremos o quadrimomento do fóton como $k'^{\nu} = (\omega', \mathbf{k}')$ no referencial K' e $k^{\nu} = (\omega, \mathbf{k})$ no referencial K .

Realizando a transformada de Fourier do espaço de posição para o espaço de momento, escrevemos

$$\begin{aligned} J'^{\mu}(k') &= \int_{-\infty}^{\infty} d^4x' e^{ik'x'} J'^{\mu}(x') \\ &= 2\pi\delta(\omega')\rho(|\mathbf{k}'|)u'^{\mu} \\ &= 2\pi\delta(k' \cdot u')\rho(\sqrt{-k^2})u'^{\mu}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Essa transformada nos fornece o campo da Equação (2.20) no espaço de momento, como segue:

$$(-k^2)A^{\mu}(k) = J^{\mu}(k). \quad (2.23)$$

Inserindo a solução da densidade de corrente dada em (2.22) na equação (2.23), obtemos o quadripotencial

$$\begin{aligned} A^{\mu}(k) &= -2\pi\delta(k \cdot u)\frac{\rho(\sqrt{-k^2})}{k^2}u^{\mu} \\ &= -2\pi\delta(k \cdot u)Ze\frac{F(-k^2)}{k^2}u^{\mu}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

Identificamos o fator de forma nuclear eletromagnético $F(-k^2)$ como sendo a transformada de Fourier da densidade de carga $\rho(\sqrt{-k^2})$ dividido pela carga Ze . A função delta $\delta(k \cdot u)$ reforça a transversalidade dos fótons,

$$\gamma(\omega - \beta k_z) = 0, \quad (2.25)$$

onde podemos escrever o argumento do fator de forma como:

$$-k^2 = -\omega^2 + k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (2.26)$$

Pela equação (2.25) obtemos $k_z = \omega/\beta$ e escrevendo as componentes transversais como $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, logo

$$-k^2 = -\omega^2 + \frac{\omega^2}{\beta^2} + k_\perp^2. \quad (2.27)$$

Tomando o limite ultra-relativístico $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, portanto, $-1/\gamma^2 = \beta^2 - 1$, podemos reescrever a equação anterior, como

$$\begin{aligned} -k^2 &= \frac{-\omega^2\beta^2 + \omega^2}{\beta^2} + k_\perp^2 \\ &= \frac{-\omega^2(\beta^2 - 1)}{\beta^2} + k_\perp^2 \\ &= \frac{\omega^2}{\beta^2\gamma^2} + k_\perp^2. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Isso nos fornece a expressão para o quadrimomento do fóton ao quadrado, ou seja, a virtualidade do fóton:

$$-k^2 = \left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_\perp^2. \quad (2.29)$$

Com isso, podemos calcular as componentes do tensor campo eletromagnético $F^{\mu\nu}$. Sua transformada de Fourier é dada por:

$$F^{\mu\nu}(k) = -i(k^\mu A^\nu(k) - k^\nu A^\mu(k)) \quad (2.30)$$

As componentes transversais do campo elétrico são:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\perp(k) &= -iA^0(k)\mathbf{k}_\perp \\ &= 2\pi i\gamma\delta(k \cdot u)Ze\frac{F(-k^2)}{k^2}\mathbf{k}_\perp, \end{aligned} \quad (2.31)$$

Na subseção anterior, vimos que a componente longitudinal do campo desaparece no limite

$v \rightarrow c$. Realizando uma transformada parcial de Fourier de $\mathbf{E}(k_{\perp}, \omega)$ na direção z [28]:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_{\perp}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \mathbf{E}_{\perp}(k, \omega) e^{ik_z z} \\
&= iZe\gamma\mathbf{k}_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z z \frac{F(-k^2)}{k^2} \\
&= -iZe\gamma\mathbf{k}_{\perp} \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega v/z} \frac{F\left[\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_{\perp}^2\right]}{\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_{\perp}^2}, \tag{2.32}
\end{aligned}$$

Quando precisamos calcular a transformada de Fourier de funções com simetria radial, como é o caso aqui, a transformação unidimensional de Hankel de ordem zero (a transformada radial de Fourier) é uma alternativa útil para a transformada de Fourier bidimensional. A transformada de Fourier da função bidimensional $f(\mathbf{r})$ pode ser escrita como:

$$f(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int d^2r f(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \tag{2.33}$$

No caso de funções radialmente simétricas, essa transformação se simplifica:

$$f(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} dr r f(r) \int_0^{2\pi} d\varphi \exp(-ikr \cos \varphi), \tag{2.34}$$

Aqui, φ é o ângulo entre \mathbf{k} e \mathbf{r} . Uma representação integral útil da função de Bessel J_0 é:

$$J_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} d\theta \cos(z \cos \theta). \tag{2.35}$$

Também precisaremos da função de Bessel $J_1(z)$, que é a derivada de $J_0(z)$:

$$J_1(z) = -\frac{dJ_0(z)}{dz}. \tag{2.36}$$

Usando essas ferramentas, podemos obter a transformada radial de Fourier:

$$f(\mathbf{k}) = \int_0^{\infty} dr r J_0(kr) f(r). \tag{2.37}$$

Agora, para a transformada do campo magnético, precisamos avaliar uma integral de

Fourier da seguinte forma (onde $k_{\perp} \equiv |\mathbf{k}_{\perp}|$):

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{x}_{\perp}) &= \int \frac{d^2\mathbf{k}_{\perp}}{(2\pi)^2} \mathbf{k}_{\perp} f(k_{\perp}) \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{x}_{\perp}) \\
&= -i\nabla_{\perp} \int \frac{d^2\mathbf{k}_{\perp}}{(2\pi)^2} f(k_{\perp}) \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{x}_{\perp}) \\
&= -i\nabla_{\perp} \int_0^{\infty} \frac{k_{\perp} dk_{\perp}}{2\pi} f(k_{\perp}) J_0(x_{\perp} k_{\perp}) \\
&= -i \frac{\mathbf{x}_{\perp}}{x_{\perp}} \int_0^{\infty} \frac{k_{\perp} dk_{\perp}}{2\pi} f(k_{\perp}) \frac{\partial}{\partial x_{\perp}} J_0(x_{\perp} k_{\perp}) \\
&= i \frac{\mathbf{x}_{\perp}}{x_{\perp}^2} \int_0^{\infty} \frac{k_{\perp} dk_{\perp}}{2\pi} f(k_{\perp}) (x_{\perp} k_{\perp}) J_1(x_{\perp} k_{\perp}). \tag{2.38}
\end{aligned}$$

Usando essas etapas, obtemos a seguinte expressão para o campo elétrico,

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}(\omega, \mathbf{x}_{\perp}) &= \int \frac{d^2\mathbf{k}_{\perp}}{(2\pi)^2} \mathbf{E}_{\perp}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}) e^{i\mathbf{x}_{\perp} \mathbf{k}_{\perp}} \\
&= -\frac{\mathbf{x}_{\perp}}{x_{\perp}^2} \frac{Ze}{\beta} \int \frac{k_{\perp} dk_{\perp}}{2\pi} (k_{\perp} x_{\perp}) J_1(x_{\perp} k_{\perp}) \frac{F\left(\left(\frac{\omega}{\beta\gamma}\right)^2 + k_{\perp}^2\right)}{\left(\left(\frac{\omega}{\beta\gamma}\right)^2 + k_{\perp}^2\right)}. \tag{2.39}
\end{aligned}$$

Podemos expressar o fluxo de fótons equivalentes, como:

$$\begin{aligned}
N(\omega, b) &= \frac{1}{\pi\omega} |\mathbf{E}(\omega, \mathbf{x}_{\perp})|^2 \\
&= \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \beta^2 \omega} \left| \int dk_{\perp} k_{\perp}^2 \frac{F\left(\left(\frac{\omega}{\beta\gamma}\right)^2 + k_{\perp}^2\right)}{\left(\left(\frac{\omega}{\beta\gamma}\right)^2 + k_{\perp}^2\right)} J_1(x_{\perp} k_{\perp}) \right|^2. \tag{2.40}
\end{aligned}$$

Finalmente, levando em consideração uma distribuição de carga realística, a forma final do fluxo de fótons equivalentes é expressa como:

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \beta^2} \frac{1}{\omega} \frac{1}{b^2} \left| \int d\chi \chi^2 \frac{F\left(\frac{\chi^2 + u^2}{b^2}\right)}{\chi^2 + u^2} J_1(\chi) \right|^2, \tag{2.41}$$

onde J_1 é a função de Bessel. Note que, na equação acima foi introduzida uma variável auxiliar adimensional $\chi = k_{\perp} b$ e a variável de escala $u = \omega b / \gamma \beta$. Além disso, para uma carga pontual, no qual o fator de forma é uma constante $F(q^2) = 1$, obtemos o resultado

esperado da análise realizada na subseção anterior:

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \beta^2} \frac{1}{\omega} \frac{1}{b^2} u^2 K_1^2(u). \quad (2.42)$$

Na próxima seção vamos explorar como a descrição da distribuição de cargas no núcleo afeta o comportamento do fluxo de fótons equivalentes.

2.3 Fluxo de Fótons Equivalentes para Distintos Modelos de Fator de Forma Nuclear

A distribuição de carga nos núcleos pode ser obtida a partir do espalhamento elástico de elétrons, e é frequentemente parametrizada usando o modelo de Fermi de dois parâmetros [30,31]. Para núcleos simétricos, a densidade nuclear de um núcleo com número de massa A , a uma distância r de seu centro, é geralmente modelada usando uma distribuição de Woods-Saxon:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (2.43)$$

onde R é o raio nuclear e o parâmetro a está relacionado à espessura da borda do núcleo. Esses dois parâmetros determinam a forma da distribuição $\rho(r)$. O fator de forma F é a transformada de Fourier da distribuição de carga, contendo todas as informações sobre a densidade da carga elétrica no objeto estudado. Portanto, se $\rho(r)$ for esfericamente simétrico, o fator de forma depende da virtualidade do fóton (ou módulo do momento transferido) e é geralmente denotado por $F(q^2)$, analiticamente expresso como:

$$F(q^2) = \frac{4\pi}{Aq^3} \rho_0 [\sin(qR) - qR \cos(qR)] \left[\frac{1}{1 + q^2 a^2} \right]. \quad (2.44)$$

Outra possibilidade, frequentemente usada na literatura é o fator de forma monopolar, dado pela seguinte expressão:

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2}, \quad (2.45)$$

o qual corresponde à distribuição de carga de Yukawa $\rho(r) = \Lambda^2 e^{-\Lambda r} / 4\pi r$, onde Λ é uma constante ajustada para reproduzir a raiz quadrática média do raio de um núcleo [32].

A Figura 2.7(a) mostra o módulo do fator de forma nuclear em função do momento

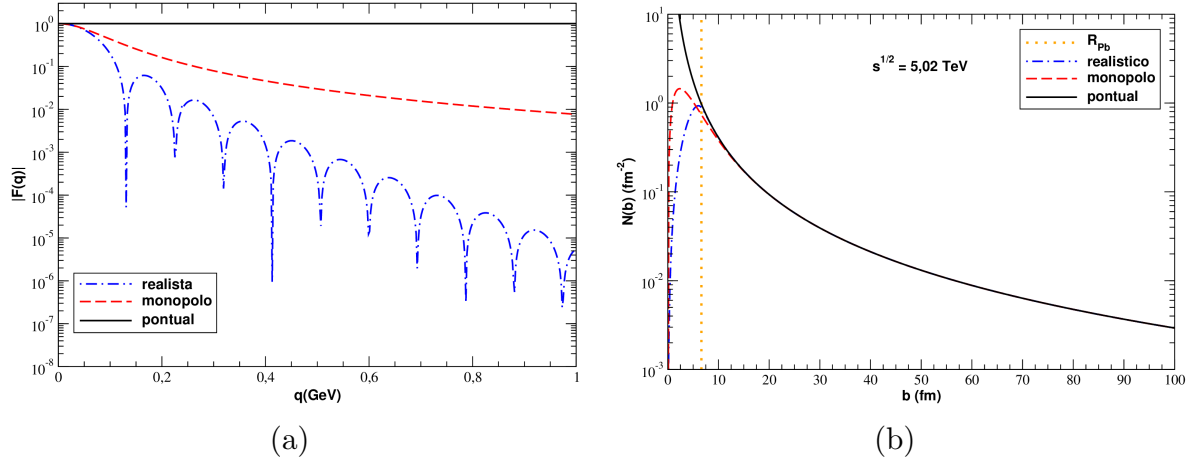


Figura 2.7 - (a) O módulo do fator de forma em função do momento transferido, do núcleo de chumbo Pb , para distribuições realísticas de carga. (b) Dependência em b do fluxo de fótons.

transferido (q), para núcleos de chumbo. Os resultados são representados para uma distribuição realística de cargas, expressa na Equação (2.44), onde são visíveis as oscilações características devido à borda relativamente aguda do núcleo. Para fins de comparação, apresentamos o fator de forma monopolar, dado pela Equação (2.45), com $\Lambda = 0,088$ GeV, e o fator de forma pontual, onde $F(q^2) = 1$. Os três fatores de forma coincidem apenas em uma faixa muito limitada de q , e à medida que o momento transferido aumenta, a diferença entre eles se torna cada vez mais evidente.

Na Figura 2.7(b), apresentamos a dependência com o parâmetro de impacto (b) da fonte do fluxo de fótons equivalentes, utilizando diferentes modelos para o fator de forma nuclear. Observamos que os resultados são muito semelhantes para valores grandes de b , mas diferem significativamente para valores pequenos de b , da ordem do raio do núcleo, onde se encontram os fótons mais energéticos. Enquanto a previsão pontual diverge quando b se aproxima de zero, os fluxos de monopolo e realista permanecem finitos.

Ao expressar o fluxo de fótons no espaço de parâmetro de impacto, podemos estabelecer uma dependência das seções de choque em relação às distâncias \mathbf{b}_1 e \mathbf{b}_2 , e, conseqüentemente, em relação ao parâmetro de impacto \mathbf{b} . Esta escolha nos permite excluir colisões centrais e periféricas, nas quais os dois núcleos se sobrepõem e a interação forte é dominante. Nosso foco está em processos induzidos por fótons em colisores hadrônicos, o que nos leva a considerar apenas colisões ultraperiféricas, onde o parâmetros de impacto da colisão é maior do que a soma dos raios nucleares ($b > R_{A_1} + R_{A_2}$).

Para ilustrar, considere o caso de uma colisão ultraperiférica entre dois núcleos idênticos, conforme esquematizado na Figura 2.8, com uma visão perpendicular à direção de movi-

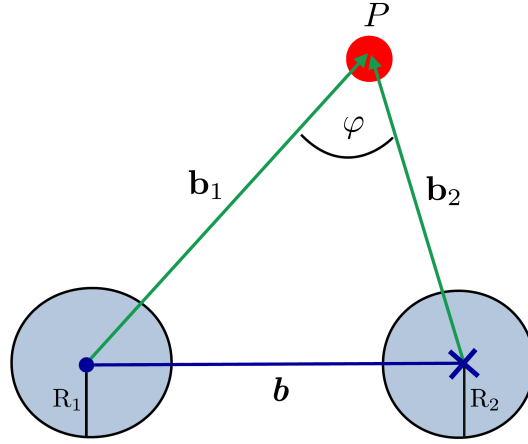


Figura 2.8 - Diagrama esquemático do processo de interação entre dois fótons no plano transversal à direção de movimento dos núcleos iguais. Os núcleos de raios R_1 e R_2 são separados por um parâmetro de impacto b . Onde b_1 e b_2 representam as distâncias entre o ponto de interação P e os centros dos raios dos núcleos.

mento dos núcleos. Nesse cenário, os campos eletromagnéticos gerados por cada um dos núcleos interagem no ponto P . Aqui, b_1 e b_2 representam as distâncias entre o ponto de interação e os centros dos núcleos A_1 e A_2 , respectivamente. O parâmetro de impacto b é a distância que vai do centro de A_1 ao centro de A_2 . No espaço de parâmetro de impacto, as quantidades b_1 e b_2 , estão relacionadas com o b , pela equação:

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2 . \quad (2.46)$$

O valor do parâmetro de impacto pode ser expresso como

$$b = |\mathbf{b}| = \sqrt{|\mathbf{b}_1|^2 + |\mathbf{b}_2|^2 - 2|\mathbf{b}_1||\mathbf{b}_2|\cos\varphi} . \quad (2.47)$$

Para evitar colisões com parâmetros de impacto menores do que a soma dos raios nucleares, é necessário introduzir um fator de absorção dependente de b , que será discutido na próxima seção.

2.4 Efeitos de Absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$

Em uma colisão ultraperiférica, os efeitos de absorção refletem a probabilidade de supressão das interações fortes. Esses efeitos, são frequentemente modelados por um fator absorptivo, denotado por $S_{abs}^2(\mathbf{b})$, que depende do parâmetro de impacto \mathbf{b} da colisão. Quando \mathbf{b} é maior que a soma dos raios nucleares, os núcleos não se sobrepõem significativamente no ponto de colisão. Nesse cenário, a força forte, que geralmente é dominante

quando os núcleos estão muito próximos, é suprimida devido à grande distância entre eles. Em contraste, a força eletromagnética, que é a segunda mais intensa das interações fundamentais e possui um alcance infinito, predomina nas colisões ultraperiféricas.

Na literatura, encontramos alguns modelos para tratar os efeitos de absorção. Uma abordagem amplamente utilizada foi proposta por Baur e Ferreira Filho na Ref. [33]. Nesse modelo, os autores sugerem que $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ pode ser representado em termos de uma função degrau (denotada por Θ), da seguinte maneira

$$\begin{aligned} S_{abs}^2(\mathbf{b}) &= \Theta(|\mathbf{b}| - R_{A_1} - R_{A_2}) \\ &= \Theta(|\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2| - 2R_A), \end{aligned} \quad (2.48)$$

a qual é válida para núcleos idênticos ($A_1 = A_2$), onde R_A é o raio nuclear. Essa equação assume que $S_{abs}^2(\mathbf{b}) = 0$ quando o parâmetro de impacto é menor que $2R_A$. Nesse caso, o processo é dominado pelas interações fortes. Por outro lado, $S_{abs}^2(\mathbf{b}) = 1$ quando o parâmetro de impacto é maior que $2R_A$, resultando em uma probabilidade nula de ocorrer interação hadrônica. Assim, o processo é dominado pelas interações eletromagnéticas.

Uma abordagem mais realista para estimar a probabilidade de não ocorrer interações hadrônicas pode ser obtida utilizando o formalismo de Glauber [34]. Esta leva em conta que essa probabilidade é finita em $b \gtrsim 2R_A$, e $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ pode ser expresso em termos da probabilidade de interação hadrônica, $P_H(\mathbf{b})$, em um dado parâmetro de impacto, conforme a seguinte relação:

$$S_{abs}^2(\mathbf{b}) = P_{NH}(\mathbf{b}) = 1 - P_H(\mathbf{b}). \quad (2.49)$$

A probabilidade de interação hadrônica $P_H(\mathbf{b})$ é definida por [35]

$$P_H(\mathbf{b}) = 1 - \exp \left[-\sigma_{nn} \int d^2 \mathbf{r} T_A(\mathbf{r}) T_A(\mathbf{r} - \mathbf{b}) \right], \quad (2.50)$$

onde σ_{nn} representa a seção de choque total núcleon-núcleon, com valor de 88 mb no LHC [5]. Os vetor \mathbf{r} e \mathbf{b} são bidimensionais e perpendiculares à direção do deslocamento z . Além disso, T_A é a função perfil nuclear, também conhecida como função de espessura nuclear. Ela está relacionada com a distribuição de densidade de carga dentro do núcleo e é calculada por

$$T_A(\mathbf{r}) = \int dz \rho_A \left(\sqrt{|\mathbf{r}|^2 + z^2} \right). \quad (2.51)$$

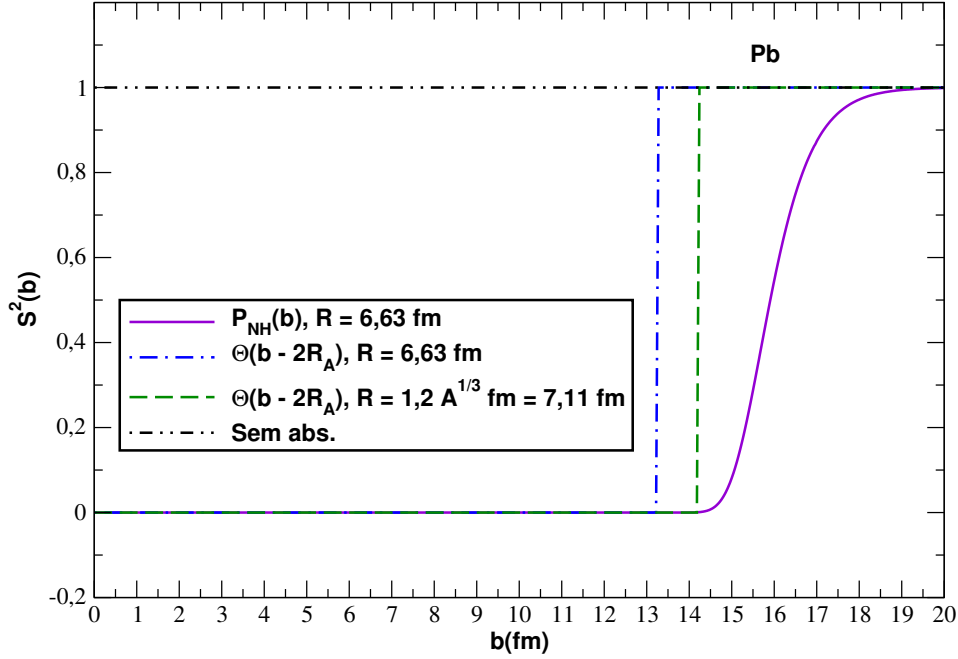


Figura 2.9 - Dependência do fator de absorção com o parâmetro de impacto da colisão **b**.

Uma representação comum do perfil de densidade nuclear, para núcleos pesados, é a chamada distribuição de Woods-Saxon:

$$\rho_A(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}. \quad (2.52)$$

onde $\rho_A(r)$ é a densidade de carga nuclear em função da distância radial r a partir do centro do núcleo. No caso do chumbo (Pb), $a = 0,549$ fm corresponde ao parâmetro de difusão de densidade de carga, $R = 6,63$ fm é o raio nuclear, também chamado de raio de Woods-Saxon, a qual representa uma medida do tamanho médio do raio de um núcleo. Além disso, ρ_0 é a densidade máxima de matéria nuclear no centro do núcleo, cujo valor é normalizado para que $\int \rho(r)d^3r = 208$ [5]. Esses parâmetros, foram determinados, com base em ajustes aos dados de espalhamento elástico elétron-núcleo [30, 35–37].

A Figura 2.9 apresenta a dependência do fator de supressão com o parâmetro de impacto da colisão. Consideramos os dois modelos de absorção apresentados. Para o modelo geométrico, utilizamos dois diferentes valores para o raios: o raio obtido da parametrização padrão para núcleos de chumbo ($R_A = 7,11$ fm), e o raio de Woods-Saxon ($R_A = 6,63$ fm). No modelo de Glauber, utilizamos apenas o raio de Woods-Saxon. Podemos concluir que, quando o parâmetro de impacto é menor que $2R_A$, os modelos coincidem e a interação hadrônica é dominante. Por outro lado, quando $b > 2R_A$, no modelo geométrico não há mais interação hadrônica, apenas eletromagnética, com uma transição abrupta de zero

para um. Ao passo que, no modelo de Glauber, ainda podem ocorrer trocas de glúons, e a transição da interação forte para a interação eletromagnética é suave.

O efeito de absorção nuclear reduz o fluxo de fótons, mas, devido ao efeito de coerência, as seções de choque obtidas ainda são comparativamente grandes. Isso ocorre porque, em colisões de íons pesados, via interações $\gamma\gamma$, as seções de choque são aumentadas por um fator Z^4 ($\approx 10^8$). A seguir, apresentaremos as seções de choque totais, para a produção de partículas em processos induzidos por fótons.

2.5 Fotoprodução de Partículas em Interações $\gamma\gamma$ e γh

Nas último anos, diversos estudos têm demonstrado que os processos induzidos por fótons, podem ser estudados em colisores hadrônicos, como o RHIC e o LHC. Isso se deve ao fato de que, em colisões ultraperiféricas, hádrons carregados ultra-relativísticos atuam como fonte de fótons. Esses fótons, altamente energéticos, podem interagir entre si (processo fóton–fóton) ou com o outro hádron (processo fóton–hádron) [17]. Nesta tese, estamos interessados em processos exclusivos, os quais podem ser descritos em termos das interações entre objetos singletos de cor, como o fóton (γ) e/ou o Pomeron (\mathbb{P}). Esses processos, caracterizam-se pelo fato de que as partículas incidentes permanecem intactas, e pela presença de dois *gaps* de rapidez no estado final. Em particular, vamos focar na fotoprodução de partículas em colisões nucleares via interações $\gamma\gamma$ e γh .

Consideremos a produção de um estado final genérico X , por meio de interações fóton–fóton, em colisões entre dois núcleos h_1 e h_2 , a grande parâmetro de impacto. Conforme ilustrado no diagrama da Figura 2.10(a), a seção de choque total desse processo pode ser fatorizada em termos do fluxo de fótons equivalentes e da seção de choque do subprocesso $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}$, da seguinte forma [18]:

$$\begin{aligned} \sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_1 \otimes X \otimes h_2) &= \int d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{b}_2 d\omega_1 d\omega_2 N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2) \\ &\times \sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}(W_{\gamma\gamma}) S_{abs}^2(\mathbf{b}), \end{aligned} \quad (2.53)$$

onde ω_i é a energia do fóton no referencial de centro de massa, $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ representa o efeito de absorção, e $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$ é a energia de centro de massa do sistema fóton–fóton. O símbolo \otimes representa a presença de um *gap* de rapidez no estado final. Além disso, o espectro de fótons equivalentes $N(\omega_i, b_i)$ para fótons com energia ω_i a uma distância b_i da trajetória do núcleo relativístico definida no plano transversal da colisão, pode ser expresso em termos do fator de forma $F(q)$ da carga, como na Equação (2.40). Este formalismo será aplicado nos próximos capítulos, para o caso da produção de diléptons, produção de

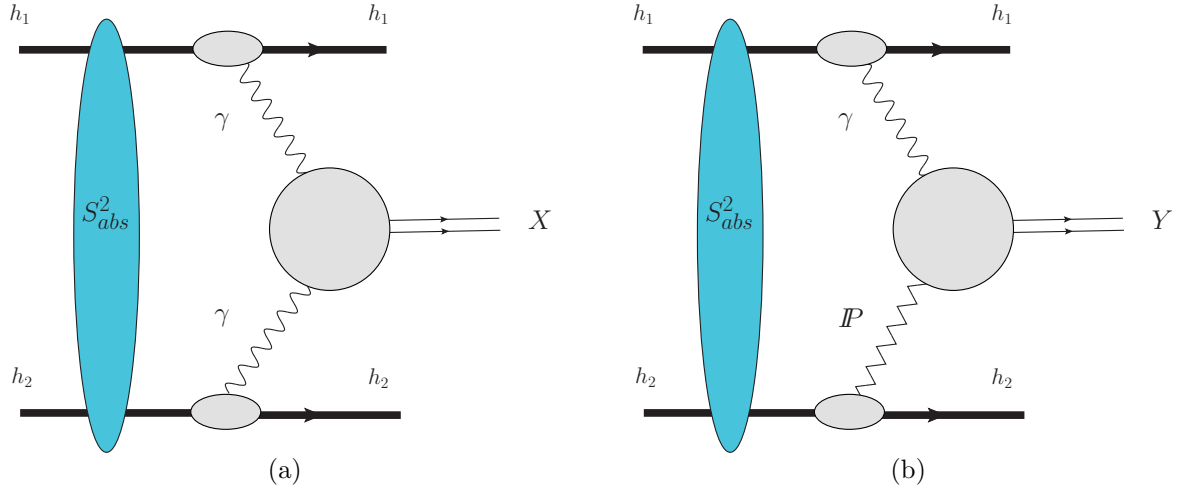


Figura 2.10 - Produção de partículas via interações $\gamma\gamma$ ($\gamma\mathbb{P}$), em colisões ultraperiféricas de íons pesados, onde X (Y) denota o estado final produzido.

múltiplas partículas e para o caso de estados ligados de léptons.

Além das interações fóton-fóton, numa colisão ultraperiférica podem ocorrer interações fóton-hádron, nas quais um dos hádrons pode interagir com os fótons emitidos pelo outro hádron, gerando um estado final Y . Uma representação possível, que contribui para esse processo, é ilustrada no diagrama da Figura 2.10(b). Para o caso de núcleos atuando como fonte de fótons, a seção de choque total associada, é dada por

$$\begin{aligned} \sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_1 \otimes Y \otimes h_2) &= \int d^2 \mathbf{b}_1 d\omega_1 N(\omega_1, \mathbf{b}_1) \sigma_{\gamma h_2 \rightarrow Y h_2}^{\mathbb{P}}(W_{\gamma h_2}) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \\ &+ \int d^2 \mathbf{b}_2 d\omega_2 N(\omega_2, \mathbf{b}_2) \sigma_{\gamma h_1 \rightarrow Y h_1}^{\mathbb{P}}(W_{\gamma h_1}) S_{abs}^2(\mathbf{b}). \end{aligned} \quad (2.54)$$

Aqui $W_{\gamma h} = (2\omega_{\max} \sqrt{s_{NN}})^{1/2}$ é a energia de centro de massa do sistema fóton-hádron, onde $\sqrt{s_{NN}}$ a energia de centro de massa do sistema núcleon-núcleon e $\omega_{\max} = \gamma_L/R_A$ a energia máxima do fóton. Conforme discutiremos em detalhes no Capítulo 5, para que o íon permaneça intacto, esse processo é mediado pela interação $\gamma\mathbb{P}$, sendo o Pomeron (\mathbb{P}) um objeto que não porta carga de cor líquida com sua representação mais simples na QCD envolvendo dois glúons em um estado singlete de cor [38].

Na Tabela 2.1 estão listados alguns parâmetros e limites cinemáticos relevantes para colisões $\gamma\gamma$ e γh [18]. Uma vantagem do estudo experimental de colisões ultraperiféricas é que, em geral, são processos em que os hádrons incidentes permanecem intactos, resultando em um estado final caracterizado por regiões angulares no detector nas quais não há

atividade de partículas. Essas regiões são conhecidas como *gaps* de rapidez, que separam o estado produzido dos hádrons presentes no estado inicial.

É importante destacar que os estados produzidos por meio de interações $\gamma\gamma$ e $\gamma\mathbb{P}$ não podem ser os mesmos, uma vez que possuem números quânticos diferentes. Tem-se que estados escalares e pseudoescalares (como por exemplo o η_c) podem ser produzidos por interações $\gamma\gamma$, mas não estados vetoriais. Por outro lado, interações $\gamma\mathbb{P}$ podem produzir mésons vetoriais (como por exemplo o J/Ψ). Um dos principais focos desta tese é o estudo da produção de estados ligados nesses tipos de colisões, os quais serão apresentados com mais detalhes na próxima seção.

2.6 Produção de Estados Ligados na QED e QCD

Os estados ligados consistem em sistemas compostos por partícula e antipartícula, cuja vida média é extremamente curta devido à aniquilação eventual do par. Esses sistemas podem existir em dois estados diferentes: o para-estado e o orto-estado. A espectroscopia do sistema ligado é caracterizada pelos números quânticos J^{PC} , os quais descrevem as propriedades desses estados ligados, onde J representa o momento angular total do sistema partícula-antipartícula. A notação PC refere-se à combinação de paridade (P) e conjugação de carga (C). Nesta seção, exploraremos a possibilidade de produção de estados ligados tanto na eletrodinâmica quântica quanto na cromodinâmica quântica.

AB	\mathcal{L}_{AB} ($\text{mb}^{-1}\text{s}^{-1}$)	$\sqrt{S_{NN}}$ (TeV)	E_{beam} (TeV)	γ_L	ω_{max} (GeV)	$\sqrt{s_{\gamma N}^{\text{max}}}$ (GeV)	$\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{\text{max}}}$ (GeV)
RHIC							
$Au + Au$	0,4	0,2	0,1	106	3,0	34,7	6,0
pp	6000	0,5	0,25	266	87	296	174
LHC							
$O + O$	160	7	3,5	3730	243	1850	486
$Ar + Ar$	43	6,3	3,15	3360	161	1430	322
$Pb + Pb$	0,42	5,5	2,75	2930	81	950	162
pO	10000	9,9	4,95	5270	343	2610	686
pAr	5800	9,39	4,7	5000	240	2130	480
pPb	420	8,8	4,4	4960	130	1500	260
pp	10^7	14	7	7455	2452	8390	4904

Tabela 2.1 - Parâmetros e limites cinemáticos para processos fóton-fóton e fóton-hádron no RHIC e no LHC.

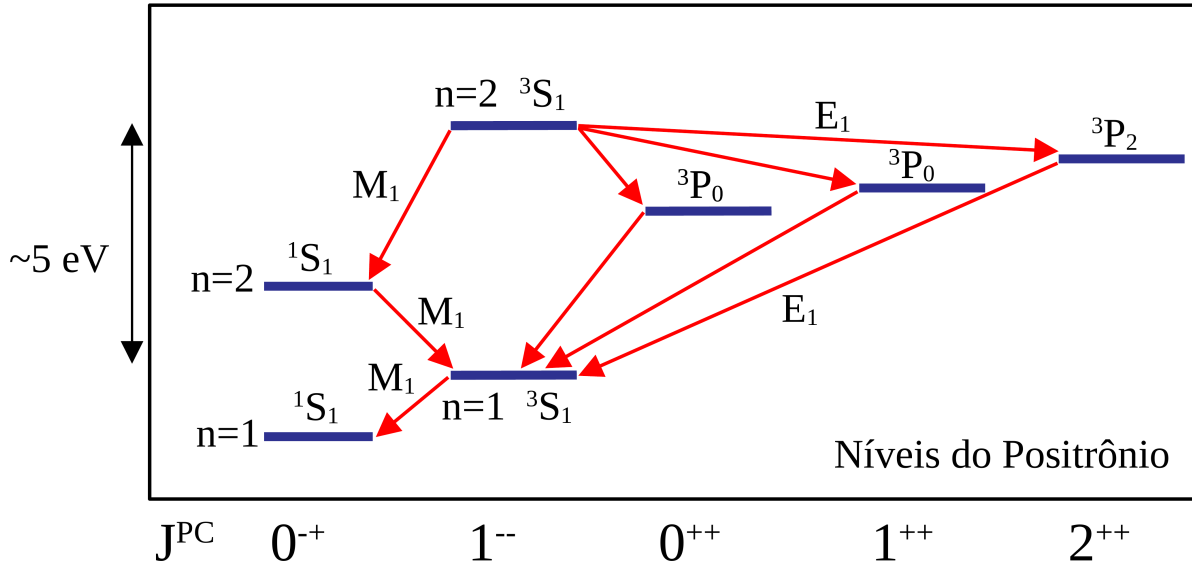


Figura 2.11 - Níveis de energia do estado ligado positrônio, o qual é formado pelo para elétron–pósitron, em função de J^{PC} .

Inicialmente, vamos explorar a possibilidade de produção de estados ligados na QED. Nesse contexto, léptons de cargas opostas podem formar estados ligados, conhecidos como “leptônio” e denotados aqui por (l^+l^-) , com $l = e, \mu, \tau$. A QED prediz que um par elétron–pósitron pode formar um estado ligado denominado positrônio, o qual foi produzido pela primeira vez em laboratório por Deutsch em 1951 [39]. Além disso, a teoria prevê estados ligados de elétron–antimúon, elétron–antitau, múon–antimúon e tau–antitau, denominados, respectivamente, como muônio, tauônio, verdadeiro muônio e verdadeiro tauônio. Apesar de serem instáveis, muitos deles podem durar o suficiente para exibir um espectro bem definido.

Os vários estados desses átomos exóticos apresentam uma estrutura muito semelhante à do átomo de hidrogênio. Em particular, o positrônio, o qual fornece um rico campo de testes para a QED, cujo espectro é esquematizado na Figura 2.11 [40]. Seu estado fundamental pode existir em um estado singleto, com spins anti-paralelos e spin total $s = 0$, chamado de para–positrônio ($J^{PC} = 0^{-+}$), ou pode estar no estado tripleto, com spins paralelos e spin total $s = 1$, denotado por orto–positrônio ($J^{PC} = 1^{-}$). Tal como no caso do hidrogênio, o positrônio pode fazer transições de um estado para outro com a emissão ou absorção de um fóton, cujo comprimento de onda é determinado pela diferença de energia entre os dois níveis. Ao contrário do hidrogênio, o positrônio pode aniquilar-se completamente. O pósitron aniquila o elétron para produzir dois ou mais fótons reais [41, 42]. O número de fótons n emitidos no processo de decaimento é governado pela regra de seleção da conjugação de carga $(-1)^{l+s} = (-1)^n$, onde l representa o momento angular orbital.

Portanto, os para-estados devem decair apenas em um número par de fótons, enquanto os orto-estados decaem apenas em número ímpar de fótons (com $n = 1$ proibido para o decaimento real de fótons pelas leis de conservação) [43, 44].

A largura de decaimento para os estados 1^1S_0 (para-estado) e 1^3S_1 (orto-estado), é expressa em termos da seção de choque de aniquilação de dois e três fótons, respectivamente. Para a ordem mais baixa em α , é suficiente usar a forma não-relativística da seção de choque. Portanto, a largura de decaimento em dois fótons é dada por [45]

$$\Gamma_{2\gamma}(1^1S_0) = \frac{\alpha^5 m}{2n^3}. \quad (2.55)$$

Enquanto a largura de decaimento em três fótons é,

$$\Gamma_{3\gamma}(1^3S_1) = \frac{2(\pi^2 - 9)\alpha^6 m}{9\pi n^3}, \quad (2.56)$$

onde m é a massa do lépton. No presente estudo, focaremos na produção de para-estados. Especificamente na produção do muônio verdadeiro formado por um par múon-antimúon. Mais detalhes são apresentados no Capítulo 4.

A QCD também prediz a possibilidade de formação de estados ligados. No modelo de quarks, todos os mésons são estados ligados de duas partículas ($q\bar{q}$), entretanto, nem sempre os métodos desenvolvidos para o átomo de hidrogênio e para o positrônio podem ser aplicados aos mésons. Os estados formados por quarks leves (u, d, s), são intrinsecamente relativísticos, o que torna inviável qualquer análise baseada na equação de Schrödinger. Por outro lado, os estados de quarks pesados (c, b), são mais adequados para uma abordagem não relativística, na qual as interações podem ser tratadas de forma semelhante ao átomo de hidrogênio. Devido à sua grande massa, os quarks pesados estão mais próximos uns dos outros em comparação com os quarks leves. Consequentemente, a curtas distâncias, a intensidade da interação forte é baixa, levando à chamada liberdade assintótica, onde os quarks se comportam quase como se estivessem livres. Nesse regime, esperamos um potencial do tipo coulombiano, e isso permite um tratamento mais justificável usando QCD perturbativa (pQCD).

No caso dos quarks pesados, como $c\bar{c}$ (charmônio) e $b\bar{b}$ (bottomônio), esses sistemas podem ser tratados usando a QCD não relativística (NRQCD), onde a interação entre quarks pode ser expressa por um potencial estático $V(r)$. Devido às autointerações dos glúons, o potencial a grandes distâncias é proporcional à separação dos quarks, $V(r) \sim kr$. A componente de curto alcance do potencial NRQCD pode ser obtida considerando a situação

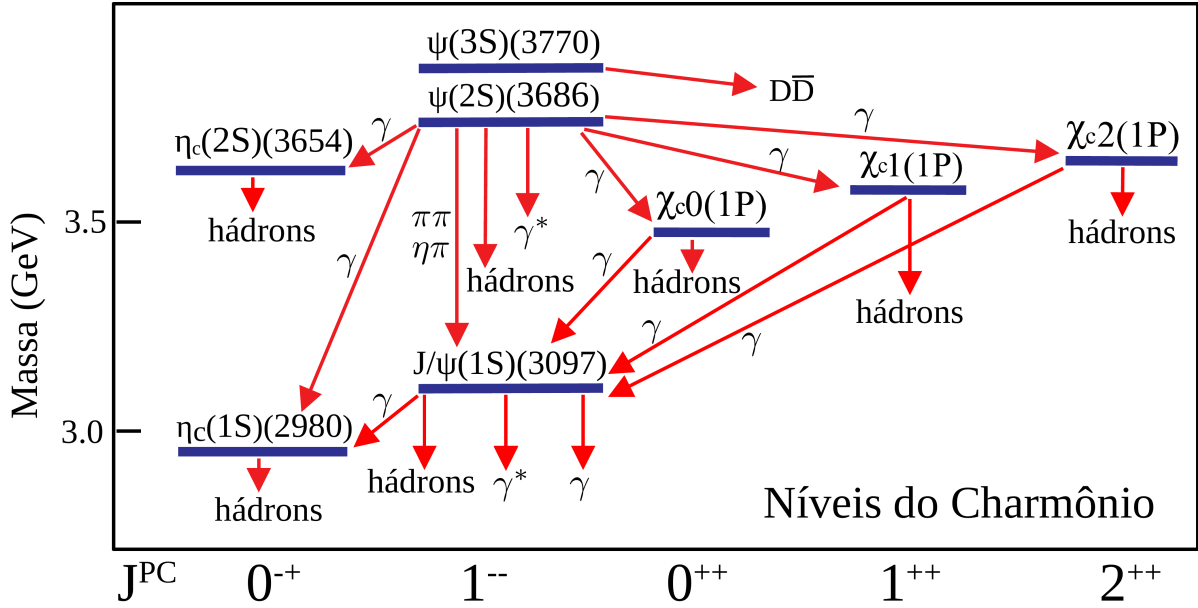


Figura 2.12 - Níveis de energia do estado ligado do charmônio, e seus produtos de decaimento, em função de J^{PC} .

análoga na QED, onde o limite não relativístico leva a um potencial atrativo de Coulomb entre uma partícula e sua antipartícula, $V(r) = -\alpha/r$. Considerando esses elementos, obtemos o potencial [41, 46]

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr, \quad (2.57)$$

onde α_s é o análogo cromodinâmico da constante de estrutura fina. O coeficiente $4/3$ é o fator de cor, e o valor de k pode ser ajustado para se adequar aos dados. À medida que aumentamos as distâncias, o confinamento dos quarks deve ser considerado, e o potencial deve aumentar sem limites. Como consequência, quando extrapolado para $r \rightarrow \infty$, o segundo termo fornece o potencial de confinamento, uma vez que a separação dos dois quarks em $r = \infty$ requer uma quantidade infinita de energia.

Neste trabalho, estamos interessados no estado ligado de quarks charm e anticharm, particularmente nos mésons η_c e J/Ψ . A Figura 2.12 ilustra os níveis do charmônio em termos de seus números quânticos J^{PC} . É possível observar que esses níveis são semelhantes aos do positrônio, embora haja uma diferença significativa na escala de energia ($\approx 10^9$ vezes maior no charmônio). Devido a essa semelhança, é razoável esperar que a estrutura dos estados de charmônio seja quase idêntica à dos estados do positrônio [40]. Além disso, é interessante notar que o η_c pode ser produzido por dois fótons, enquanto o J/Ψ requer a interação de três fótons ou uma interação fóton-Pomeron.

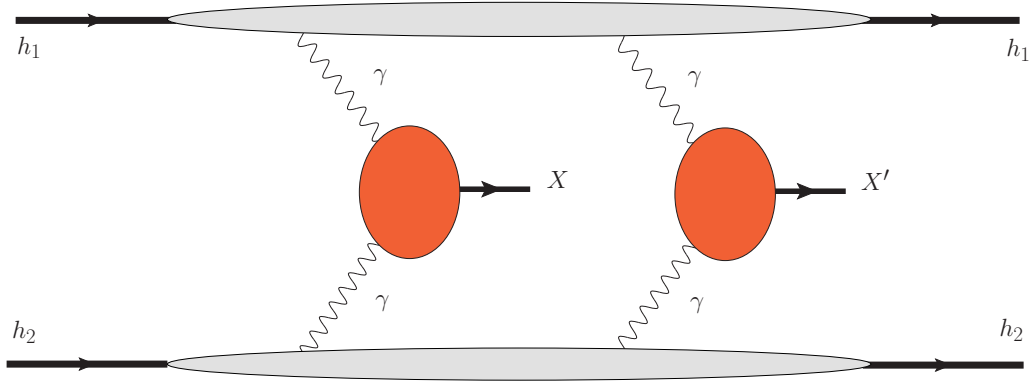


Figura 2.13 - Produção dos estados X e X' , devido a duas interações $\gamma\gamma$ em uma mesma colisão hádron-hádron.

2.7 Mecanismo de Espalhamento Duplo (DSM)

A produção dupla, ou mesmo múltipla, de partículas se torna de grande interesse quando tratamos de colisões envolvendo íons pesados em altas energias. Nessas condições, a luminosidade do processo aumenta consideravelmente, e as seções de choque para a produção simples se tornam muito grandes. Conseqüentemente, a probabilidade de gerar mais de um par de partículas, pode se tornar uma contribuição significativa para as seções de choque medidas.

Vários autores demonstraram que a produção múltipla de pares segue uma distribuição de Poisson [47–49], a qual implica que, a probabilidade de gerar múltiplos pares está relacionada à probabilidade de produção simples [10]. Assim, podemos expressar a probabilidade de produzir N pares, dependente do parâmetro de impacto, da seguinte forma

$$P_N(b) = [P_1(b)]^N, \quad (2.58)$$

onde N é o número de pares criados, e $P_1(b)$ é a probabilidade de produzir um par. Nesta tese, vamos investigar a probabilidade de produção de partículas via mecanismo de espalhamento duplo (*Double Scattering Mechanism* – DSM), o qual foi estudado nas Refs. [5, 6]. O DSM envolve a ocorrência sequencial de dois processos de espalhamento, independentes, em um mesmo evento de colisão. Como consequência, a seção de choque total para a produção dupla pode ser expressa como a integral sobre todo o espaço do parâmetro de impacto do produto das probabilidades simples de interação, conforme a equação

$$\sigma_{\text{tot}} = \mathcal{C} \int_0^\infty 2\pi b db P_1(b) P_1(b). \quad (2.59)$$

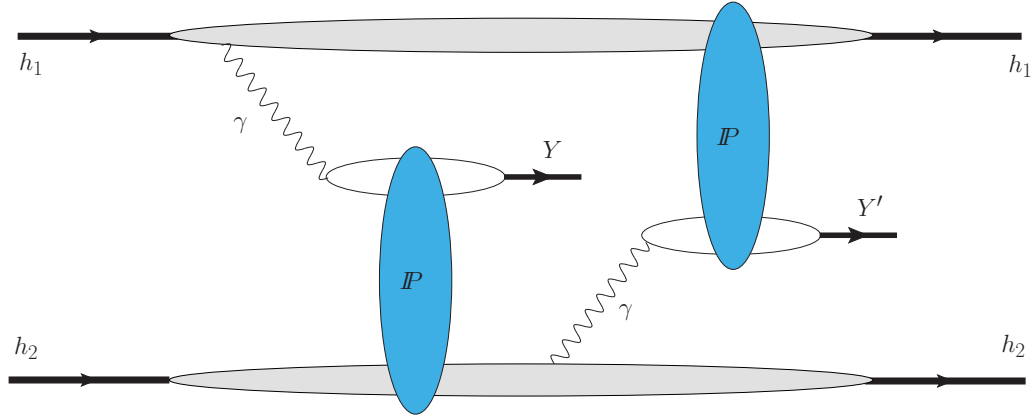


Figura 2.14 - Produção dos estados Y e Y' , devido a duas interações $\gamma\mathbb{P}$ na mesma colisão hádron-hádron.

Aqui, a constante \mathcal{C} assume, no caso mais geral, o valor de $1/2$ para partículas idênticas e 1 para partículas diferentes. A probabilidade de gerar um par, via mecanismo de espalhamento simples (*Single Scattering Mechanism* – SSM), pode ser expressa como

$$P_1(b) = \frac{d\sigma(\sqrt{s})}{d^2b}. \quad (2.60)$$

É importante ressaltar que este estudo se concentra, particularmente, em processos envolvendo interações $\gamma\gamma$ e γh , nos quais, a produção dupla não resulta na dissociação dos hádrons. Essas situações ocorrem em interações envolvendo fóton-fóton e/ou fóton-Pomeron.

Na Figura 2.13, representamos um dos possíveis diagramas, que contribuem para o processo no qual duas interações $\gamma\gamma$ podem gerar os estados X e X' , os quais, podem ou não ser idênticos. Além disso, os estados produzidos podem ser abertos ou estados ligados. Também é possível estudar processos exclusivos envolvendo fóton-hádron, desde que, o objeto participante da interação possua carga de cor neutra, como, por exemplo, o Pomeron. Assim, podemos ter duas interações fóton-Pomeron ($\gamma\mathbb{P}$) em um mesmo evento, gerando os estados Y e Y' , que podem ser idênticos ou diferentes, como representado na Figura 2.14.

Em adição a isso, podem ocorrer interações mistas, como ilustrado na Figura 2.15, onde uma interação fóton-Pomeron produz um estado genérico Y , enquanto outra interação fóton-fóton gera um dado estado X . É válido destacar, que os estados X e Y devem ser diferentes, uma vez que os números quânticos dos estados produzidos via $\gamma\gamma$ não são os mesmos dos estados produzidos por $\gamma\mathbb{P}$.

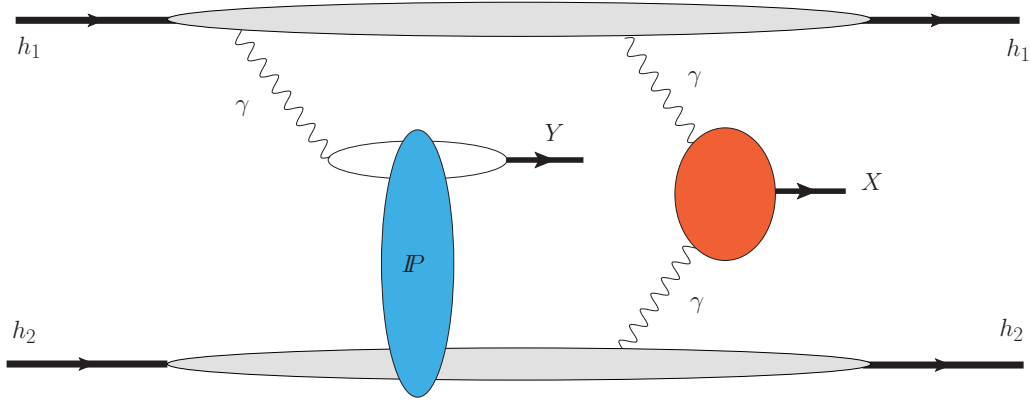


Figura 2.15 - Produção de dois diferentes estados genéricos Y e X , devido as interações $\gamma\mathbb{P}$ e $\gamma\gamma$ em um mesmo evento de colisão hádron-hádron.

Detalhes adicionais sobre a produção dupla via $\gamma\gamma$ serão discutidos no Capítulo 3, enquanto a produção via $\gamma\mathbb{P}$ será abordada no Capítulo 5, e as interações mistas entre esses dois processos serão exploradas no Capítulo 6.

2.8 Conclusões

Neste capítulo, definimos as colisões hadrônicas ultraperiféricas, as quais podem ser descritas em termos da aproximação de fótons equivalentes. Derivamos o método de Weizsäcker-Williams, amplamente utilizado no cálculo de seções de choque, para inúmeros processos estudados na física de fótons. Este método, nos permite aproximar, os campos elétricos e magnéticos gerados por uma carga ultra-relativística, em um fluxo de fótons equivalentes. Discutimos a importância de utilizar, um fator de forma adequado para modelar a distribuição de cargas no núcleo, bem como os efeitos de absorção, que atuam como fator de supressão das interações fortes.

Além disso, mostramos os elementos essenciais para estimar as seções de choque totais, em colisões nucleares ultraperiféricas, com foco em processos exclusivos mediados por interações $\gamma\gamma$ e γh . Também exploramos a possibilidade de formação de estados ligados de diléptons (l^+l^-) e de quarks charm-anticharm ($c\bar{c}$).

Por fim, apresentamos o mecanismo de espalhamento duplo em interações $\gamma\gamma$ e $\gamma\mathbb{P}$, que é o foco principal deste trabalho. Nos próximos capítulos, aplicaremos esses conceitos para estimar a produção simples e múltipla de diléptons, a formação de estados ligados e a produção dupla de mésons vetoriais, muitas vezes em associação com outras partículas. Esperamos que essas análises contribuam para melhorar nosso entendimento do Modelo Padrão, bem como na busca por Nova Física.

3 PRODUÇÃO SIMPLES E MÚLTIPLA DE DILÉPTONS EM INTERAÇÕES $\gamma\gamma$

A produção de estados abertos de diléptons, tanto simples quanto múltiplos, pode ser investigada por meio de interações puramente eletromagnéticas, através de colisões ultraperiféricas. Em particular, a produção simples de estados abertos, em interações $\gamma\gamma$, foi estudada em detalhes nas Refs. [20, 50].

Neste capítulo, discutimos o impacto de diferentes modelos para o fator de forma nuclear e para os efeitos de absorção, presentes nos cálculos das seções de choque. Além disso, descrevemos os dados experimentais para as distribuições de rapidez e de massa invariante de dimúons em colisões $PbPb$ no LHC.

Uma das principais motivações desse estudo, é apresentar os cálculos das probabilidades de produção de pares, assim como das seções de choque totais, no espaço do parâmetro de impacto. Para isso, introduzimos a definição da probabilidade diferencial para a criação de um par, a qual serve como base para o cálculo da produção de múltiplos pares. Também revisamos o formalismo proposto nas Refs. [51–54] para a produção múltipla de pares. Por último, apresentamos nossos resultados para a produção simultânea de diléptons nas energias do RHIC, do LHC e do FCC.

3.1 Produção de Pares de Léptons

Nesta seção, exploramos a produção exclusiva de diléptons em colisões ultraperiféricas de íons pesados (representada pelo diagrama na Figura 3.1), empregando a abordagem de

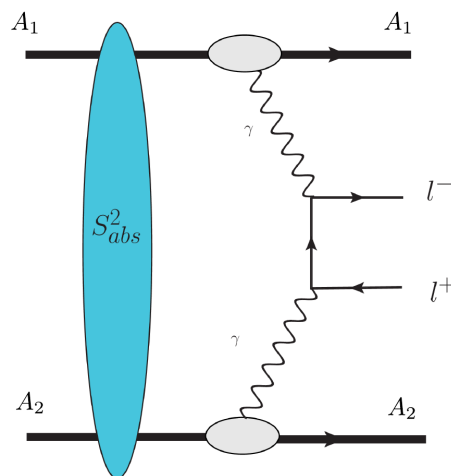


Figura 3.1 - Produção simples de pares abertos de léptons via interações $\gamma\gamma$ em colisões ultraperiféricas de íons pesados.

fótons equivalentes no espaço de parâmetro de impacto. A utilização da aproximação de fótons equivalentes no espaço de parâmetro de impacto simplifica a inclusão dos efeitos de absorção, levando em consideração o tamanho dos núcleos envolvidos nas colisões. Por outro lado, a abordagem no espaço de momento, nos permite analisar várias distribuições diferenciais, como discutido em detalhes na Ref. [31].

A partir das expressões apresentadas no capítulo anterior, a seção de choque total para a produção de pares de léptons em colisões de íons pesados, via interações $\gamma\gamma$, pode ser escrita da seguinte forma

$$\begin{aligned} \sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 A_2 l^+ l^-}(\sqrt{s_{A_1 A_2}}) &= \int N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-}(W_{\gamma\gamma}) \\ &\times 2\pi b db d\bar{b}_x d\bar{b}_y \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} dW_{\gamma\gamma} dY_{l^+ l^-}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Nessa equação, a seção de choque depende explicitamente do parâmetro de impacto b , e é expressa em termos das quantidades $\bar{b}_x \equiv (b_{1x} + b_{2x})/2$ e $\bar{b}_y \equiv (b_{1y} + b_{2y})/2$, as quais estão relacionadas aos vetores \mathbf{b}_1 e \mathbf{b}_2 (ver Figura 2.8), da seguinte forma [28]:

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_1 &= \left(\bar{b}_x + \frac{b}{2}, \bar{b}_y \right), \\ \mathbf{b}_2 &= \left(\bar{b}_x - \frac{b}{2}, \bar{b}_y \right). \end{aligned} \quad (3.2)$$

O fluxo de fótons equivalentes, $N(\omega_i, \mathbf{b}_i)$, depende da energia do fóton ω e da distância do núcleo ao ponto de interação, que é definida no plano transversal ao movimento do núcleo. Esse fluxo pode ser expresso em termos do fator de forma da carga $F(q)$, pela Equação (2.40). Além disso, a função $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ incorpora possíveis efeitos de absorção, cuja finalidade é suprimir as interações fortes que podem se fazer presentes, mesmo em colisões a grandes parâmetros de impacto. A seção de choque do subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-$, pode ser calculada utilizando a fórmula de Breit–Wheeler [31],

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-}(W_{\gamma\gamma}) &= \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \left\{ 2 \ln \left[\frac{W_{\gamma\gamma}}{2m_l} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{W_{\gamma\gamma}^2}} \right) \right] \right. \\ &\times \left. \left(1 + \frac{4m_l^2 W_{\gamma\gamma}^2 - 8m_l^4}{W_{\gamma\gamma}^4} \right) - \left[\left(1 + \frac{4m_l^2 W_{\gamma\gamma}^2}{W_{\gamma\gamma}^4} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{W_{\gamma\gamma}^2}} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde $\alpha_{em} \approx 1/137$ é a constante de acoplamento eletromagnética e m_l representa a massa

do lépton. A partir da Equação (3.1), podemos derivar as distribuições em rapidez e em massa invariante. A distribuição de rapidez relaciona a seção de choque total com a região angular do detector, onde é mais provável que os pares sejam criados, a qual é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 A_2 l^+ l^-}(\sqrt{s_{A_1 A_2}})}{dY_{l^+ l^-}} &= \int N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-}(W_{\gamma\gamma}) \\ &\times 2\pi b db d\bar{b}_x d\bar{b}_y \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} dW_{\gamma\gamma}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

onde $Y_{l^+ l^-}$ representa a rapidez do dilépton produzido, definida por

$$Y_{l^+ l^-} = \frac{1}{2}(y_{l^+} + y_{l^-}). \quad (3.5)$$

Em decorrência do que já foi visto, a seção de choque diferencial em massa invariante, é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 A_2 l^+ l^-}(\sqrt{s_{A_1 A_2}})}{dW_{\gamma\gamma}} &= \int N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-}(W_{\gamma\gamma}) \\ &\times 2\pi b db d\bar{b}_x d\bar{b}_y \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} dY_{l^+ l^-}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde a energia de centro de massa $W_{\gamma\gamma}$, ou, equivalentemente chamada de massa invariante do sistema fóton–fóton, é

$$W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}. \quad (3.7)$$

As energias dos fótons ω_1 e ω_2 , são expressas em termos de $W_{\gamma\gamma}$ e da rapidez do dilépton, como

$$\omega_1 = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} e^{Y_{l^+ l^-}}, \quad \omega_2 = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} e^{-Y_{l^+ l^-}}. \quad (3.8)$$

Aqui, $W_{\gamma\gamma}/2$ é o jacobiano da transformação de variáveis $(\omega_1, \omega_2) \rightarrow (W, Y)$. Utilizando o formalismo apresentado, estimamos as distribuições de rapidez e de massa invariante de dimúons, assumindo os diferentes modelos para os efeitos de absorção e para o tratamento do fluxo de fótons, apresentados no Capítulo 2.

Vamos discutir a utilização de dois modelos para os efeitos de absorção. Em uma primeira aproximação, consideramos um modelo puramente geométrico, onde a probabilidade de absorção é descrita por uma função degrau, $\Theta(|\mathbf{b}| - 2R_A)$ [33], conforme a Equação (2.48).

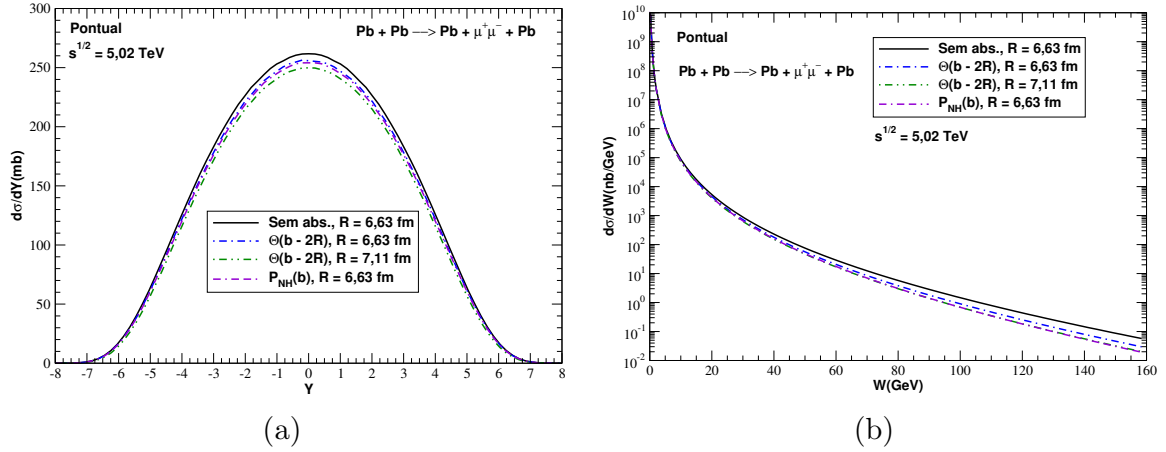


Figura 3.2 - Predições para as distribuições de (a) rapidez e (b) massa invariante, de dimúons com diferentes efeitos de absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$, com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV [50].

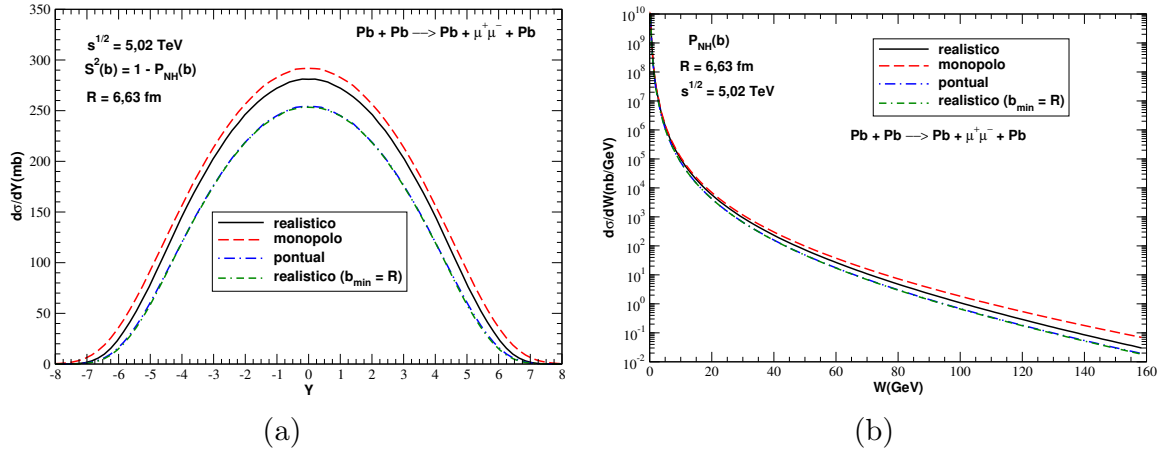


Figura 3.3 - Predições para as distribuições de (a) rapidez e (b) massa invariante, de dimúons com diferentes modelos para o fator de forma nuclear $F(q)$, com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV [50].

Nesse modelo, $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ é igual a 1 quando o parâmetro de impacto é maior ou igual a soma dos raios dos núcleos em colisão, e 0 quando $b < 2R_A$. Nesse caso, teremos máxima absorção e o processo será dominado pelas interações fortes. No entanto, para um tratamento mais realista, incorporamos um fator $P_{NH}(\mathbf{b})$, baseado no formalismo de Glauber [34], que descreve a probabilidade de ocorrerem interações hadrônicas adicionais entre os núcleos, definido nas Equações (2.49) e (2.50). Na prática, esse modelo considera que, mesmo em colisões a grandes parâmetros de impacto, ainda existe uma probabilidade não nula de ocorrer trocas de glúons [5, 35]. Uma comparação entre os dois modelos é apresentada na Figura 2.9, que ilustra como o fator de absorção varia com o parâmetro de impacto da colisão.

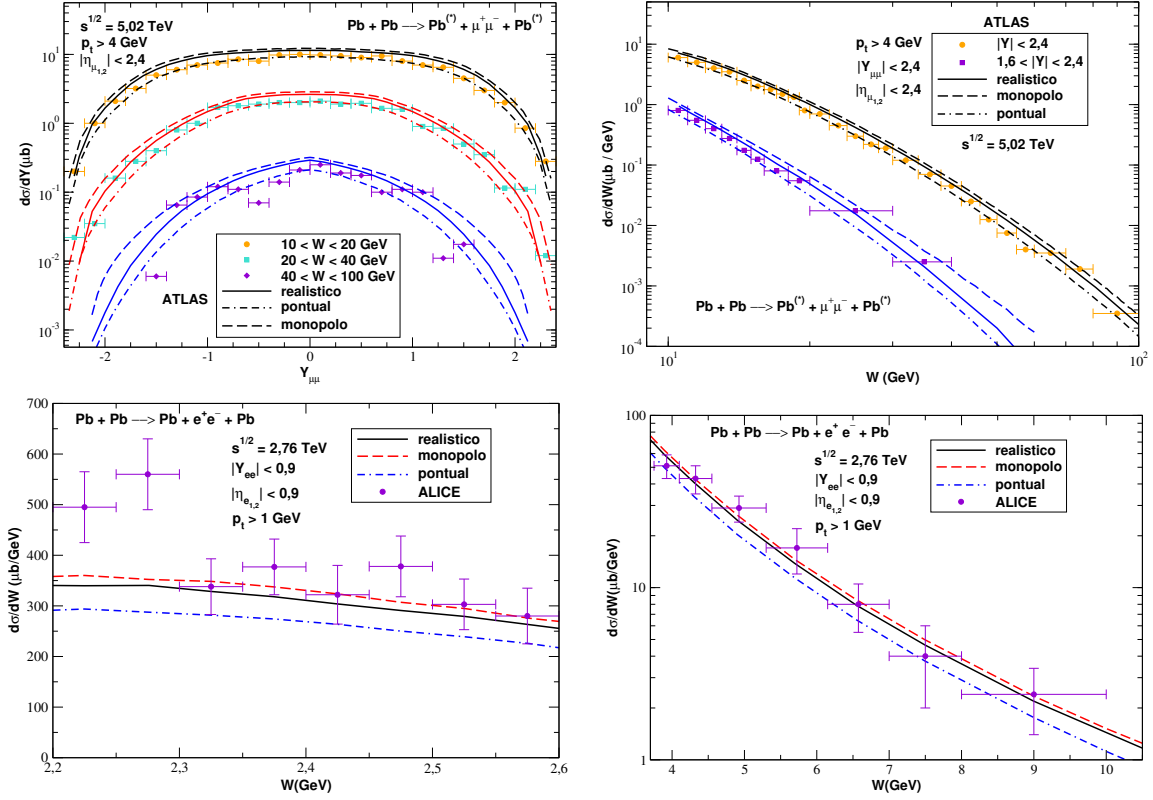


Figura 3.4 - Distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção de $\mu^+\mu^-$ via $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV, em comparação com os dados da Colaboração ATLAS [55] (painéis superiores). Distribuições de pequena e grande massa invariante para a produção de e^+e^- via $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 2,76$ TeV, em comparação com os dados da Colaboração ALICE [56] (painéis inferiores).

Na Figura 3.2, mostramos o impacto dos diferentes efeitos de absorção, assumindo o fluxo pontual, sobre as distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção de dimúons, em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV. A distribuição de rapidez na Figura 3.2(a) é simétrica em torno da origem, com as maiores diferenças entre os modelos ocorrendo em rapidez central ($y \approx 0$). Como esperado, a inclusão do fator de absorção reduz a seção de choque, e aumentar o valor do raio nuclear resulta em maior supressão. No entanto, as predições não são altamente sensíveis ao modelo de absorção usado. A distribuição de massa invariante na Figura 3.2(a), mostra que as diferenças entre os modelos se tornam mais evidentes em grande valores de $W_{\gamma\gamma}$.

Também demonstramos o impacto dos diferentes fatores de forma $F(q)$ nas distribuições de rapidez e de massa invariante de dimúons, utilizando o modelo de Glauber para os efeitos de absorção (ver Figura 3.3). Quando utilizamos o fator de forma pontual $F(q) = 1$, não aplicamos nenhuma correção adicional. Além disso, observamos que o resultado do fator de forma realístico, assumindo $b_{min} = R_A$, coincide com o do fator de forma pontual.

Isso sugere que, impor um limite inferior nas integrais em b_i igual ao raio do núcleo, não é uma boa aproximação. O comportamento da distribuição da Figura 3.3(a), na região de rapidez central, é fortemente dependente da abordagem escolhida para o fluxo de fótons. O modelo de fator de forma de monopolo prevê valores mais altos nesta região, seguido pelo modelo realístico. As previsões para a distribuição de massa invariante na Figura 3.3(b), diferem significativamente em grandes valores de $W_{\gamma\gamma}$. Como discutido anteriormente, esse comportamento é esperado, uma vez que o tratamento do fator de forma nuclear nos permite investigar o fluxo de fótons nas regiões de pequenas distâncias, onde encontram-se os fótons mais energéticos, que geram os pares de múons com grande massa invariante.

Comparamos nossos resultados com os dados experimentais das Colaborações ATLAS [55], para a produção de dimúons e ALICE [56] para a produção de dielétrons (ver Figura 3.4). Consideramos diferentes modelos para o fator de forma nuclear e assumimos o modelo de Glauber para os efeitos de absorção. Observamos que nossas previsões se ajustam bem aos dados experimentais. Além disso, notamos que as diferenças entre as previsões aumentam quando cresce a massa invariante, destacando a importância de um tratamento adequado do fluxo de fótons. Demonstramos no artigo [20] que as previsões são dependentes do modelo do fator de forma nuclear, especialmente em grande massa invariante. Por outro lado, observamos que o tratamento dos efeitos de absorção tem um impacto pequeno na produção de dilétons em colisões ultraperiféricas via $\gamma\gamma$.

Na Tabela 3.1, apresentamos os valores das seções de choque totais, para a produção simples de dilétons nas energias do RHIC (200 GeV), LHC (5500 GeV) e FCC (39000 GeV). Tais valores são muito elevados, indicando que processos de ordens mais altas, como a produção de múltiplos pares, podem ser apreciáveis e passíveis de observação no LHC, e, principalmente, no FCC. Nossos cálculos foram feitos com o fator de forma realístico (2.44). A seguir, apresentamos os cálculos das probabilidades e seções de choque totais, para a produção dupla e tripla de pares de léptons.

Léptons	σ_{RHIC} (barn)	σ_{LHC} (barn)	σ_{FCC} (barn)
e^+e^-	$1,88 \times 10^5$	$6,40 \times 10^5$	$1,05 \times 10^6$
$\mu^+\mu^-$	$1,45 \times 10^{-1}$	2,03	4,95
$\tau^+\tau^-$	$1,23 \times 10^{-6}$	$9,71 \times 10^{-4}$	$4,39 \times 10^{-3}$

Tabela 3.1 - Valores da seção de choque total para produção de pares simples de léptons, em colisões $AuAu$ no RHIC, e colisões $PbPb$ no LHC e FCC.

3.2 Produção de Múltiplos Estados Abertos

A partir da Equação (3.1), podemos obter a probabilidade de gerar um par $P_1(b)$. Para isso, temos que a distribuição diferencial no parâmetro de impacto, para a produção de dilétons, será dada por

$$\frac{d\sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 A_2 l^+ l^-}(\sqrt{S_{A_1 A_2}})}{d^2 b} = \int N(\omega_1, b_1) N(\omega_2, b_2) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-}(W_{\gamma\gamma}) \times d^2 \mathbf{b}_1 d^2 \mathbf{b}_2 d\omega_1 d\omega_2. \quad (3.9)$$

Os cálculos para obtenção da seção de choque diferencial $d\sigma/d^2 b$, foram realizados seguindo as referências [14, 15]. No entanto, é possível estimar esses mesmos processos utilizando o formalismo da matriz- S , que é apresentado no Apêndice C. A partir desta distribuição, podemos definir a probabilidade diferencial para criar um par de léptons, como sendo

$$P_1(b) = \frac{1}{2\pi b} \frac{d\sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 A_2 l^+ l^-}(\sqrt{S_{A_1 A_2}})}{db}. \quad (3.10)$$

A Equação (3.10) fornece a probabilidade, dependente do parâmetro de impacto, para a criação de estados abertos de dilétons. Como consequência, a seção de choque para a produção de um par de léptons pode ser estimada da seguinte forma:

$$\sigma_{1 \text{ par}} = \int d^2 b P_1(b) = \int 2\pi b db P_1(b). \quad (3.11)$$

A probabilidade de produzir N pares de léptons pode ser escrita, aproximadamente, na forma de uma distribuição de Poisson, cujo valor médio é expresso em (3.10). Considerando que queremos estimar a produção de múltiplos pares, podemos utilizar o método de

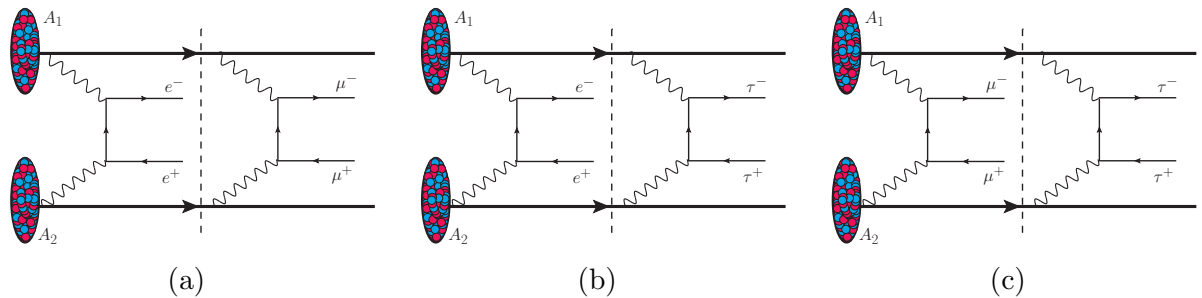


Figura 3.5 - Diagramas esquemáticos para a produção simultânea de pares (a) elétron e múon, (b) elétron e tau, e (c) múon e tau.

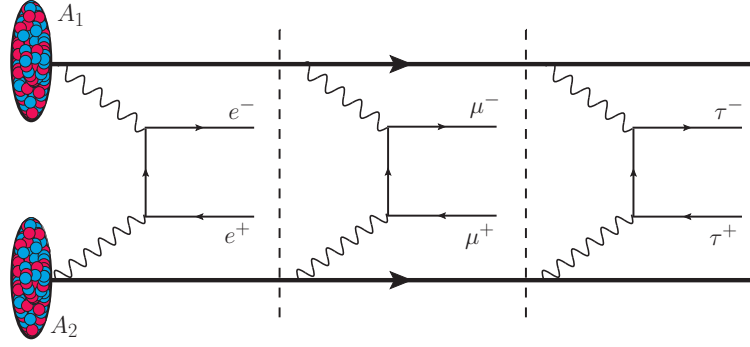


Figura 3.6 - Diagrama para produção simultânea dos três tipos de pares de léptons.

fatorização [19, 57], para calcular a probabilidade de produzir simultaneamente os pares $e\mu$, $e\tau$, e $\mu\tau$, a qual é dada por

$$P_N^{l_1 l_2}(b) = \{P_1^e(b)P_1^\mu(b), P_1^e(b)P_1^\tau(b), P_1^\mu(b)P_1^\tau(b)\}, \quad (3.12)$$

onde $l_1, l_2 = e, \mu, \tau$, com $N = 1$. Na Figura 3.5 são mostrados os diagramas esquemáticos para a produção simultânea de dois pares de léptons. Analogamente, a probabilidade de produção tripla de léptons, pode ser escrita como

$$P_N^{e\mu\tau}(b) = P_1^e(b) P_1^\mu(b) P_1^\tau(b). \quad (3.13)$$

O processo associado é representado na Figura 3.6. A fim de obter a seção de choque total, no espaço do parâmetro de impacto, para a produção de um único par $\sigma_{1\text{par}}$, simplesmente integramos a probabilidade de um par. Consequentemente, no cálculo da seção de choque para produção múltipla de estados abertos, é necessário integrar todas as probabilidades (3.12), sobre o parâmetro de impacto, logo

$$\sigma_T^{l_1 l_2} = \int_0^\infty 2\pi b db P_1^{l_1}(b) P_1^{l_2}(b). \quad (3.14)$$

De forma análoga, podemos obter a seção de choque total para a produção tripla, integrando as probabilidades dadas em (3.13) sobre b ,

$$\sigma_T^{e\mu\tau} = \int_0^\infty 2\pi b db P_1^e(b) P_1^\mu(b) P_1^\tau(b). \quad (3.15)$$

Nosso estudo sobre a produção múltipla de estados abertos de diléptons baseia-se, princi-

palmente, em análises recentes realizadas nas Refs. [51–54], onde são estimadas as seções de choque para diferentes tipos de léptons, produzidos simultaneamente. O arranjo matemático da produção múltipla é bastante similar àquele utilizado no cálculo da produção simples. A principal diferença ocorre no tratamento da probabilidade total, a qual é obtida mediante o produto das probabilidades de gerar um par. A seguir, apresentamos nossos resultados.

3.3 Resultados

Nesta seção, apresentamos os resultados obtidos para a produção de múltiplos estados abertos de diléptons, em colisões de íons pesados nas energias do RHIC ($\sqrt{s} = 200$ GeV), do LHC ($\sqrt{s} = 5500$ GeV) e do FCC ($\sqrt{s} = 39000$ GeV). Realizamos cálculos para diferentes combinações de diléptons.

Estimamos as seções de choque totais usando as Equações (3.14) e (3.15), para a produção dupla de pares, incluindo as configurações: $e^\pm\mu^\pm$, $e^\pm\tau^\pm$, $\mu^\pm\tau^\pm$; e para a produção tripla: $e^\pm\mu^\pm\tau^\pm$. Os resultados para colisões $AuAu$ no RHIC e $PbPb$ no LHC e no FCC são mostrados na Tabela 3.2, expressos em barn. Percebemos que as seções de choque crescem como resultado do aumento da energia do colisor e diminuem para léptons de maior massa. Vale destacar que, mesmo sendo processos de segunda e terceira ordens, as seções de choque ainda mantêm valores elevados, especialmente em energias mais altas. Nossos resultados concordam com outras previsões existentes na literatura [53, 54].

Pares de léptons	σ_{RHIC} (barn)	σ_{LHC} (barn)	σ_{FCC} (barn)
$e^\pm - \mu^\pm$	$4,98 \times 10^{-2}$	$5,60 \times 10^{-1}$	1,69
$e^\pm - \tau^\pm$	$4,27 \times 10^{-7}$	$2,71 \times 10^{-4}$	$1,52 \times 10^{-3}$
$\mu^\pm - \tau^\pm$	$2,29 \times 10^{-9}$	$9,62 \times 10^{-6}$	$1,03 \times 10^{-4}$
$e^\pm - \mu^\pm - \tau^\pm$	$8,01 \times 10^{-10}$	$2,70 \times 10^{-6}$	$3,62 \times 10^{-5}$

Tabela 3.2 - Seção de choque total para produção dos pares de léptons (e^\pm, μ^\pm, τ^\pm) separadamente, em energias 200 GeV, 5500 GeV e 39000 GeV, dos colisores RHIC, LHC e FCC, respectivamente.

Pares de léptons	N (LHC)	N (FCC)
$e^\pm - \mu^\pm$	$39,20 \times 10^8$	$11,83 \times 10^9$
$e^\pm - \tau^\pm$	$18,97 \times 10^5$	$10,64 \times 10^6$
$\mu^\pm - \tau^\pm$	$67,34 \times 10^3$	$72,10 \times 10^4$
$e^\pm - \mu^\pm - \tau^\pm$	$18,90 \times 10^3$	$25,34 \times 10^4$

Tabela 3.3 - Número de eventos por ano, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.

A partir das seções de choque para produção múltipla e assumindo a luminosidade integrada esperada por ano para o LHC e o FCC como sendo $\mathcal{L} \approx 7\text{nb}^{-1}$ [58], estimamos o número de eventos associados, usando a relação $N = \mathcal{L}\sigma$. Os resultados são apresentados na Tabela 3.3.

Após calcular das seções de choque diferenciais por meio da Equação (3.10), estimamos as probabilidades de produção múltipla de pares. Essas probabilidades são representadas graficamente, como função do parâmetro de impacto, para colisões $PbPb$ com energias de 5,5 TeV e 39 TeV.

Na Figura 3.7, observamos as probabilidades de produção dupla de pares de léptons, especificamente, pares de elétrons (no painel esquerdo) e pares de múons (no painel direito), nas energias do LHC e do FCC. Em contraste, na Figura 3.8, apresentamos nossos resultados para a probabilidade de produzir dois pares de léptons de diferentes tipos (no painel esquerdo) e três pares de léptons (no painel direito). Vale destacar que, em geral, os padrões observados nessas probabilidades são bastante semelhantes para ambas as energias dos colisores. No entanto, é importante notar que, devido às massas significativamente maiores do múon e do tau em comparação com o elétron, as probabilidades de produção desses léptons mais pesados são cerca de 3 ou 4 ordens de grandeza menores que as do elétron. Nossos resultados estão em concordância com os obtidos pela Ref. [53].

Os resultados apresentados sugerem que futuras análises experimentais destes processos são viáveis, o que motiva um estudo mais detalhado das distribuições associadas. Como próximos passos, a serem realizados após a conclusão do doutoramento, pretendemos estimar as distribuições de rapidez associadas a esses eventos e incluir os cortes cinemáticos, utilizados pelas colaborações experimentais, com intuito de obter previsões mais realistas.

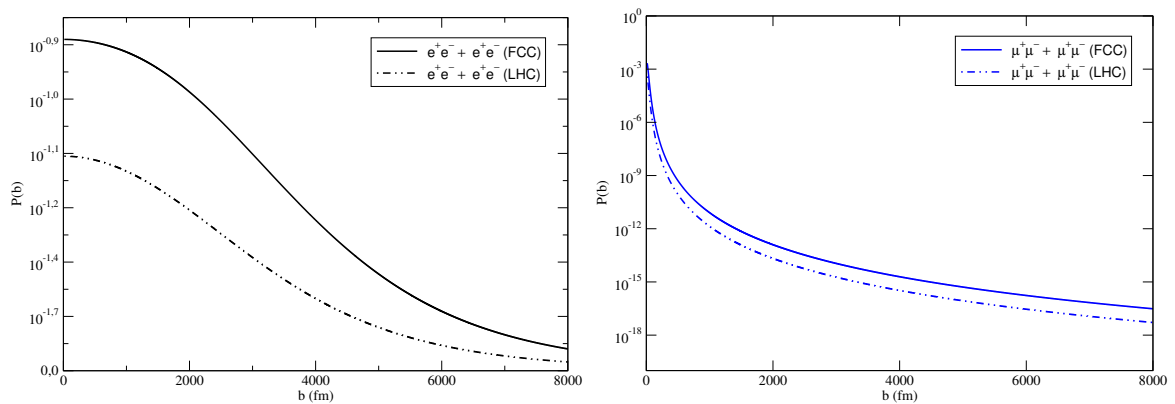


Figura 3.7 - Comportamentos dos valores da probabilidade dependente do parâmetro de impacto b , para produção de pares duplos e^+e^- (à esquerda) e $\mu^+\mu^-$ (à direita), em colisões $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC.

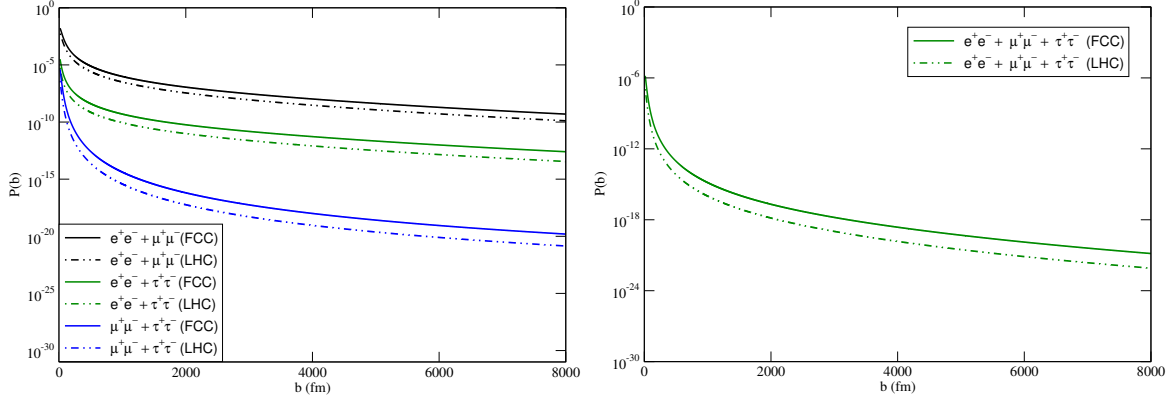


Figura 3.8 - Comportamentos dos valores da probabilidade dependente do parâmetro de impacto b , para produção de pares duplos (à esquerda) e triplos (à direita), em colisões $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC.

3.4 Conclusões

Neste capítulo, revisamos a produção de pares de léptons, e exploramos o impacto de diferentes modelos para o fator de forma nuclear e para os efeitos de absorção nas distribuições de dimúons. Apresentamos o formalismo necessário para estimar a probabilidade de produção múltipla. Além disso, fornecemos previsões para as seções de choque totais, para as produções, simples e múltiplas, de estados abertos de diléptons. Para tornar nossas previsões de múltiplos pares mais realistas, e comparáveis com resultados experimentais futuros, pretendemos restringir nossos cálculos dentro dos limites experimentais, utilizando cortes cinemáticos sobre parâmetros como, rapidez, momento transferido e massa invariante dos léptons criados.

Em capítulos subsequentes, estenderemos esse formalismo para estimar a produção dupla de diferentes estados, em interações $\gamma\gamma$ e γh . Antes porém, trataremos no próximo capítulo, como uma extensão deste estudo, da produção de estados ligados de diléptons.

4 PRODUÇÃO DE ESTADOS LIGADOS DE DILÉPTONS

Nas últimas décadas, diversos estudos têm destacado os estados ligados de diléptons como um campo de testes ideal para a QED. Esses estados oferecem a oportunidade de sondar uma variedade de propriedades dos léptons, incluindo a invariância por conjugação de carga, paridade e reversão temporal (CPT). A teoria também permite estudar a física de estados ligados (veja, por exemplo, as Refs. [59–64]). Além disso, a pesquisa nesse domínio pode proporcionar *insights* sobre a física além do Modelo Padrão (*beyond the Standard Model* – BSM), como indicado em estudos recentes [65, 66].

Este capítulo se concentra na análise da produção de estados ligados de diléptons, via interações $\gamma\gamma$, especificamente o estado conhecido como muônio verdadeiro (*True Muonium* – TM), que consiste em um par ligado de múon e antimúon, representado como $(\mu^+\mu^-)$. Até o momento, o muônio verdadeiro não foi observado experimentalmente. Em princípio, nossas investigações também podem ser estendidas para estudar estados ligados de elétron e pósitron, denominado positrônio. No entanto, neste caso, as correções de Coulomb associadas à troca de multi-fótons, que são insignificantes para o estado TM, devem ser levadas em consideração (ver discussão nas Refs. [67, 68]). Nossos resultados foram publicados na Ref. [2]. Iniciamos este estudo com uma descrição do muônio verdadeiro, apresentando sua estrutura e relevância teórica. Em seguida, introduzimos o formalismo necessário para analisar a produção de estados ligados, com foco especial no estado para-TM. Nossa abordagem inclui a estimativa da seção de choque e a distribuição de rapidez, utilizando a aproximação de fótons equivalentes. Ademais, nossa análise leva em consi-

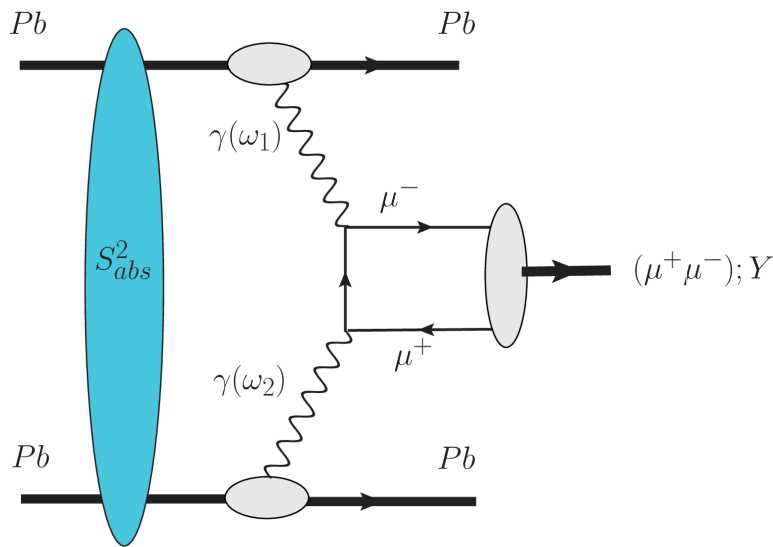


Figura 4.1 - Produção do estado para-muônio verdadeiro, via interações $\gamma\gamma$, em colisões ultraperiféricas $PbPb$.

deração modelos realistas para o fator de forma nuclear, bem como para o tratamento dos efeitos de absorção.

Nosso objetivo principal, é atualizar e expandir as previsões apresentadas por Ginzburg e colaboradores [67], para a produção do para-muônio verdadeiro, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, representado pelo diagrama na Figura 4.1. O presente estudo é motivado pelo fato de que, o estado final resultante oferece uma configuração limpa e distinta, o qual consiste em: um estado para-TM, dois núcleos intactos e dois *gaps* de rapidez, ou seja, regiões vazias em pseudo-rapidez que separam os núcleos inteiros frontais do estado $(\mu^+\mu^-)$. Isso, por sua vez, pode ser utilizado para separar eventos e investigar o estado de muônio verdadeiro. Além disso, apresentamos previsões para diferentes energias de colisão, como o LHC de Alta Energia ($\sqrt{s} = 10,6$ TeV) [69] e o Futuro Colisor Circular ($\sqrt{s} = 39$ TeV) [70].

4.1 Estrutura do Muônio Verdadeiro

A estrutura do muônio verdadeiro (TM) é muito semelhante à do átomo de hidrogênio. Em particular, seu estado fundamental pode estar em um estado singleto com spins anti-paralelos e spin total $s = 0$, chamado de estado para-TM, ou pode estar no estado tripleto com spins paralelos e spin total $s = 1$, denominado estado orto-TM. No entanto, diferentemente do hidrogênio, pode ocorrer aniquilação no caso do muônio verdadeiro. Entre seus canais de decaimento está o decaimento em fótons, com o número de fótons emitidos no processo de decaimento sendo governado pela regra de seleção da conjugação de carga. O número de conjugação de carga do TM é $(-1)^{l+s}$, onde l representa o momento angular orbital, enquanto para n fótons $C = (-1)^n$. Assim, a invariância da conjugação de carga, prescreve a seguinte regra de seleção [45]

$$(-1)^{l+s} = (-1)^n, \quad (4.1)$$

para o decaimento do TM do estado l, s , para n fótons. Evidentemente, o estado singleto ($s = 0$) deve decair em um número par de fótons, normalmente dois, enquanto o tripleto ($s = 1$) deve decair em um número ímpar, normalmente três [41]. Nosso estudo, apresentado na Ref. [2], concentrou-se na produção de estados para-TM em colisões ultraperiféricas $PbPb$. A seguir, revisamos os principais resultados obtidos nessa referência.

4.2 Produção do Estado Para-Muônio Verdadeiro

Nesta seção, vamos revisar o formalismo relacionado à produção do estado para-TM via interações $\gamma\gamma$, conforme ilustrado na Figura 4.1. Na aproximação de fótons equivalentes,

a seção de choque total do processo $PbPb \rightarrow Pb \otimes (\mu^+ \mu^-) \otimes Pb$, pode ser expressa como

$$\sigma (PbPb \rightarrow Pb \otimes (\mu^+ \mu^-) \otimes Pb; s) = \int d^2 \mathbf{b}_1 d^2 \mathbf{b}_2 dW_{\gamma\gamma} dY \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} \hat{\sigma} (\gamma\gamma \rightarrow (\mu^+ \mu^-); W_{\gamma\gamma}) \times N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}), \quad (4.2)$$

onde \sqrt{s} representa a energia do centro de massa da colisão $PbPb$, o símbolo \otimes caracteriza um *gap* de rapidez no estado final. A variável Y denota a rapidez do estado produzido, $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$ é a energia de centro de massa $\gamma\gamma$. As energias dos fótons ω_1 e ω_2 , são expressas em termos de $W_{\gamma\gamma}$ e Y pela Equação (3.8). Além disso, $N(\omega_i, \mathbf{b}_i)$ representa o espectro de fótons equivalente com energia ω_i a uma distância transversa \mathbf{b}_i do centro do núcleo, definida no plano transversal à trajetória. O espectro pode ser expresso em termos do fator de forma da carga $F(q)$, como mostrado em [14], pela Equação (2.40). Em nossa análise, consideramos o fator de forma realista, o qual corresponde à distribuição de Woods–Saxon e é a transformada de Fourier da densidade de carga dos núcleos, restrita pelos dados experimentais. A expressão analítica para $F(q^2)$ é dada na Equação (2.44). O fator $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ depende do parâmetro de impacto \mathbf{b} da colisão, e é conhecido como efeito de absorção, que exclui a sobreposição entre os núcleos, considerando apenas as colisões ultraperiféricas. Seguindo a Ref. [20], assumimos que $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ pode ser escrito em termos da probabilidade de interação entre os núcleos em um dado parâmetro de impacto, $P_H(\mathbf{b})$, como descrito na Seção 2.4.

Finalmente, usando a fórmula de Low [71], podemos expressar a seção de choque para a produção do estado de muônio verdadeiro $(\mu^+ \mu^-)$, via interações $\gamma\gamma$, em termos da largura de decaimento de dois fótons $\Gamma_{(\mu^+ \mu^-) \rightarrow \gamma\gamma}$ da seguinte forma:

$$\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow (\mu^+ \mu^-)}(\omega_1, \omega_2) = 8\pi^2 (2J + 1) \frac{\Gamma_{(\mu^+ \mu^-) \rightarrow \gamma\gamma}}{M} \delta(4\omega_1\omega_2 - M^2), \quad (4.3)$$

onde $M = 2m_\mu$ e J são, respectivamente, a massa e o spin do estado TM produzido. Na aproximação não-relativística, tem-se que apenas a densidade de probabilidade dos s -estados na origem não desaparece, o que implica que $|\Psi_{ns}(0)|^2 = \alpha^3 m_\mu^3 / 8\pi n^3$. Consequentemente, obtemos $\Gamma(n^1 S_0) = \alpha^5 m_\mu / 2n^3$ e que leva à expressão da seção de choque $\gamma\gamma$, para o menor estado do TM, dada por

$$\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-}(\omega_1, \omega_2) = 2\pi^2 \alpha^5 \delta(4\omega_1\omega_2 - M^2). \quad (4.4)$$

Na próxima seção, apresentamos nossos resultados para as seções de choque e distribuições

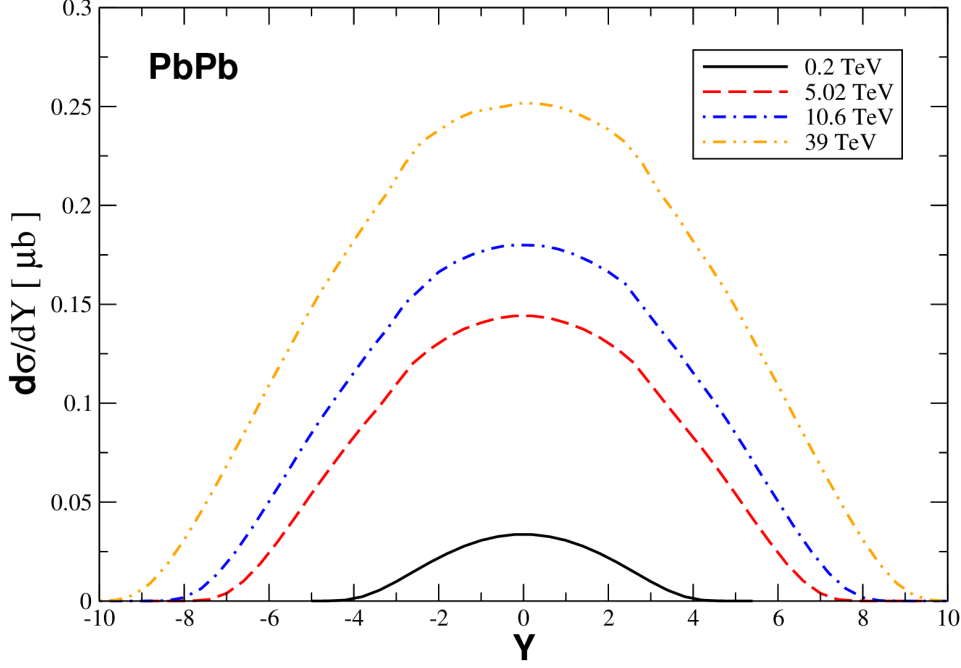


Figura 4.2 - Distribuição da rapidez para a produção do para-TM por interações $\gamma\gamma$ em colisões ultraperiféricas $PbPb$.

de rapidez, considerando diferentes energias de colisão.

4.3 Previsões para o RHIC, LHC e FCC

Nesta seção, apresentamos nossas previsões para as seções de choque e distribuição de rapidez, na produção de estados para-TM, em colisões ultraperiféricas $AuAu$ e $PbPb$. Consideramos diferentes valores de energias de centro de massa núcleon-núcleon, abrangendo as energias do RHIC ($\sqrt{s} = 0,2$ TeV) e LHC ($\sqrt{s} = 5,5$ TeV), bem como as energias propostas para o LHC de Alta Energia ($\sqrt{s} = 10,6$ TeV) e o FCC ($\sqrt{s} = 39$ TeV) [69, 70].

A partir da Equação (4.2), podemos expressar a seção de choque diferencial em rapidez da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY} &= \int d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{b}_2 dW_{\gamma\gamma} \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow (\mu^+\mu^-); W_{\gamma\gamma}) \\ &\times N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Tal expressão nos permite estimar as distribuições de rapidez para a fotoprodução do estado para-TM, em colisões núcleo-núcleo (AA) no RHIC, LHC, LHC-HE e FCC. As previsões resultantes são apresentadas na Figura 4.2, onde observamos que as distribuições são simétricas em relação ao eixo de rapidez. Além disso, o valor máximo da distribuição

	$\sqrt{s} = 0,2 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 10,06 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 39 \text{ TeV}$
Rapidez total	0,16	1,24	1,70	2,74
$-2,5 < Y < 2,5$	0,14	0,68	0,86	1,22
$2,0 < Y < 4,5$	0,021	0,26	0,35	0,52

Tabela 4.1 - Seções de choque para a produção do muônio verdadeiro, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, considerando diferentes faixas de rapidez e valores distintos de energia de centro de massa. (Valores em μb)

ocorre em torno da rapidez central (em $Y \approx 0$), e essa distribuição se torna mais ampla com o aumento da energia.

Na Tabela 4.1, fornecemos nossas previsões para as seções de choque em toda a faixa de rapidez abrangida em colisões AA , considerando as diferentes energias de centro de massa. Também destacamos duas faixas particulares de rapidez, geralmente cobertas pelos detectores central ($-2,5 \leq Y \leq 2,5$) e frontal ($2,0 \leq Y \leq 4,5$). Nossos resultados indicam que as seções de choque aumentam com a energia, com valores mais altos obtidos para rapidez mais central, conforme ilustrado na Figura 4.2. Além disso, nossas previsões para a energia do LHC estão em concordância com os resultados apresentados na Ref. [67]. Um aspecto importante é que as seções de choque calculadas são da ordem de microbarns (μb).

Assumindo uma luminosidade integrada esperada por ano, para o LHC/LHC-HE/FCC de $350/500/1000 \text{ fb}^{-1}$ [69], estimamos que o número esperado de eventos associados será superior a $(85/180/500) \times 10^9$, para esses colisores. Esse grande número de eventos, torna a análise experimental viável em princípio. No entanto, para uma análise mais detalhada, será necessário considerar a separação experimental desses eventos e avaliar a magnitude dos *backgrounds* potenciais. Dado que o canal de decaimento dominante do estado para-TM envolverá a emissão de dois fótons com uma pequena massa invariante, o cenário mais significativo envolverá o sistema de difótons gerado no espalhamento luz-por-luz (*light-by-light* – LbL). Assumindo que a seção de choque LbL associada seja conhecida e limitada por dados recentes, existe a possibilidade de remover esse *background*, permitindo o acesso aos eventos associados à produção do para-TM. Certamente, tal aspecto motiva fortemente uma análise mais aprofundada, que pretendemos realizar num futuro próximo.

4.4 Conclusões

Neste capítulo, nos dedicamos à investigação da produção do estado de muônio verdadeiro ($\mu^+ \mu^-$) através de colisões nucleares ultraperiféricas, em diferentes energias de centro de

massa. Nosso principal objetivo foi estimar as seções de choque e as distribuições de rapidez associadas a esse processo, com o intuito de avaliar a possibilidade de observar, pela primeira vez, o estado ligado da QED composto por um par de múons. Estudos recentes demonstraram que a análise desse estado pode ser útil para testar leis fundamentais, como o teorema CPT, e explorar a física além do modelo padrão.

Utilizamos a aproximação de fótons equivalentes e assumimos um modelo realista para os fluxos de fótons dos núcleos, juntamente com correções absorptivas. Nossas previsões indicaram seções de choque significativas e altas taxas de eventos, sugerindo que uma investigação experimental da produção do estado para-TM em colisões ultraperiféricas, é factível, e merece uma análise mais aprofundada, com foco na separação experimental desses eventos, especialmente aqueles provenientes do espalhamento LbL.

No próximo capítulo, vamos explorar a fotoprodução de mésons vetoriais, via mecanismo de espalhamento duplo. Retomaremos nosso estudo da produção de estados ligados de diléptons no Capítulo 6, desta vez em associação com mésons vetoriais, ampliando nossa compreensão dos processos envolvidos.

5 PRODUÇÃO DUPLA DE MÉSONS VETORIAIS EM INTERAÇÕES $\gamma\mathbb{P}$

Neste capítulo, analisamos a produção dupla de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados. Nosso foco é a produção associada dos mésons ϕ e J/Ψ , via mecanismo de espalhamento duplo (DSM), no qual duas interações fóton–Pomeron ocorrem simultaneamente. Para estimar as seções de choque totais e as distribuições de rapidez, consideramos colisões $PbPb$ nas energias do LHC ($\sqrt{s} = 5,02$ e $5,5$ TeV) e do FCC ($\sqrt{s} = 39$ TeV). Além disso, assumimos as faixas de rapidez cobertas pelos detectores ALICE ($-2,5 \leq y \leq 2,5$) e LHCb ($2,0 \leq y \leq 4,5$). Nossos resultados foram publicados na Ref. [7], os quais indicam que uma análise experimental futura desse estado final é, em princípio, viável.

O entendimento do processo de fotoprodução exclusiva de dois mésons vetoriais, em colisões de íons pesados ultra-relativísticos, pode ser muito útil para investigar a descrição do DSM e aprimorar nossa compreensão da dinâmica da QCD em altas energias. A seguir, apresentamos os principais conceitos e fórmulas para descrever a produção de mésons vetoriais via mecanismo de espalhamento simples (*Single Scattering Mechanism* – SSM) em interações fóton–hádron (γh). A base teórica para essa análise é o formalismo de dipolo de cor, o qual tem demonstrado sucesso na descrição de dados do HERA (*Hadron?Electron Ring Accelerator*) e em observações recentes no LHC [72].

5.1 Fotoprodução Exclusiva de Mésons Vetoriais

O estudo das interações fotoinduzidas em colisores hadrônicos tornou-se uma realidade, e o LHC é atualmente considerado um poderoso colisor fóton–hádron e fóton–fóton. Isso abre novas oportunidades para melhorar nossa compreensão do Modelo Padrão e explorar em busca de Nova Física [1, 73–76]. Desde os trabalhos pioneiros nas Refs. [77, 78], vários grupos teóricos e experimentais têm dedicado esforços para melhorar a descrição da fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais e medir esse processo em colisões próton–próton (pp), próton–núcleo (pA) e núcleo–núcleo (AA) (para uma revisão recente, consulte, por exemplo, a Ref. [79]). Em geral, esses estudos focaram na produção de um único méson vetorial no estado final. No entanto, os resultados apresentados na Ref. [5] para a fotoprodução de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas, também demonstraram que a produção simultânea de dois mésons vetoriais não é desprezível. Nesta seção, apresentamos o formalismo para tratar a fotoprodução exclusiva de um único méson vetorial, através de colisões ultraperiféricas de íons pesados.

A ideia central por trás desse processo é que íons carregados ultra-relativísticos, geram campos eletromagnéticos intensos. Assim, um fóton proveniente do campo eletromagnético

de um dos núcleos em colisão, pode interagir com o outro núcleo [17, 18, 80]. Nesses processos, a seção de choque total para a produção de mésons vetoriais pode ser fatorizada em termos do fluxo de fótons equivalentes proveniente do núcleo e da seção de choque do subprocesso $\gamma A \rightarrow VA$. A seção de choque diferencial para a produção de um único méson vetorial V , em rapidez y e parâmetro de impacto fixo b da colisão, pode ser expressa por [4]

$$\frac{d\sigma[A_1 + A_2 \rightarrow A_1 \otimes V \otimes A_2]}{d^2b dy} = [\omega N_{A_1}(\omega, b) \sigma_{\gamma A_2 \rightarrow V \otimes A_2}(\omega)]_{\omega_L} + [\omega N_{A_2}(\omega, b) \sigma_{\gamma A_1 \rightarrow V \otimes A_1}(\omega)]_{\omega_R}, \quad (5.1)$$

onde a rapidez do méson vetorial no estado final, é determinada pela energia do fóton ω no referencial do colisor e pela massa M_V do méson vetorial [$y \propto \ln(\omega/M_V)$]. Além disso, $\sigma_{\gamma A_i \rightarrow V \otimes A_i}$ é a seção de choque total para a fotoprodução do méson, com o símbolo \otimes representando a presença de um *gap* de rapidez no estado final. As energias dos fótons emitidos pelos núcleos A_1 e A_2 , são denotados por $\omega_L (\propto e^{-y})$ e $\omega_R (\propto e^y)$, respectivamente. O espectro de fótons equivalentes $N(\omega, b)$ de um íon relativístico para fótons com energia ω a uma distância \mathbf{b} da trajetória do íon, definida no plano transversal da trajetória, pode ser expresso em termos da fator de forma $F(q)$ da carga, conforme a Equação (2.40).

Vamos utilizar o formalismo de dipolos para descrever a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais, via interações fóton–Pomeron ($\gamma\mathbb{P}$), em que o Pomeron é um estado singlete de cor, conforme apresentado no Capítulo 2. Nesse formalismo, um fóton altamente energético pode ser representado como um dipolo de cor. Para detalhes adicionais sobre o formalismo de dipolos, consulte o Apêndice D. Nessa abordagem, a descrição da produção simples do méson vetorial pode ser fatorizada da seguinte forma:

1. Um fóton é emitido por um dos núcleos incidentes.
2. Esse fóton flutua em um par quark–antiquark (o dipolo).
3. O dipolo de cor ($q\bar{q}$) interage com o outro núcleo por meio da troca de um Pomeron (\mathbb{P}).
4. O par $q\bar{q}$ se converte em um méson vetorial no estado final.

Para uma colisão ultraperiférica entre dois núcleos iguais, onde um deles atua como fonte de fótons, o formalismo de dipolos prevê que a seção de choque para o processo $\gamma A \rightarrow VA$

é expressa por [81]

$$\sigma(\gamma A \rightarrow VA) = \int_{-\infty}^0 \frac{d\sigma}{dt} dt = \frac{1}{16\pi} \int_{-\infty}^0 |\mathcal{A}_T^{\gamma A \rightarrow VA}(x, \Delta)|^2 dt, \quad (5.2)$$

onde a amplitude de espalhamento é

$$\mathcal{A}_T^{\gamma A \rightarrow VA}(x, \Delta) = i \int dz d^2\mathbf{r} d^2\mathbf{b}_A e^{-i[\mathbf{b}_A - (1-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta} (\Psi^{V*}\Psi)_T 2\mathcal{N}_A(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_A), \quad (5.3)$$

sendo $(\Psi^{V*}\Psi)_T$ a função *overlap*, a qual representa a sobreposição das funções de onda transversais do fóton e do méson vetorial. $\mathcal{N}_A(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_A)$ é a amplitude de espalhamento não frontal de um dipolo de tamanho transversal \mathbf{r} no íon, a qual está diretamente relacionada à dinâmica da QCD [81]. A fração de momento longitudinal do fóton portado pelo quark é denotada por z . Além disso, Δ representa o momento transversal perdido pelo íon emergente ($t = -\Delta^2$) e \mathbf{b}_A é a distância transversal do centro do íon ao centro de massa do dipolo $q\bar{q}$. O fator na exponencial surge quando se leva em consideração correções não frontais para as funções de onda [82].

Como na Ref. [4], a seguir assumiremos que o méson vetorial é predominantemente um estado quark–antiquark, e que sua estrutura de spin e polarização é a mesma do fóton [83–86]. Consequentemente, a sobreposição entre as funções de onda do fóton e do méson vetorial, para o caso de polarização transversa, é dada por [81]

$$(\Psi_V^*\Psi)_T = \frac{\hat{e}_f e}{4\pi} \frac{N_c}{\pi z(1-z)} \left\{ m_f^2 K_0(\epsilon r) \phi_T(r, z) - [z^2 + (1-z)^2] \epsilon K_1(\epsilon r) \partial_r \phi_T(r, z) \right\}, \quad (5.4)$$

onde \hat{e}_f é a carga efetiva do méson vetorial, m_f é a massa do quark, $N_c = 3$, $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + m_f^2$ e $\phi_T(r, z)$ define a parte escalar das funções de onda do méson vetorial. Para o modelo de Gauss–LC, temos [85]:

$$\phi_T(r, z) = N_T [z(1-z)]^2 \exp(-r^2/2R_T^2), \quad (5.5)$$

com os parâmetros N_T e R_T sendo determinados pela condição de normalização da função de onda e pela largura de decaimento do méson. Os valores desses parâmetros para as funções de onda dos mésons ρ , ϕ e J/Ψ são apresentados na Tabela 5.1.

Seguindo a Ref. [4], assumimos o formalismo de Glauber–Gribov (GG) [87–91] para esti-

Mésons	M_V/GeV	m_f/GeV	\hat{e}_f	N_T	R_T^2/GeV^{-2}	N_L	R_L^2/GeV^{-2}
ρ	0,776	0,14	$1/\sqrt{2}$	4,47	21,9	1,79	10,4
ϕ	1,019	0,14	1/3	4,75	16,0	1,41	9,7
J/Ψ	3,097	1,4	2/3	1,23	6,5	0,83	3,0

Tabela 5.1 - Parâmetros do modelo Gauss-LC para os mésons vetoriais ρ , ϕ e J/Ψ .

mar \mathcal{N}_A . Esse formalismo prevê que:

$$\mathcal{N}_A(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_A) = 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_A(\mathbf{b}_A) \right], \quad (5.6)$$

onde a função perfil nuclear $T_A(\mathbf{b}_A)$ é descrita por uma distribuição de Woods-Saxon. A seção de choque dipolo-próton σ_{dp} , é expressa em termos da amplitude de espalhamento dipolo-próton, como segue

$$\sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) = 2 \int d^2 \mathbf{b}_p \mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p), \quad (5.7)$$

em que \mathbf{b}_p é o parâmetro de impacto da interação dipolo-próton. Em nossa análise, estimaremos $\mathcal{N}_A(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_A)$ usando como entrada o modelo bCGC para o caso do próton como alvo, proposto na Ref. [81], expresso por

$$\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{r Q_{s,p}}{2} \right)^2 \left[\gamma_s + \frac{\ln(2/r Q_{s,p})}{k \lambda Y} \right] & \text{para } r Q_{s,p} \leq 2, \\ 1 - \exp[-A \ln^2(B r Q_{s,p})] & \text{para } r Q_{s,p} > 2, \end{cases} \quad (5.8)$$

onde $Y = \ln(1/x)$. O coeficiente $k = 9,9$ é fixado pela função característica BFKL em ordem dominante (*Leading Order* – LO). Além disso, os parâmetros A e B são determinados univocamente pelas condições de continuidade em rQ_s . Neste modelo, a escala de saturação do próton $Q_{s,p}$, depende do parâmetro de impacto [4]:

$$Q_{s,p} \equiv Q_{s,p}(x, \mathbf{b}_p) = \left(\frac{x_0}{x} \right)^{\lambda/2} \left[\exp \left(-\frac{b_p^2}{2B_{CGC}} \right) \right]^{\frac{1}{2\gamma_s}}. \quad (5.9)$$

Nesta tese, vamos utilizar os parâmetros do modelo bCGC obtidos na Ref. [72], que

considera dados combinados de alta precisão do HERA: $B_{\text{CGC}} = 5,5 \text{ GeV}^{-2}$, $\gamma_s = 0,6599$, $\mathcal{N}_0 = 0,3358$, $x_0 = 0,00105 \times 10^{-5}$, e $\lambda = 0,2063$. Este modelo demonstrou excelente concordância com os dados do HERA para processos inclusivos e exclusivos em colisões ep . Na próxima seção, apresentamos o formalismo para estudar a produção dupla de mésons vetoriais, via interações $\gamma\mathbb{P}$, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, considerando o mecanismo de espalhamento duplo, no qual duas interações fóton–Pomeron podem ocorrer simultaneamente.

5.2 Produção Dupla de Mésons Vetoriais em Colisões Ultraperiféricas

A produção dupla de mésons vetoriais pode ocorrer se duas interações γh estiverem presentes no mesmo evento de colisão. Um diagrama possível que contribui para a produção associada de J/Ψ e ϕ , via DSM, é apresentado na Figura 5.1. Para tratar o mecanismo de espalhamento duplo, seguiremos a abordagem das Refs. [5, 6], as quais propuseram que a seção de choque diferencial dupla para a produção de um méson vetorial V_1 com rapidez y_1 e um segundo méson vetorial V_2 com rapidez y_2 , no qual $V_i = J/\Psi, \phi$, será dada por

$$\frac{d^2\sigma[PbPb \rightarrow Pb V_1 V_2 Pb]}{dy_{V_1} dy_{V_2}} = \mathcal{C} \int_{b_{min}} \frac{d\sigma[PbPb \rightarrow Pb \otimes V_1 \otimes Pb]}{d^2b dy_1} \times \frac{d\sigma[PbPb \rightarrow Pb \otimes V_2 \otimes Pb]}{d^2b dy_2} d^2b, \quad (5.10)$$

onde \mathcal{C} é igual a 1 para $V_1 \neq V_2$ e é igual a 1/2 para $V_1 = V_2$. A fim de excluir a sobreposição entre os núcleos em colisão, podemos assumir o parâmetro de impacto como sendo $b_{min} = 2R_{Pb}$. Isso nos permite levar em conta apenas colisões ultraperiféricas. É importante enfatizar que a Equação (5.10) também pode ser estimada assumindo $b_{min} = 0$ e incluindo um fator de sobrevivência $P_{NH}(b)$, definido em (2.49), que descreve a probabilidade de nenhuma interação hadrônica adicional entre os núcleos, o qual é geralmente estimado usando o formalismo de Glauber [5, 35], e resultados semelhantes foram obtidos.

Conseqüentemente, a produção dupla de mésons vetoriais pode ser estimada em termos das seções de choque para a produção de um único méson vetorial, descritas na seção anterior (ver Equação (5.1)). Como em estudos anteriores [4, 6], estimaremos o espectro de fótons equivalentes assumindo o núcleo como um objeto pontual, ou seja, $F(q^2 = 1)$. Para os cálculos da fotoprodução de um único méson vetorial, levaremos em conta que ambos os íons incidentes podem ser fonte dos fótons que interagem com o outro íon. Como consequência, nossas previsões para a fotoprodução associada de J/Ψ e ϕ em colisões $PbPb$ usando a Equação (5.10) incluirão a contribuição de quatro termos, um deles representado na Figura 5.1. Nossas previsões são apresentadas na próxima seção.

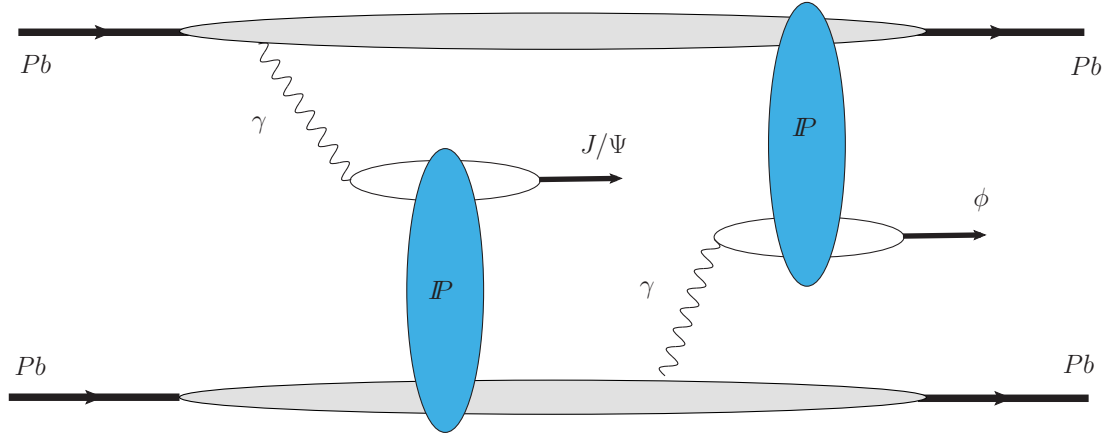


Figura 5.1 - Um dos quatro diagramas que contribuem para a fotoprodução associada J/Ψ e ϕ em colisões ultraperiféricas $PbPb$, em interações fóton–Pomeron ($\gamma\mathbb{P}$).

5.3 Previsões para o LHC e o FCC

Iniciaremos nossa análise apresentando na Figura 5.2 as previsões para a dependência energética da seção de choque total, para a fotoprodução associada de $\phi J/\Psi$, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, através do mecanismo de espalhamento duplo. Para fins de comparação, também exibimos as previsões para outras combinações de mésons vetoriais no estado final, conforme derivado na Ref. [4]. Além disso, apresentamos, pela primeira vez, predições para a produção dupla de mésons ϕ .

É possível observar, que as previsões para a produção de $\phi J/\Psi$, são aproximadamente uma ordem de grandeza menores do que as obtidas para o caso $\rho J/\Psi$, o que era esperado devido à maior massa do méson ϕ . Esses resultados destacam que os estados finais ideais para investigar o DSM são $\rho\rho$, $\phi\phi$, e $\rho J/\Psi$. Em princípio, as colisões que produzem $\rho\rho$ e $\rho J/\Psi$ podem ser medidas pela Colaboração ALICE, que tem a capacidade de reconstruir o méson ρ com precisão. No entanto, a medição desses estados finais ainda representa um desafio para a Colaboração LHCb.

Um aspecto relevante a ser considerado, é que a fotoprodução exclusiva de mésons ρ , é dominada por dipolos de grandes tamanhos [92], onde se espera que contribuições não perturbativas determinem o comportamento da seção de choque. Isso implica que as previsões para os estados finais $\rho\rho$ e $\rho J/\Psi$ são sensíveis ao regime *soft* da dinâmica da QCD. Por outro lado, a fotoprodução dos mésons ϕ e J/Ψ é dominada por dipolos menores, como consequência, a produção dos estados finais $\phi\phi$, $\phi J/\Psi$ e $J/\Psi J/\Psi$ evidencia um regime distinto da dinâmica da QCD. Portanto, uma medição futura desses diferentes estados finais pode ser útil para restringir a descrição do DSM e para melhorar nossa compreensão da dinâmica.

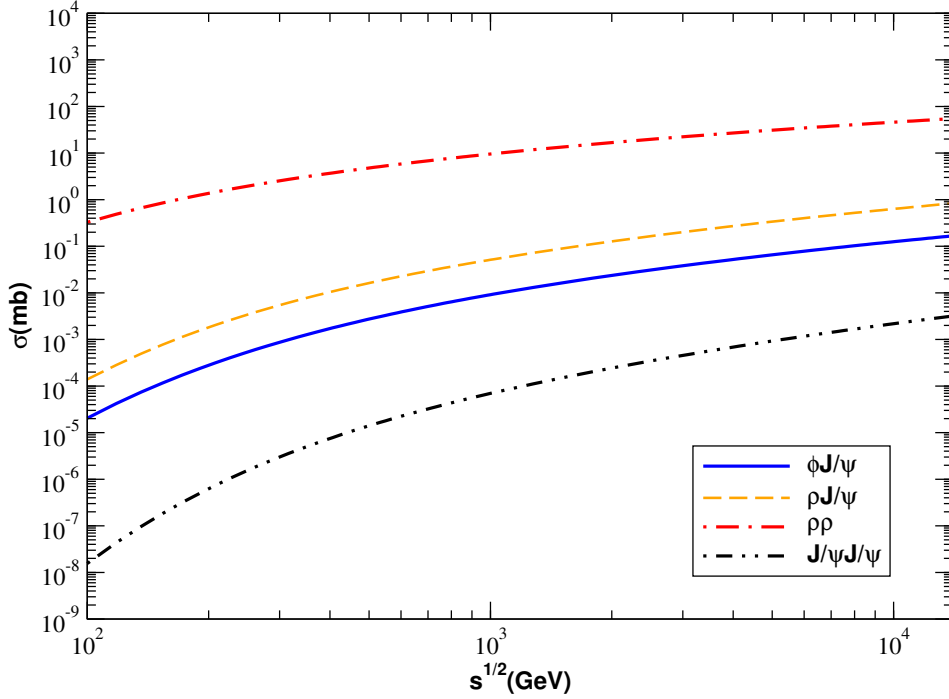


Figura 5.2 - Dependência energética da seção de choque total para a fotoprodução associada de $\phi J/\Psi$ em colisões ultraperiféricas $PbPb$ (linha sólida). As previsões para outras combinações de mésons vetoriais no estado final também são apresentadas para comparação.

Agora, vamos direcionar nossa atenção ao estado final $\phi J/\Psi$, que pode ser medido pelas colaborações ALICE e LHCb. Embora a seção de choque para este estado final seja menor do que para a produção de dois mésons ϕ , a presença do J/Ψ simplifica sua identificação experimental. Na Tabela 5.2, apresentamos nossas previsões para as seções de choque totais, considerando as energias do LHC e do FCC, bem como diferentes faixas de rapidez para os mésons no estado final. Para as energias do LHC, observamos que a seção de choque total é reduzida por um fator ≈ 2 (30) quando restringimos a produção dos mésons à faixa de rapidez coberta pelo detector ALICE (LHCb). No caso do FCC e na rapidez central, essa supressão se torna mais significativa, à medida que a distribuição de rapidez se torna mais ampla com o aumento da energia.

Considerando a luminosidade integrada esperada para futuras colisões de íons pesados no LHC, estimada em $\mathcal{L} \approx 7 \text{ nb}^{-1}$ [58], prevemos que o número de eventos associados será $\geq 10^5$ (10^4), considerando a faixa de rapidez central (frontal). Assumindo uma luminosidade integrada semelhante para o FCC, nossas previsões para o número de eventos aumentam em uma ordem de grandeza. Tais resultados indicam que uma futura análise experimental deste estado final é, em princípio, viável.

Na Figura 5.3, apresentamos nossas previsões para a distribuição de rapidez para a

	LHC ($\sqrt{s} = 5,02$ TeV)	LHC ($\sqrt{s} = 5,5$ TeV)	FCC ($\sqrt{s} = 39$ TeV)
Rapidez total	65,60	72,00	365,00
$-2,5 \leq y \leq 2,5$	33,60	35,50	80,30
$2,0 \leq y \leq 4,5$	2,30	2,70	18,70

Tabela 5.2 - Seções de choque totais em μb para a produção associada de ϕ e J/Ψ em colisões ultraperiféricas $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC, considerando faixas de rapidez distintas para os mésons no estado final.

produção de $\phi J/\Psi$, através do DSM, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, considerando diferentes energias de centro de massa. Vamos assumir uma rapidez fixa para um dos mésons vetoriais e analisar a dependência da rapidez do outro méson. Nos painéis superiores (inferiores) exibimos os resultados para a faixa de rapidez coberta pelo detector ALICE (LHCb). Como demonstrado na Ref. [4], a distribuição de rapidez para um estado final composto por diferentes mésons é assimétrica, sendo mais ampla para um méson de menor massa. Essa característica também se reflete nos resultados apresentados na Figura 5.3, quando comparamos os painéis esquerdo e direito. Conforme esperado, as distribuições tornam-se mais amplas e sua normalização aumenta com o aumento da energia de centro de massa.

Dois comentários finais são necessários antes de resumir nossos principais resultados e conclusões. Em primeiro lugar, conforme discutido em detalhes na Ref. [92], as previsões para a fotoprodução simples de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados (UPHICs), são sensíveis aos modelos utilizados para a amplitude de espalhamento dipolo-próton \mathcal{N}_p e para a função de sobreposição $(\Psi^{V*}\Psi)_T$, com a incerteza nas previsões não sendo desprezível. Tais incertezas têm um impacto direto em nossas previsões para a fotoprodução dupla de mésons vetoriais. Notavelmente, nossas previsões para as faixas de rapidez central e frontal, podem ser modificadas em aproximadamente 30% e 17%, respectivamente, se os modelos alternativos discutidos na Ref. [92] são considerados como entrada em nossos cálculos.

Outra observação relevante é que, nos últimos anos, diversos grupos melhoraram o tratamento de processos exclusivos na abordagem de dipolo, estimando correções de ordem superior para a evolução da amplitude de espalhamento dipolo-alvo e o fator de impacto do fóton. Além disso, houve melhorias na descrição da função de onda do méson vetorial, como evidenciado em várias referências [93–97]. Esses resultados indicam que as correções além da ordem dominante (*Next-to-Leading Order* – NLO), são numericamente importantes, mas seu efeito pode ser, em parte, capturado ao ajustar a condição inicial para a evolução de pequenos valores de x da amplitude de dipolo, de acordo com os dados da

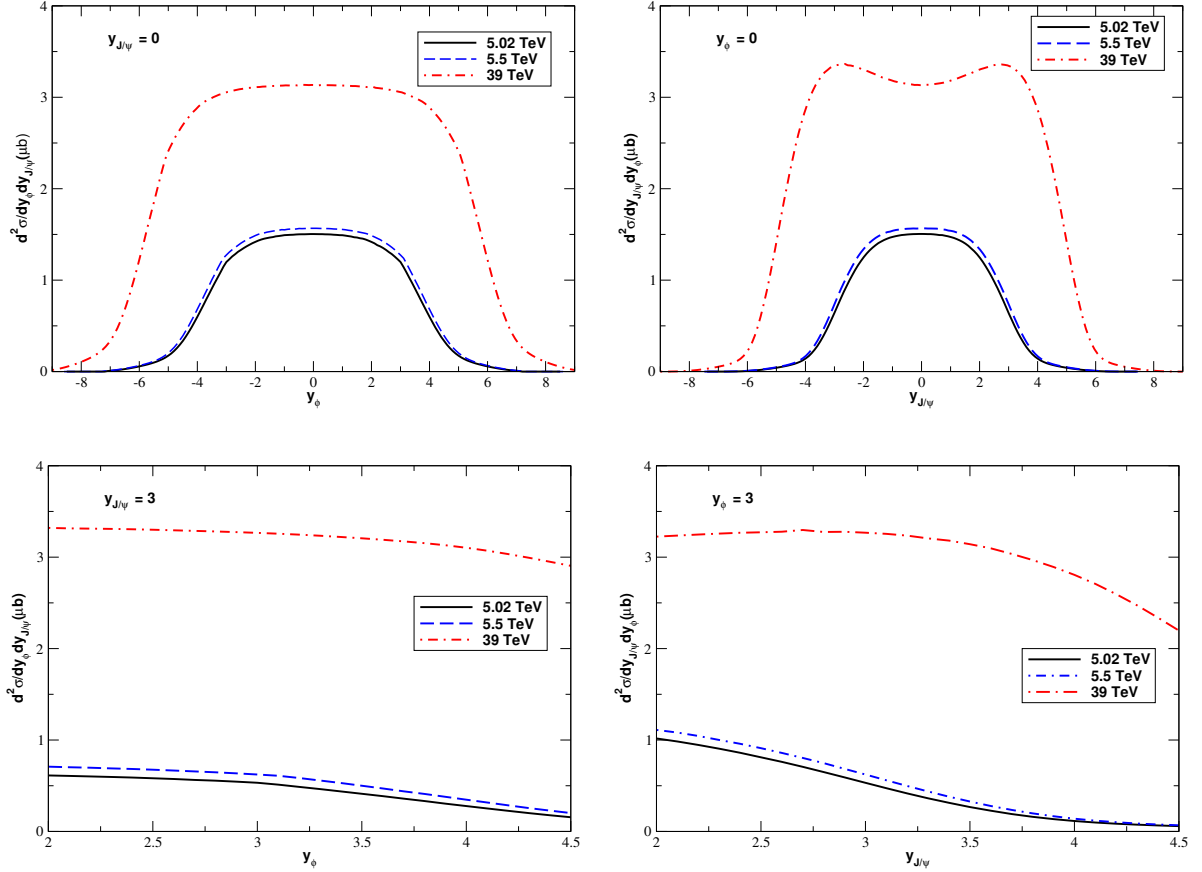


Figura 5.3 - Distribuições de rapidez para a produção de $\phi J/\Psi$ em colisões ultraperiféricas $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC, considerando as faixas de rapidez cobertas pelos detectores ALICE (painéis superiores) e LHCb (painéis inferiores). Nos painéis esquerdo (direito), a rapidez do méson J/Ψ (ϕ) é considerada constante e a dependência da rapidez do méson ϕ (J/Ψ) é analisada.

função de estrutura. Além disso, previsões NLO para a produção de mésons vetoriais no experimento HERA, são semelhantes àquelas obtidas usando modelos fenomenológicos de dipolo, especialmente àquelas derivadas usando o modelo bCGC considerado nesta tese.

Portanto, em princípio, não esperamos grandes modificações em nossas previsões se considerarmos as correções NLO. Certamente, uma comparação mais detalhada entre nossos resultados e aqueles obtidos com cálculos NLO, representa um próximo passo importante, que pretendemos realizar em futuros estudos.

5.4 Conclusões

Em resumo, nos últimos anos, diversos estudos têm destacado a análise da fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais, em colidores hadrônicos, como uma promissora abordagem para restringir a dinâmica da QCD em altas energias. Adicionalmente, alguns grupos apontaram que, em colisões ultraperiféricas de íons pesados, onde as seções de choque

para a produção simples são grandes, a probabilidade de ocorrerem múltiplas interações em um único evento não é desprezível, além de poder ser usada para melhorar nossa compreensão do processo. Em particular, na Ref. [4], foi conduzida uma análise detalhada da produção de $J/\Psi J/\Psi$, $\rho\rho$ e $\rho J/\Psi$, em colisões $PbPb$, pPb e pp , através do mecanismo de espalhamento duplo. Neste estudo, foi demonstrado que a contribuição do DSM é dominante nas colisões $PbPb$, em comparação com a produção dupla de mésons vetoriais através de interações $\gamma\gamma$.

Neste capítulo, introduzimos o formalismo para estudar a produção, simples e dupla, de mésons vetoriais através de interações fóton–Pomeron. Além disso, analisamos a produção associada de mésons ϕ e J/Ψ , via DSM, em colisões $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC. Apresentamos previsões para as seções de choque totais e as distribuições de rapidez, considerando os espaços de fase cobertos pelas Colaborações ALICE e LHCb. Como subproduto adicional, também apresentamos resultados para a produção dupla de mésons ϕ .

Nossa motivação principal foi a análise do estado final $\phi J/\Psi$, a qual está sendo realizada pela colaboração LHCb, e deverá ser divulgada nos próximos anos. Nossas previsões indicam seções de choque totais significativas e um número de eventos considerável, em futuras execuções do LHC e do FCC, sugerindo que o estudo deste estado final é, em princípio, viável.

Com base nos resultados apresentados neste capítulo e na Ref. [4], enfatizamos a necessidade de futuras investigações sobre a produção dupla de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados. Esses estudos têm o potencial de sondar o mecanismo de espalhamento duplo e melhorar nossa compreensão da dinâmica da QCD em altas energias.

6 PRODUÇÃO DUPLA DE PARTÍCULAS EM INTERAÇÕES $\gamma\gamma$ e $\gamma\mathbb{P}$

Neste capítulo, investigamos a produção dupla de partículas em UPHICs, quando o estado final é gerado pelas interações $\gamma\mathbb{P}$ e $\gamma\gamma$, conforme representado na Figura 6.1. Se tais interações ocorrem, existe a possibilidade um méson vetorial (V) ser produzido em conjunto com um estado pseudoescalar ou um par de léptons (l^+l^-). Para complementar os resultados obtidos no capítulo anterior, assumiremos em nossa análise que $V = J/\Psi$ ou ϕ . Vamos considerar dois diferentes estados ligados pseudoescalares que podem ser produzidos por interações $\gamma\gamma$: o méson η_c , que é o estado fundamental do charmônio ($c\bar{c}$), e o muônio verdadeiro (TM), o qual é o estado ligado $\mu^+\mu^-$ com spin total $s = 0$ (denotado para-TM e representado por $(\mu^+\mu^-)$ no Capítulo 4).

A seguir, apresentamos o formalismo utilizado para estimar a produção de mésons vetoriais em conjunto com um sistema dimúon e com um estado ligado pseudoescalar, via mecanismo de espalhamento duplo (DSM). Nossa análise considera colisões $PbPb$ nas energias do LHC ($\sqrt{s} = 5,02$ e $5,5$ TeV) e do FCC ($\sqrt{s} = 39$ TeV). Estimamos as seções de choque totais e as distribuições de rapidez para a produção dupla de partículas, considerando as faixas de rapidez cobertas pelos detectores ALICE ($-2,5 \leq Y \leq 2,5$) e LHCb ($2,0 \leq Y \leq 4,5$). Os resultados discutidos neste capítulo foram publicados na Ref. [13], os quais indicam que uma futura análise experimental dos estados finais $\phi + \mu^+\mu^-$, $J/\Psi + \mu^+\mu^-$ e $\phi + \eta_c$ é viável.

6.1 Produção Associada de Mésons Vetoriais e Diléptons

Nesta seção, exploramos a fotoprodução simultânea de mésons vetoriais e pares de léptons. Especificamente, consideramos a situação em que $l^+l^- = \mu^+\mu^-$, motivados pelo fato de sermos capazes de descrever os dados atuais para a produção de dimúons em uma única

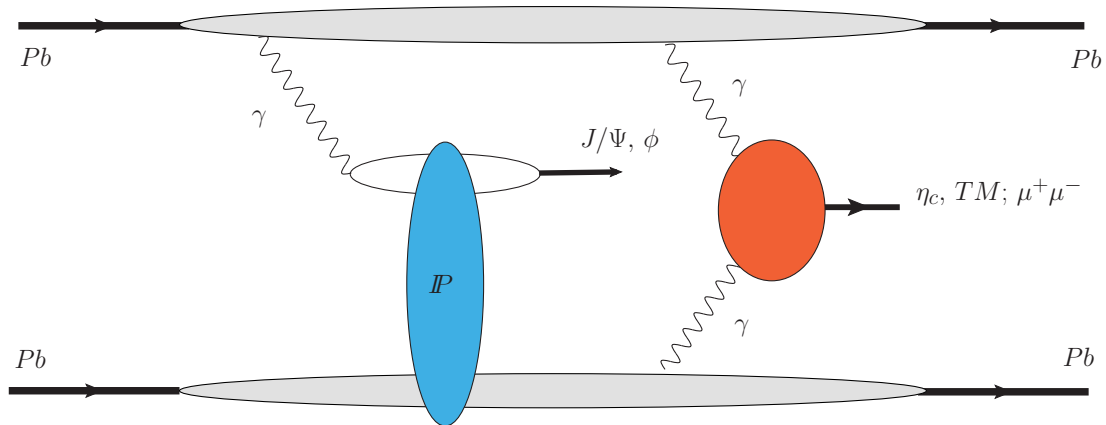


Figura 6.1 - Produção dupla de partículas por interações $\gamma\mathbb{P}$ e $\gamma\gamma$, em colisões ultraperiféricas $PbPb$.

interação $\gamma\gamma$ (ver Ref. [20]). A avaliação da probabilidade de produção dupla em UPHICs é realizada por meio do formalismo de espalhamento duplo (para detalhes, consulte, por exemplo, as Refs. [4, 5]). O pressuposto fundamental deste formalismo, para tratar a produção dupla de partículas via DSM, é que possíveis correlações podem ser desprezadas em uma primeira aproximação. Como consequência, a probabilidade de produção dos pares pode ser expressa como o produto das probabilidades de produção individuais. Isso, por sua vez, implica que a seção de choque diferencial dupla para a produção de um méson vetorial V com rapidez y_V e um par de múons $\mu^+\mu^-$ com rapidez $y_{\mu^+\mu^-}$, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, pode ser expressa por [4–6]

$$\frac{d^2\sigma [PbPb \rightarrow Pb V \mu^+\mu^- Pb]}{dy_V dy_{\mu^+\mu^-}} = \int_{b_{min}} \frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes V \otimes Pb]}{d^2b dy_V} \times \frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes \mu^+\mu^- \otimes Pb]}{d^2b dy_{\mu^+\mu^-}} d^2b, \quad (6.1)$$

onde b é o parâmetro de impacto da colisão. Para considerar apenas colisões ultraperiféricas, assumimos $b_{min} = 2R_{Pb}$, que equivale a tratar os dois núcleos como esferas duras e exclui a sobreposição entre os hádrons em colisão. O símbolo \otimes representa a presença de um *gap* de rapidez no estado final. A seguir, assumimos que o méson vetorial será produzido por interações $\gamma\mathbb{P}$ e o par de múons via interações $\gamma\gamma$. Considerando $V = J/\Psi$ ou ϕ , temos que [1, 73–76]

$$\frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes V \otimes Pb]}{d^2b dy_V} = \omega N_{Pb}(\omega, b) \sigma_{\gamma Pb \rightarrow V \otimes Pb}(\omega), \quad (6.2)$$

onde a rapidez y_V do méson vetorial no estado final é determinada pela energia do fóton ω no referencial do colisor e pela massa M_V do méson vetorial [$y_V \propto \ln(\omega/M_V)$]. Além disso, $N_{Pb}(\omega, b)$ é o espectro de fótons equivalente associado ao íon, discutido detalhadamente no Capítulo 2.

Como fizemos no capítulo anterior, estimaremos $\sigma_{\gamma Pb \rightarrow V \otimes Pb}$ usando o formalismo de dipolo de cor, assumindo o modelo de Gauss–LC para a função de sobreposição e o modelo de Glauber–Gribov para a amplitude de espalhamento não frontal (para mais detalhes, consulte o Apêndice D). É importante enfatizar que os resultados associados são capazes de descrever os dados atuais para a fotoprodução de mésons vetoriais em UPHICs (ver, por exemplo, Ref. [92]).

Por outro lado, como o dilépton é um sistema que pode ser produzido por interações $\gamma\gamma$, adotaremos o mesmo formalismo empregado no Capítulo 3, a qual descreve satisfatória-

mente os dados para a produção de dimúons, conforme demonstrado na Ref. [20]. Assim, a seção de choque do par de múons é dada por

$$\frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes \mu^+ \mu^- \otimes Pb]}{d^2b dy_{\mu^+ \mu^-}} = \int d^2\mathbf{B} dW_{\gamma\gamma} \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-; W_{\gamma\gamma}) \times N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2), \quad (6.3)$$

onde $\mathbf{b} = (\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2)$, $\mathbf{B} = (\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2)/2$, e $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$ é a energia de centro de massa do sistema $\gamma\gamma$. As energias dos fótons ω_i podem ser expressas em termos de W e $y_{\mu^+ \mu^-}$, como segue

$$\omega_1 = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} e^{y_{\mu^+ \mu^-}} \quad \text{e} \quad \omega_2 = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} e^{-y_{\mu^+ \mu^-}}, \quad (6.4)$$

além disso, $\hat{\sigma}$ é a seção de choque do subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$, a qual pode ser calculada usando a fórmula de Breit–Wheller [31], dada pela Equação (3.3).

Finalmente, para estimar as seções de choque diferenciais, devemos especificar o modelo utilizado para calcular o espectro de fótons equivalentes, $N(\omega_i, \mathbf{b}_i)$, o qual determina o número de fótons com energia ω_i a uma distância transversal \mathbf{b}_i do centro do núcleo, definido no plano transversal à trajetória. Tal espectro pode ser expresso em termos do fator de forma da carga $F(q)$, pela Equação (2.40).

Em nossa análise, consideraremos o fator de forma realista, o qual corresponde à distribuição de Wood–Saxon e é a transformada de Fourier da densidade de carga do núcleo, limitada pelos dados experimentais. Pode ser expresso analiticamente pela Equação (??).

Nas próximas seções, apresentamos o formalismo empregado para a produção simultânea de mésons vetoriais e um estado ligado pseudoescalar. Especificamente, vamos investigar a produção associada ao muônio verdadeiro, e depois, ao méson η_c , uma vez que ambos podem ser criados via fusão de dois fótons.

6.2 Produção Associada de Mésons Vetoriais e Estados Ligados de Dilétons

Nesta seção, vamos considerar a produção associada de mésons vetoriais com estados ligados de dilétons. Em particular, a análise considerando um estado de muônio verdadeiro (TM) é fortemente motivada pelos resultados recentes apresentados nas Refs. [2, 42, 43, 98, 99]. Esses resultados demonstram que o estudo dos estados ligados da QED em UPHICs é um campo de teste ideal da QED e uma sonda sensível por Nova Física. Analogamente ao formalismo mostrado na seção anterior, podemos escrever a seção de

choque diferencial para a produção simultânea de um méson vetorial e um TM, como

$$\frac{d^2\sigma [PbPb \rightarrow Pb V TM Pb]}{dy_V dy_{TM}} = \int_{b_{min}} \frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes V \otimes Pb]}{d^2\mathbf{b} dy_V} \times \frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes TM \otimes Pb]}{d^2\mathbf{b} dy_{TM}} d^2\mathbf{b}. \quad (6.5)$$

Para a produção de mésons vetoriais usaremos a Equação (6.2). Por outro lado, para a produção do estado para-muônio verdadeiro ou para-TM, onde aqui denotaremos simplesmente por TM (para detalhes consulte o Capítulo 4), temos que sua seção de choque é dada por

$$\frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes TM \otimes Pb]}{d^2b dy_{TM}} = \int d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{b}_2 dW_{\gamma\gamma} \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow TM; W_{\gamma\gamma}) \times N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2). \quad (6.6)$$

Quando o estado final é uma ressonância estreita, a seção de choque para sua produção em colisões $\gamma\gamma$ pode ser expressa pela fórmula de Low [71], a qual é dada em termos da largura de decaimento de dois fótons $\Gamma_{TM \rightarrow \gamma\gamma}$, como segue

$$\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow TM}(\omega_1, \omega_2) = 8\pi^2(2J+1) \frac{\Gamma_{TM \rightarrow \gamma\gamma}}{M_{TM}} \delta(4\omega_1\omega_2 - M_{TM}^2). \quad (6.7)$$

Para ser um estado de muônio verdadeiro, seguiremos a Ref. [2] e assumiremos que $M_{TM} = 2m_\mu$ (onde m_μ é a massa do múon), $J = 0$ representa o spin do TM, e que $\Gamma = \alpha_{em}^5 m_\mu/2$, onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética. Como consequência, temos

$$\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow TM}(\omega_1, \omega_2) = 2\pi^2 \alpha_{em}^5 \delta(4\omega_1\omega_2 - M_{TM}^2). \quad (6.8)$$

6.3 Produção Associada de Mésons Vetoriais e Pseudoescalares

Nesta seção, prosseguimos nossa investigação sobre a produção associada de mésons vetoriais em conjunto com um estado pseudoescalar. Enquanto a seção anterior se concentrou em um estado ligado da QED, nesta seção nos voltamos para o estudo de um estado ligado da QCD. Em particular, uma possibilidade de estado ligado que pode ser produzido via fusão de dois fótons é o méson η_c , o estado fundamental do charmônio, que consiste em um par quark-charm e antiquark-charm ($c\bar{c}$). Analogamente ao que foi abordado anteriormente, a distribuição diferencial para a produção dupla de partículas em rapidez y , via

DSM, pode ser expressa por

$$\frac{d^2\sigma [PbPb \rightarrow Pb V \eta_c Pb]}{dy_V dy_{\eta_c}} = \int_{b_{min}} \frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes V \otimes Pb]}{d^2\mathbf{b} dy_V} \times \frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes \eta_c \otimes Pb]}{d^2\mathbf{b} dy_{\eta_c}} d^2\mathbf{b}, \quad (6.9)$$

A produção de mésons vetoriais em interações fóton–Pomeron é determinada pela Equação (6.2). Por outro lado, em analogia com os cálculos anteriores para a produção de partículas via interações fóton–fóton, podemos expressar a seção de choque diferencial para a produção do méson η_c da seguinte maneira

$$\frac{d\sigma [PbPb \rightarrow Pb \otimes \eta_c \otimes Pb]}{d^2b dy_{\eta_c}} = \int d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{b}_2 dW_{\gamma\gamma} \frac{W_{\gamma\gamma}}{2} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow \eta_c; W_{\gamma\gamma}) \times N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2), \quad (6.10)$$

onde o fluxo de fótons equivalentes $N(\omega_i, \mathbf{b}_i)$ é dado pela Equação (2.40). Uma vez que o estado resultante do subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c$ é uma ressonância estreita, essa característica nos permite empregar a fórmula de Low [71] para expressar a seção de choque $\hat{\sigma}$ em termos da largura de decaimento parcial fóton–fóton do η_c , denotada por $\Gamma_{\eta_c \rightarrow \gamma\gamma}$, conforme a seguinte relação

$$\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow \eta_c}(\omega_1, \omega_2) = 8\pi^2 (2J_{\eta_c} + 1) \frac{\Gamma_{\eta_c \rightarrow \gamma\gamma}}{M_{\eta_c}} \delta(4\omega_1\omega_2 - M_{\eta_c}^2), \quad (6.11)$$

onde M_{η_c} , J_{η_c} e $\Gamma_{\eta_c \rightarrow \gamma\gamma}$ são a massa, o spin e a largura de decaimento parcial fóton–fóton do η_c , respectivamente. Além disso, a frequência relativa de um modo de decaimento específico é chamada de razão de ramificação (*Branching Ratio* – BR). O *branching ratio* para um modo de decaimento específico $BR(j)$ é dada pela taxa de decaimento para o modo j em relação à taxa de decaimento total: $BR(j) = \Gamma_j / \Gamma_{total}$ [46]. Consequentemente, para a largura de decaimento parcial do η_c em dois fótons, temos

$$\Gamma_{\eta_c \rightarrow \gamma\gamma} = BR(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma) \Gamma_{total} \quad (6.12)$$

Aqui assumiremos os valores conforme dados no PDG [100]. A seguir apresentamos nossos resultados para as distribuições de rapidez e as seções de choque totais, nas energias do LHC e do FCC.

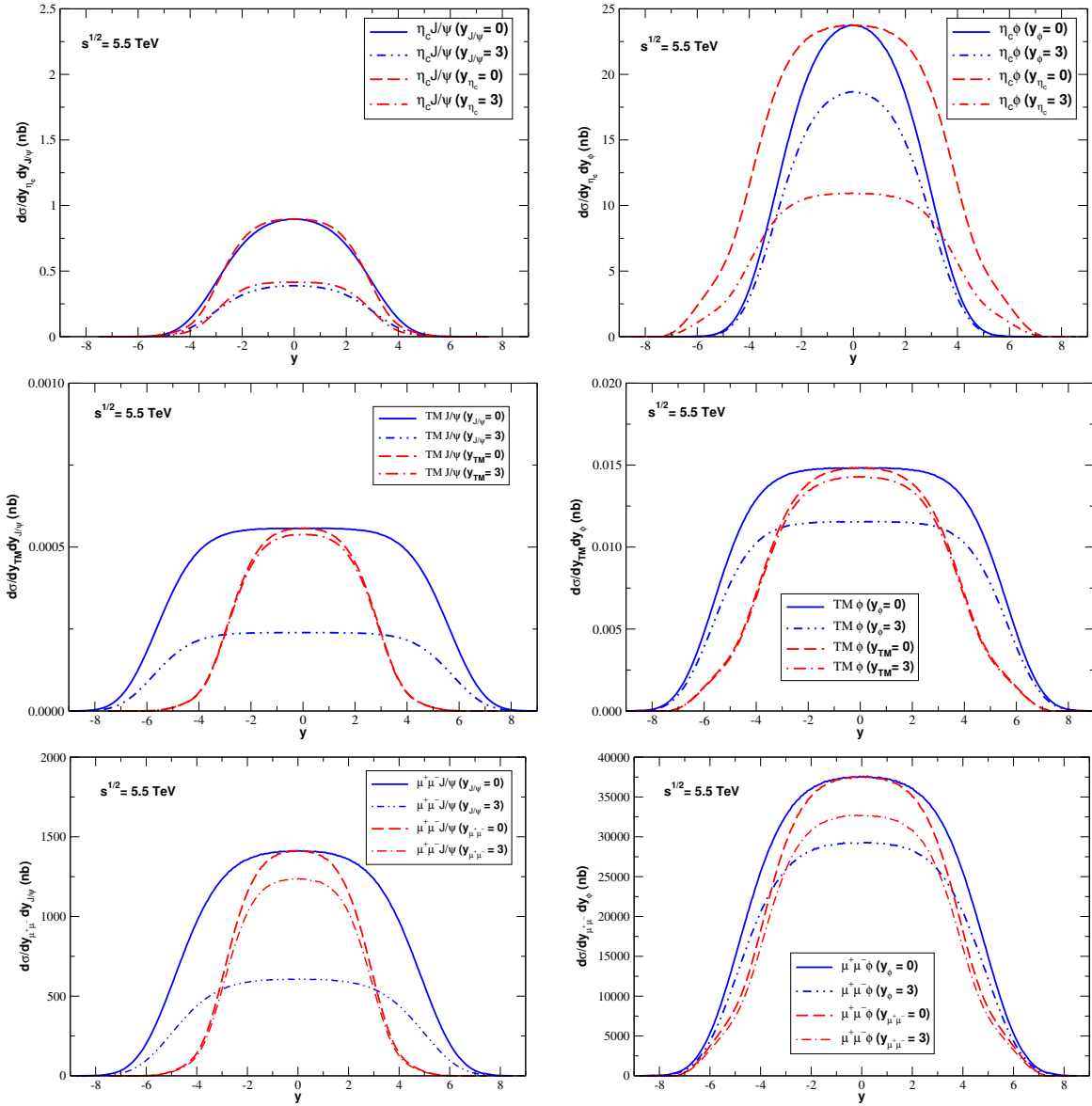


Figura 6.2 - Distribuições de rapidez para a produção dupla de partículas via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$ na energia do LHC considerando diferentes combinações de estados finais. Os resultados são derivados assumindo que a rapidez de um dos estados finais é constante e a dependência da rapidez da outra partícula é analisada.

6.4 Previsões para o LHC e o FCC

Vamos começar nossa análise apresentando na Figura 6.2, as previsões para as distribuições de rapidez associadas à produção dupla de partículas via DSM, em colisões ultraperiféricas $PbPb$, na energia do LHC ($\sqrt{s} = 5,5$ TeV). Consideramos diferentes combinações de estados finais e analisamos as dependências da rapidez de umas partículas no estado final com a rapidez da outra partícula sendo assumida constante. Em particular, assumimos dois valores diferentes para a rapidez fixa, que são típicos para detectores cen-

trais e frontais. Apresentamos as previsões derivadas assumindo, nos painéis à esquerda, que uma das partículas é um méson J/Ψ , enquanto que, nos painéis à direita, é um méson ϕ . Tem-se que as previsões envolvendo um méson J/Ψ têm uma normalização menor e são mais estreitas em rapidez do que aquelas com um méson ϕ . Em geral, a normalização é um fator $\gtrsim 20$ menor. Além disso, para um determinado estado final, a normalização da distribuição de rapidez diminui quando um valor maior da rapidez fixa é considerado. Conclusões semelhantes são obtidas para a energia do FCC ($\sqrt{s} = 39$ TeV), onde verificou-se que as previsões são caracterizadas por maiores normalizações e distribuições de rapidez mais amplas. Na Figura 6.3 apresentamos nossas previsões em 3D para as distribuições de rapidez para a produção dupla de partículas em colisões ultraperiféricas $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV.

A fim de fazer um comparativo entre as energias dos dois colisores, LHC e FCC, apresentamos na Figura 6.4 nossos resultados para a produção simultânea de mésons vetoriais e dimúons, em relação à rapidez do mésons e deixando fixa a rapidez do par de múons. No painel da esquerda temos as previsões derivadas assumindo que é um méson J/Ψ , enquanto que no painel da direita é um méson ϕ . Para a produção de $\mu^+\mu^- + J/\Psi$, notamos uma enorme diferença nas previsões quando saímos da energia do LHC para a do FCC. Por outro lado, para a produção de $\mu^+\mu^- + \phi$ essa diferença não é tão sobressalente.

As seções de choque totais para a produção dupla de partículas via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$ são apresentadas na Tabela 6.1 considerando as energias do LHC e do FCC, bem como diferentes faixas de rapidez para as partículas produzidas. Apresentamos previsões para todas as faixas de rapidez do LHC e FCC, bem como assumindo que ambas as partículas são detectadas pelo detector central ($-2,5 < y < 2,5$) ou frontal ($2,0 < y < 4,5$), como, por exemplo os detectores ALICE e LHCb, respectivamente. Podemos observar que as previsões aumentam com a energia de centro de massa do colisor e são menores quando impomos que as partículas sejam produzidas em faixas de rapidez cobertas por um detector frontal.

Para a produção associada de um méson vetorial com um méson η_c , temos que a previsão para produção de $\phi + \eta_c$ é quase duas ordens de grandeza maior do que a obtida para o caso de $J/\Psi + \eta_c$. Em comparação com os resultados apresentados na Ref. [7], onde foi estimada a seção de choque de produção $\phi + J/\Psi$, nossas previsões para a produção de $\phi + \eta_c$ são menores por um fator $\approx 10^2$.

Assumindo que a luminosidade integrada esperada para execuções futuras de colisões de íons pesados no LHC e no FCC será $\mathcal{L} \approx 7\text{nb}^{-1}$ [58], o número de eventos $\phi + \eta_c$ será $\geq 10^3$ e $\geq 10^2$, considerando as faixas de rapidez central e frontal, respectivamente. Por

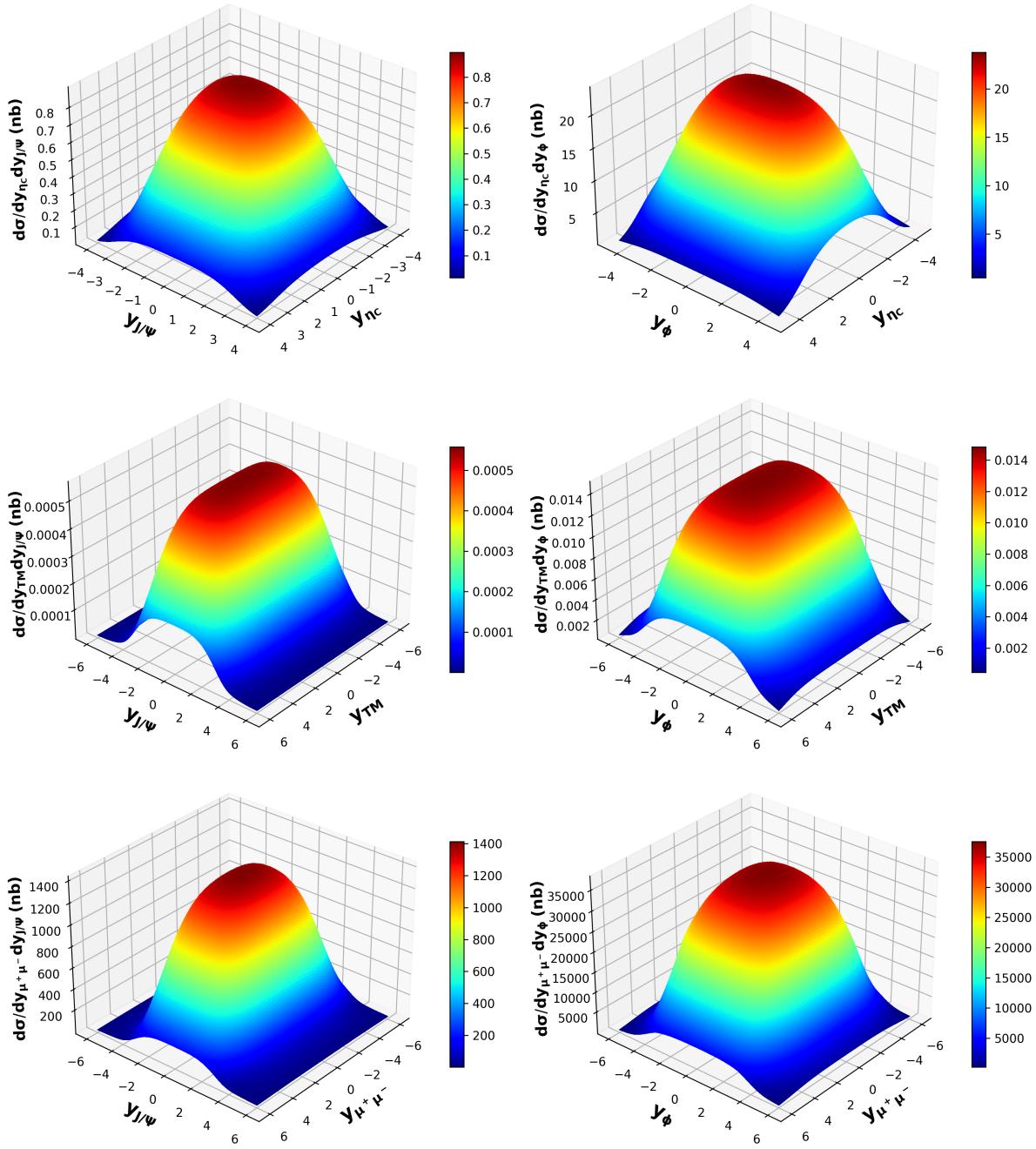


Figura 6.3 - Distribuições de rapidez em 3D para a produção dupla de partículas via DSM em colisões ultra-periféricas $PbPb$, na energia do LHC. Considerando diferentes combinações de estados finais.

outro lado, para a produção de $\phi + TM$, nossas previsões são três ordens de grandeza menores do que aquelas para o caso $\phi + \eta_c$, o qual implica que a medição desse estado final em execuções futuras será uma tarefa difícil. Em contraste, a seção de choque de produção de $\phi + \mu^+\mu^-$ é quatro (seis) ordens de grandeza maior do que as previsões para o caso $\phi + \eta_c$ ($\phi + TM$), implicando que o número de eventos associados será $\geq 10^7$ (10^6) para a seleção central (frontal). Embora esses números sejam reduzidos em duas ordens

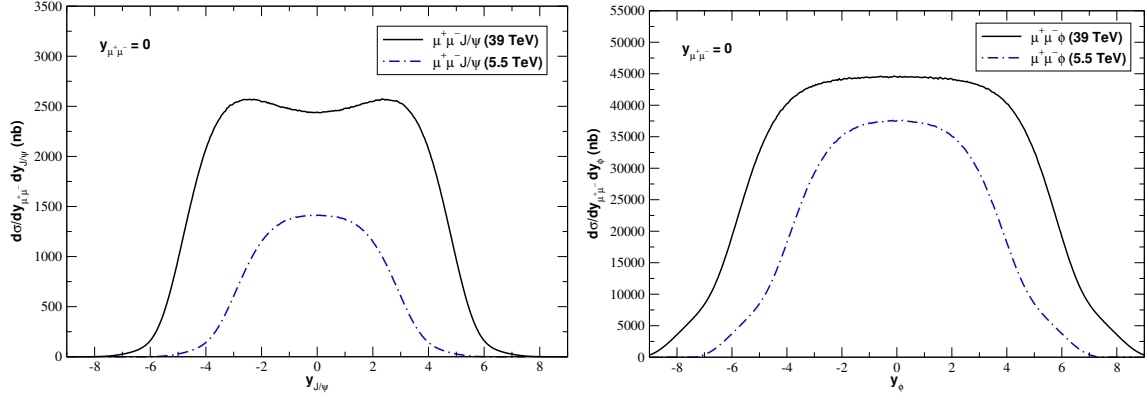


Figura 6.4 - Distribuição de rapidez para a produção associada de dimúons e J/Ψ (ϕ) no painel da esquerda (direita), considerando energias do LHC dada pela curva pontilhada em azul e do FCC, curva cheia em preto.

de grandeza se considerarmos a produção de $J/\Psi + \mu^+\mu^-$, uma análise experimental no futuro desse estado final também é, em princípio, viável.

6.5 Conclusões

Em resumo, nos últimos anos vários estudos demonstraram que as seções de choque para a produção dupla de mésons vetoriais via mecanismo de espalhamento duplo em colisões ultraperiféricas de íons pesados são enormes e podem ser usadas para melhorar nossa compreensão da dinâmica da QCD em altas energias. Tais resultados motivam a análise realizada neste trabalho, onde estimamos, pela primeira vez, a produção associada de um méson vetorial com um estado pseudoescalar ou um sistema dimúon em colisões ultraperiféricas $PbPb$ para energias do LHC e do FCC, e apresentamos previsões para as seções de choque totais e distribuições de rapidez, considerando o espaço de fase coberto pelas Colaborações ALICE e LHCb.

Para a produção associada de um méson vetorial com o méson η_c ou um sistema dimúon, prevemos grandes valores para as seções de choque totais e para o número de eventos em execuções futuras do LHC e FCC, os quais indicam que o estudo desses estados finais são, em princípio, viáveis. Em contraste, um estudo futuro da produção de um méson vetorial com um muônio verdadeiro será quase impossível, considerando as luminosidades integradas esperadas.

Considerando os resultados apresentados neste capítulo e os das Refs. [4, 7], motivamos fortemente uma investigação futura da produção dupla de partículas em colisões ultraperiféricas de íons pesados, a fim de sondar o mecanismo de espalhamento duplo e melhorar nossa compreensão da dinâmica QCD em altas energias e a estrutura de mésons.

Faixa de rapidez	$\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 39 \text{ TeV}$
Estado final: $J/\Psi + \eta_c$			
Rapidez total	27,05	29,72	149,79
$-2,5 < y < 2,5$	17,14	18,19	40,47
$2,0 < y < 4,5$	0,72	0,86	8,26
Estado final: $\phi + \eta_c$			
Rapidez total	$10,39 \times 10^2$	$11,07 \times 10^2$	$32,03 \times 10^2$
$-2,5 < y < 2,5$	$4,95 \times 10^2$	$5,09 \times 10^2$	$7,18 \times 10^2$
$2,0 < y < 4,5$	$0,37 \times 10^2$	$0,41 \times 10^2$	$1,47 \times 10^2$
Estado final: $J/\Psi + TM$			
Rapidez total	$3,19 \times 10^{-2}$	$3,45 \times 10^{-2}$	$1,40 \times 10^{-1}$
$-2,5 < y < 2,5$	$1,20 \times 10^{-2}$	$1,26 \times 10^{-2}$	$2,45 \times 10^{-2}$
$2,0 < y < 4,5$	$1,07 \times 10^{-3}$	$1,20 \times 10^{-3}$	$5,70 \times 10^{-3}$
Estado final: $\phi + TM$			
Rapidez total	1,23	1,29	2,99
$-2,5 < y < 2,5$	$3,52 \times 10^{-1}$	$3,56 \times 10^{-1}$	$4,35 \times 10^{-1}$
$2,0 < y < 4,5$	$5,66 \times 10^{-2}$	$5,93 \times 10^{-2}$	$1,03 \times 10^{-1}$
Estado final: $J/\Psi + \mu^+\mu^-$			
Rapidez total	$6,86 \times 10^4$	$7,43 \times 10^4$	$3,15 \times 10^5$
$-2,5 < y < 2,5$	$2,99 \times 10^4$	$3,14 \times 10^4$	$6,24 \times 10^4$
$2,0 < y < 4,5$	$2,37 \times 10^3$	$2,68 \times 10^3$	$1,43 \times 10^4$
Estado final: $\phi + \mu^+\mu^-$			
Rapidez total	$2,65 \times 10^6$	$2,78 \times 10^6$	$6,75 \times 10^6$
$-2,5 < y < 2,5$	$8,75 \times 10^5$	$8,89 \times 10^5$	$1,10 \times 10^6$
$2,0 < y < 4,5$	$1,24 \times 10^5$	$1,32 \times 10^5$	$2,56 \times 10^5$

Tabela 6.1 - Seções de choque totais (em nb) para a produção dupla de partículas via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC, considerando diferentes combinações de estados finais e faixas de rapidez distintas para as partículas produzidas.

7 PRODUÇÃO DUPLA DE MÉSONS E DILÉPTONS COM CAPTURA

Neste capítulo, discutimos a possibilidade de fotoprodução simultânea de mésons vetoriais e diléptons, onde o lépton resultante do processo de espalhamento duplo é capturado por um dos íons em colisão. Tal processo é caracterizado pela presença de um méson e um anti-lépton no estado final, juntamente com um íon semelhante ao hidrogênio, com carga elétrica distinta. Afim de descrever esse processo temos que entender como acontece a produção de pares com captura (*Bound-Free Pair Production* – BFPP), o qual iremos nos referir por: captura, *bound-free* ou BFPP.

Inicialmente, vamos revisar o processo de captura, empregando o formalismo proposto por Serbo *et al.* em trabalhos recentes [9–11]. Estamos interessados na produção do par elétron–pósitron, em que o elétron produzido no subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ao ser capturado por um dos núcleos incidentes forma um estado iônico ligado, enquanto o pósitron é emitido livremente. Embora a maioria dos eventos de criação de pares não altere o estado dos íons em colisão, existe uma pequena fração, envolvendo a captura de elétrons pelo íon, resultando em uma mudança em sua carga e desviando-os para fora do feixe principal. Como consequência, ocorre um decréscimo na intensidade e luminosidade dos colisores de íons pesados. A relevância desse processo é evidenciada por meio de estudos experimentais, os quais destacam sua contribuição para a degradação dos feixes e a limitação da luminosidade, como observado em [101–103].

Em seguida, trataremos do processo de interesse em duas etapas: a produção de mésons vetoriais via $\gamma\mathbb{P}$ e a produção de dielétrons *bound-free* via $\gamma\gamma$. Por fim apresentaremos, pela primeira vez, previsões para as distribuições de rapidez e seções de choque totais, nas energias do LHC, considerando as faixas de rapidez cobertas pelos detectores ALICE e LHCb. Em particular, nossos resultados indicam que uma futura análise experimental dos estados finais $\phi + e^+$ e $J/\Psi + e^+$ é viável. Os resultados apresentados neste capítulo formam a base da Ref. [12].

7.1 Produção de Pares de Léptons com Captura

A produção de pares com captura (*Bound-Free Pair Production* – BFPP), é um dos novos tipos de processos de produção de diléptons que podem ser estudados em colisões de íons pesados ultra-relativísticos. Em colisões ultraperiféricas entre núcleos de chumbo, por exemplo, esse processo modifica o estado de carga do íon, alterando-o de Pb^{82+} para Pb^{81+} e desviando-o da trajetória do feixe. Essa mudança na razão carga–massa ocasiona a perda do íon do feixe circulante e afeta significativamente a luminosidade. Tal aspecto motivou a realização de uma série de estudos [58, 102–113]. Além dos impactos na perda

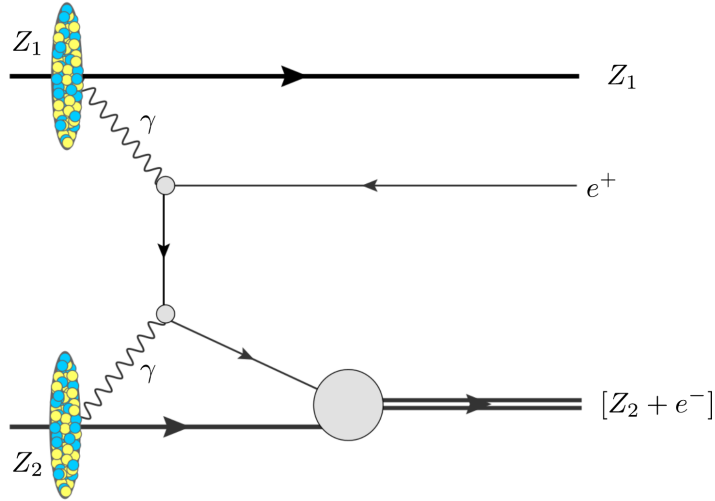


Figura 7.1 - Diagrama esquemático de Feynman para a produção do par elétron-pósitron *bound-free* via interações fóton-fóton em colisões ultraperiféricas de íons pesados.

do feixe, foi observado na referência [114] que o processo de captura pode resultar em um aumento localizado de temperatura na parede do tubo por onde o feixe circula. Os íons emergem do ponto de colisão e atingem a parede da câmara de vácuo, depositando uma quantidade substancial de energia em uma área reduzida, o que pode, inclusive, levar à danificação dos ímãs supercondutores.

Para compreendermos melhor esse processo vamos focar na criação do par elétron-pósitron, onde o elétron não é gerado como um estado livre, mas sim em um estado ligado a um dos íons, representado pelo seguinte processo:

$$\begin{cases} Z_1 + Z_2 \longrightarrow [Z_1 + e^-]_{1S_{1/2}} + e^+ + Z_2 \\ Z_1 + Z_2 \longrightarrow Z_1 + e^+ + [Z_2 + e^-]_{1S_{1/2}} \end{cases} \quad (7.1)$$

Aqui, utilizamos colchetes para indicar o sistema ligado. Supomos que o elétron seja capturado pelo segundo núcleo no estado fundamental, representado pelo diagrama esquemático na Figura 7.1. No estado inicial, o sistema como um todo consiste em dois íons de carga $Z_1 = Z_2 = Z$ e massa $M_1 = M_2 = M$, movendo-se um em direção ao outro com quadrimomentos $P_{1,2} = (E_{1,2}, \mathbf{P}_{1,2})$ e sendo representados pelas linhas grossas no diagrama. Cada íon emite um fóton virtual, com quadrimomentos $q_{1,2} = (\omega_{1,2}, \mathbf{q}_{1,2})$, originando um par de léptons, conforme ilustrado pelas linhas finas. Importante notar que a trajetória do elétron produzido está alinhada com a do segundo núcleo. A seta de linha dupla no diagrama indica o sistema pós-captura, correspondendo ao íon resultante com características semelhantes ao hidrogênio.

Muitos aspectos relacionados aos cálculos das seções de choque do processo BFPP foram detalhadamente abordados no artigo [9], o qual foi especialmente voltado para aplicações nos experimentos do LHC. Nos próximos parágrafos apresentaremos uma concisa revisão do formalismo discutido naquela referência. A produção do par *bound-free* pode ser interpretada como resultado da interação do “segundo” íon com um fóton virtual de energia ω_1 e virtualidade $Q^2 \equiv -q_1^2$, emitido pelo “primeiro” íon. Dessa forma, a análise teórica da criação do par e^+e^- em colisões de íons pesados pode ser expressa em termos do seguinte subprocesso virtual:

$$\gamma^* + Z_2 \rightarrow e^+ + [Z_2 + e^-]_{1s_{1/2}}. \quad (7.2)$$

A seção de choque diferencial $d\sigma_{Z_1Z_2}$, do processo (7.1), pode ser escrita em termos da seção de choque de fotoprodução do par $\sigma_{\gamma^*Z_2}$ e do número infinitesimal de fótons equivalentes dn , da seguinte forma:

$$d\sigma_{Z_1Z_2} = dn \, d\sigma_{\gamma^*Z_2}. \quad (7.3)$$

Nesta equação, negligenciamos interações entre o pósitron e o íon Z_1 . Como o elétron é capturado pelo íon Z_2 , vamos analisar as quantidades presentes nos cálculos das seções de choque no referencial de repouso deste íon. Portanto, a energia do “primeiro” íon nesse sistema de referência é expressa como,

$$E_L = \gamma_L M_1 \frac{P_1 P_2}{M_2}. \quad (7.4)$$

Enquanto isso, a energia do fóton equivalente emitido pelo “primeiro” íon é,

$$\omega_L = \frac{q_1 P_2}{M_2} \approx 2\gamma\omega_1. \quad (7.5)$$

Em colisões entre núcleos idênticos, o fator γ_L de Lorentz do “primeiro” núcleo no sistema de repouso do “segundo” núcleo, possui uma relação com o fator γ de Lorentz de um único núcleo no referencial do centro de massa, conforme definido por:

$$\gamma_L = 2\gamma^2 - 1. \quad (7.6)$$

Além disso, a principal contribuição para a seção de choque de fotoprodução de pares (7.3) é proveniente de uma ampla diversidade de virtualidades do fóton Q^2 , variando do

valor mínimo $Q_{\min}^2 = \omega_L^2/\gamma_L^2$ até algum valor máximo (usaremos $Q_{\max}^2 = 4m^2$, conforme derivado em [9]). A partir das derivações apresentadas em [115, 116], podemos avaliar o número de fótons virtuais gerados pelo “primeiro” núcleo e observados no referencial de repouso do “segundo” núcleo:

$$dn(\omega_L) = \frac{Z_1^2 \alpha}{\pi} \frac{d\omega_L}{\omega_L} \left[\ln \left(\frac{\gamma_L^2 Q_{\max}^2}{\omega_L^2} \right) - 1 \right], \quad (7.7)$$

essa expressão contém o termo grande logarítmico de Weizäcker–Williams ($\ln[\gamma_L^2/(R\omega_L)^2]$). A seção de choque diferencial (7.3), utilizando a aproximação de fótons equivalentes (EPA), assume a seguinte forma

$$d\sigma_{Z_1 Z_2}^{\text{EPA}} = dn(\omega_L) d\sigma_{\gamma Z_2}(\omega_L). \quad (7.8)$$

Dentro da EPA, o cálculo de $d\sigma_{Z_1 Z_2}^{\text{EPA}}$, pode ser expresso em termos da seção de choque diferencial para produção de pares com captura, após o impacto do fóton (agora real, em vez de virtual) no núcleo. Essa seção de choque é derivada em ordem mais baixa de $Z\alpha$ na abordagem de Sauter [117] como:

$$\sigma_{\gamma Z_2}(\omega_L) = f(Z_2) 4\pi \frac{Z_2^5 \alpha^6}{m^2} G(\omega_L/m), \quad (7.9)$$

onde a função $G(\omega_L/m)$ é definida por,

$$G(y) = \frac{\sqrt{y(y-2)}}{y^4} \left[y^2 - \frac{4}{3}y + \frac{5}{3} - \frac{y+1}{\sqrt{y(y-2)}} \ln \left(y - 1 + \sqrt{y(y-2)} \right) \right]. \quad (7.10)$$

Os valores da função $f(Z_2)$ foram obtidos em [118] por meio de cálculos numéricos precisos. Para a produção do par e^+e^- , em que o elétron é capturado no estado fundamental de um íon inicialmente desprovido de elétrons, esses cálculos preveem $f(Z) = 0,222$ e $0,216$ para núcleos de ouro e chumbo, respectivamente. Nossos cálculos para a seção de choque total do processo com captura baseiam-se no formalismo derivado em [105], resultando nos valores apresentados na Tabela 7.1. A fim de estimar a produção total de pares *bound-free*, reescreveremos, de maneira aproximada, a equação (7.7) para um grande parâmetro de impacto $1/m \ll b \ll \gamma_L/\omega_L$ [10], como:

$$dn(\omega_L, b) = \frac{Z_1^2 \alpha}{\pi^2} \frac{d\omega_L}{\omega_L} \frac{d^2 b}{b^2}. \quad (7.11)$$

Inserindo essa expressão em (7.8) e integrando em relação à energia do fóton, obtemos

$$\begin{aligned} d\sigma_{Z_1 Z_2}^{\text{EPA}} &= \frac{Z_1^2 \alpha}{\pi^2} \frac{d^2 b}{b^2} \int_{2m}^{\infty} \frac{d\omega_L}{\omega_L} \sigma_{\gamma Z_2}(\omega_L) \\ &= \frac{Z_1^2 \alpha}{\pi^2} \frac{d^2 b}{b^2} \frac{274}{315} \frac{Z_2^5 \alpha^6}{m^2} f(Z_2). \end{aligned} \quad (7.12)$$

Ao comparar a seção de choque diferencial (7.12) com a equação (3.11), que fornece a seção de choque total no espaço de parâmetro de impacto, podemos derivar a probabilidade de produzir um único par e^+e^- *bound-free*:

$$P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1) = \frac{1}{m^2 b^2} A(Z_2, Z_1), \quad (7.13)$$

onde os colchetes em $P_{[ee]}$ indicam a ocorrência de captura. O coeficiente A depende apenas das cargas dos núcleos em colisão e é dado por:

$$A(Z_2, Z_1) = Z_1^2 Z_2^5 \alpha^7 f(Z_2) \frac{274}{315 \pi}. \quad (7.14)$$

Até o momento, restringimos nossa análise teórica à produção do par e^+e^- com o elétron capturado pelo “segundo” núcleo Z_2 . No entanto, as equações (7.13) e (7.14) também podem ser aplicadas para estimar a probabilidade de criar um elétron ligado ao “primeiro” núcleo, bastando trocar as cargas Z_1 e Z_2 . No regime de altas energias, as colisões núcleo–núcleo podem resultar na criação de múltiplos pares elétron–pósitron *bound-free* ou até mesmo em sua produção associada a léptons mais pesados. Detalhes sobre esses processos são apresentado no Apêndice E.

Apesar da produção de pares com captura ser muito menos provável do que produzir os mesmos pares livremente, conforme evidenciado pelos resultados para produção simples de diléptons (ver Tabela 3.1), as seções de choque estimadas na Tabela 7.1 ainda são bastante elevadas. Isso torna sua observação experimental, em princípio, factível. Além disso, motivados pela perspectiva de sondar as reações fundamentais da QED e aprimorar

Seção de choque total	5.500 GeV	39.000 GeV
$\sigma_{[ee]}$ (barn)	220,18	281,97

Tabela 7.1 - Seção de choque total para produção de pares elétron–pósitron com captura, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.

nossa compreensão da dinâmica QCD, na próxima seção estudaremos a possibilidade de produção de dielétrons com captura, associada à produção de mésons vetoriais. Esse processo também oferece uma oportunidade para testar o tratamento do mecanismo de espalhamento duplo (DSM) em colisões ultraperiféricas.

7.2 Produção Associada de Mésons Vetoriais e Dielétrons Bound-Free

Nesta seção, exploramos a produção de mésons vetoriais associada ao processo de formação de pares e^+e^- *bound-free*, via DSM. Uma configuração que contribui para esse processo é esquematizada na Figura 7.2. Vamos considerar uma colisão ultraperiférica entre núcleos de chumbo, na qual um dos núcleos pode emitir um fóton que interage com o outro núcleo, podendo produzir um méson vetorial através do subprocesso $\gamma\mathbb{P} \rightarrow V$ (conforme detalhado no Capítulo 5). Simultaneamente, pode ocorrer a produção de um par elétron-pósitron *bound-free*, por meio do subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, no qual o elétron capturado altera a carga do íon de Pb^{82+} para Pb^{81+} . Essa captura resulta no desvio do íon do feixe, levando à sua subsequente perda em um ponto específico do anel do colisor, contribuindo para a diminuição da intensidade e da luminosidade do colisor.

Nos últimos anos, diversos estudos têm demonstrado que a alta luminosidade de fótons presentes nas colisões ultraperiféricas de íons pesados implica em uma contribuição significativa do processo de produção dupla de partículas em interações induzidas por fótons. Como consequência, o entendimento do processo BFPP é de extremo interesse para os colisores de íons pesados. Em particular, a discussão detalhada apresentada na Ref. [10] sobre a produção dupla de pares de léptons, envolvendo a captura de elétrons, em colisões ultrarelativísticas de íons pesados, sugere a viabilidade da observação desse processo no LHC. A separação experimental desse evento foi discutida em [119], onde a medição do íon Pb^{81+} espalhado frontalmente foi sugerida como uma assinatura da produção associada de diléptons em rapidez média no detector central. Além disso, [119] também apontou a interessante perspectiva de medir a produção conjunta de um par de mésons e um par e^+e^- *bound-free*, embora uma estimativa para a magnitude da seção de choque correspondente não tenha sido apresentada.

Nosso objetivo é analisar com mais detalhes tal sugestão e fornecer, pela primeira vez, previsões para as distribuições de rapidez e seções de choque totais. Em contraste com o estudo apresentado na Ref. [119], abordamos na Ref. [12] a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais J/Ψ e ϕ , via interações $\gamma\mathbb{P}$ em associação com o processo BFPP. Essa mudança é motivada pelos seguintes aspectos: (i) a magnitude da seção de choque para a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais em altas energias supera a do processo $\gamma\gamma \rightarrow M\bar{M}$, onde M é um méson; e (ii) a separação experimental de um único méson

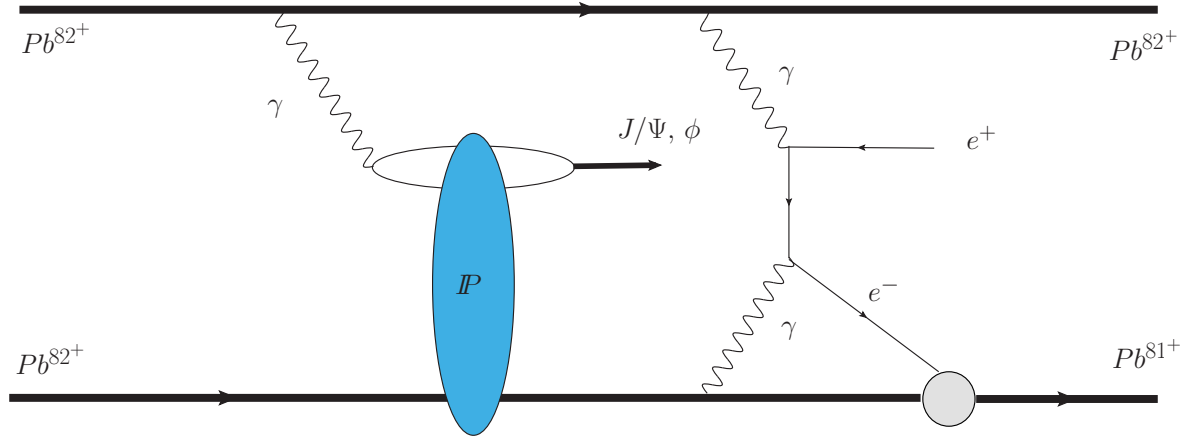


Figura 7.2 - Produção dupla do méson vetorial (J/Ψ ou ϕ) e do par e^+e^- , no qual acontece a captura do elétron por um dos núcleos.

vetorial no estado final é mais fácil do que a medição de um par de mésons. Nesse estudo, assumiremos que o íon Pb^{81+} pode ser identificado por um detector frontal, enquanto a detecção do méson vetorial será realizada pelo detector central.

Vamos descrever a fotoprodução associado do méson vetorial e do dielétron *bound-free* via DSM, em colisões ultraperiféricas. Semelhante a estudos anteriores [9, 10, 52, 54], assumiremos que possíveis correlações podem ser negligenciadas. Tal aproximação nos permite expressar a probabilidade de produção dos pares em termos do produto das probabilidades de produção simples, para a fotoprodução exclusiva do méson vetorial e para o processo BFPP. Como não imporemos restrições à rapidez do pósitron, realizaremos um integração sobre todos os valores possíveis desta quantidade. Consequentemente, a seção de choque diferencial para a produção de um méson vetorial $V(= J/\Psi, \phi)$ com rapidez Y_V , em associação com o processo BFPP, será dada por [4–6]

$$\frac{d\sigma[Pb^{82+} Pb^{82+} \rightarrow Pb^{82+} V e^+ Pb^{81+}]}{dY_V} = \int_{b_{min}} \frac{d\sigma[Pb^{82+} Pb^{82+} \rightarrow Pb^{82+} \otimes V \otimes Pb^{82+}]}{d^2\mathbf{b} dY_V} \times \frac{d\sigma[Pb^{82+} Pb^{82+} \rightarrow Pb^{82+} \otimes e^+ \otimes Pb^{81+}]}{d^2\mathbf{b}} d^2\mathbf{b}, \quad (7.15)$$

onde \mathbf{b} é o parâmetro de impacto da colisão, e \otimes representa a presença de um *gap* de rapidez no estado final. Para nossa análise, assumiremos $b_{min} = 2R_{Pb}$, o que equivale a tratar os núcleos como esferas maciças e que exclui a sobreposição entre os hádrons em colisão. Resultados semelhantes podem ser obtidas ao considerar $b_{min} = 0$, e incorporando o fator de sobrevivência $P_{NH}(b)$, que modela a probabilidade de não ocorrer interações hadrônicas adicionais entre os núcleos e é geralmente estimada usando o formalismo de Glauber [35]. A seção de choque diferencial para a fotoprodução exclusiva do méson

vetorial, pode ser expressa por

$$\frac{d\sigma[Pb^{82+} Pb^{82+} \rightarrow Pb^{82+} \otimes V \otimes Pb^{82+}]}{d^2\mathbf{b} dY_V} = \omega N_{Pb^{82+}}(\omega, \mathbf{b}) \sigma_{\gamma Pb^{82+} \rightarrow V \otimes Pb^{82+}}(\omega), \quad (7.16)$$

onde a rapidez Y_V do méson vetorial no estado final é determinada pela energia do fóton ω no referencial do colisor e pela massa M_V do méson vetorial ($[Y_V \propto \ln(\omega/M_V)]$). Além disso, $N_{Pb^{82+}}(\omega, \mathbf{b})$ representa o espectro de fótons equivalentes associado ao íon Pb^{82+} , o qual pode ser expresso pela Equação (2.40) em termos do fator de forma nuclear. Em nossa análise, estimaremos o fluxo de fótons assumindo o fator de forma realista dado por (2.44), o qual corresponde à distribuição de Wood–Saxon, obtida pela transformada de Fourier da densidade de carga do núcleo, limitada pelos dados experimentais.

Além disso, para a determinação da seção de choque total da fotoprodução exclusiva do méson vetorial, $\sigma_{\gamma Pb^{82+} \rightarrow V \otimes Pb^{82+}}$, adotaremos o formalismo de dipolos, assumindo o modelo Gaus–LC para a função de sobreposição e o modelo de Glauber–Gribov para a amplitude de espalhamento não frontal (ver Apêndice D e consultar Refs. [4, 7] para obter detalhes adicionais). Esse formalismo, como demonstrado, por exemplo, na Ref. [92], descreve os dados atuais para a fotoprodução de mésons vetoriais em UPHICs.

Por outro lado, a seção de choque diferencial para a produção de dielétrons *bound–free* será estimada usando o formalismo descrito em detalhes na Ref. [112]. A ideia básica desse processo reside em que, após a criação do par e^+e^- , o elétron é capturado por um dos íons incidentes, deixando o pósitron livre. A seção de choque BFPP será calculada em ordem mais baixa da QED, utilizando a aproximação semiclássica e empregando as funções de onda de Sommerfeld–Maue e Darwin para o pósitron e o elétron capturado, respectivamente. Como demonstrado na ref. [112], as previsões resultantes são semelhantes às aquelas derivadas nas Refs. [105–110] usando abordagens distintas. Na próxima seção, apresentamos nossas previsões para as distribuições de rapidez e para as seções de choque totais.

7.3 Previsões para o LHC

Na Figura 7.3 apresentamos nossas previsões para as distribuições de rapidez derivada dos mésons vetoriais assumindo que estes são produzidos em associação com o processo BFPP, via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$, nas energia do LHC ($\sqrt{s} = 5,5$ TeV). Tem-se que as previsões envolvendo um méson J/Ψ têm uma normalização menor e são mais estreitas em rapidez do que aquelas com um méson ϕ . Em geral, a normalização para rapidez média é um fator $\gtrsim 50$ vezes menor. Em comparação com as previsões

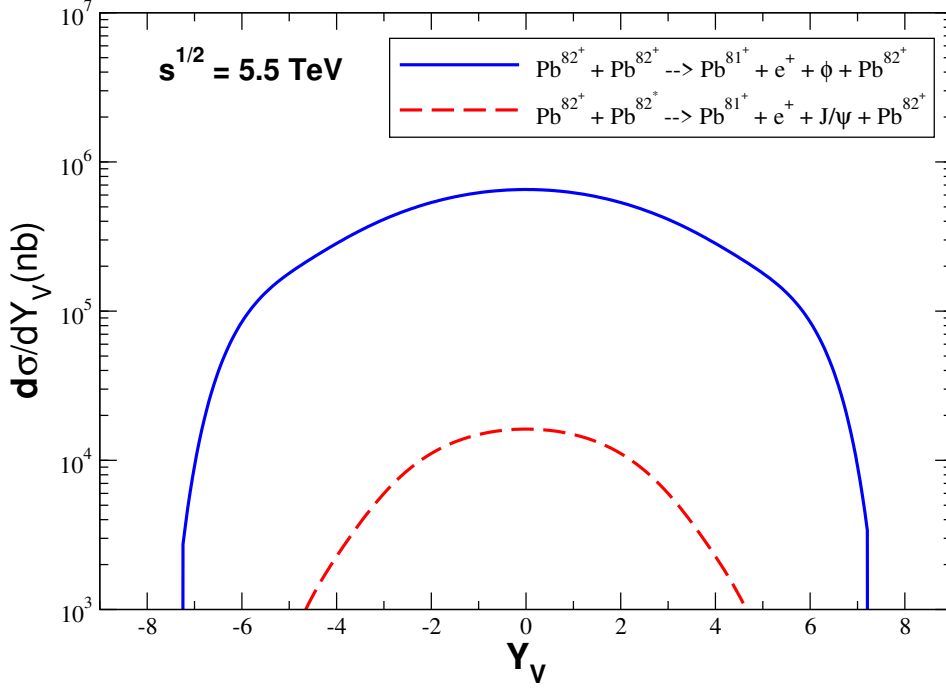


Figura 7.3 - Distribuição de rapidez dos mésons vetoriais, assumindo que eles são produzidos em associação com o processo e^+e^- *bound-free* via DSM em colisões ultraperiféricas $PbPb$, na energia do LHC. Os resultados são obtidos pela integração sobre a rapidez do pósitron.

apresentadas, por exemplo na Ref. [92] para a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais via mecanismo de espalhamento simples, ou seja, sem a presença do processo BFPP, tem-se que as previsões do DSM são um fator $\gtrsim 200$ menores.

As seções de choque totais para a fotoprodução associada do méson vetorial e dielétrons *bound-free* via DSM, em colisões ultraperiféricas $PbPb$ são apresentadas na Tabela 7.2, considerando as energias do LHC, bem como diferentes faixas para a rapidez do méson vetorial. Apresentamos previsões para toda a faixa de rapidez do LHC, bem como assumindo que o méson vetorial é detectado por um detector central ($-2,5 \leq Y_V \leq 2,5$) ou frontal ($2,0 \leq Y_V \leq 4,5$), como, por exemplo, os detectores ALICE e LHCb, respectivamente.

Tem-se que a predição para o processo $\phi + \text{BFPP}$ é quase duas ordens de grandeza maior do que as obtidas para o caso $J/\Psi + \text{BFPP}$. Em comparação com os resultados apresentados na Ref. [13], onde a seção de choque para a produção associada de um méson vetorial com um par de dielétrons livres foi estimada, nossas previsões para o caso $V + \text{BFPP}$ são menores por um fator $\gtrsim 20$. Assumindo que a luminosidade integrada esperada para execuções futuras de colisões de íons pesados no LHC serão $\mathcal{L} \approx 7 \text{ nb}^{-1}$ [58], o número de eventos $\phi + \text{BFPP}$ por ano será $\geq 10^5$ (10^4) considerando a faixa de rapidez central (frontal). Por outro lado, para o caso $J/\Psi + \text{BFPP}$, nossas previsões são menores em aproximadamente duas ordens de grandeza. Tais resultados indicam que um

	Rapidez total	$-2,5 \leq Y_V \leq 2,5$	$2,0 \leq Y_V \leq 4,5$
$Pb^{82+} Pb^{82+} \rightarrow Pb^{81+} e^+ J/\Psi Pb^{82+}$	$5,74 \times 10^3$	$4,53 \times 10^3$	$8,92 \times 10^2$
$Pb^{82+} Pb^{82+} \rightarrow Pb^{81+} e^+ \phi Pb^{82+}$	$2,85 \times 10^5$	$1,72 \times 10^5$	$5,53 \times 10^4$

Tabela 7.2 - Seções de choque totais (em nb) para a produção associada de J/Ψ e ϕ com pares e^+e^- *bound-free* em colisões ultraperiféricas $PbPb$ (com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV) considerando faixas de rapidez distintas para o méson vetorial.

experimento futuro da fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais com o processo BFPP é, em princípio, viável.

7.4 Conclusões

Em resumo, nas últimas décadas, vários estudos demonstraram que, as seções de choque para interações induzidas por fótons em colisões ultraperiféricas de íons pesados, são enormes e podem ser usadas para melhorar nossa compreensão da dinâmica da QCD em altas energias, para sondar os processos fundamentais da QED e buscar por Nova Física. Em particular, estudos recentes indicam que a produção dupla de partículas através do mecanismo de espalhamento duplo em colisões ultraperiféricas de íons pesados não é desprezível e pode ser considerada uma alternativa para estudar processos induzidos por fótons. Tais resultados motivaram a análise realizada neste capítulo, onde estimamos, pela primeira vez, a produção associada de um méson vetorial com um processo de dielétrons *bound-free* em colisões ultraperiféricas $PbPb$ para energias do LHC e apresentamos previsões para as seções de choque totais e distribuições de rapidez, considerando o espaço de fase coberto pelas Colaborações ALICE e LHCb.

Pre vemos grandes valores para as seções de choque totais e para o número de eventos em execuções futuras do LHC, o que indica que o estudo desses estados finais é, em princípio, viável. Os resultados apresentados neste estudo exploratório motivam fortemente uma análise mais detalhada levando em conta cortes experimentais no momento transversal e rapidez do pósitron, bem como a marcação frontal do íon Pb^{81+} . Atualmente, estamos analisando como implementar a produção dupla de partículas via DSM em um dos Monte Carlo usados para simular UPHICs (como por exemplo o STARlight), que é o primeiro passo para derivar previsões mais realistas para os processos discutidos nesta tese e nas Refs. [4, 7, 13]

8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, estudamos a produção exclusiva de diléptons e mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados, através dos subprocessos $\gamma\gamma$ e γh . Nessas colisões, a luminosidade coerente fóton–fóton e fóton–hádron são amplificadas por fatores Z^4 e Z^2 , respectivamente, onde Z é o número de prótons no núcleo. Como consequência, tais colisões fornecem uma oportunidade para estudar alguns processos raros previstos pela QED, além de aumentar nosso conhecimento a respeito da dinâmica da QCD em altas energias.

Nos processos $\gamma\gamma$, estudamos a produção simples e múltipla de diléptons, investigamos a possibilidade de formação de estados ligados, em particular os estados pseudoescalares do muônio verdadeiro e do méson η_c . Além disso, estudamos a produção de pares elétron–pósitron com captura do elétron por um dos núcleos. Por outro lado, nos processos γh , estudamos a produção dupla de mésons vetoriais devido a dois espalhamentos γh em uma mesma colisão e sua produção em associação com outros estados gerados por interações $\gamma\gamma$, a fim de analisar a possibilidade de usar estes diferentes estados finais como uma forma de ampliar nossa compreensão da produção múltipla de partículas e de mésons vetoriais no regime de altas energias. Realizamos nossas estimativas utilizando a aproximação de fótons equivalentes e o formalismo de dipolo de cor. Em particular, para o formalismo de dipolos, foram utilizados os modelos Gaus–LC para a função de onda dos mésons e Glauber–Gribov para tratar a amplitude de espalhamento de dipolos, a qual expressa a interação do dipolo com o núcleo. Nossos resultados para as seções de choque totais e as distribuições de rapidez indicam que a análise experimental dos processos discutidos é viável e pode servir para testar importantes propriedades do Modelo Padrão assim como para sondar por Nova Física.

No Capítulo 4, exploramos a produção do estado de muônio verdadeiro, em diferentes energias de centro de massa. Estimamos as seções de choque associadas e as distribuições de rapidez. Utilizamos a aproximação de Weizsäcker–Williams, consideramos um modelo realista para o fluxo de fótons e para o tratamento dos efeitos de absorção. Verificamos que este processo pode ser usado para observar o estado ligado da QED formado por um par $\mu^+\mu^-$.

No Capítulo 5, apresentamos nossas previsões para a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais duplos, para o estado final $\phi J/\Psi$, o qual está sendo analisado pela colaboração LHCb. Estimamos as seções de choque totais e as distribuições de rapidez, considerando o espaço de fase coberto pelas Colaborações ALICE e LHCb. Como subproduto, também apresentamos resultados para a produção dupla de ϕ .

Nos Capítulos 6 e 7, analisamos a produção de mésons vetoriais via interações $\gamma\mathbb{P}$, em associação com diferentes estados criados via $\gamma\gamma$. Verificamos a possibilidade de um méson vetorial ser produzido junto com um estado pseudoescalar ou um par de léptons com e sem captura. Nossas análises foram fortemente motivadas pelos elevados valores para as seções de choque de produção simples de diléptons e de mésons vetoriais, os quais tornam a produção múltipla não desprezível.

Uma das conclusões mais interessantes é que produção de mésons vetoriais em associação com outros estados de partículas pode ser utilizada para ampliar nossa compreensão da produção múltipla de partículas e de mésons vetoriais no regime de altas energias. Nossos resultados demonstram que a análise futura desses processos é possível no LHC e no FCC. Estes resultados, motivam as seguintes análises que pretendemos realizar em trabalhos futuros:

- Inclusão dos cortes cinemáticos utilizados pelas colaborações experimentais, nos cálculos das distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção múltipla de diléptons no LHC e no FCC.
- Extensão da análise da produção de estados ligados de léptons para outros sabores considerando as energias do LHC e do FCC e inclusão dos cortes cinemáticos utilizados pelas colaborações experimentais.
- Considerar possíveis correlações no processo de produção múltipla de pares.
- Aplicar cortes experimentais no momento transversal e na rapidez do pósitron, bem como a marcação frontal do íon Pb^{81+} , no processo de produção com captura do elétron.
- Considerar a dependência dos modelos escolhidos para a função de onda do méson e para a amplitude de espalhamento de dipolos.
- Implementar a produção dupla de partículas via DSM em um dos Monte Carlo, usado para simular colisões ultraperiféricas de íons pesados, que é o primeiro passo para derivar previsões mais realistas para os processos discutidos nesta tese.

A TRANSFORMAÇÃO GERAL DOS CAMPOS

No caso de uma transformação de Lorentz geral, do sistema K para o sistema K' , o qual move-se com velocidade \mathbf{v} em relação a K , temos que a transformação do campo elétrico, pode ser expressa por¹

$$\mathbf{E}' = \gamma(E_x - \beta B_y)\hat{i} + \gamma(E_y + \beta B_x)\hat{j} + E_z\hat{k}. \quad (\text{A.1})$$

Somando e subtraindo por $\gamma E_z\hat{k}$,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \gamma(E_x - \beta B_y)\hat{i} + \gamma(E_y + \beta B_x)\hat{j} + E_z\hat{k} + \gamma E_z\hat{k} - \gamma E_z\hat{k} \\ &= \gamma \left[(E_x\hat{i} + E_y\hat{j} + E_z\hat{k}) - \beta B_y\hat{i} + \beta B_x\hat{j} \right] + (1 - \gamma)E_z\hat{k}. \end{aligned}$$

Lembrando que $E_x\hat{i} + E_y\hat{j} + E_z\hat{k}$ são as componentes do campo elétrico \mathbf{E} , e do seguinte produto vetorial,

$$\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} \equiv \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & 0 & \beta_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} = \beta_z B_x \hat{j} + \beta_z B_y \hat{i},$$

o qual só temos movimento ao longo do eixo z , portanto $\beta_x = \beta_y = 0$, ficamos com a seguinte expressão:

$$\mathbf{E}' = \gamma(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) + (1 - \gamma)E_z\hat{k}.$$

Para a transformação do campo magnético, do sistema K para K' , temos

$$\mathbf{B}' = \gamma(B_x + \beta E_y)\hat{i} + \gamma(B_y - \beta E_x)\hat{j} + B_z\hat{k}. \quad (\text{A.2})$$

Seguindo os passos anteriores

$$\begin{aligned} \mathbf{B}' &= \gamma(B_x + \beta E_y)\hat{i} + \gamma(B_y - \beta E_x)\hat{j} + B_z\hat{k} + \gamma B_z\hat{k} - \gamma B_z\hat{k} \\ &= \gamma \left[(B_x\hat{i} + B_y\hat{j} + B_z\hat{k}) + \beta E_y\hat{i} - \beta E_x\hat{j} \right] + (1 - \gamma)B_z\hat{k} \\ &= \gamma(\mathbf{B} - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}) + (1 - \gamma)B_z\hat{k}. \end{aligned}$$

¹Neste apêndice usaremos como versores $\hat{i} \hat{j} \hat{k}$.

Realizando algumas manipulações algébricas, sabendo que: $\gamma^2 = 1/1-\beta^2$ e $\beta^2 = \gamma^2 - 1/\gamma^2$

$$(1 - \gamma)E_z \hat{k} \rightarrow \begin{cases} = \left(\frac{-\gamma^2}{\gamma^2}\right) (1 - \gamma) \left(\frac{\gamma+1}{\gamma+1}\right) E_z \hat{k} \\ = \left(\frac{-\gamma^2}{\gamma+1}\right) \left(\frac{\gamma^2-1}{\gamma^2}\right) E_z \hat{k} \\ = \left(\frac{-\gamma^2}{\gamma+1}\right) \beta^2 E_z \hat{k} \\ = \left(\frac{-\gamma^2}{\gamma+1}\right) \beta^2 \hat{\beta} (\hat{\beta} \cdot \mathbf{E}) \\ = \left(\frac{-\gamma^2}{\gamma+1}\right) \boldsymbol{\beta} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \end{cases} .$$

Finalmente obtemos a expressão geral, da transformação do campo elétrico, e, de forma similar, da transformação do campo magnético

$$\begin{cases} \mathbf{E}' = \gamma(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) - \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \boldsymbol{\beta} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \\ \mathbf{B}' = \gamma(\mathbf{B} - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}) - \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \boldsymbol{\beta} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}) \end{cases} . \quad (\text{A.3})$$

Para as transformações inversas, temos $\mathbf{E}' \rightarrow \mathbf{E}$, $\mathbf{B}' \rightarrow \mathbf{B}$ e $\boldsymbol{\beta} \rightarrow -\boldsymbol{\beta}$, que nos leva a

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \gamma(\mathbf{E}' - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}') - \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \boldsymbol{\beta} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}') \\ \mathbf{B} = \gamma(\mathbf{B}' + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}') - \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \boldsymbol{\beta} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}') \end{cases} . \quad (\text{A.4})$$

As transformações [A.3](#) e [A.4](#) mostram que os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} são correlacionados.

B ESPECTRO DE FREQUÊNCIAS EQUIVALENTES

Desejamos expressar os campos $E_{x,z}(\omega)$ em função da energia dos fótons. Para tal, faremos uso das transformadas de Fourier. Vamos partir das equações que definem os campos elétricos, associados a um campo vetorial massivo:

$$E_x(\mathbf{r},t) = Ze \frac{b\gamma}{r^3} (1 + mr) e^{-mr}, \quad (\text{B.1})$$

$$E_z(\mathbf{r},t) = -Ze \frac{\gamma vt}{r^3} (1 + mr) e^{-mr}. \quad (\text{B.2})$$

Na transformada de Fourier podemos denotar um campo genérico $\Psi(t)$ que depende do tempo, a transformada de Fourier $\Psi(\omega)$ correspondente é dada por

$$\Psi(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(t) e^{i\omega t} dt. \quad (\text{B.3})$$

Para uma função par de t , $\Psi(-t) = \Psi(t)$, a transformada de Fourier se reduz a

$$\Psi(\omega) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \Psi(t) \cos(\omega t) dt, \quad (\text{B.4})$$

ao passo que, para uma função ímpar $\Psi(-t) = -\Psi(t)$, podemos calculá-la a partir de

$$\Psi(\omega) = i \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \Psi(t) \sin(\omega t) dt. \quad (\text{B.5})$$

Para o campo elétrico na direção x expresso pela equação (B.1), usamos a transformada de Fourier de cosseno, pois trata-se de uma função par, escrevemos:

$$\begin{aligned} E_x(\omega) &= Ze \frac{2}{\sqrt{2\pi}} b\gamma \int_0^{\infty} \frac{1}{r^3} (1 + mr) e^{-mr} \cos(\omega t) dt \\ &= Ze \frac{2}{\sqrt{2\pi}} b\gamma \left[\int_0^{\infty} \frac{1}{r^3} e^{-mr} \cos(\omega t) dt + \int_0^{\infty} \frac{mr}{r^3} e^{-mr} \cos(\omega t) dt \right] \\ &= Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} b\gamma \left[\int_0^{\infty} \frac{1}{r^3} e^{-mr} \cos(\omega t) dt + \int_0^{\infty} \frac{m}{r^2} e^{-mr} \cos(\omega t) dt \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Vamos definir por X_1 e X_2 a primeira e a segunda integral, respectivamente, da Equação

(B.6)

$$\begin{aligned} X_1 &= \int_0^\infty \frac{1}{r^3} e^{-mr} \cos(\omega t) dt, \\ X_2 &= \int_0^\infty \frac{m}{r^2} e^{-mr} \cos(\omega t) dt, \end{aligned}$$

de modo que possamos manipular as integrais X_1 e X_2 , tomando a derivada do integrando com relação à m para obtermos uma relação de recorrência, a qual, conhecendo uma integral seja possível resolver a outra. Temos assim,

$$\frac{\partial X_1}{\partial m} = - \int_0^\infty \frac{1}{r^2} e^{-mr} \cos(\omega t) dt, \quad (\text{B.7})$$

para X_1 . Aplicando a regra do produto para X_2 , escrevemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial X_2}{\partial m} &= \int_0^\infty \frac{1}{r^2} e^{-mr} \cos(\omega t) dt + \int_0^\infty \frac{m}{r^2} (-r) e^{-mr} \cos(\omega t) dt \\ &= \int_0^\infty \frac{1}{r^2} e^{-mr} \cos(\omega t) dt - \int_0^\infty \frac{m}{r} e^{-mr} \cos(\omega t) dt. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Tomando agora a derivada do campo E_x em relação a m , escrevemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x(\omega)}{\partial m} &= \frac{\partial}{\partial m} \left[Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} b \gamma (X_1 + X_2) \right] \\ &= Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} b \gamma \left(\frac{\partial X_1}{\partial m} + \frac{\partial X_2}{\partial m} \right), \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Inserindo os resultados (B.7) e (B.8) em (B.9), obtemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x(\omega)}{\partial m} &= Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} b \gamma \left[- \int_0^\infty \frac{e^{-mr} \cos(\omega t)}{r^2} dt + \int_0^\infty \frac{e^{-mr} \cos(\omega t)}{r^2} dt - \int_0^\infty \frac{m e^{-mr} \cos(\omega t)}{r} dt \right] \\ &= -Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} b \gamma \int_0^\infty \frac{m}{r} e^{-mr} \cos(\omega t) dt. \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Da Fig. 2.4 temos que $r = \sqrt{b^2 + (vt')^2}$, o qual, a partir das transformações de Lorentz, temos que o tempo t' vai ser igual a γt . Portanto, podemos escrever: $r = \sqrt{b^2 + (v^2 \gamma^2 t^2)}$.

Inserindo em (B.10), ficamos com a seguinte expressão

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_x(\omega)}{\partial m} &= -Ze\sqrt{\frac{2}{\pi}}b\gamma \int_0^\infty \frac{m}{\sqrt{b^2 + (v^2\gamma^2 t^2)}} e^{-m\sqrt{b^2 + (v^2\gamma^2 t^2)}} \cos(\omega t) dt \\ &= -Zem\sqrt{\frac{2}{\pi}}b\gamma \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{b^2 + (v^2\gamma^2 t^2)}} e^{-m\sqrt{b^2 + (v^2\gamma^2 t^2)}} \cos(\omega t) dt. \quad (\text{B.11})\end{aligned}$$

Finalmente, derivamos uma expressão similar àquela fornecida na tabela de integrais [120],

$$\int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{\zeta^2 + (u)^2}} e^{-\beta\sqrt{\zeta^2 + (u)^2}} \cos(\alpha u) du = K_0(\zeta\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}), \quad (\text{B.12})$$

onde K_0 é a função de Bessel modificada de segunda espécie, com ordem zero. Portanto, podemos reescrever a integral obtida na expressão (B.11),

$$\begin{aligned}& \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{b^2 + (v^2\gamma^2 t^2)}} e^{-m\sqrt{b^2 + (v^2\gamma^2 t^2)}} \cos(\omega t) dt \\ &= \int_0^\infty \frac{1}{\gamma v \left(\sqrt{\frac{b^2}{\gamma^2 v^2} + t^2} \right)} e^{-\gamma m v \sqrt{\frac{b^2}{\gamma^2 v^2} + t^2}} \cos(\omega t) dt \\ &= \frac{1}{\gamma v} K_0 \left[\frac{b}{\gamma v} \sqrt{(\gamma m v)^2 + \omega^2} \right] \\ &= \frac{1}{\gamma v} K_0 \left[b \sqrt{m^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma v} \right)^2} \right]. \quad (\text{B.13})\end{aligned}$$

Inserindo a derivada com relação a m , temos que a equação (B.11) torna-se:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_x(\omega)}{\partial m} &= -Zem\sqrt{\frac{2}{\pi}}b\gamma \left[\frac{1}{\gamma v} K_0 \left(b \sqrt{m^2 + (\omega/\gamma v)^2} \right) \right] \\ &= -Zem\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{b}{v} K_0 \left[b \sqrt{m^2 + (\omega/\gamma v)^2} \right] \\ &= -Zem\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{b}{v} K_0(\xi). \quad (\text{B.14})\end{aligned}$$

Aqui, a nova quantidade ξ é definida como:

$$\xi = b \sqrt{m^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma v} \right)^2}, \quad (\text{B.15})$$

onde,

$$\frac{\partial \xi}{\partial m} = \frac{b^2 m}{\xi}. \quad (\text{B.16})$$

Queremos calcular a derivada do campo com relação a ξ . Para isso, podemos fazer uso da seguinte propriedade da função de Bessel:

$$\frac{d}{dx}[x^n K_n(x)] = -x^n K_{n-1}(x), \quad (\text{B.17})$$

assim, temos que, $\xi K_0(\xi)$ pode ser reescrito como sendo a derivada com relação a ξ de $\xi K_1(\xi)$. Como segue

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x(\omega)}{\partial \xi} &= \frac{\partial E_x(\omega)}{\partial m} \frac{\partial m}{\partial \xi} \\ &= -Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\xi}{bv} K_0(\xi) \\ &= Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{bv} \frac{\partial [\xi K_1(\xi)]}{\partial \xi}. \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

A solução para $E_x(\omega)$ é da forma

$$E_x(\omega) = C + Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{bv} \xi K_1(\xi), \quad (\text{B.19})$$

onde C é uma constante. Agora vamos calcular o campo elétrico na direção z . Usando a transformada de Fourier para seno dada pela Equação (B.5), escrevemos

$$\begin{aligned} E_z(\omega) &= i \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \left[-Ze \frac{\gamma v t}{r^3} (1 + mr) e^{-mr} \right] \sin(\omega t) dt \\ &= -i Ze \sqrt{\frac{2}{\pi}} \gamma v \int_0^\infty \left(\frac{1}{r^3} + \frac{m}{r^2} \right) e^{-mr} t \sin(\omega t) dt \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Usando a relação

$$t \sin(\omega t) = \frac{d}{d\omega} [-\cos(\omega t)] \quad (\text{B.21})$$

Podemos escrever

$$E_z(\omega) = iZe\sqrt{\frac{2}{\pi}}\gamma v\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\int_0^\infty\left(\frac{1}{r^3}+\frac{m}{r^2}\right)e^{-mr}\cos(\omega t)dt\right]. \quad (\text{B.22})$$

A mesma forma da integral foi calculada para o caso $E_x(\omega)$, então automaticamente escrevemos

$$\begin{aligned} E_z(\omega) &= iZe\sqrt{\frac{2}{\pi}}\gamma v\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{1}{b^2\gamma v}\xi K_1(\xi)\right] \\ &= iZe\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{b^2}\frac{\partial[\xi K_1(\xi)]}{\partial\xi}\frac{\partial\xi}{\partial\omega}. \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

Usando a propriedade da função Bessel (B.17) e a relação abaixo,

$$\frac{\partial\xi}{\partial\omega} = \frac{b^2\omega}{(\gamma v)^2\xi} \quad (\text{B.24})$$

Por fim, a solução da Equação (B.24) tem a forma

$$E_z(\omega) = -iZe\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\omega}{(\gamma v)^2}[K_0(\xi)]. \quad (\text{B.25})$$

Caso $m \rightarrow 0$ recai nas expressões usadas nesta tese.

C TEORIA DE PERTURBAÇÃO

Uma vez que, processos como criação e aniquilação de pares ocorrem via interação entre os campos, o acoplamento semiclássico de léptons com o campo eletromagnético é representado pela densidade lagrangiana de interação, que depende apenas do quadri-vetor potencial clássico A^μ e também conserva o número de léptons [121].

$$\mathcal{L}_{\text{int}}(x) = -\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)A^\mu(x). \quad (\text{C.1})$$

Podemos escrever a densidade lagrangiana como a soma da lagrangiana do férmion não interagente \mathcal{L}_0 e a densidade lagrangiana de interação, logo

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(x) &= \mathcal{L}_0(x) + \mathcal{L}_{\text{int}}(x) \\ &= \bar{\psi}(x)[\gamma_\mu i\partial^\mu - m]\psi(x) - \bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)A^\mu(x). \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Para dois núcleos em colisão, temos que A^μ pode ser expresso separadamente por

$$A^\mu(q,b) = A_1^\mu(q,b) + A_2^\mu(q,b). \quad (\text{C.3})$$

Podemos expressar cada componente desse quadri-potencial clássico no espaço de momento, como sendo:

$$A_{(1,2)}^0(q) = -8\pi^2\gamma^2(Ze)G_E(q^2)f_z(q^2)\exp\left(\pm i\mathbf{q}_\perp \cdot \frac{\mathbf{b}}{2}\right)\frac{\delta(q_0 \mp \beta q_z)}{q_z^2 + \gamma_\perp^2}, \quad (\text{C.4})$$

$$A_{(1,2)}^z(q) = \pm\beta A_{(1,2)}^0(q), \quad (\text{C.5})$$

$$\mathbf{A}_{(1,2)}^\perp(q) = 0, \quad (\text{C.6})$$

onde $f_z(q^2)$ é o fator de forma de um núcleo, o qual fornece a distribuição do momento de um próton no núcleo e $G_E(q^2)$ é o fator de forma de um próton que representa a distribuição elétrica do próton. Os fatores de forma são cruciais para o cálculo da seção de choque, especialmente para a produção de pares de léptons. Em nossos cálculos, usamos a distribuição de Fermi (ou função de Woods–Saxon) para a distribuição de cargas no núcleo,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (\text{C.7})$$

onde R é o raio nuclear e a é o parâmetro de difusão e ρ_0 é escrito pela condição de normalização. Sua expressão analítica é uma transformada de Fourier da função de distribuição

$$\begin{aligned}
f_Z(q^2) &= \int_0^\infty \frac{4\pi}{q} \rho(r) \sin(qr) dr \\
&= \int_0^\infty \frac{4\pi}{qr} \rho(r) \sin(qr) r^2 dr \\
&= \frac{4\pi^2 \rho_0 a^3}{(qa)^2 \sinh^2(\pi qa)} [\pi qa \cosh(\pi qa) \sin(qR) - qR \cos(qR) \sinh(\pi qa)] \\
&\quad + 8\pi \rho_0 a^3 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{ne^{-nR/a}}{[n^2 + (qa)^2]^2}. \tag{C.8}
\end{aligned}$$

Como a contribuição do último termo é muito pequena em comparação com o primeiro, podemos negligenciar. Para a função de distribuição elétrica do próton, podemos escrever o fator de forma de dipolo:

$$G_E(q^2) = \left(\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2} \right)^2, \quad \Lambda^2 = 0,71 \text{ GeV}^2. \tag{C.9}$$

Para calcular a seção de choque total, primeiro representamos o termo direto por [122]

$$\begin{aligned}
\langle \chi_k^{(+)} | S_{ab} | \chi_q^{(-)} \rangle &= i \sum_p \sum_s \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{\langle \chi_k^{(+)} | V_1(\omega - E_k^{(+)}) | \Psi_p^{(s)} \rangle \langle \Psi_p^{(s)} | V_2(E_q^{(-)} - \omega) | \chi_q^{(-)} \rangle}{(E_p^{(s)} - \omega)} \\
&= i \sum_p \sum_s \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^3 \mathbf{r} e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{p}) \cdot \mathbf{r}} A_1(\mathbf{r}; \omega - E_k^{(+)}) \\
&\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} d^3 \mathbf{r}' e^{-i(\mathbf{p}-\mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}'} A_2(\mathbf{r}'; E_q^{(-)} - \omega) \\
&\quad \times \frac{\langle \mathbf{u}_{\sigma_k}^{(+)} | (1 - \beta \alpha_z) | \mathbf{u}_{\sigma_p}^{(s)} \rangle \langle \mathbf{u}_{\sigma_p}^{(s)} | (1 + \beta \alpha_z) | \mathbf{u}_{\sigma_q}^{(-)} \rangle}{(E_p^{(s)} - \omega)}. \tag{C.10}
\end{aligned}$$

Combinando ambas as integrais, obtemos para a amplitude direta de produção do par

livre–livre:

$$\begin{aligned}
\langle \chi_k^{(+)} | S_{ab} | \chi_q^{(-)} \rangle &= i \sum_s \sum_{\sigma_p} \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi)^3} \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{i[\mathbf{p}_\perp - (\frac{\mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp}{2})] \cdot \mathbf{b}} 8\pi^2 Z \gamma^2 \\
&\times \frac{\delta[\omega - E_k^{(+)} + \beta(k_z - p_z)]}{(k_z - p_z)^2 + \gamma^2(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp)^2} \\
&\times 8\pi^2 Z \gamma^2 \frac{\delta[E_q^{(-)} - \omega - \beta(p_z - q_z)]}{(p_z - q_z)^2 + \gamma^2(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}_\perp)^2} \\
&\times \frac{\langle \mathbf{u}_{\sigma_k}^{(+)} | (1 - \beta\alpha_z) | \mathbf{u}_{\sigma_p}^{(s)} \rangle \langle \mathbf{u}_{\sigma_p}^{(s)} | (1 + \beta\alpha_z) | \mathbf{u}_{\sigma_q}^{(-)} \rangle}{(E_p^{(s)} - \omega)}. \quad (C.11)
\end{aligned}$$

Nessas equações, $E_p^{(s)}$ é a energia do estado intermediário, \mathbf{p} descreve o momento dos estados intermediários no campo do íon, \mathbf{k} representa o momento do elétron e \mathbf{q} o momento do pósitron. O vetor \mathbf{p} pode ser decomposto em suas partes transversa e paralela em relação ao movimento dos íons, $\mathbf{p} = \mathbf{p}_\perp + p_z$. O momento que é paralelo aos íons e a frequência são fixados pela conservação do momento:

$$p_z = \frac{E_q^{(-)} - E_k^{(+)} + \beta(k_z + q_z)}{2\beta}, \quad (C.12)$$

$$\omega = \frac{E_k^{(+)} + E_q^{(-)} - \beta(k_z - q_z)}{2}. \quad (C.13)$$

Fixando o momento e os estados de spin, o elemento da matriz de transição pode ser:

$$\begin{aligned}
\langle \chi_k^{(+)} | S_{ab} | \chi_q^{(-)} \rangle &= \frac{i}{2\beta} \int \frac{d^2 \mathbf{p}_\perp}{(2\pi)^2} \exp \left[i \left(\mathbf{p}_\perp - \frac{(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp)}{2} \right) \cdot \mathbf{b} \right] \\
&\times F(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp; \omega_1) F(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}_\perp; \omega_2) \mathcal{T}_{qk}(\mathbf{p}_\perp; \beta), \quad (C.14)
\end{aligned}$$

o qual, ω_1 e ω_2 são as frequências associadas aos campos dos íons 1 e 2, respectivamente,

$$\omega_1 = \frac{E_q^{(-)} - E_k^{(+)} + \beta(q_z - k_z)}{2} \quad (C.15)$$

$$\omega_2 = \frac{E_q^{(-)} - E_k^{(+)} - \beta(q_z - k_z)}{2} \quad (C.16)$$

a função $F(\mathbf{q}, \omega)$ é a parte escalar do campo de cada íon pesado, pode ser escrita expli-

tamente, para a frequência ω_1 , como

$$F(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp : \omega_1) = \frac{4\pi^2 Z \gamma^2 \beta^2}{\omega_1^2 + \gamma^2 \beta^2 (\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp)^2}, \quad (\text{C.17})$$

e, para a frequência ω_2 ,

$$F(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}_\perp : \omega_2) = \frac{4\pi^2 Z e \gamma^2 \beta^2}{\omega_2^2 + \gamma^2 \beta^2 (\mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}_\perp)^2}. \quad (\text{C.18})$$

A função \mathcal{T} depende explicitamente da velocidade β dos íons, do momento transversal \mathbf{p}_\perp e dos estados k, q ;

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{kq}(\mathbf{p}_\perp; \beta) &= i \sum_s \sum_{\sigma_p} \left[E_p^{(s)} - \left(\frac{E_k^{(+)} + E_q^{(-)}}{2} \right) + \beta \left(\frac{k_z - q_z}{2} \right) \right]^{-1} \\ &\times \left\langle u_{\sigma_k}^{(+)} | (1 - \beta \alpha_z) | u_{\sigma_p}^{(s)} \right\rangle \left\langle u_{\sigma_p}^{(s)} | (1 + \beta \alpha_z) | u_{\sigma_q}^{(-)} \right\rangle. \end{aligned} \quad (\text{C.19})$$

Tendo as amplitudes para o diagrama *direto* e *cruzado*, podemos escrever a seção de choque dependente do parâmetro de impacto para a produção de dilétons:

$$\sigma = \int d^2 \mathbf{b} \sum_{k>0} \sum_{q<0} \left| \left\langle \chi_k^{(+)} | S | \chi_q^{(-)} \right\rangle \right|^2, \quad (\text{C.20})$$

onde $S = S_{ab} + S_{ba}$ denota a soma dos casos *diretos* e *cruzados*

$$\sigma = \int d^2 \mathbf{b} \sum_{k>0} \sum_{q<0} \left| \left\langle \chi_k^{(+)} | S_{ab} | \chi_q^{(-)} \right\rangle + \left\langle \chi_k^{(+)} | S_{ba} | \chi_q^{(-)} \right\rangle \right|^2 \quad (\text{C.21})$$

Fazendo uso de todas essas expressões para matriz- S , a podemos escrever:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{4\beta^2} \sum_{\sigma_k} \sum_{\sigma_q} \int \frac{dk_z dq_z d^2 p_\perp}{(2\pi)^4} \int \frac{d^2 k_{1\perp} d^2 q_{2\perp}}{(2\pi)^4} \\ &\times \left[\mathcal{A}^{(+)}(k, q; \mathbf{p}_\perp) + \mathcal{A}^{(-)}(k, q; \mathbf{p}_\perp) \right]^2, \end{aligned} \quad (\text{C.22})$$

com,

$$\begin{cases} \mathcal{A}^{(+)}(k, q; \mathbf{p}_\perp) = F(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp : \omega_1) F(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}_\perp : \omega_2) \mathcal{T}_{kq}(\mathbf{p}_\perp : +\beta) \\ \mathcal{A}^{(-)}(k, q; \mathbf{p}_\perp) = F(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp : \omega_2) F(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}_\perp : \omega_1) \mathcal{T}_{kq}(\mathbf{p}_\perp : -\beta) \end{cases} \quad (\text{C.23})$$

Portanto, a seção de choque em função do parâmetro de impacto é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{db} &= \frac{1}{4\beta^2} \sum_{\sigma_k \sigma_q} \int \frac{d^3k d^3q d^2p_\perp d^2p'_\perp}{(2\pi)^{10}} e^{i[\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}'_\perp] \cdot \mathbf{b}} \\ &\times [\mathcal{A}^{(+)}(k, q : \mathbf{p}_\perp) + \mathcal{A}^{(-)}(k, q : \mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp - \mathbf{p}_\perp)] \\ &\times [\mathcal{A}^{(+)}(k, q : \mathbf{p}'_\perp) + \mathcal{A}^{(-)}(k, q : \mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp - \mathbf{p}'_\perp)]^* . \end{aligned} \quad (\text{C.24})$$

Por outro lado, se quisermos calcular a dependência do parâmetro de impacto da seção de choque, podemos fazer apenas a integral em $\cos \theta$, o ângulo entre \mathbf{b} e $\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}'_\perp$, obtemos

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{db} &= \frac{1}{4\beta^2} \sum_{\sigma_k \sigma_q} \int \frac{d^3k d^3q d^2p_\perp d^2p'_\perp}{(2\pi)^9} J_0(|\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}'_\perp| b) \\ &\times [\mathcal{A}^{(+)}(k, q : \mathbf{p}_\perp) + \mathcal{A}^{(-)}(k, q : \mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp - \mathbf{p}_\perp)] \\ &\times [\mathcal{A}^{(+)}(k, q : \mathbf{p}'_\perp) + \mathcal{A}^{(-)}(k, q : \mathbf{k}_\perp + \mathbf{q}_\perp - \mathbf{p}'_\perp)]^* , \end{aligned} \quad (\text{C.25})$$

onde J_0 é a função de Bessel de ordem zero. Esta função de Bessel oscila rapidamente para valores de grande b . Este comportamento não é adequado para as técnicas de Monte Carlo dada nas Refs. [123, 124]. Uma solução, apresentada por Güçlü em [48, 125, 126], para contornar tal dificuldade, é dividir a integração em partes e calcular separadamente,

$$\frac{d\sigma}{db} = \int dq qb J_0(qb) \mathcal{F}(q) \quad (\text{C.26})$$

onde a função $\mathcal{F}(q)$ é uma integral em nove dimensões

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(q) &= \frac{\pi}{8\beta^2} \sum_{\sigma_k} \sum_{\sigma_q} \int_0^{2\pi} d\phi_q \int \frac{dk_z dq_z d^2k_\perp d^2K d^2Q}{(2\pi)^{10}} \\ &\times \left\{ \left[F\left(\frac{\mathbf{Q} - \mathbf{q}}{2}; \omega_1\right) F(-\mathbf{K}; \omega_2) \mathcal{T}_{kq}\left(\mathbf{k}_\perp - \frac{\mathbf{Q} - \mathbf{q}}{2}; \beta\right) \right. \right. \\ &+ \left. \left. F\left(\frac{\mathbf{Q} - \mathbf{q}}{2}; \omega_1\right) F(-\mathbf{K}; \omega_2) \mathcal{T}_{kq}(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{K}; -\beta) \right] \right. \\ &\times \left[F\left(\frac{\mathbf{Q} + \mathbf{q}}{2}; \omega_1\right) F(-\mathbf{q} - \mathbf{K}; \omega_2) \mathcal{T}_{kq}\left(\mathbf{k}_\perp - \frac{\mathbf{Q} + \mathbf{q}}{2}; \beta\right) \right. \\ &+ \left. \left. F\left(\frac{\mathbf{Q} + \mathbf{q}}{2}; \omega_1\right) F(-\mathbf{q} - \mathbf{K}; \omega_2) \mathcal{T}_{kq}(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{q} - \mathbf{K}; -\beta) \right] \right\} , \end{aligned} \quad (\text{C.27})$$

podendo ser calculada por técnicas de Monte Carlo para um valor fixo de q .

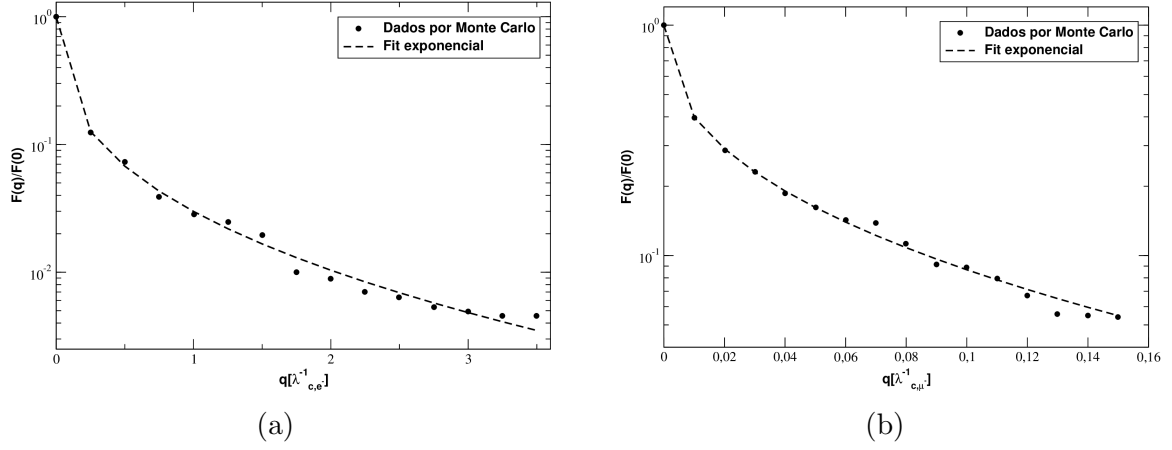


Figura C.1 - A razão $\mathcal{F}(q)/\mathcal{F}(0)$ dependente da variável q , para a produção de ambos os pares: (a) e^+e^- e (b) $\mu^+\mu^-$, em colisões $PbPb$ nas energias do LHC. (Aqui, λ_c representa o comprimento de onda Compton do elétron e do múon).

Uma vez que estamos integrando sobre os momentos transferidos, as transformações usadas para o espaço de momento são

$$\begin{cases} \mathbf{Q} = 2\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}'_\perp \\ \mathbf{q} = \mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}'_\perp \\ \mathbf{K} = -\mathbf{p}_\perp + \mathbf{q}_\perp \end{cases} \quad (\text{C.28})$$

O comportamento esperado dessa função $\mathcal{F}(q)$ foi ajustado em termos de uma exponencial

$$\frac{\mathcal{F}(q)}{\mathcal{F}(0)} = a_3 e^{-a_1 q^{a_2}} \quad (\text{C.29})$$

onde $\mathcal{F}(0)$ fornece a seção de choque total em $q = 0,0$. Os parâmetros a_1 e a_2 são obtidos a partir de ajustes suaves das funções, cujos valores estão listados na Tabela C.1, e a_3 é o fator de normalização.

Na Figura C.1, comparamos os nossos resultados do *fit* da função exponencial com os dados

Parâmetros	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$
a_1	-3.50917	-6.49353
a_2	0.381003	0.424294

Tabela C.1 - Valores dos parâmetros obtidos a partir de ajustes nos dados calculados por técnicas de Monte Carlo, para produção de pares de léptons.

obtidos por técnicas de Monte Carlo, para a produção de pares de elétrons e múons.

Como resultado disso, temos agora uma expressão analítica para calcular a seção de choque diferencial,

$$\frac{d\sigma}{db} = \mathcal{F}(0) \int_0^\infty dq qb J_0(qb) e^{-a_1 q a^2} . \quad (\text{C.30})$$

Este formalismo pode ser estendido para a produção de pares e^+e^- *bound-free*, tratado no Capítulo 7, no qual o elétron é capturado por um dos íons em colisão. Para isso, basta utilizar as funções de onda de Sommerfeld–Maue para o pósitron livre e de Darwin para o elétron capturado, como demonstrado na Ref. [112].

D PRODUÇÃO EXCLUSIVA NO FORMALISMO DE DIPOLOS

Os processos de espalhamentos podem ser classificados com base na identificação das partículas produzidas na colisão. Neste estudo, nosso foco recai sobre as reações exclusivas, nas quais a cinemática de todas as partículas no estado final é totalmente reconstruída [38]. Esses processos, se destacam pelo fato de que as partículas incidentes permanecem intactas ao final do processo, e pela presença de *gaps* de rapidez, que são regiões vazias no espaço de rapidez com ausência de interações significativas entre as partículas. Em particular, os espalhamentos em altas energias são usualmente descritos pelo formalismo de dipolo de cor, o qual é amplamente utilizado para tratar a produção de mésons vetoriais via interações fóton–Pomeron ($\gamma\mathbb{P}$).

Neste apêndice, fornecemos uma visão geral do tratamento da dinâmica QCD em altas densidades, concentrando-nos apenas nos aspectos relevantes para esta tese. Abordamos o formalismo de dipolo de cor, discutindo as funções de onda do fóton e do méson vetorial, a função *overlap* que descreve a sobreposição entre elas, e a amplitude de espalhamento de dipolos.

D.1 Formalismo de Dipolo de Cor

No contexto da cromodinâmica quântica (QCD), que descreve a interação forte entre quarks e glúons, o estudo de colisões hadrônicas em altas energias nos leva a considerar os efeitos de saturação. Nesse cenário, ocorre um rápido crescimento da distribuição de glúons dentro do hádron, resultando em uma alta densidade de partículas, característica do regime saturado. Neste regime, é usual utilizarmos o formalismo de dipolos para descrever os processos de espalhamento [127, 128].

No formalismo de dipolo de cor, introduzido por [129–134], o espalhamento fóton–próton é visto como a interação de um par quark–antiquark ($q\bar{q}$) com o próton. Consequentemente, a amplitude fóton–próton pode ser descrita da seguinte forma: o fóton virtual flutua em um par quark–antiquark, conhecido como dipolo de cor, o qual interage com o próton. Posteriormente, o par $q\bar{q}$ se recombina formando um fóton virtual. Esses três estágios são representados pelo diagrama esquemático da Figura D.1. Nesse cenário, as variáveis que definem o dipolo de cor são seu tamanho transversal, denotado por \mathbf{r} , e a fração de momento longitudinal z ($1 - z$) do fóton que é carregada pelo quark (antiquark).

A amplitude de espalhamento do processo $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$ é expressa como o produto das

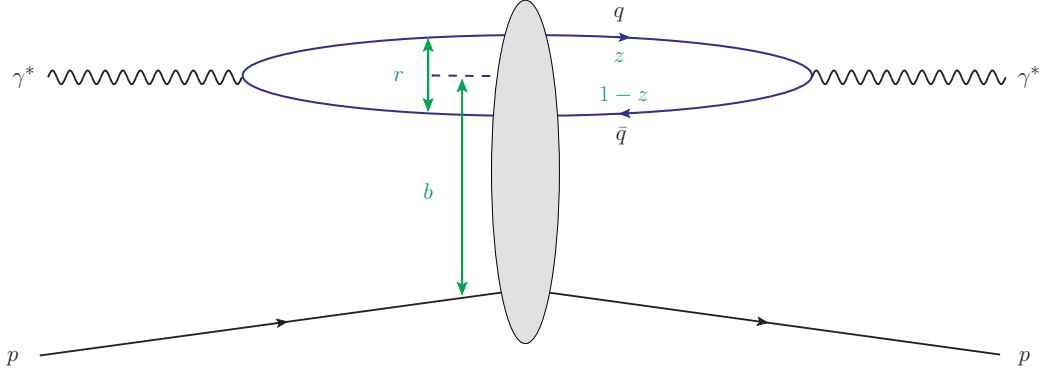


Figura D.1 - Processo $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$ no formalismo de dipolo de cor.

amplitudes dos três subprocessos, integrados sobre as variáveis do dipolo [81]

$$\mathcal{A}^{\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p}(x, Q, \Delta) = \sum_f \sum_{h, \bar{h}} \int d^2\mathbf{r} \int dz \Psi_{h, \bar{h}}^*(r, z, Q) \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) \Psi_{h, \bar{h}}(r, z, Q), \quad (\text{D.1})$$

onde $\Psi_{h, \bar{h}}(r, z, Q)$ denota a amplitude de probabilidade para o fóton virtual flutuar em um par quark–antiquark de sabor f e com helicidades h e \bar{h} . O termo $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta)$ representa a amplitude elementar para o espalhamento dipolo–próton, a qual é definida de forma que a seção de choque diferencial seja,

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dt} = \frac{1}{16\pi} |\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta)|^2 \quad (\text{D.2})$$

onde $t = -\Delta^2$. A amplitude $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta)$ pode ser escrita como a integral de $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ multiplicada por um fator exponencial,

$$\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) = \int d^2\mathbf{b} e^{-i\mathbf{b} \cdot \Delta} \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) \quad (\text{D.3})$$

onde \mathbf{b} é o parâmetro de impacto entre o alvo e o centro do dipolo. A relação entre a amplitude $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ e o elemento de matriz $S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ é dada por $\mathcal{A}_{q\bar{q}} = 2i[1 - S]$, e podemos reescrever a Equação (D.3) como,

$$\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) = i \int d^2\mathbf{b} e^{-i\mathbf{b} \cdot \Delta} 2[1 - S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})] \quad (\text{D.4})$$

onde a parte imaginária da amplitude de espalhamento dipolo-próton é expressa por,

$$\text{Im } \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) = \int d^2 \mathbf{b} e^{-i\mathbf{b} \cdot \Delta} 2[1 - \text{Re } S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})] \quad (\text{D.5})$$

Isso corresponde à noção intuitiva de parâmetro de impacto quando o tamanho do dipolo é pequeno em comparação com o tamanho do próton. Usando o teorema óptico, que conecta a seção de choque total para o espalhamento do par $q\bar{q}$ no próton à parte imaginária da amplitude de espalhamento frontal [81, 135]

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = \text{Im } \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta = 0) = \int d^2 \mathbf{b} 2[1 - \text{Re } S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})] \quad (\text{D.6})$$

A integração do elemento de matriz S sobre \mathbf{b} nos leva a definição da seção de choque diferencial $q\bar{q}p$ como

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{d^2 \mathbf{b}} = 2[1 - \text{Re } S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})] \equiv 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) \quad (\text{D.7})$$

ou ainda

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = 2 \int d^2 \mathbf{b} \mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) , \quad (\text{D.8})$$

onde $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ é a parte imaginária da amplitude de espalhamento frontal dipolo-próton, a qual carrega toda a informação sobre a interação via força forte. Seguindo a mesma linha de raciocínio, podemos relacionar a seção de choque total σ^{γ^*p} com a parte imaginária da amplitude frontal γ^*p via teorema óptico

$$\sigma_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \text{Im } \mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q, \Delta = 0) . \quad (\text{D.9})$$

Substituindo a parte imaginária da amplitude (D.1) e usando (D.6), podemos expressar a seção de choque total para o espalhamento fóton-próton como a integral da seção de choque de dipolo com as funções de onda do fóton

$$\sigma_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \sum_f \int d^2 \mathbf{r} \int dz [\Psi^* \Psi(r, z, Q)]_{T,L}^f \sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) . \quad (\text{D.10})$$

As componentes transversal e longitudinal da sobreposição das funções de onda do fóton,

são definidas como [81]

$$\begin{aligned}
(\Psi^* \Psi)_T^f &\equiv \frac{1}{2} \sum_{h, \bar{h}} \left[\Psi_{h, \bar{h}, \lambda=+1}^* \Psi_{h, \bar{h}, \lambda=+1} + \Psi_{h, \bar{h}, \lambda=-1}^* \Psi_{h, \bar{h}, \lambda=-1} \right] \\
&= \frac{2N_C}{\pi} \alpha_{em} e_f^2 \left\{ [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) + m_f^2 K_0^2(\epsilon r) \right\} \quad (D.11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\Psi^* \Psi)_L^f &\equiv \sum_{h, \bar{h}} \Psi_{h, \bar{h}, \lambda=0}^* \Psi_{h, \bar{h}, \lambda=0} \\
&= \frac{8N_C}{\pi} \alpha_{em} e_f^2 z^2 (1-z)^2 Q^2 K_0^2(\epsilon r) \quad (D.12)
\end{aligned}$$

onde λ denota a helicidade do fóton e f o sabor do par $q\bar{q}$. Nas próximas seções vamos mostrar, de forma explícita, as funções de onda do cone de luz para o fóton e para o méson vetorial, assim como a função de sobreposição entre elas.

D.2 Funções de Onda do Cone de Luz

As funções de onda do cone de luz $\Psi_{h, \bar{h}}(\mathbf{r}, z)$ na representação de coordenadas mista (r, z) , usadas no modelo de dipolos, são obtidas a partir de uma transformada de Fourier bidimensional

$$\Psi_{h, \bar{h}}(\mathbf{r}, z) = \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \Psi_{h, \bar{h}}(\mathbf{k}, z) \quad (D.13)$$

das funções de onda do cone de luz no espaço de momento $\Psi_{h, \bar{h}}(\mathbf{k}, z)$, onde o quark e o antiquark estão em estados de helicidade (orientação de spin) definida, h e \bar{h} , respectivamente [86]. Nesta seção, focaremos apenas, na apresentação e discussão das funções de onda do fóton e do méson vetorial, no espaço das posições, a partir de cálculos presentes nas Refs, [81, 86, 127, 128, 136].

D.2.1 Funções de Onda do Fóton

Em colisões de altas energias, as funções de onda do cone de luz de um fóton fluando em um par quark–antiquark foram calculadas via QED por diversos autores (veja, por exemplo, as Refs. [83, 84]). Essas funções de onda representam a amplitude de probabilidade de encontrar um par $q\bar{q}$ dentro do fóton, com frações de cone de luz $(z, 1-z)$ e separação transversal $\mathbf{r} = (r \cos \theta, r \sin \theta)$.

As funções de onda estão relacionadas às configurações específicas de sabor (f, \bar{f}) e heli-

cidade (h, \bar{h}) do estado $q\bar{q}$. Adicionalmente, elas incorporam informações sobre a virtualidade Q^2 e o estado de polarização λ do fóton. É importante notar, que a parte colorida das funções de onda, é influenciada por um fator de cor global $\sqrt{N_C}$. Além disso, a interação do fóton com a carga elétrica dos quarks é modelada por $e_f \delta_{f\bar{f}}$, em que o fator e_f representa o acoplamento de carga elétrica associado ao sabor do quark, assumindo valores $2/3e$ ou $-1/3e$ para diferentes quarks. A delta de Kronecker indica se o quark e o antiquark têm o mesmo sabor, se eles forem iguais, a expressão é não nula e modela a interação do fóton com a carga elétrica do quark.

Dessa forma, a função de onda normalizada para as polarizações transversas ($\lambda = \pm 1$) do fóton, no espaço de posição [127], é dada por (dividindo pelo fator 4π de normalização de cone de luz)

$$\Psi_{h\bar{h}}^{T(\lambda=+1)} = \sqrt{\frac{2N_C}{4\pi}} ee_f \left\{ ie^{i\theta_r} \epsilon [z\delta_{h_+}\delta_{\bar{h}_-} - (1-z)\delta_{h_-}\delta_{\bar{h}_+}] \frac{K_1(\epsilon r)}{2\pi} + m_f \delta_{h_+}\delta_{\bar{h}_+} \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi} \right\} \quad (\text{D.14})$$

e

$$\Psi_{h\bar{h}}^{T(\lambda=-1)} = -\sqrt{\frac{2N_C}{4\pi}} ee_f \left\{ ie^{-i\theta_r} \epsilon [(1-z)\delta_{h_+}\delta_{\bar{h}_-} - z\delta_{h_-}\delta_{\bar{h}_+}] \frac{K_1(\epsilon r)}{2\pi} + m_f \delta_{h_+}\delta_{\bar{h}_+} \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi} \right\} \quad (\text{D.15})$$

onde $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$, θ_r é o ângulo azimutal entre o vetor \mathbf{r} e o eixo- x no plano transversal. K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas do segundo tipo de ordem zero e um, respectivamente. $N_C = 3$ é o número de cores. Definimos $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + m_f^2$. A dependência do sabor f entra pelos valores da carga e_f e massa m_f do quark. Somando as contribuições para $\lambda = \pm$ e tomando o módulo quadrado e a soma sobre os spins do par $q\bar{q}$, obtemos

$$|\Psi_{h\bar{h}}^{T(\lambda=\pm)}|^2 = \frac{N_C \alpha_{em}}{2\pi^2} \sum_f e_f^2 \{ \epsilon^2 [z^2 + (1-z)^2] K_1^2(\epsilon r) + m_f^2 K_0^2(\epsilon r) \} . \quad (\text{D.16})$$

Para a polarização longitudinal ($\lambda = 0$), temos (dividindo por 4π)

$$\Psi_{h\bar{h}}^{L(\lambda=0)}(r, z, Q) = \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} ee_f \delta_{h,-\bar{h}} 2z(1-z)Q \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi} . \quad (\text{D.17})$$

Tomando o módulo quadrado somado sobre as helicidades dos quarks, obtemos

$$|\Psi_{h\bar{h}}^{L(\lambda=0)}|^2 = \frac{N_C}{\pi^2} \sum_f \alpha_{em} e_f^2 z^2 (1-z)^2 Q^2 K_0^2(\epsilon r). \quad (\text{D.18})$$

Note que usamos um fator de normalização do cone de luz ($1/4\pi$) nas expressões da função de onda. Uma vez que esse fator pode estar presente no espaço de fase do cone de luz, e portanto estar presente explicitamente na fórmula do formalismo de dipolos (como na Ref. [81]), ou pode estar absorvido diretamente nas funções de onda (como na Ref. [127]), que é a forma que utilizamos nessa tese.

D.2.2 Funções de Onda de Mésons Vetoriais

A função de onda do fóton descreve um processo no qual o fóton se transforma em um par quark–antiquark ($q\bar{q}$), e posteriormente esse par forma um fóton novamente. A função de onda pode ser completamente calculada usando QED. No caso do méson vetorial, o processo é um pouco mais complicado, uma vez que temos um fóton indo no par $q\bar{q}$, que então forma um méson vetorial. Esse processo envolve um estado ligado e uma etapa de hadronização, que não pode ser obtida usando cálculos de primeiros princípios da QCD.

Uma abordagem comum para as funções de onda dos mésons vetoriais, como descrito nas Refs. [84–86], é assumir que o méson vetorial é predominantemente um estado quark–antiquark com a mesma estrutura de spin e polarização do fóton [81]. Em completa analogia com as funções de onda de fóton polarizadas transversalmente, a formulação das funções de onda dos mésons vetoriais para as polarizações transversas é expressa pelas equações,

$$\begin{aligned} \Psi_{h\bar{h},V}^{T(\lambda=+1)}(r,z) = \sqrt{2N_C} \frac{1}{z(1-z)} \{ & i e^{i\theta_r} [z\delta_{h_+}\delta_{\bar{h}_-} - (1-z)\delta_{h_-}\delta_{\bar{h}_+}] \partial_r \\ & + m_f \delta_{h_+}\delta_{\bar{h}_+} \} \phi_T(r,z) \end{aligned} \quad (\text{D.19})$$

e

$$\begin{aligned} \Psi_{h\bar{h},V}^{T(\lambda=-1)}(r,z) = -\sqrt{2N_C} \frac{1}{z(1-z)} \{ & i e^{-i\theta_r} [z\delta_{h_-}\delta_{\bar{h}_+} - (1-z)\delta_{h_+}\delta_{\bar{h}_-}] \partial_r \\ & + m_f \delta_{h_-}\delta_{\bar{h}_-} \} \phi_T(r,z). \end{aligned} \quad (\text{D.20})$$

No entanto, para a polarização longitudinal, a situação é mais complexa devido ao acoplamento não local dos quarks ao méson vetorial, ao contrário do caso do fóton [86]. A

função de onda polarizada longitudinalmente é dada por,

$$\Psi_{h\bar{h},V}^{L(\lambda=0)}(r, z) = \sqrt{N_C} \delta_{h-\bar{h}} \left[M_V + \delta \frac{m_f^2 - \nabla_r^2}{M_V z(1-z)} \right] \phi_L(r, z). \quad (\text{D.21})$$

aqui $\nabla_r^2 \equiv (1/r)\partial_r + \partial_r^2$ e M_V é a massa do méson. A diferença na estrutura das funções de onda longitudinais é devido a um termo não local proporcional a δ , ausente no caso dos fótons [137, 138]. A parte escalar das funções de onda do méson vetorial $\phi_{T,L}(r, z)$, é obtida da função de onda do fóton, realizando as substituições

$$e_f e z(1-z) \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi} \rightarrow \phi_{T,L}(r, z) \quad (\text{D.22})$$

e

$$2Q \rightarrow M_V \quad (\text{D.23})$$

Os parâmetros que definem as partes escalares das funções de onda $\phi_{T,L}(r, z)$ podem ser obtidos através de modelos, como o Gaus–LC [85] e o Boosted Gaussian [86]. No caso do fóton, essa parte é definida por funções de Bessel modificadas. No contexto dos mésons vetoriais, modelos que consideram a estrutura interna dos quarks sugerem que um méson em repouso pode ser modelado por flutuações gaussianas na separação transversal entre os quarks [81].

Para o modelo Gaus–LC, que assume flutuações independentes da fração de momento longitudinal z em relação ao momento transversal do quark dentro do méson e utiliza $\delta = 0$, temos que $\phi_{T,L}(r, z)$ é descrito como

$$\phi_T(r, z) = N_T [z(1-z)]^2 \exp(-r^2/2R_T^2) \quad (\text{D.24})$$

e

$$\phi_L(r, z) = N_L z(1-z) \exp(-r^2/2R_L^2). \quad (\text{D.25})$$

Por outro lado, para o modelo Boosted Gaussian, que é uma extensão do modelo Gaus–LC, o qual utiliza $\delta = 1$ e leva em conta a invariância de Lorentz e efeitos relativísticos,

Méson	M_V/GeV	m_f/GeV	N_T	R_T^2/GeV^{-2}	N_L	R_L^2/GeV^{-2}	\mathcal{N}_T	\mathcal{N}_L	$\mathcal{R}^2/\text{GeV}^{-2}$
ϕ	1,019	0,14	4,75	16,0	1,41	9,7	0,919	0,825	11,2
J/Ψ	3,097	1,4	1,23	6,5	0,83	3,0	0,578	0,575	2,3

Tabela D.1 - Parâmetros dos modelos Gaus-LC e Boosted Gaussian para os mésons vetoriais ϕ e J/Ψ .

temos

$$\phi_{T,L}(r,z) = \mathcal{N}_{T,L} z(1-z) \exp\left(-\frac{m_f^2 \mathcal{R}^2}{8z(1-z)} - \frac{2z(1-z)r^2}{\mathcal{R}^2} + \frac{m_f^2 \mathcal{R}^2}{2}\right). \quad (\text{D.26})$$

Os valores das constantes $N_{T,L}$ e $R_{T,L}$ das Equações (D.24) e (D.25), bem como as constantes $\mathcal{N}_{T,L}$ e \mathcal{R} , são determinados pela condição de normalização impostos à função de onda do méson vetorial e podem ser encontrados na Tabela D.1 (para maiores detalhes, consulte a Ref. [81]).

D.3 Funções Overlap

Em nosso estudo estamos interessados na produção exclusiva de mésons vetoriais, onde no estado inicial temos um fóton virtual, o qual flutua em um dipolo de cor que se converte em um méson vetorial no estado final. No formalismo de dipolos isso é descrito pelas sobreposições entre as funções de onda do fóton do méson vetorial, chamadas de funções *overlap*, dadas por

$$(\Psi_V^* \Psi)_T = e_f e \frac{N_C}{\pi z(1-z)} \left\{ m_f^2 K_0(\epsilon r) \phi_T(r,z) - [z^2 + (1-z)] \epsilon K_1(\epsilon r) \partial_r \phi_T(r,z) \right\} \quad (\text{D.27})$$

e

$$(\Psi_V^* \Psi)_L = e_f e \frac{N_C}{\pi} 2Qz(1-z) K_0(\epsilon r) \left[M_V \phi_L(r,z) + \delta \frac{m_f^2 - \nabla_r^2}{M_V z(1-z)} \phi_L(r,z) \right]. \quad (\text{D.28})$$

Essas sobreposições das funções de onda descrevem a interação entre o fóton virtual e o méson vetorial no processo de produção exclusiva de mésons vetoriais, onde no estado inicial temos um fóton virtual, o qual flutua em um dipolo de cor que posteriormente se converte em um méson vetorial no estado final.

D.4 Amplitude de Espalhamento de Dipolos $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$

No formalismo de dipolo de cor, a amplitude de espalhamento de dipolos $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$, está diretamente associada a dinâmica QCD e pode ser obtida a partir da evolução da equação Balitsky–Kovchegov (BK) [139, 140] ou por meio de modelos fenomenológicos. Tais modelos incorporam características inerentes ao Condensado de Vidros Coloridos (*Color Glass Condensate* – CGC) [141], um regime que surge em contextos de alta densidade de partículas, para uma revisão recente veja a Ref. [142]. Diferentes abordagens são utilizadas para descrever a interação entre o dipolo e o alvo, uma delas é o modelo IIM, proposto por Iancu, Itakura e Munier [143], o qual baseia-se em soluções analíticas da equação BK, aplicáveis a diferentes regimes de tamanhos de dipolos [144]. (Para uma análise mais detalhada das soluções da equação BK, consulte o Apêndice B da Ref. [127]).

Na fronteira do regime de saturação, onde os tamanhos dos dipolos são consideravelmente menores que a escala de saturação ($r \ll 1/Q_s$) e os efeitos não lineares ainda não são proeminentes, o comportamento de \mathcal{N} é determinado pela solução da equação BFKL, proposta por Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov [145, 146]. Para detalhes consulte, por exemplo, as Refs. [127, 128]. Em contraste, dentro da região de saturação, onde os tamanhos dos dipolos excedem significativamente a escala de saturação ($r \gg 1/Q_s$) e os efeitos não lineares da interação forte devem ser considerados, a amplitude de espalhamento é descrita pela solução de Levin–Tuchin da equação BK [147]. Dessa maneira, o modelo IIM oferece uma formulação que harmoniza esses comportamentos entre os limites de pequeno e grande dipolo.

Além disso, a fim de incluir a dependência em \mathbf{b} na amplitude de espalhamento, Kowalski, Motyka e Watt [81] propuseram o modelo bCGC, que aprimora o modelo IIM para o parâmetro de impacto. Assim, a amplitude de espalhamento dipolo–próton é dada por

$$\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{r Q_s}{2} \right)^2 \left[\gamma_s + \frac{\ln(2/r Q_s)}{k\lambda Y} \right] & \text{para } rQ_s \leq 2, \\ 1 - \exp[-A \ln^2(BrQ_s)] & \text{para } rQ_s > 2, \end{cases} \quad (\text{D.29})$$

onde $Y = \ln(1/x)$, $Q_s(x) = (x_0/x)^{\lambda/2}$ e $k = \chi''(\gamma_s)/\chi'(\gamma_s)$, sendo χ a função característica BFKL em ordem dominante [72]. Assim, quando estamos lidando com dipolos menores que $2/Q_s(x)$, onde $Q_s(x)$ é a escala de saturação, a amplitude de espalhamento segue a solução da equação BFKL. Por outro lado, para dipolos maiores que $2/Q_s(x)$, a amplitude de espalhamento incorpora efeitos não lineares resultantes da alta densidade de partículas.

$B_{CGC}(\text{GeV}^2)$	γ_s	\mathcal{N}_0	x_0	λ	k
5,5	0,6599	0,3358	0,00105	0,2063	9,9

Tabela D.2 - Parâmetros do modelo bCGC.

Os coeficientes A e B são determinados exclusivamente a partir das condições de que a amplitude do dipolo e sua derivada com relação a rQ_s , sejam contínuas em $rQ_s = 2$:

$$A = -\frac{\mathcal{N}_0^2 \gamma_s^2}{(1 - \mathcal{N}_0)^2 \ln(1 - \mathcal{N}_0)} \quad \text{e} \quad B = \frac{1}{2}(1 - \mathcal{N}_0)^{-\frac{1 - \mathcal{N}_0}{\mathcal{N}_0 \gamma_s}}. \quad (\text{D.30})$$

Nesse modelo, a escala de saturação Q_s assume a seguinte forma

$$Q_s \equiv Q_s(x, \mathbf{b}) = \left(\frac{x_0}{x}\right)^{\frac{\lambda}{2}} \left[\exp\left(-\frac{b^2}{2B_{CGC}}\right) \right]^{\frac{1}{2\gamma_s}}. \quad (\text{D.31})$$

As quantidades \mathcal{N}_0 , x_0 , λ e γ_s são parâmetros livres, ajustáveis a partir de dados experimentais e são apresentados na Tabela D.2. Como demonstrado na Ref. [72], o modelo bCGC fornece uma descrição muito boa dos dados recentes de ep HERA para processos inclusivos e exclusivos.

Nesta tese, estamos interessados no formalismo de dipolos para a produção de mésons vetoriais via processos foto-induzidos em interações núcleo-núcleo. Portanto, para um alvo nuclear, a amplitude de espalhamento de dipolos pode ser obtida pelo modelo de Galuber-Gribov, o qual expressa a interação do dipolo com o núcleo como uma combinação de interações dipolo-próton. O formalismo de Glauber-Gribov (GG) [87–91], prevê que

$$\mathcal{N}_A(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_A) = 1 - \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_A(\mathbf{b}_A)\right], \quad (\text{D.32})$$

onde a função perfil nuclear $T_A(\mathbf{b}_A)$ é descrita por uma distribuição de Woods-Saxon. A seção de choque dipolo-próton, σ_{dp} , é expressa em termos da amplitude de espalhamento dipolo-próton como segue

$$\sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) = 2 \int d^2 \mathbf{b}_p \mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p), \quad (\text{D.33})$$

com \mathbf{b}_p sendo o parâmetro de impacto da interação dipolo-próton.

E PRODUÇÃO DUPLA DE DILÉPTONS COM CAPTURA

Neste apêndice, exploraremos a probabilidade de produção dupla de pares de léptons com captura de elétrons. O foco de nossa investigação deriva das análises apresentadas nos Capítulos 3 e 7, que abordaram, respectivamente, a produção de múltiplos pares de léptons em um mesmo evento via mecanismo de espalhamento duplo (DSM) e a produção de pares com captura (BFPP).

A base de nosso estudo reside no trabalho de Artemyev, Serbo e Surzhykov [10], que nos proporcionou as ferramentas essenciais para estimar a produção dupla com captura, em colisões ultraperiféricas de íons pesados (UPHICs) via interações $\gamma\gamma$. Vamos reproduzir os resultados obtidos neste artigo para as energias do LHC e estendê-los para as energias do FCC.

Estudamos a produção dupla de pares elétron–pósitron, no qual investigamos a possibilidade de que ambos os elétrons sejam capturados pelo mesmo núcleo, formando um íon tipo hélio, ou ainda, cada núcleo pode capturar um elétron, resultando em dois íons tipo hidrogênio. Além disso, exploramos a possibilidade de produzir simultaneamente um par e^+e^- *bound-free* e um par $\mu^+\mu^-$ livre.

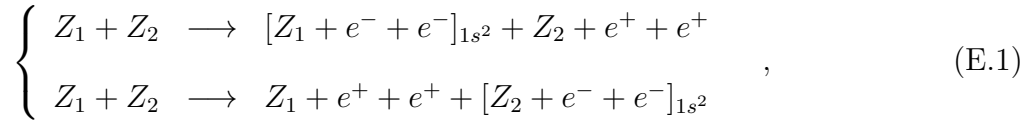
A observação destes processos, embora represente uma fração pequena dos eventos totais de criação de pares, pode ser viável nas instalações do LHC e potencialmente no futuro colisor FCC. Para avaliar as probabilidades e as seções de choque associadas a esses fenômenos, empregamos a abordagem de fótons equivalentes discutida detalhadamente no Capítulo 2. Além disso, para estimar as seções de choque do subprocesso fóton–núcleo utilizamos a aproximação de Sauter, a qual foi originalmente derivada para o fotoefeito atômico, assumindo energias eletrônicas ultra-relativísticas e desconsiderando termos de ordem relativa a $\alpha^2 Z^2$ em uma expansão αZ da amplitude de transição [117, 148, 149].

E.1 Produção Dupla de Pares e^+e^- com Captura dos Elétrons

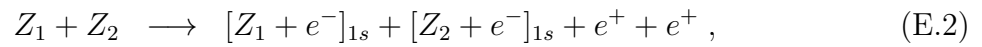
Tomando como base a análise apresentada no capítulo 7 sobre o processo BFPP, juntamente com o estudo desenvolvido no Capítulo 3 acerca da produção múltipla de diléptons, dispomos de todo ferramental necessário para estimar o espalhamento duplo de pares de léptons com captura.

Vamos analisar a possibilidade de produção dupla de pares elétron–pósitron, em que os elétrons sejam capturados pelos núcleos em colisão, formando um estado iônico ligado, e os pósitron seguem livremente. Uma suposição é que os elétrons produzidos sejam capturados pelo mesmo núcleo (Z_1 ou Z_2) no estado fundamental, o qual pode ser investigado através

da detecção de íons residuais tipo hélio, representado pela Figura E.1, e descrito pelo processo abaixo,



sem a necessidade de observar os pósitrons. Outra configuração possível, é que a captura dos elétrons ocorra por íons diferentes, resultando na formação de dois íons semelhantes ao hidrogênio, como ilustrado na Figura E.2, representado por



em que estamos considerando que os elétrons sejam criados no estado fundamental do íon com carga nuclear Z_i . A base teórica para a análise desses processos é discutida no Capítulo 7, onde mostramos, em particular, que o cálculo das seções de choque para a produção simples de pares e^+e^- *bound-free*, pode ser rastreado até a probabilidade de produção de pares com captura, denotada por $P_{[ee]}(b)$, dependente do parâmetro de impacto, dada pelas Equações (7.13) e (7.14). Além disso, como demonstrado no Capítulo 3, podemos expressar a probabilidade de espalhamento duplo como um produto das probabilidades de produção simples. Consequentemente, para o processo (E.1), escrevemos

$$P_{[2ee]}(b; Z_2, Z_1) = \frac{1}{2} P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1) P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1), \quad (\text{E.3})$$

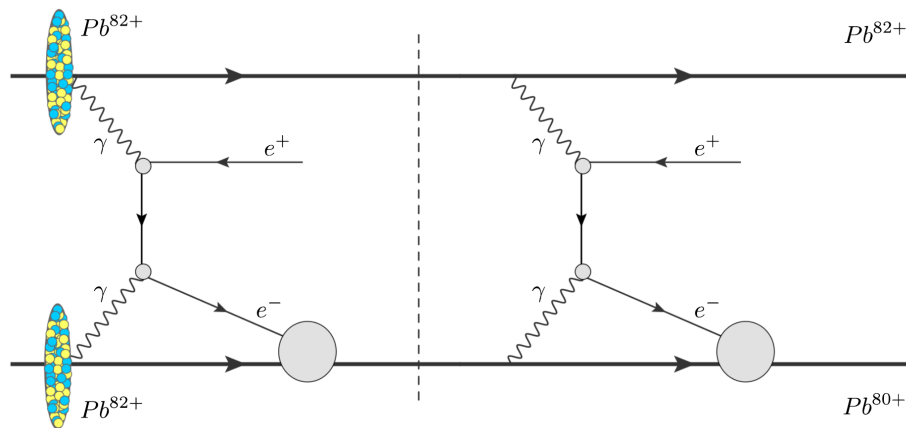


Figura E.1 - Produção dupla de pares e^+e^- *bound-free*, em colisões ultraperiféricas $PbPb$ via interações $\gamma\gamma$, com captura dos elétrons pelo mesmo íon.

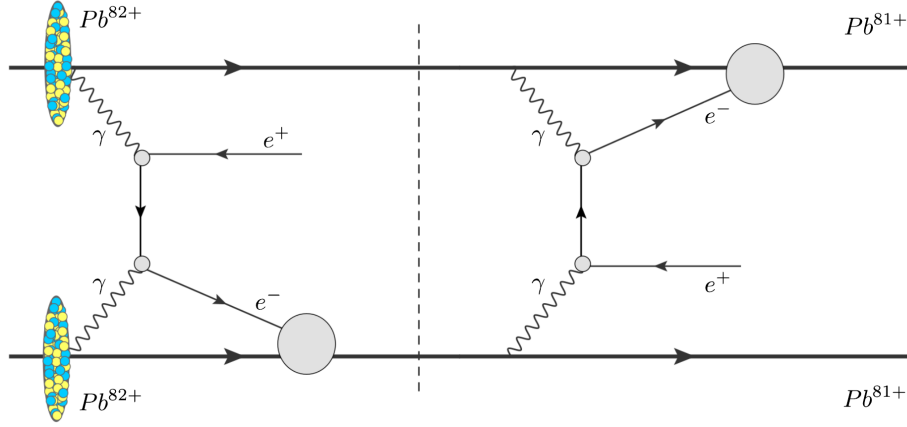


Figura E.2 - Produção dupla de pares e^+e^- *bound-free*, em colisões ultraperiféricas $PbPb$ via interações $\gamma\gamma$, onde cada íon captura um elétron.

aqui negligenciamos a interação entre os elétrons capturados e introduzimos o fator $1/2$ devido ao princípio de exclusão de Pauli. Inserindo (E.3) na Equação (3.11), a seção de choque total deste processo, torna-se

$$\sigma_{[2ee]} = \int_{2R}^{\infty} d^2b P_{[2ee]}(b; Z_2, Z_1) = \frac{1}{2} \int_{2R}^{\infty} 2\pi b db [P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1)]^2, \quad (\text{E.4})$$

onde R é o raio nuclear e b é o parâmetro de impacto da colisão. Em contrapartida, para o processo (E.2), a probabilidade é lida

$$P_{[ee]+[ee]}(b; Z_1, Z_2) = \left[\frac{1}{2} P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1) P_{[ee]}(b; Z_1, Z_2 - 1) \right] + \left[\frac{1}{2} P_{[ee]}(b; Z_1, Z_2) P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1 - 1) \right]. \quad (\text{E.5})$$

Novamente, tratamos a produção simultânea de pares de léptons, como um processo de duas etapas. Investigamos, na Equação (E.5), a probabilidade de que o fóton virtual, emitido pelo “primeiro” núcleo, produza no campo do íon nu com carga Z_2 , um elétron ligado e um pósitron livre, alterando a carga do íon para Z_2^{81+} , ao passo que, a produção do “segundo” par ocorre no campo do “primeiro” íon, devido à interação com o campo gerado pelo íon tipo hidrogênio ($Z_2 + e^-$), reduzindo sua carga para Z_1^{81+} . Então somamos com a contribuição de que o processo inverso aconteça. Entretanto, a principal contribuição da Equação (E.5) ocorre na região de pequeno b , nesta faixa de parâmetro de impacto, o campo eletromagnético gerado pelo íon tipo hidrogênio $(Z - 1)_{1s}$, é muito similar ao do íon Z , isto nos permite aproximar $P_{[ee]}(b; Z_{1,2}, Z_{2,1} - 1) \approx P_{[ee]}(b; Z_{1,2}, Z_{2,1})$ e reescrever a

probabilidade como,

$$P_{[ee]+[ee]}(b; Z_1, Z_2) \approx P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1) P_{[ee]}(b; Z_1, Z_2). \quad (\text{E.6})$$

Como consequência, as seções de choque totais para os dois processos acima estão relacionadas por:

$$\sigma_{[ee]+[ee]} = 2\sigma_{[2ee]} = \int_{2R}^{\infty} 2\pi b db [P_{[ee]}(b, Z, Z)]^2. \quad (\text{E.7})$$

E.2 Produção de Pares e^+e^- Bound-Free e $\mu^+\mu^-$ Livres

Nesta seção, investigamos a probabilidade de produção associada de pares de $\mu^+\mu^-$ e e^+e^- acompanhado pela captura do elétron por um dos núcleos, representada pelo processo

$$\begin{cases} Z_1 + Z_2 \longrightarrow [Z_1 + e^-]_{1s} + Z_2 + \mu^+ + \mu^- + e^+ \\ Z_1 + Z_2 \longrightarrow Z_1 + \mu^+ + \mu^- + e^+ + [Z_2 + e^-]_{1s} \end{cases} \quad (\text{E.8})$$

por conformidade, estamos assumindo que o elétron é capturado pelo “segundo” núcleo no estado fundamental (ver Figura E.3), de modo que, a probabilidade desse processo é,

$$P_{[ee]+\mu\mu}(b) = P_{\mu\mu}(b) P_{[ee]}(b; Z_2, Z_1). \quad (\text{E.9})$$

Aqui estamos assumindo que a probabilidade de produzir um par de múons abertos $P_{\mu\mu}(b)$, pode ser expressa dentro da aproximação logarítmica [150], por

$$P_{\mu\mu}(b) = \frac{28}{9\pi^2} \frac{(Z_1\alpha Z_2\alpha)^2}{(m_\mu b)^2} \Phi(b, \gamma), \quad (\text{E.10})$$

onde m_μ denota a massa do múon, α é a constante de estrutura fina e o fator γ de Lorentz para núcleos de chumbo no referencial de repouso do colisor, pode assumir valores: $\gamma = 2932$ GeV e $\gamma = 20788$ GeV, típicos para colisões $PbPb$ no LHC e no FCC, respectivamente. A função $\Phi(b, \gamma)$ para o parâmetro de impacto $R \ll b \leq \gamma/\mu$, é dada por

$$\Phi(b, \gamma) = \left(4 \ln \frac{\gamma}{m_\mu b} + \ln \frac{b}{R} \right) \ln \frac{b}{R}. \quad (\text{E.11})$$

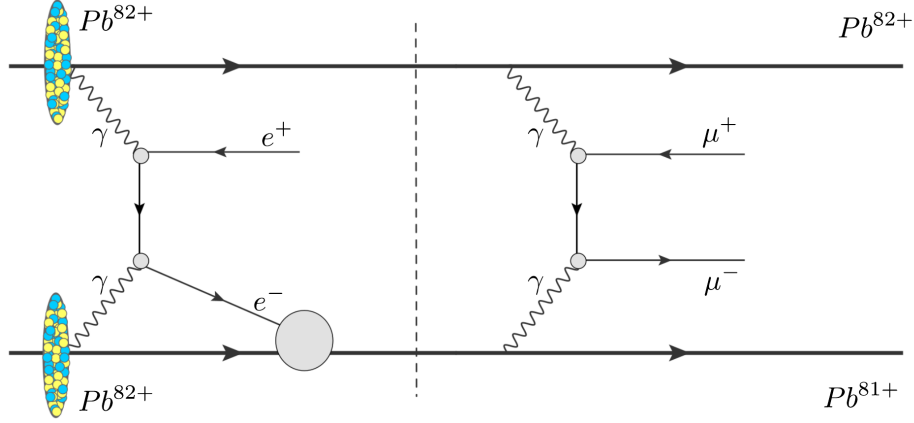


Figura E.3 - Mecanismo de espalhamento duplo para produção de pares $[e^+e^-]$ *bound-free* e $\mu^+\mu^-$ livres, em colisões ultraperiféricas de íons de chumbo.

Um dos objetivos futuros é estender esta análise, considerando expressões mais realísticas, para a produção de múons. A seção de choque total deste processo de produção mista, pode ser derivada das Eqs (3.11) e (E.9), logo

$$\begin{aligned}\sigma_{[ee]+\mu\mu}(\gamma) &= \int_{2R}^{\infty} 2\pi b db P_{[ee]+\mu\mu}(b; Z, Z) \\ &= \int_{2R}^{\infty} 2\pi b db P_{\mu\mu}(b; Z, Z, \gamma) P_{[ee]}(b; Z, Z).\end{aligned}\quad (\text{E.12})$$

A detecção desses eventos exigiria uma medição em coincidência dos íons carregados tipo hidrogênio e os múons emitidos. Entretanto, é importante aperfeiçoar o formalismo, a fim de obter predições mais realísticas, que considerem os aspectos descritos acima. A seguir apresentamos nossos resultados para colisões ultraperiféricas $PbPb$ nas energias do LHC e do FCC.

E.3 Estimativas para o LHC e o FCC

Nesta seção, apresentamos nossas predições para a produção dupla de pares elétron-pósitron, com os elétrons capturados pelo mesmo núcleo $\sigma_{[2ee]}$ e por núcleos diferentes $\sigma_{[ee]+[ee]}$, bem como à produção associada de pares $[e^+e^-]$ *bound-free* e $\mu^+\mu^-$ livres. Consideramos as energias do LHC ($\sqrt{s} = 5500$ GeV) e do FCC ($\sqrt{s} = 39$ TeV) para colisões $PbPb$.

Estimamos as seções de choque totais, dentro da estrutura a aproximação de fótons equivalentes, a partir de valores aproximados para o coeficiente $A = 1,65 \times 10^{-3}$, para dois núcleos de chumbo ($Z_1 = Z_2 = 82$), fornecido pela Ref. [10]. Nossos resultados são mostra-

dos na Tabela E.1. Além disso, também é possível calcular a taxa de produção N (número de partículas criadas por unidade de tempo), a partir do conhecimento das seções de choque totais σ e da luminosidade \mathcal{L} , que é um parâmetro ajustável do experimento e pode ser definida como o número de partículas que passam em uma linha por unidade de área e unidade de tempo; através de $N = \mathcal{L}\sigma$.

Estimamos na Tabela E.2 o número de eventos previstos para a produção dupla de diléptons com captura nas energias do LHC e do FCC, assumindo uma luminosidade integrada esperada por ano como sendo $\mathcal{L} \approx 7\text{nb}^{-1}$ [58], para estes colisores. Nossas previsões para os três tipos de processos considerados estão em conformidade com os resultados obtidos por [10]. Elas indicaram que até dezenas de milhares de eventos por ano podem acontecer em colisões de altas energias no LHC, e cerca de centenas de milhares para o FCC. Pretendemos melhorar e expandir tais análises, com o uso de fatores de forma mais realistas e prever o impacto dessas seções de choque nos observáveis.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{[ee]+[e\bar{e}]}$ (mb)	$\sigma_{[2ee]}$ (mb)	$\sigma_{[ee]+\mu\mu}$ (mb)
5500	13,23	6,61	2,11
39000	20,37	10,19	2,90

Tabela E.1 - Seção de choque total para produção dupla de pares de léptons com captura, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.

\sqrt{s} (GeV)	$N_{[ee]+[e\bar{e}]}$	$N_{[2ee]}$	$N_{[ee]+\mu\mu}$
5500	$92,61 \times 10^6$	$46,27 \times 10^6$	$14,77 \times 10^6$
39000	$14,26 \times 10^7$	$71,33 \times 10^6$	$20,30 \times 10^6$

Tabela E.2 - Número de eventos por ano, em colisões $PbPb$, nas energias do LHC e do FCC.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] KLEIN, S. R.; STEINBERG, P. Photonuclear and two-photon interactions at high-energy nuclear colliders. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, Annual Reviews, v. 70, p. 323–354, 2020. [23](#), [73](#), [84](#)
- [2] AZEVEDO, C.; GONÇALVES, V.; MOREIRA, B. True muonium production in ultraperipheral $PbPb$ collisions. **Physical Review C**, APS, v. 101, n. 2, p. 024914, 2020. [23](#), [24](#), [67](#), [68](#), [85](#), [86](#)
- [3] GONÇALVES, V. P.; MOREIRA, B.; NAVARRA, F. S. Double vector meson production in $\gamma\gamma$ interactions at hadronic colliders. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 76, n. 3, p. 103, 2016. [23](#)
- [4] GONÇALVES, V.; MOREIRA, B.; NAVARRA, F. S. Double vector meson production in photon–hadron interactions at hadronic colliders. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 76, n. 7, p. 388, 2016. [23](#), [24](#), [74](#), [75](#), [76](#), [77](#), [78](#), [79](#), [81](#), [82](#), [84](#), [91](#), [99](#), [100](#), [102](#)
- [5] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions. **Physical Review C**, APS, v. 60, n. 1, p. 014903, 1999. [23](#), [44](#), [45](#), [52](#), [58](#), [73](#), [77](#), [84](#), [99](#)
- [6] KLUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Double-scattering mechanism in the exclusive $AA \rightarrow AA\rho_0\rho_0$ reaction in ultrarelativistic collisions. **Physical Review C**, APS, v. 89, n. 2, p. 024912, 2014. [23](#), [52](#), [77](#), [84](#), [99](#)
- [7] AZEVEDO, C. N.; GONÇALVES, V. P.; MOREIRA, B. D. Associated ϕ and J/Ψ photoproduction in ultraperipheral $PbPb$ collisions at the Large Hadron Collider and Future Circular Collider. **The European Physical Journal A**, Springer, v. 59, n. 2, p. 23, 2023. [24](#), [73](#), [89](#), [91](#), [100](#), [102](#)
- [8] GARCIA L. M. [LHCb Collaboration]. Talk in the Diffraction and low- x , workshop, (Corigliano Calabro, Italy, 2022). [24](#)
- [9] ARTEMYEV, A. N.; JENTSCHURA, U. D.; SERBO, V. G.; SURZHYKOV, A. Bound–free pair production in ultra–relativistic ion collisions at the lhc collider: analytic approach to the total and differential cross sections. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 72, p. 1–10, 2012. [24](#), [93](#), [95](#), [96](#), [99](#)
- [10] ARTEMYEV, A.; SERBO, V.; SURZHYKOV, A. Double lepton pair production with electron capture in relativistic heavy-ion collisions. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 74, p. 1–7, 2014. [24](#), [52](#), [93](#), [96](#), [98](#), [99](#), [131](#), [135](#), [136](#)

- [11] BAUER, D.; KARLOVETS, D. V.; SERBO, V. Bound-free pair production in relativistic nuclear collisions from the NICA to the HE LHC colliders. **The European Physical Journal A**, Springer, v. 56, n. 8, p. 1–5, 2020. [24](#), [93](#)
- [12] AZEVEDO, C. N.; GONÇALVES, V. P.; MOREIRA, B. D. Associated vector meson and bound-free electron-positron pair photoproduction in ultraperipheral $PbPb$ collisions. **arXiv preprint arXiv:2308.09120**, 2023. [24](#), [25](#), [93](#), [98](#)
- [13] AZEVEDO, C. N.; GONÇALVES, V. P.; MOREIRA, B. D. Double particle production in ultraperipheral $PbPb$ collisions at the Large Hadron Collider and Future Circular Collider. **The European Physical Journal A**, Springer, v. 59, n. 8, p. 193, 2023. [24](#), [83](#), [101](#), [102](#)
- [14] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. **Physics Reports**, Elsevier, v. 163, n. 5-6, p. 299–408, 1988. [27](#), [61](#), [69](#)
- [15] KRAUSS, F.; GREINER, M.; SOFF, G. Photon and gluon induced processes in relativistic heavy-ion collisions. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, Elsevier, v. 39, p. 503–564, 1997. [27](#), [30](#), [36](#), [61](#)
- [16] BAUR, G.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D. Photon-photon physics in very peripheral collisions of relativistic heavy ions. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 24, n. 9, p. 1657, 1998. [27](#)
- [17] 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**, Elsevier, v. 364, n. 5, p. 359–450, 2002. [27](#), [29](#), [46](#), [74](#)
- [18] BALTZ, A.; BAUR, G.; DÂENTERRIA, D.; FRANKFURT, L.; GELIS, F.; GUZEY, V.; HENCKEN, K.; KHARLOV, Y.; KLASSEN, M.; KLEIN, S. et al. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC. **Physics Reports**, Elsevier, v. 458, n. 1-3, p. 1–171, 2008. [27](#), [29](#), [46](#), [47](#), [74](#)
- [19] BERTULANI, C. A.; KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, Annual Reviews, v. 55, n. 1, p. 271–310, 2005. [27](#), [62](#)
- [20] AZEVEDO, C.; GONÇALVES, V.; MOREIRA, B. Exclusive dilepton production in ultraperipheral $PbPb$ collisions at the LHC. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 79, p. 1–7, 2019. [27](#), [28](#), [55](#), [60](#), [69](#), [84](#), [85](#)
- [21] FERMI, E. On the theory of the impact between atoms and electrically charged particles. **Z. Phys**, v. 29, n. 1, p. 315–327, 1924. [29](#)

- [22] WEIZSÄCKER, C. V. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. **Zeitschrift für Physik**, v. 88, p. 612–625, 1934. [29](#)
- [23] WILLIAMS, E. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. **Physical Review**, APS, v. 45, n. 10, p. 729, 1934. [29](#)
- [24] BUDNEV, V.; GINZBURG, I.; MELEDIN, G.; SERBO, V. The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. **Physics Reports**, Elsevier, v. 15, n. 4, p. 181–282, 1975. [29](#)
- [25] GREINER, M.; VIDOVIC, M.; RAU, J.; SOFF, G. Impact parameter dependence of the Higgs boson production in ultrarelativistic heavy-ion collisions. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 17, n. 4, p. L45, 1991. [29](#)
- [26] CARUSO, F. Sobre o método de Weizsäcker-Williams e suas primeiras aplicações. **Monografia do CBPF, MO-001/09**, 2009. [29](#)
- [27] JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1998. [30](#), [33](#), [34](#)
- [28] KLUSEK-GAWENDA, M. **Production of pairs of mesons, leptons and quarks in ultraperipheral ultrarelativistic heavy ion collisions**. Tese (Doutorado) — Institute of Nuclear Physics Polish Academy of Sciences, 2014. [30](#), [35](#), [36](#), [39](#), [56](#)
- [29] MOREIRA, B. D. da S. **Fotoprodução de Pares de Léptons em Colisões Próton-Núcleo e Núcleo-Núcleo no Grande Colisor de Hádrõs**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pelotas, 2012. [32](#)
- [30] BARRETT, R.; JACKSON, D.; GREENLESS, G. W. Nuclear sizes and structure. **Physics Today**, AIP Publishing, v. 31, n. 7, p. 47–48, 1978. [41](#), [45](#)
- [31] 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**, APS, v. 82, n. 1, p. 014904, 2010. [41](#), [56](#), [85](#)
- [32] DAVIES, K. T.; NIX, J. Calculation of moments, potentials, and energies for an arbitrarily shaped diffuse-surface nuclear density distribution. **Physical Review C**, APS, v. 14, n. 5, p. 1977, 1976. [41](#)
- [33] BAUR, G.; FILHO, L. F. Coherent particle production at relativistic heavy-ion colliders including strong absorption effects. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 518, n. 4, p. 786–800, 1990. [44](#), [57](#)

- [34] GLAUBER, R.; MATTHIAE, G. High-energy scattering of protons by nuclei. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 21, n. 2, p. 135–157, 1970. [44](#), [58](#)
- [35] BALTZ, A. J.; GORBUNOV, Y.; KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Two-photon interactions with nuclear breakup in relativistic heavy ion collisions. **Physical Review C**, APS, v. 80, n. 4, p. 044902, 2009. [44](#), [45](#), [58](#), [77](#), [99](#)
- [36] JAGER, C. D.; VRIES, H. D.; VRIES, C. D. Nuclear charge-and magnetization-density-distribution parameters from elastic electron scattering. **Atomic data and nuclear data tables**, Elsevier, v. 14, n. 5-6, p. 479–508, 1974. [45](#)
- [37] BERTULANI, C.; NAVARRA, F. S. Two-and three-photon fusion in relativistic heavy-ion collisions. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 703, n. 3-4, p. 861–875, 2002. [45](#)
- [38] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-energy particle diffraction**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2002. [47](#), [121](#)
- [39] DEUTSCH, M. Evidence for the formation of positronium in gases. **Physical Review**, APS, v. 82, n. 3, p. 455, 1951. [49](#)
- [40] NAGASHIMA, Y. **Elementary Particle Physics: Quantum Field Theory and Particles V1**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2011. [49](#), [51](#)
- [41] GRIFFITHS, D. **Introduction to elementary particles**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2020. [49](#), [51](#), [68](#)
- [42] D’ENTERRIA, D.; SHAO, H.-S. Observing true tauonium via two-photon fusion at e^+e^- and hadron colliders. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 105, n. 9, p. 093008, 2022. [49](#), [85](#)
- [43] FRANCENER, R.; GONÇALVES, V.; MOREIRA, B. Photoproduction of relativistic QED bound states in hadronic collisions. **The European Physical Journal A**, Springer, v. 58, n. 2, p. 35, 2022. [50](#), [85](#)
- [44] FRANCENER, R. **Produção de Estados Ligados de Léptons em Colisores Hadrônicos**. Dissertação (Mestrado) — Universidade do Estado de Santa Catarina, 2022. [50](#)
- [45] STROSCIO, M. A. Positronium: A review of the theory. **Physics Reports**, Elsevier, v. 22, n. 5, p. 215–277, 1975. [50](#), [68](#)
- [46] THOMSON, M. **Modern particle physics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2013. [51](#), [87](#)

- [47] ALSCHER, A.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; BAUR, G. Multiple electromagnetic electron-positron pair production in relativistic heavy-ion collisions. **Physical Review A**, APS, v. 55, n. 1, p. 396, 1997. [52](#)
- [48] GÜÇLÜ, M.; LI, J.; UMAR, A.; ERNST, D.; STRAYER, M. Electromagnetic lepton-pair production in relativistic heavy-ion collisions. **Annals of Physics**, Elsevier, v. 272, n. 1, p. 7–48, 1999. [52](#), [117](#)
- [49] BAUR, G. Multiple electron-positron pair production in relativistic heavy-ion collisions: A strong-field effect. **Physical Review A**, APS, v. 42, n. 9, p. 5736, 1990. [52](#)
- [50] AZEVEDO, C. N. **Produção de Diléptons em Colisões de Íons Pesados no Grande Colisor de Hádrons**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pelotas, 2019. [18](#), [55](#), [58](#)
- [51] KLUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Double scattering production of two positron–electron pairs in ultraperipheral heavy-ion collisions. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 763, p. 416–421, 2016. [55](#), [63](#)
- [52] 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**, Elsevier, v. 776, p. 84–90, 2018. [55](#), [63](#), [99](#)
- [53] KURBAN, E.; GÜÇLÜ, M. Simultaneous production of lepton pairs in ultraperipheral relativistic heavy ion collisions. **Physical Review C**, APS, v. 96, n. 4, p. 044913, 2017. [55](#), [63](#), [64](#)
- [54] KARADAĞ, S.; GÜÇLÜ, M. C. Multiple-scattering production of lepton pairs in ultraperipheral heavy-ion collisions. **Physical Review C**, APS, v. 102, n. 1, p. 014904, 2020. [55](#), [63](#), [99](#)
- [55] DYNDAL, M.; [ATLAS Collaboration]. Electromagnetic processes in ultra-peripheral *Pb + Pb* collisions with ATLAS. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 967, p. 281–284, 2017. [18](#), [59](#), [60](#)
- [56] ABBAS, E.; ABELEV, B.; ADAM, J.; ADAMOVIĆ, D.; ADARE, A.; AGGARWAL, M.; RINELLA, G. A.; AGNELLO, M.; AGOCS, A.; AGOSTINELLI, A. et al. Charmonium and e^+e^- pair photoproduction at mid-rapidity in ultra-peripheral *Pb – Pb* collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 73, n. 11, p. 2617, 2013. [18](#), [59](#), [60](#)

- [57] BAUR, G.; HENCKEN, K.; ASTE, A.; TRAUTMANN, D.; KLEIN, S. R. Multi-photon exchange processes in ultraperipheral relativistic heavy-ion collisions. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 729, n. 2-4, p. 787–808, 2003. [62](#)
- [58] BRUCE, R.; JEBRAMCIK, M.; JOWETT, J.; MERTENS, T.; SCHAUMANN, M. Performance and luminosity models for heavy-ion operation at the CERN Large Hadron Collider. **The European Physical Journal Plus**, Springer, v. 136, n. 7, p. 745, 2021. [64](#), [79](#), [89](#), [93](#), [101](#), [136](#)
- [59] BRODSKY, S. J.; LEBED, R. F. Production of the smallest QED atom: true muonium ($\mu^+\mu^-$). **Physical Review Letters**, APS, v. 102, n. 21, p. 213401, 2009. [67](#)
- [60] LAMM, H.; LEBED, R. F. True muonium on the light front. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 41, n. 12, p. 125003, 2014. [67](#)
- [61] WIECKI, P.; LI, Y.; ZHAO, X.; MARIS, P.; VARY, J. P. Basis light-front quantization approach to positronium. **Physical Review D**, APS, v. 91, n. 10, p. 105009, 2015. [67](#)
- [62] HOYER, P. Lectures on bound states. **arXiv preprint arXiv:1605.01532**, 2016. [67](#)
- [63] BASS, S. D. QED and fundamental symmetries in positronium decays. **Acta Physica Polonica B**, v. 50, n. 7, 2019. [67](#)
- [64] MONDAL, C.; MUKHERJEE, A.; NAIR, S. Double parton distributions for a positroniumlike bound state using light-front wave functions. **Physical Review D**, APS, v. 100, n. 9, p. 094002, 2019. [67](#)
- [65] BANBURSKI, A.; SCHUSTER, P. Production and discovery of true muonium in fixed-target experiments. **Physical Review D**, APS, v. 86, n. 9, p. 093007, 2012. [67](#)
- [66] VIDAL, X. C.; ILTEN, P.; PLEWS, J.; SHUVE, B.; SOREQ, Y. Discovering true muonium at LHCb. **Physical Review D**, APS, v. 100, n. 5, p. 053003, 2019. [67](#)
- [67] GINZBURG, I. F.; JENTSCHURA, U. D.; KARSHENBOIM, S. G.; KRAUSS, F.; SERBO, V. G.; SOFF, G. Production of bound $\mu^+\mu^-$ systems in relativistic heavy ion collisions. **Physical Review C**, APS, v. 58, n. 6, p. 3565, 1998. [67](#), [68](#), [71](#)
- [68] GEVORKYAN, S.; KURAEV, E.; SCHILLER, A.; SERBO, V.; TARASOV, A. Production of relativistic positronium in collisions of photons and electrons with nuclei and atoms. **Physical Review A**, APS, v. 58, n. 6, p. 4556, 1998. [67](#)

- [69] ABADA, A.; ABBRESCIA, M.; ABDUSSALAM, S. S.; ABDYUKHANOV, I.; FERNANDEZ, J. A.; ABRAMOV, A.; ABURAIA, M.; ACAR, A.; ADZIC, P.; AGRAWAL, P. et al. HE-LHC: the high-energy large hadron collider: future circular collider conceptual design report volume 4. **The European Physical Journal Special Topics**, Springer, v. 228, p. 1109–1382, 2019. [68](#), [70](#), [71](#)
- [70] ABADA, A.; ABBRESCIA, M.; ABDUSSALAM, S. S.; ABDYUKHANOV, I.; FERNANDEZ, J. A.; ABRAMOV, A.; ABURAIA, M.; ACAR, A. O.; ADZIC, P. R.; AGRAWAL, P. et al. FCC-hh: The hadron collider. **The European Physical Journal Special Topics**, Springer, v. 228, n. 4, p. 755–1107, 2019. [68](#), [70](#)
- [71] LOW, F. Proposal for measuring the π^0 lifetime by π^0 production in electron-electron or electron-positron collisions. **Physical Review**, APS, v. 120, n. 2, p. 582, 1960. [69](#), [86](#), [87](#)
- [72] REZAEIAN, A. H.; SCHMIDT, I. Impact-parameter dependent color glass condensate dipole model and new combined HERA data. **Physical Review D**, APS, v. 88, n. 7, p. 074016, 2013. [73](#), [76](#), [129](#), [130](#)
- [73] GONÇALVES, V.; MACHADO, M. Vector meson production in ultraperipheral heavy ion collisions. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 32, n. 3, p. 295, 2006. [73](#), [84](#)
- [74] CONTRERAS, J.; TAKAKI, J. T. Ultra-peripheral heavy-ion collisions at the LHC. **International Journal of Modern Physics A**, World Scientific, v. 30, n. 08, p. 1542012, 2015. [73](#), [84](#)
- [75] AKIBA, K.; AKBIYIK, M.; ALBROW, M.; ARNEODO, M.; AVATI, V.; BAECHLER, J.; BAILLIE, O. V.; BARTALINI, P.; BARTELS, J.; BAUR, S. et al. LHC forward physics. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 43, n. 11, p. 110201, 2016. [73](#), [84](#)
- [76] KLEIN, S. R.; MÄNTYSAARI, H. Imaging the nucleus with high-energy photons. **Nature Reviews Physics**, Nature Publishing Group UK London, v. 1, n. 11, p. 662–674, 2019. [73](#), [84](#)
- [77] GONÇALVES, V.; BERTULANI, C. Peripheral heavy ion collisions as a probe of the nuclear gluon distribution. **Physical Review C**, APS, v. 65, n. 5, p. 054905, 2002. [73](#)
- [78] FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M.; ZHALOV, M. Fading out of J/ψ color transparency in high energy heavy ion peripheral collisions. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 540, n. 3-4, p. 220–226, 2002. [73](#)

- [79] ADAM, J.; AIDALA, C.; ANGERAMI, A.; AUDURIER, B.; BERTULANI, C.; BIERLICH, C.; BLOK, B.; BRANDENBURG, J. D.; BRODSKY, S.; BYLINKIN, A. et al. New opportunities at the photon energy frontier. **arXiv preprint arXiv:2009.03838**, 2020. [73](#)
- [80] GONÇALVES, V.; MACHADO, M. Parton saturation approach in heavy quark production at high energies. **Modern Physics Letters A**, World Scientific, v. 19, n. 34, p. 2525–2539, 2004. [74](#)
- [81] KOWALSKI, H.; MOTYKA, L.; WATT, G. Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture. **Physical Review D**, APS, v. 74, n. 7, p. 074016, 2006. [74](#), [75](#), [76](#), [122](#), [123](#), [124](#), [126](#), [127](#), [128](#), [129](#)
- [82] BARTELS, J.; GOLEC-BIERNAT, K.; PETERS, K. On the dipole picture in the nonforward direction. **Acta Physica Polonica Series B**, v. 34, n. 6, p. 3051–3067, 2003. [75](#)
- [83] LEPAGE, G. P.; BRODSKY, S. J. Exclusive processes in perturbative Quantum Chromodynamics. **Physical Review D**, APS, v. 22, n. 9, p. 2157, 1980. [75](#), [124](#)
- [84] DOSCH, H. G.; GOUSSET, T.; KULZINGER, G.; PIRNER, H. Vector meson leptonproduction and nonperturbative gluon fluctuations in QCD. **Physical Review D**, APS, v. 55, n. 5, p. 2602, 1997. [75](#), [124](#), [126](#)
- [85] KOWALSKI, H.; TEANEY, D. Impact parameter dipole saturation model. **Physical Review D**, APS, v. 68, n. 11, p. 114005, 2003. [75](#), [126](#), [127](#)
- [86] FORSHAW, J. R.; SANDAPEN, R.; SHAW, G. Color dipoles and ρ , ϕ electroproduction. **Physical Review D**, APS, v. 69, n. 9, p. 094013, 2004. [75](#), [124](#), [126](#), [127](#)
- [87] GLAUBER, R. et al. Lectures in theoretical physics. **Interscience, New York**, v. 1, p. 315, 1959. [76](#), [130](#)
- [88] GRIBOV, V. N. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. **Soviet Physics JETP**, v. 29, n. 483, p. 064905–22, 1969. [76](#), [130](#)
- [89] GRIBOV, V. N. Interaction of gamma quanta and electrons with nuclei at high-energies. **Soviet Physics JETP**, v. 30, p. 709, 1970. [76](#), [130](#)
- [90] MUELLER, A. H. Small- x behavior and parton saturation: A QCD model. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 335, n. 1, p. 115–137, 1990. [76](#), [130](#)

- [91] ARMESTO, N. A simple model for nuclear structure functions at small x in the dipole picture. **The European Physical Journal C-Particles and Fields**, Springer, v. 26, p. 35–43, 2002. [76](#), [130](#)
- [92] GONÇALVES, V.; MACHADO, M. V. T.; MOREIRA, B.; NAVARRA, F. S.; SANTOS, G. S. Color dipole predictions for the exclusive vector meson photoproduction in pp , pPb , and $PbPb$ collisions at run 2 LHC energies. **Physical Review D**, APS, v. 96, n. 9, p. 094027, 2017. [78](#), [81](#), [84](#), [100](#), [101](#)
- [93] LAPPI, T.; MÄNTYSAARI, H.; PENTTALA, J. Relativistic corrections to the vector meson light front wave function. **Physical Review D**, APS, v. 102, n. 5, p. 054020, 2020. [81](#)
- [94] BEUF, G.; HÄNNINEN, H.; LAPPI, T.; MÄNTYSAARI, H. Color glass condensate at next-to-leading order meets HERA data. **Physical Review D**, APS, v. 102, n. 7, p. 074028, 2020. [81](#)
- [95] MÄNTYSAARI, H.; PENTTALA, J. Exclusive heavy vector meson production at next-to-leading order in the dipole picture. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 823, p. 136723, 2021. [81](#)
- [96] MÄNTYSAARI, H.; PENTTALA, J. Exclusive production of light vector mesons at next-to-leading order in the dipole picture. **Physical Review D**, APS, v. 105, n. 11, p. 114038, 2022. [81](#)
- [97] MÄNTYSAARI, H.; PENTTALA, J. Complete calculation of exclusive heavy vector meson production at next-to-leading order in the dipole picture. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2022, n. 8, p. 1–43, 2022. [81](#)
- [98] YU, G.; CAI, Y.; GAO, Q.; HU, Q. Production of positronium, dimuonium, and ditauonium in ultra-peripheral heavy ion collisions with two-photon processes. **arXiv preprint arXiv:2209.11439**, 2022. [85](#)
- [99] D'ENTERRIA, D.; SHAO, H.-S. Prospects for ditauonium discovery at colliders. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 842, p. 137960, 2023. [85](#)
- [100] WORKMAN, R. L. et al. Review of particle physics. **PTEP**, v. 2022, p. 083C01, 2022. [87](#)
- [101] JOWETT, J. M.; BRUCE, R.; GILARDONI, S. Luminosity limit from bound-free pair production in the LHC. In: IEEE. **Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference**. [S.l.], 2005. p. 1306–1308. [93](#)

- [102] BRUCE, R.; JOWETT, J.; GILARDONI, S.; DREES, A.; FISCHER, W.; TEPIKIAN, S.; KLEIN, S. Observations of beam losses due to bound-free pair production in a heavy-ion collider. **Physical Review Letters**, APS, v. 99, n. 14, p. 144801, 2007. [93](#)
- [103] BRUCE, R.; BOCIAN, D.; GILARDONI, S.; JOWETT, J. Beam losses from ultraperipheral nuclear collisions between $^{208}\text{Pb}^{82+}$ ions in the large hadron collider and their alleviation. **Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams**, APS, v. 12, n. 7, p. 071002, 2009. [93](#)
- [104] BAUR, G.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D. Electron–positron pair production in ultrarelativistic heavy ion collisions. **Physics Reports**, Elsevier, v. 453, n. 1, p. 1–27, 2007. [93](#)
- [105] ASTE, A. Bound-free pair production cross-section in heavy-ion colliders from the equivalent photon approach. **Europhysics Letters**, IOP Publishing, v. 81, n. 6, p. 61001, 2008. [93](#), [96](#), [100](#)
- [106] BALTZ, A.; RHOADES-BROWN, M.; WENESER, J. Energy dependence of bound-electron–positron pair production at very-high-energy ion-ion transits. **Physical Review A**, APS, v. 44, n. 9, p. 5569, 1991. [93](#), [100](#)
- [107] BALTZ, A.; RHOADES-BROWN, M.; WENESER, J. Calculation of the cross section for e^+e^- (K orbit) pairs by very-high-energy fully stripped heavy ions at perturbational impact parameters. **Physical Review A**, APS, v. 48, n. 3, p. 2002, 1993. [93](#), [100](#)
- [108] BELKACEM, A.; GOULD, H.; FEINBERG, B.; BOSSINGHAM, R.; MEYERHOF, W. Measurement of electron capture from electron-positron pair production in relativistic heavy ion collisions. **Physical Review Letters**, APS, v. 71, n. 10, p. 1514, 1993. [93](#), [100](#)
- [109] ASTE, A.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; BAUR, G. Electromagnetic pair production with capture. **Physical Review A**, APS, v. 50, n. 5, p. 3980, 1994. [93](#), [100](#)
- [110] MEIER, H.; HALABUKA, Z.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; BAUR, G. Bound-free electron-positron pair production in relativistic heavy-ion collisions. **Physical Review A**, APS, v. 63, n. 3, p. 032713, 2001. [93](#), [100](#)
- [111] LEE, R.; MULLAN, J.; MCCANN, J.; CROTHERS, D. Pair production and electron capture in relativistic heavy-ion collisions. **Physical Review A**, APS, v. 63, n. 6, p. 062712, 2001. [93](#)

- [112] ŞENGÜL, M. Y.; GÜÇLÜ, M. Bound free electron-positron pair production accompanied by giant dipole resonances. **Physical Review C**, APS, v. 83, n. 1, p. 014902, 2011. [93](#), [100](#), [119](#)
- [113] SCHAUMANN, M.; JOWETT, J. M.; CASTRO, C. B.; BRUCE, R.; LECHNER, A.; MERTENS, T. Bound-free pair production from nuclear collisions and the steady-state quench limit of the main dipole magnets of the CERN Large Hadron Collider. **Physical Review Accelerators and Beams**, APS, v. 23, n. 12, p. 121003, 2020. [93](#)
- [114] KLEIN, S. R. Localized beampipe heating due to e^- capture and nuclear excitation in heavy ion colliders. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, Elsevier, v. 459, n. 1-2, p. 51–57, 2001. [94](#)
- [115] LEE, R.; MILSTEIN, A.; SERBO, V. Structure of the coulomb and unitarity corrections to the cross section of e^+e^- pair production in ultrarelativistic nuclear collisions. **Physical Review A**, APS, v. 65, n. 2, p. 022102, 2002. [96](#)
- [116] JENTSCHURA, U. D.; SERBO, V. Nuclear form factor, validity of the equivalent photon approximation and coulomb corrections to muon pair production in photon–nucleus and nucleus–nucleus collisions. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 64, n. 2, p. 309–317, 2009. [96](#)
- [117] SAUTER, F. Über den atomaren photoeffekt bei großer härte der anregenden strahlung. **Annalen der Physik**, Wiley Online Library, v. 401, n. 2, p. 217–248, 1931. [96](#), [131](#)
- [118] AGGER, C. K.; SØRENSEN, A. H. Pair creation with bound electron for photon impact on bare heavy nuclei. **Physical Review A**, APS, v. 55, n. 1, p. 402, 1997. [96](#)
- [119] SCHICKER, R. Bound-free pair production in heavy-ion collisions at high energies. **arXiv preprint arXiv:1512.02060**, 2015. [98](#)
- [120] GRADSHTEYN, I. S.; RYZHIK, I. M. **Table of Integrals, Series, and Products**. [S.l.]: Academic press, 2014. [109](#)
- [121] GREINER, W.; REINHARDT, J. **Quantum Electrodynamics**. New York: Springer Science & Business Media, 2008. [113](#)
- [122] ŞENGÜL, M.; GÜÇLÜ, M.; MERCAN, Ö.; KARAKUŞ, N. Electromagnetic heavy-lepton pair production in relativistic heavy-ion collisions. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 76, n. 8, p. 428, 2016. [114](#)

- [123] BOTTCHEER, C.; STRAYER, M. Electron pair production from pulsed electromagnetic fields in relativistic heavy-ion collisions. **Physical Review D**, APS, v. 39, n. 5, p. 1330, 1989. [117](#)
- [124] BOTTCHEER, C.; STRAYER, M. R. Coherent electromagnetic production of mu and tau lepton pairs in relativistic heavy-ion collisions. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 16, n. 7, p. 975, 1990. [117](#)
- [125] GÜÇLÜ, M.; WELLS, J.; UMAR, A.; STRAYER, M.; ERNST, D. Impact-parameter dependence of multiple lepton-pair production from electromagnetic fields. **Physical Review A**, APS, v. 51, n. 3, p. 1836, 1995. [117](#)
- [126] GÜÇLÜ, M. Semi-analytic calculations for the impact parameter dependence of electromagnetic multi-lepton pair production. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 668, n. 1-4, p. 149–159, 2000. [117](#)
- [127] MOREIRA, B. D. da S. **Produção de Mésons Vetoriais em Processos Foto-Induzidos no LHC**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2017. [121](#), [124](#), [125](#), [126](#), [129](#)
- [128] PIRES, D. S. **Produção de nêutrons dominantes a altas energias**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2019. [121](#), [124](#), [129](#)
- [129] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. Scaling properties of nuclear shadowing in deep inelastic scattering. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 260, n. 3-4, p. 414–420, 1991. [121](#)
- [130] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD. **Zeitschrift für Physik C Particles and Fields**, Springer, v. 53, p. 331–345, 1992. [121](#)
- [131] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. The triple-pomeron regime and structure function of the pomeron in diffractive deep inelastic scattering at very small x . **Zeitschrift für Physik C Particles and Fields**, Springer, v. 64, p. 631–651, 1994. [121](#)
- [132] MUELLER, A. H. Soft gluons in the infinite-momentum wave function and the BFKL pomeron. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 415, n. 2, p. 373–385, 1994. [121](#)
- [133] MUELLER, A. H.; PATEL, B. Single and double BFKL pomeron exchange and a dipole picture of high energy hard processes. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 425, n. 3, p. 471–488, 1994. [121](#)

- [134] MUELLER, A. H. Unitarity and the BFKL pomeron. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 437, n. 1, p. 107–126, 1995. [121](#)
- [135] NEWTON, R. G. Optical theorem and beyond. **American Journal of Physics**, American Association of Physics Teachers, v. 44, n. 7, p. 639–642, 1976. [123](#)
- [136] SANDAPEN, R. **The Colour Dipole Model Of Diffractive Scattering**. Tese (Doutorado) — The University of Manchester, 2002. [124](#)
- [137] NEMCHIK, J.; NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. Scanning the BFKL pomeron in elastic production of vector mesons at HERA. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 341, n. 2, p. 228–237, 1994. [127](#)
- [138] NEMCHIK, J.; NIKOLAEV, N. N.; PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. Color dipole phenomenology of diffractive electroproduction of light vector mesons at HERA. **Zeitschrift für Physik C Particles and Fields**, Springer, v. 75, p. 71–87, 1997. [127](#)
- [139] BALITSKY, I. Operator expansion for high-energy scattering. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 463, n. 1, p. 99–157, 1996. [129](#)
- [140] KOVCHEGOV, Y. V. Small- x F_2 structure function of a nucleus including multiple pomeron exchanges. **Physical Review D**, APS, v. 60, n. 3, p. 034008, 1999. [129](#)
- [141] IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L. The colour glass condensate: An introduction. In: **QCD perspectives on hot and dense matter**. [S.l.]: Springer, 2002. p. 73–145. [129](#)
- [142] GELIS, F.; IANCU, E.; JALILIAN-MARIAN, J.; VENUGOPALAN, R. The color glass condensate. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, Annual Reviews, v. 60, p. 463–489, 2010. [129](#)
- [143] IANCU, E.; ITAKURA, K.; MUNIER, S. Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small x . **Physics Letters B**, Elsevier, v. 590, n. 3-4, p. 199–208, 2004. [129](#)
- [144] KOVCHEGOV, Y. V.; LEVIN, E. **Quantum chromodynamics at high energy**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2013. [129](#)
- [145] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L.; FADIN, V. S. Pomeranchuk singularity in nonabelian gauge theories. **Soviet Physics JETP**, Institute for Nuclear Physics, Siberian Division, USSR Academy of Sciences, v. 45, n. 2, 1977. [129](#)

- [146] BALITSKII, Y. Y.; LIPATOV, L. Pommeranchuk singularity in quantum chromodynamics. **Soviet Journal of Nuclear Physics**, Leningrad Nuclear Physics Institute, Academy of Sciences of the USSR, v. 28, n. 6, p. 822–829, 1978. [129](#)
- [147] LEVIN, E.; TUCHIN, K. Solution to the evolution equation for high parton density QCD. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 573, n. 3, p. 833–852, 2000. [129](#)
- [148] FANO, U.; MCVOY, K.; ALBERS, J. R. Sauter theory of the photoelectric effect. **Physical Review**, APS, v. 116, n. 5, p. 1147, 1959. [131](#)
- [149] PRATT, R.; RON, A.; TSENG, H. Atomic photoelectric effect above 10 kev. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 45, n. 2, p. 273–325, 1973. [131](#)
- [150] HENCKEN, K.; KURAEV, E.; SERBO, V. Exclusive and inclusive muon pair production in collisions of relativistic nuclei. **Physical Review C**, APS, v. 75, n. 3, p. 034903, 2007. [134](#)