

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



Dissertação

**Título: Produção de Diléptons em Colisões de Íons Pesados no  
Grande Colisor de Hádrons**

**Celsina dos Santos Azevedo Neta**

Pelotas, 2019



Celsina dos Santos Azevedo Neta

**Produção de Diléptons em Colisões de Íons Pesados no Grande  
Colisor de Hádrons**

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

Orientador: Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves

Coorientador: Prof. Dr. Bruno Duarte Moreira

Pelotas, 2019

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas  
Catalogação na Publicação

N469p Neta, Celsina dos Santos Azevedo

Produção de diléptons em colisões de íons pesados no grande colisor de hádrons / Celsina dos Santos Azevedo Neta ; Victor Paulo Barros Gonçalves, orientador ; Bruno Duarte Moreira, coorientador. — Pelotas, 2019.

94 f.

Dissertação (Mestrado) — Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2019.

1. Eletrodinâmica quântica. 2. Produção de diléptons. 3. Efeitos de absorção. I. Gonçalves, Victor Paulo Barros, orient. II. Moreira, Bruno Duarte, coorient. III. Título.

CDD : 539.7211

Elaborada por Ubirajara Buddin Cruz CRB: 10/901

**Celsina dos Santos Azevedo Neta**

Título: Produção de Diléptons em Colisões de Íons Pesados no Grande Colisor de Hádrons

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

Data da Defesa: 31 de julho de 2019

Banca examinadora:

Victor Paulo Gonçalves (Orientador)



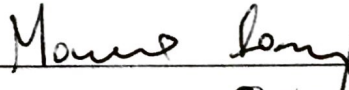
Doutor em ciências  
Universidade Federal de Pelotas

Werner Krambeck Sauter



Doutor em ciências  
Universidade Federal de Pelotas

Mário Luiz Lopes da Silva



Doutor em ciências  
Universidade Federal de Pelotas

Gustavo Gil da Silveira



Doutor em ciências  
Universidade Federal do Rio Grande do Sul



## AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador Victor Gonçalves pela oportunidade, dedicação e por todo conhecimento compartilhado. Por ser sempre paciente, me motivar e arrumar tempo para me atender.

Agradeço especialmente ao meu coorientador Bruno Moreira pela paciência extrema e pela disponibilidade. Pelos ensinamentos, por toda a ajuda com a pesquisa e com as prévias da apresentação, foi muito importante, principalmente no início do mestrado.

Também gostaria de agradecer aos meus pais, Dira e Evan, pelo apoio e por sempre acreditarem que este trabalho seria possível.

Aos amigos que estiveram presentes durante esta jornada, especialmente a minha amiga Jake Rabelo por estar sempre disposta a ajudar, ao Márcio por seu companheirismo e ao meu amigo Paulo Robis por ter me incentivado a iniciar o mestrado.

Por fim, agradeço a CAPES pelo auxílio financeiro e ao programa de Pós-Graduação em Física da UFPel.





## RESUMO

AZEVEDO NETA, Celsina dos Santos, **Produção de Diléptons em Colisões de Íons Pesados no Grande Colisor de Hádrons** 2019, 94p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2019.

Os processos induzidos por fótons no LHC têm sido uma importante ferramenta para estudar processos exclusivos tanto em interações fóton-hádron quanto em fóton-fóton. Nesta dissertação estudamos a produção de diléptons devido interações  $\gamma\gamma$  em colisões de íons pesados ultrarelativísticos. Estes íons geram campos eletromagnéticos intensos que podem ser tratados como um fluxo de fótons virtuais através da aproximação de fótons equivalentes. Estimamos as distribuições de rapidez e massa invariante de diléptons em colisões ultraperiféricas nos colisores RHIC e no LHC. Tais colisões são caracterizadas por um parâmetro de impacto maior que a soma dos raios dos núcleos incidentes, o que implica a supressão das interações fortes e a dominância da interação eletromagnética entre eles. Consideramos diferentes níveis de precisão para o tratamento do fator de absorção  $S_{abs}^2$  e para o fator de forma nuclear  $F$ . Em particular, implementamos os cortes cinemáticos a fim de compararmos nossas previsões com os dados recentes das Colaborações ALICE e ATLAS para a produção exclusiva de  $e^+e^-$  e  $\mu^+\mu^-$  via interações  $\gamma\gamma$  em colisões chumbo-chumbo com energias de centro de massa de  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV e  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV, respectivamente.

**Palavras Chave:** Eletrodinâmica Quântica, Produção de Diléptons, Efeitos de absorção



## ABSTRACT

AZEVEDO NETA, Celsina dos Santos, **Dilepton production in ultrarelativistic heavy ion collisions at the Large Hadron Collider** 2019, 94p. Dissertation (Master Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2019.

The photon induced processes at LHC are an important tool to study exclusive processes both in photon-hadron and in photon-photon interactions. In this dissertation we have studied the dileptons production due to  $\gamma\gamma$  interactions in ultrarelativistic heavy-ion collisions. These ions generate strong electromagnetic fields that may be treated as a flux of virtual photons through the equivalent photon approximation. We estimate the rapidity and invariant mass distributions of the dileptons in ultraperipheral collisions at the RHIC and LHC energies. Such collisions are characterized by an impact parameter greater than the sum of the radius of the incident nuclei, which implies the suppression of the strong interactions and the dominance of the electromagnetic interaction between them. We have consider different levels of precision for the treatment of the absorptive factor  $S_{abs}^2$  and for the nuclear form factor  $F$ . In particular, we implement the kinematical cuts in order to compare our predictions with recent data of the ALICE and ATLAS Collaborations for the exclusive  $e^+e^-$  and  $\mu^+\mu^-$  production by  $\gamma\gamma$  interactions in lead-lead collisions with mass center energies of  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV and  $\sqrt{s} = 5.02$  TeV, respectively.

**Key-words:** Quantum Electrodynamics, Dilepton Production, Absorptive effects



# SUMÁRIO

Pág.

## LISTA DE FIGURAS

## LISTA DE TABELAS

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>17</b>
<b>2</b>	<b>PRODUÇÃO DE PARES DE LÉPTONS</b>	<b>21</b>
2.1	Eletrodinâmica Quântica	21
2.2	Regras de Feynman	23
2.3	Criação de Pares Devido Interação de Dois Fótons	25
2.4	Conclusão	29
<b>3</b>	<b>PROCESSOS FOTO-INDUZIDOS EM COLISÕES HADRÔNICAS</b>	<b>31</b>
3.1	Colisões Hadrônicas Ultraperiféricas	31
3.2	Aproximação de Fótons Equivalentes	32
3.3	Fluxo de Fótons Equivalentes	34
3.3.1	Fatores de Forma de Carga do Núcleo	35
3.4	Conclusão	37
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>39</b>
4.1	Seção de Choque Total para Produção de Diléptons	40
4.1.1	Cinemática do Processo $AA \rightarrow AA\gamma\gamma \rightarrow AA l^+ l^-$ no Sistema de Centro de Massa	41
4.2	Produção de Diléptons sem a Inclusão dos Efeitos de Absorção	45
4.2.1	Distribuições de Rapidez e Massa Invariante em Colisões $AuAu$ e $PbPb$	46
4.2.2	Taxas de Produção	50
4.3	Efeitos de Absorção na Produção de Diléptons	51
4.3.1	Produção de Pares de Múons em Processos Foto-induzidos	54
4.3.2	Produção de $\mu^+ \mu^-$ com Diferentes Modelos do Fator de Forma	57
4.4	Produção de Dimúons e Dílétrons Aplicando os Cortes Cinemáticos	61
4.4.1	Comparação com os Dados de ATLAS para Produção de $\mu^+ \mu^-$	63
4.4.2	Comparação com os Dados de ALICE para Produção de $e^+ e^-$	65
4.5	Conclusão	68
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS</b>	<b>69</b>

<b>A APÊNDICE A - RAPIDEZ E PSEUDO-RAPIDEZ . . . . .</b>	<b>71</b>
A.1 Variável de Rapidez . . . . .	71
A.1.1 Transformação da Rapidez . . . . .	73
A.2 Variável de Pseudo-rapidez . . . . .	74
<b>B APÊNDICE B - CORTES EM PSEUDO-RAPIDEZ . . . . .</b>	<b>81</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>89</b>

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Produção de diléptons via interação fóton-fóton em colisões hadrônicas ultra-periféricas. . . . .	17
2.1 Vértice fundamental da QED. . . . .	23
2.2 Diagramas de Feynman para o processo de criação de pares via interação fóton-fóton. . . . .	26
2.3 Dependência na massa invariante do par de léptons da seção de choque total. . . . .	29
3.1 Colisões hadrônicas para diferentes parâmetros de impacto $b$ . . . . .	31
3.2 O campo eletromagnético de uma partícula ultrarelativística pode ser visto como um fluxo de fótons virtuais $n(\omega)$ . . . . .	33
3.3 Interação eletromagnética entre dois núcleos, a grande parâmetro de impacto, descrita em termos do fluxo de fótons virtuais associado a cada núcleo. . . . .	33
3.4 Dependência com a distância da fonte do fluxo de fótons $N(r)$ . . . . .	37
4.1 Diagrama para produção exclusiva de diléptons via interação $\gamma\gamma$ em colisões AA. . . . .	39
4.2 O diagrama ilustra as quantidades no espaço do parâmetro de impacto. . . . .	40
4.3 Distribuição de rapidez para produção exclusiva de diléptons via interação $\gamma\gamma$ em colisões AuAu no RHIC. . . . .	47
4.4 Diagrama para produção exclusiva de diléptons via interação $\gamma\gamma$ em colisões PbPb no LHC. . . . .	48
4.5 Distribuições de massa invariante em energias do RHIC (superior) e do LHC (inferior). . . . .	49
4.6 Diagrama para produção exclusiva de dimúons via interação $\gamma\gamma$ em colisões AA. . . . .	52
4.7 Dependência do fator de absorção com o parâmetro de impacto da colisão $\mathbf{b}$ . . . . .	53
4.8 Distribuição de rapidez de dimúons considerando os diferentes modelos para o fator absorptivo $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . . . . .	55
4.9 Predições para as distribuições de massa invariante de dimúons com diferentes modelos de $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Para uma faixa de pequenas massas invariantes (superior) e grandes $W$ (inferior) com $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. . . . .	56
4.10 Dependência do momentum transferido do módulo do fator de forma. . . . .	58
4.11 Diferentes modelos para o fluxo de fótons equivalentes (superior). Distribuição de rapidez para a produção exclusiva de dimúons via interação $\gamma\gamma$ em colisões PbPb com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV, considerando os diferentes modelos para o fator de forma nuclear $F(q)$ (inferior). . . . .	59

4.12	Distribuições de massa invariante de dimúons prevista pelos diferentes modelos de $F(q)$ em pequenas massas invariantes (superior) e para um grande intervalo de massas invariantes (inferior). . . . .	60
4.13	Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de $\mu^+\mu^-$ via interação $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV. Assumindo diferentes fatores de absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ATLAS [12]. . . . .	64
4.14	Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de $\mu^+\mu^-$ via interação $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV. Assumindo diferentes fatores de forma nuclear. Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ATLAS [12]. . . . .	65
4.15	Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de $e^+e^-$ via interação $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 2,76$ TeV. Assumindo diferentes fatores de absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ALICE [11]. . . . .	66
4.16	Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de $e^+e^-$ via interação $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s} = 2,76$ TeV. Assumindo diferentes fatores de forma nuclear. Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ALICE [11]. . . . .	67
B.1	Processo $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ [50]. . . . .	81



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Seção de choque total para a produção de diléptons em colisões nucleares no RHIC e LHC. . . . .	46
4.2 Taxas de produção de pares de léptons. . . . .	50



# 1 INTRODUÇÃO

O estudo de processos induzidos por fótons em colisores hadrônicos, tais como o Colisor de Íons Pesados Relativísticos RHIC (do inglês *Relativistic Heavy Ion Collider*) e o Grande Colisor de Hádrons LHC (do inglês *Large Hadron Collider*), tornou-se uma realidade nos últimos anos com uma grande quantidade de resultados experimentais publicados para diferentes estados finais e, novos estudos são esperados para o futuro [1–7]. Estes colisores buscam ampliar a nossa compreensão da natureza através da análise de colisões próton-próton, próton-núcleo e núcleo-núcleo a altas energias.

A principal ideia presente nestes processos é que hádrons carregados ultrarelativísticos, como, por exemplo, prótons e núcleos, geram campos eletromagnéticos intensos e como consequência em uma colisão hádron-hádron, podem se fazer presentes interações fóton-fóton e fóton-hádron, gerando um dado estado final [2,8,9]. Os recentes resultados demonstram que o estudo da produção de diléptons por meio de interações fóton-fóton em colisões ultraperiféricas de íons pesados, representada na figura 1.1, é bastante viável [10–12]. Nosso interesse em processos deste tipo é que eles podem ser estudados pela Eletrodinâmica Quântica (QED), uma das teorias físicas mais exatas [13]. Além do mais, os processos envolvendo fótons nos permitem um estudo abrangente de física, onde, além da produção de pares de léptons, temos uma variedade de processos mais complexos que também podem ser estudados nos colisores existentes atualmente.

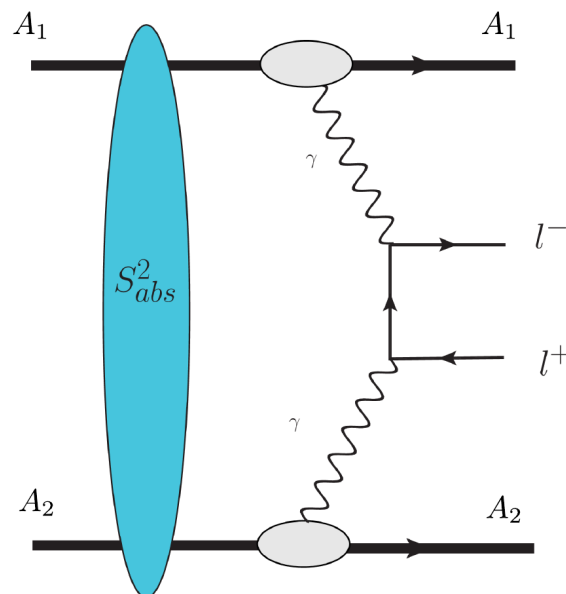


Figura 1.1 - Produção de diléptons via interação fóton-fóton em colisões hadrônicas ultraperiféricas.

A figura 1.1 representa a criação de diléptons devido à interação de dois fótons ( $\gamma\gamma$ ). Neste diagrama temos dois hádrons  $A_1$  e  $A_2$ , onde cada um deles emite um fóton, que irá interagir podendo gerar no estado final um dado par de léptons ( $l^+l^-$ ), com a elipse em azul representando os efeitos de absorção ( $S_{abs}^2$ ), os quais diminuem a seção de choque. Tais efeitos consideram que os processos podem não ser completamente dominados pelas interações eletromagnéticas, ou seja, podem ocorrer trocas de glúons. Para que as contribuições desses processos eletromagnéticos sejam significativas, aquelas induzidas pelas interações fortes devem ser suprimidas [14]. Portanto, os processos foto-induzidos são, em geral, estudados em colisões hadrônicas ultraperiféricas, onde o estado final é caracterizado por intervalos de rapidez as quais são regiões angulares no detector com ausência de atividade de partículas, e por uma baixa multiplicidade hadrônica, ou seja, os hádrons permanecem intactos e, assim, só estarão presentes no detector as partículas criadas durante o processo [2].

Nosso estudo é principalmente motivado pela possibilidade de melhoria da compreensão da teoria das interações fortes, bem como restringir possíveis cenários para a física além do Modelo Padrão. Nos últimos anos diversos autores têm tratado a produção de diléptons considerando diferentes modelos para o fluxo de fótons e os efeitos de absorção, assim como distintas aproximações para o cálculo da seção de choque [15, 16]. O objetivo desta dissertação é tratar a produção de diléptons em interações fóton-fóton presentes em colisões hadrônicas, considerando os diferentes modelos para o tratamento do fator de supressão das interações fortes e também fazendo uso de distintos fatores de forma do núcleo. Vamos realizar uma comparação sistemática entre as previsões para as seções de choque e as distribuições de rapidez e de massa invariante, levando em consideração os cortes cinemáticos utilizados pelas colaborações experimentais ALICE e ATLAS no LHC [11, 12].

Nos capítulos 2 e 3 revisamos importantes conceitos para o processo elementar na produção de diléptons ( $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ ). Apresentamos as características básicas da QED e das regras de Feynman, cuja a aplicação permite descrever diversos processos de interações. Abordaremos as colisões hadrônicas ultraperiféricas e a aproximação de fótons equivalentes, onde estudamos o fluxo de fótons em termos de diferentes fatores de forma nuclear. Estes são os principais elementos para o tratamento de seções de choque.

No capítulo 4 apresentamos nossos resultados para a produção exclusiva de pares de léptons (elétron, múon e tau) devido à fusão de dois fótons. Realizamos os cálculos nas energias do RHIC para colisões  $AuAu$  e do LHC para colisões  $PbPb$ . Inicialmente tratamos o modelo mais simples possível, desprezando os efeitos de absorção e utilizando o fluxo de fótons com o fator de forma pontual, o qual permite que a seção de choque possa ser expressa de uma forma simplificada. Mostramos os efeitos nas observáveis, distribuições

de rapidez e de massa invariante, discutimos os resultados obtidos e estimamos as taxas de produção dos pares de léptons. Posteriormente analisamos o impacto dos efeitos de absorção ( $S_{abs}^2$ ) e dos diferentes modelos para o fator de forma nuclear ( $F$ ). Realizamos um estudo sistemático da produção exclusiva de pares de múons ( $\mu^+\mu^-$ ) e de elétrons ( $e^+e^-$ ) devido interações  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$ . Dois aspectos importantes na produção de diléptons são a descrição dos efeitos absorptivos, que atuam como fator de supressão das interações fortes, e a modelagem do fator de forma nuclear. O fator de forma determina a dependência com a distância ( $r$ ) do fluxo de fótons equivalentes do núcleo. Um tratamento do fator de forma permite o estudo do fluxo de fótons na região de pequenas distâncias  $r$  onde encontram-se os fótons com máxima energia ( $\omega_{max}$ ). Além disso, para o fator de absorção consideramos a dependência em diferentes raios nucleares. Apresentamos nossas previsões levando em consideração o fator de supressão das interações fortes e modelos distintos para o fluxos de fótons nas distribuições de rapidez e massa invariante. A seguir estendemos nossa análise para o intervalo cinemático investigado pelas colaborações experimentais ALICE e ATLAS em energias de  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV e  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV, respectivamente. Incluímos os cortes cinemáticos em rapidez, pseudo-rapidez, momentum transversal e massa invariante dos pares de léptons. Comparamos nossas previsões obtidas com os diferentes modelos para  $S_{abs}^2$  e  $F$  com os dados experimentais.

Para finalizar, apresentamos nossas conclusões e perspectivas no capítulo 5. Os resultados descritos nesta dissertação foram apresentados no XXXIX Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos (2018) e no XX Encontro de Pós-Graduação da UFPel (2018) e são objeto do artigo publicado na *European Physical Journal C: Exclusive dilepton production in ultraperipheral PbPb collisions at the LHC* [17].

Nesta dissertação, iremos utilizar o sistema de unidades naturais, na qual,  $c = \hbar = 1$ . Além disso, vetores bidimensionais serão representados em negrito e, seu módulo, da seguinte forma:  $a \equiv |\mathbf{a}|$ .



## 2 PRODUÇÃO DE PARES DE LÉPTONS

Nosso objetivo é estudar o processo de produção de pares de léptons através da fusão de dois fótons ( $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ ). Este processo pode ser estudado nos colisores hadrônicos como o RHIC e o LHC através das chamadas interações ultraperiféricas, as quais são caracterizadas por ocorrerem com um parâmetro de impacto maior que soma dos raios dos hádrons incidentes ( $b > R_{A_1} + R_{A_2}$ ) [2]. Tais colisões permitem o estudo de processos induzidos por fótons nas colisões envolvendo íons pesados, pois, ao assumir o parâmetro de impacto maior que a soma dos raios, obtemos como fator de supressão da força forte e torna dominante as interações eletromagnéticas. Neste capítulo apresentamos uma pequena revisão da QED, teoria desenvolvida por Tomonaga, Feynman e Schwinger (ver Refs. [18–20]) na década de 1940, a qual descreve interações entre partículas carregadas mediadas por fótons. A compreensão de seus conceitos básicos é essencial para cálculos de seções de choque, em particular do processo exclusivo para criação de diléptons via interação fóton-fóton.

### 2.1 Eletrodinâmica Quântica

A Eletrodinâmica Quântica é uma das teorias da física mais exatas atualmente, através da qual podemos compreender o comportamento de fótons, elétrons e processos eletromagnéticos [21]. Também conhecida como QED (sigla em inglês para *Quantum Electrodynamics*) trata-se da Teoria Quântica de Campos que descreve as interações eletromagnéticas entre partículas carregadas através da troca de fótons, que são partículas de massa zero e sem carga elétrica associadas à excitação do campo eletromagnético. Os fótons são emitidos e absorvidos por férmions, partículas de spin semi-inteiro. As interações entre as partículas se baseiam no conceito de campo: elas ocorrem pela troca de outras partículas, os chamados bósons de calibre (mediadores das forças fundamentais). Logo, a força eletromagnética se manifesta apenas em partículas eletricamente carregadas por meio do campo eletromagnético.

Para cada tipo de interação existe uma constante de acoplamento  $g$  associada. Na QED esse acoplamento de interação ( $g_{QED}$ ) é a carga do elétron. Porém, é mais conveniente escrevermos em termos da constante adimensional  $\alpha_{em} \propto g_{QED}^2$  (conhecida no eletromagnetismo como constante de estrutura fina). A intensidade de interação eletromagnética entre o bóson de calibre (neste caso o fóton) e um férmion é dada pela constante de estrutura fina  $\alpha_{em} \simeq 1/137$  e é descrita pelos vértices de interação do Modelo Padrão. Para cada vértice de interação existe uma constante de acoplamento associada. Mais precisamente, o elemento de matriz de transição para um processo de interação inclui um fator da constante de acoplamento  $g$  para cada vértice de interação. O vértice fundamental da

QED, apresentado na Figura 2.1, representa a aniquilação de um elétron e a criação de outro junto com a absorção ou emissão de um fóton, cada um com uma dada energia e momentum [13].

Em teoria quântica de campos, a densidade lagrangiana da QED pode ser descrita pela equação a seguir [22, 23]

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Maxwell} + \mathcal{L}_{Int}, \quad (2.1)$$

com,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Dirac} &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi, \\ \mathcal{L}_{Maxwell} &= -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad \rightarrow \quad F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu, \\ \mathcal{L}_{Int} &= -e : \bar{\psi} \gamma_\mu \psi A^\mu :, \end{aligned}$$

onde  $\mathcal{L}_{Dirac}$  é a densidade lagrangiana de Dirac e descreve as partículas de spin meio,  $\psi$  é o espinor de Dirac,  $\gamma^\mu$  as matrizes de Dirac e  $\bar{\psi}$  é o espinor adjunto de Dirac.  $\mathcal{L}_{Maxwell}$  é a densidade lagrangeana para a teoria de Maxwell e descreve partículas de spin inteiro, sendo  $F^{\mu\nu}$  o tensor de campo eletromagnético e  $A^\mu$  o quadri-potencial. O termo  $\mathcal{L}_{Int}$  está associado à interação entre o campo de Dirac e o campo eletromagnético [22]. A partir de  $\mathcal{L}_{QED}$  podemos derivar as regras de Feynman que discutiremos na próxima seção.

Vamos considerar o espalhamento mais geral, que inclui a possibilidade de criação de pares e emissão de fótons. O elemento de matriz  $S_{fi}$  pode ser escrito como [24]

$$S_{fi} = i (2\pi)^4 \delta^4 \left( p_1 + p_2 - \sum_{i=1}^n p'_i \right) M_{fi} \prod_{i=1}^2 \sqrt{\frac{N_i}{2E_i V}} \prod_{i=1}^n \sqrt{\frac{N'_i}{2E'_i V}}, \quad (2.2)$$

onde  $M_{fi}$  é conhecida como amplitude de espalhamento e contém toda física essencial do processo.  $N_i$  é o fator de normalização que é diferente para férmions e fótons, sendo  $N_i = 4\pi$  para fótons e  $N_i = 2m_i$  para partículas de spin- $\frac{1}{2}$ . A partir da equação 2.2,



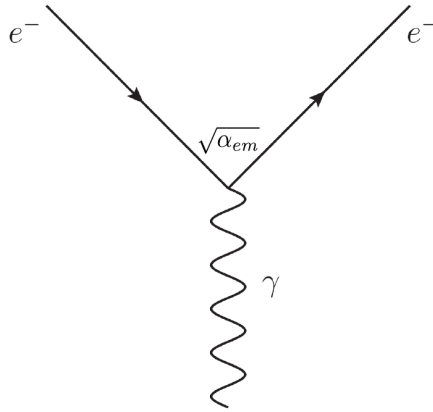


Figura 2.1 - Vértice fundamental da QED.

podemos derivar a expressão geral para a seção de choque diferencial

$$d\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} N_1 N_2 (2\pi)^4 \delta^4 \left( p_1 + p_2 - \sum_{i=1}^n p'_i \right) S \times |M_{fi}|^2 \frac{N'_1 d^3 p'_1}{2E'_1 (2\pi)^3} \cdots \frac{N'_n d^3 p'_n}{2E'_n (2\pi)^3}, \quad (2.3)$$

onde o fator de degenerescência  $S$  torna-se importante quando o estado final contém partículas idênticas. Como as configurações que diferem apenas por uma permutação das partículas descrevem o mesmo estado da mecânica quântica, o espaço de fase é reduzido neste caso. Isto é levado em consideração pelo fator estatístico ( $S = \prod_k 1/g_k!$ ), onde  $g_k$  conta o número de partículas do tipo  $k$  no estado final [24]. Para o processo que temos interesse o nosso estado final é formado por duas partículas, podemos expressar a seção de choque no referencial do centro de massa (CM) como [13, 21, 25]

$$d\sigma = \frac{1}{64\pi} |M_{fi}|^2 \frac{dt}{I^2} \frac{d\phi}{2\pi}, \quad (2.4)$$

sendo  $t$  o quadri-momentum transferido e  $I$  o fluxo incidente.

## 2.2 Regras de Feynman

As regras de Feynman nos permitem calcular diversos processos, inclusive as interações eletromagnéticas de aniquilação e criação de partículas. Seus diagramas representam todas as possíveis ordenamentos temporais em que um processo pode ocorrer. Na Figura 2.1 temos o chamado vértice fundamental da QED, onde uma partícula carregada é representada pela linha reta e o fóton pela linha ondulada.

Consideramos que o tempo corre da esquerda para direita e como antipartículas são equivalentes a partículas reais que se movem para trás no tempo, a flecha de uma antipartícula é apontada da direita para a esquerda. Podemos descrever todos os tipos de interações das forças fundamentais (notavelmente as forças forte, fraca e eletromagnética) através dos diagramas de Feynman. Cada vértice do diagrama introduz um fator que é a constante de acoplamento, por se tratar de um número muito pequeno  $1/137$  (constante de acoplamento eletromagnética), ao aumentarmos o número de vértices do diagrama sua contribuição para o resultado final fica cada vez menor e dependendo da precisão necessária podem ser ignorados. Em geral, cálculos na QED incluem diagramas com menos de quatro vértices [21]. Entretanto, existem algumas regras que devem ser seguidas, como a conservação de energia e momentum em cada vértice, assim o diagrama de mais baixa ordem possível deve ser composto por dois vértices de interação, uma vez que diagramas com apenas um vértice violam o princípio da conservação de energia-momento, logo, não representa um processo físico possível.

Temos que os elementos de matriz para qualquer diagrama de Feynman podem ser escritos a partir de um conjunto básico de regras, derivadas formalmente da Teoria Quântica de Campos. No caso da QED, as regras de Feynman são dadas a seguir [13] Para cada tipo de linha externa temos os seguintes fatores associados:

- Partícula do estado inicial:  $u(p)$
- Partícula do estado final:  $\bar{u}(p)$
- Antipartícula do estado inicial:  $\bar{v}(p)$
- Antipartícula do estado final:  $v(p)$
- Fóton do estado inicial:  $\varepsilon_\mu(p)$
- Fóton do estado final:  $\varepsilon_\mu^*(p)$

Os propagadores, ou linhas internas, contribuem com os seguintes fatores:

- Propagador do fóton:

$$-\frac{ig_{\mu\nu}}{q^2},$$

- Propagador do férmion:

$$-\frac{i(\gamma^\mu q_\mu + m)}{q^2 - m^2} \rightarrow -\frac{i(\not{q} + m)}{q^2 - m^2}.$$

Cada vértice da QED contribui com um fator:

$$-iQe\gamma^\mu.$$

Então, para cada um dos elementos do diagrama de Feynman, existe uma regra de Feynman para o termo correspondente no elemento da matriz. O produto de todos esses fatores apresentados acima nos fornece a amplitude correspondente  $-iM$ .

### 2.3 Criação de Pares Devido Interação de Dois Fótons

As regras de Feynman podem ser aplicadas para o cálculo da seção de choque do processo de criação de pares de léptons devido à interação entre dois fótons. Nesta seção apresentamos o diagrama de Feynman para este processo em mais baixa ordem, onde a matriz- $S$  pode ser expressa como

$$S^{(2)} = -e^2 \int d^4x_1 d^4x_2 (\gamma^\alpha iS_F(x_1 - x_2) \gamma^\beta)_{AB} \bar{\psi}_A^-(x_1) \psi_B^-(x_2) A_\beta^+(x_2) A_\alpha^+(x_1), \quad (2.5)$$

o qual pode ser representada na Figura 2.2.

A partir da expressão 2.5 podemos derivar a seção de choque do processo de fotoprodução ( $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ ). Seguindo os cálculos de [24] deduzimos a seção de choque não polarizada para a criação de um par elétron-pósitron via interação de dois fótons. Temos que a seção de choque diferencial para criação do par é dada por

$$d\sigma_c = \frac{\alpha^2}{2} \frac{4\pi}{2\omega_1} \frac{4\pi}{2\omega_2} |M_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_+ + p_- - k_1 - k_2) \frac{m_0 d^3p_+}{(2\pi)^3 E_+} \frac{m_0 d^3p_-}{(2\pi)^3 E_-}. \quad (2.6)$$

A amplitude invariante é dada por

$$M_{fi} = \bar{u}(p_-, s_-) \left[ \not{\epsilon}_2 \frac{1}{-\not{p}_+ + \not{k}_1 - m_0} \not{\epsilon}_1 + \not{\epsilon}_1 \frac{1}{-\not{p}_+ + \not{k}_2 - m_0} \not{\epsilon}_2 \right] v(p_+, s_+). \quad (2.7)$$

Para obtermos a seção de choque para criação dos pares, vamos integrar sobre  $d^3p_-$  e, subsequentemente, sobre  $d^3E_+$ . Usando a identidade

$$\frac{d^3p_-}{2E_-} = \int d^4p_- \delta(p_-^2 - m_0^2) \Theta(p_- \cdot 0), \quad (2.8)$$

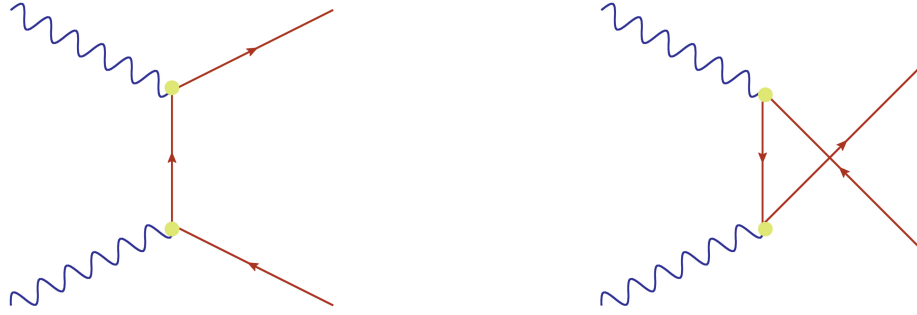


Figura 2.2 - Diagramas de Feynman para o processo de criação de pares via interação fóton-fóton.

obtemos,

$$\begin{aligned}
 \sigma_c &= \frac{1}{2} \int d^3 p_+ d^3 p_- \delta^4(p_+ + p_- - k_1 - k_2) F \\
 &= \frac{1}{2} \int d^3 p_+ 2E_- \delta[(k_1 + k_2 - p_+)^2 - m_0^2] F.
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Como a seção de choque é um invariante de Lorentz, temos que  $p_+ = (E, \mathbf{p})$ ,  $p_- = (E, -\mathbf{p})$ , e  $k_1 = (\omega, \mathbf{k})$ ,  $k_2 = (\omega, -\mathbf{k})$  onde pela conservação da energia  $\omega = E$ . A função delta torna-se,

$$\begin{aligned}
 \delta((k_1 + k_2 - p_+)^2 - m_0^2) &= \delta((2\omega - E_+)^2 - \mathbf{p}_+^2 - m_0^2) \\
 &= \delta(4\omega(\omega - E_+)) \\
 &= \frac{1}{4\omega} \delta(\omega - E_+),
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

levando a

$$\begin{aligned}
 \sigma_c &= \frac{1}{2} \int d\Omega_+ 2E_- \frac{1}{4\omega} |\mathbf{p}_+|_{E_+ F} \\
 &= \frac{1}{2} \frac{1}{2} E |\mathbf{p}| \int d\Omega_+ F.
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

O mesmo raciocínio leva a seção de choque da aniquilação de dois fótons, onde  $\Omega_1$  refere-se

ao fóton 1

$$\begin{aligned}
\sigma_a &= \frac{1}{2} \frac{1}{|\mathbf{v}_{rel}|} \int d\Omega_1 2\omega_2 \frac{1}{4E} \omega_1^2 F \\
&= \frac{1}{2} \frac{1}{|\mathbf{v}_{rel}|} \frac{1}{2} E^2 \int d\Omega_1 F.
\end{aligned} \tag{2.12}$$

As integrais angulares de 2.11 e 2.12 são iguais uma vez que ambas se estendem sobre o ângulo relativo  $\theta$  entre  $\mathbf{p}$  e  $\mathbf{k}$ . Introduzindo  $|\mathbf{v}_{rel}| = |\mathbf{v}_+ - \mathbf{v}_-| = 2v$ , onde  $v = |\mathbf{p}|/E$ , e comparando 2.11 e 2.12, temos a seguinte relação

$$\sigma_a = \frac{1}{2v^2} \sigma_c. \tag{2.13}$$

Portanto, usando a seção de choque não polarizada para a aniquilação de pares dada por

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}_a &= \frac{1}{2} \int d\Omega_1 \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_1} \\
&= \frac{\pi}{4} \frac{\alpha^2}{m_0^2} \frac{1-v^2}{v^2} \left[ (3-v^4) \ln \frac{1+v}{1-v} - 2v(2-v^2) \right],
\end{aligned} \tag{2.14}$$

obtemos a seção de choque para criação de pares

$$\hat{\sigma}_c = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha^2}{m_0^2} (1-v^2) \left[ (3-v^4) \ln \frac{1+v}{1-v} - 2v(2-v^2) \right], \tag{2.15}$$

conhecida como a fórmula de Breit-Wheeler [15]. Para estudo do processo que estamos interessados ( $\gamma + \gamma \rightarrow l^+ + l^-$ ), podemos expressar 2.15 em termos da variável de Mandelstam ( $s = k_1 + k_2$ )<sup>2</sup>, que é a massa invariante ( $W$ ) do par criado. A variável  $v$  é a velocidade dos léptons no sistema de centro de momentum o qual está relacionada com  $s = (2E_l)^2$  através de

$$v = \frac{|\mathbf{p}_l|}{E_l} = \sqrt{\frac{\frac{s}{4} - M_l^2}{\frac{s}{4}}} = \sqrt{\frac{s - 4M_l^2}{s}}. \tag{2.16}$$

Em termos da variável  $s$ , a fórmula de Breit-Wheeler pode ser expressa por

$$\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \left[ \left( 2 + \frac{8m_l^2}{s} - \frac{16m_l^4}{s^2} \right) \ln \frac{\sqrt{s} + \sqrt{s - 4m_l^2}}{2m_l} - \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{s}} \left( 1 + \frac{4m_l^2}{s} \right) \right]. \quad (2.17)$$

Fazendo uma mudança de variáveis, abaixo definida,

$$s = 4 \omega_1 \omega_2 = W^2, \quad \omega = \omega_1 + \omega_2, \quad (2.18)$$

temos a expressão de Breit-Wheeler, que será usada em nossos cálculos

$$\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{W^2} \left\{ 2 \ln \left[ \frac{W}{2m_l} (1 + v) \right] \left( 1 + \frac{4m_l^2 W^2 - 8m_l^4}{W^4} \right) - \left( 1 + \frac{4m_l^2 W^2}{W^4} \right) v \right\}, \quad (2.19)$$

onde,

$$v = \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{W^2}}, \quad (2.20)$$

e  $\alpha_{em}$  é a constante de acoplamento eletromagnética. Esta seção de choque trata-se da probabilidade dos fótons interagirem e gerarem um dado par de lépton-antilépton. Ela tem dependência com a massa do lépton  $m_l$  (como realizamos os cálculos para os três léptons, temos:  $m_e = 0,5$  MeV,  $m_\mu = 105,6$  MeV e  $m_\tau = 1777$  MeV) e depende também da massa invariante do par de léptons criado,  $M_{l^+l^-} \equiv W$  que é a energia de centro de massa fóton-fóton.

A Figura 2.3 mostra o comportamento da seção de choque de fotoprodução  $\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)$  em função de  $W$ . A menor energia de centro de massa fóton-fóton para criação do par de léptons deve ser duas vezes a massa de um lépton em repouso. De acordo com o gráfico concluímos que quanto menor for a massa do lépton temos que a seção de choque é maior e quanto maior a massa do lépton é necessário mais energia para criação do par. Notemos que a seção de choque  $\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)$  decresce com o aumento de  $W$ .

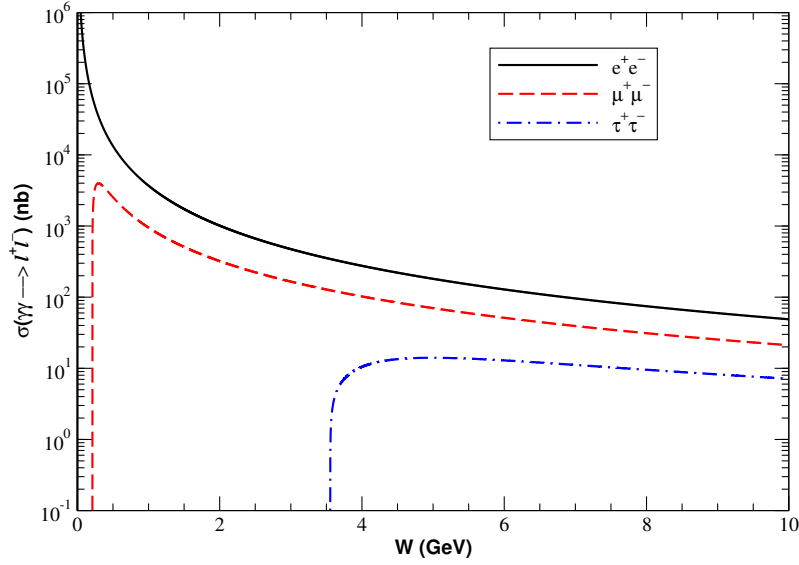


Figura 2.3 - Dependência na massa invariante do par de léptons da seção de choque total.

## 2.4 Conclusão

Neste capítulo foi feita uma breve revisão da QED onde, a partir das regras de Feynman, descrevemos os processos de criação de pares de léptons via interação  $\gamma\gamma$ . O cálculo do processo citado aqui serve como base para compreensão dos processos de interações entre fótons a partir de colisões núcleo-núcleo, que é objeto de estudo desta dissertação. No próximo capítulo discutiremos o processo de fotoprodução através das colisões hadrônicas ultraperiféricas considerando a aproximação de Weizsäcker-Williams.





### 3 PROCESSOS FOTO-INDUZIDOS EM COLISÕES HADRÔNICAS

Neste capítulo revisamos os conceitos básicos para produção de pares de léptons através de interações fóton-fóton em colisões entre dois núcleos iguais a altas energias (para alguns estudos anteriores veja Refs. [15, 16]). Para que as contribuições dos processos de interações entre fótons sejam significativas, aquelas associadas à interações fortes devem ser suprimidas. Portanto, o estudo de processos induzidos por fótons nos colisores hadrônicos é possível quando estudados através das colisões ultraperiféricas, quando as interações eletromagnéticas são dominantes [26]. Estas colisões são descritas em termos da aproximação de fótons equivalentes, a qual trata-se de um método utilizado para o cálculo de seções de choque para diversos processos eletromagnéticos. No caso específico da produção de diléptons, a seção de choque total  $\sigma_{AA}$  pode ser fatorizada em termos do fluxo de fótons de cada um dos hádrons incidentes e da seção de choque de interação fóton-fóton  $\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)$ .

#### 3.1 Colisões Hadrônicas Ultraperiféricas

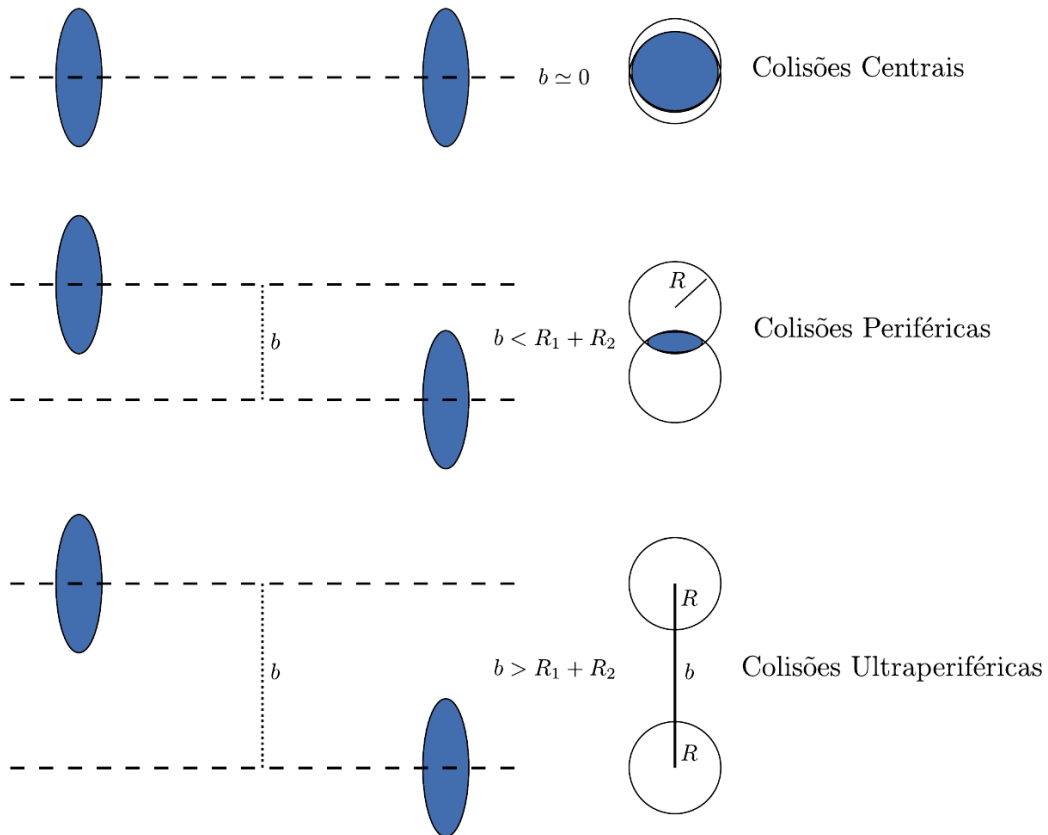


Figura 3.1 - Colisões hadrônicas para diferentes parâmetros de impacto  $b$

As colisões hadrônicas podem ser classificadas em termos de seu parâmetro de impacto da colisão  $b$ . Em geral, as colisões hadrônicas são definidas em três tipos (ver Figura 3.1):

- Colisões centrais, onde o parâmetro de impacto é aproximadamente igual a zero ( $b \approx 0$ ).
- Colisões periféricas, quando o parâmetro de impacto é menor que a soma dos raios dos hádrons incidentes ( $b \lesssim R_1 + R_2$ ).
- Colisões ultraperiféricas, onde o parâmetro de impacto é maior que a soma destes raios ( $b \gtrsim R_1 + R_2$ ).

Os dois primeiros processos são dominados pelas interações fortes, ou seja, mediados por glúons e geralmente pode ocorrer a dissociação dos hádrons. Estes processos devem ser estudados usando a Cromodinâmica Quântica (QCD). O último processo é dominado pelas interações eletromagnéticas, ou seja, através da troca de fótons, pois, apesar da força forte ser a mais intensa dentre as interações fundamentais, ela também é de curto alcance. Por outro lado, a força eletromagnética é a segunda mais intensa e o seu alcance é infinito. Esses processos são estudados usando a Eletrodinâmica Quântica (QED) [13]. Em nosso trabalho estamos interessados apenas nas colisões ultraperiféricas, as quais são descritas em termos da aproximação de fótons equivalentes que será abordada na próxima seção.

### 3.2 Aproximação de Fótons Equivalentes

A aproximação de fótons equivalentes, veja uma introdução em [27], é um método semi-clássico muito utilizado em processos da QED, onde podemos obter a seção de choque total de duas partículas carregadas ( $\sigma_{AA}$ ) a partir da interação entre fótons ou entre um fóton e a partícula carregada, com a seção de choque do processo sendo descrita em termos da seção de choque de fotoprodução, a qual pode ocorrer os processos,  $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$  ou  $\gamma A \rightarrow l^+l^-$ , e do fluxo de fótons virtuais associado a cada partícula. Iremos focar nosso estudo em processos de interação  $\gamma\gamma$ .

Neste caso, este método descreve as interações eletromagnéticas de duas partículas carregadas como uma interação entre o fluxo de fótons de cada partícula. Foi inicialmente proposto por Enrico Fermi [28] que tratou o campo eletromagnético de uma partícula carregada em movimento como uma nuvem de fótons quase reais e, então, rederivado, utilizando do formalismo da mecânica quântica, por Weizsäcker [29] e Williams [30] para o cálculo de interações entre partículas carregadas ultrarelativísticas.

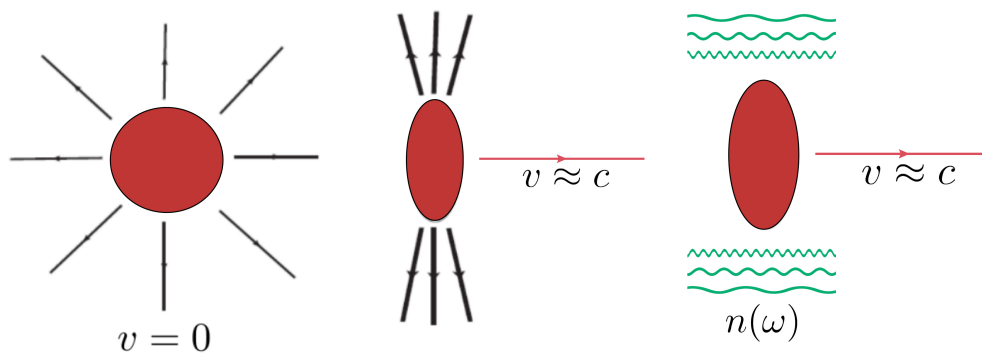


Figura 3.2 - O campo eletromagnético de uma partícula ultrarelativística pode ser visto como um fluxo de fótons virtuais  $n(\omega)$ .

Sabemos do eletromagnetismo clássico que, dada uma partícula carregada em repouso existe um campo eletromagnético associado e este campo é uniforme. Quando essa partícula carregada se torna ultrarelativística, ou seja, começa a se mover com a velocidade muito próxima a velocidade da luz ( $v \approx c$ ) em relação a um referencial de repouso, o campo eletromagnético torna-se transversal à velocidade, como o campo eletromagnético associado a luz. Portanto, na aproximação de fótons equivalentes, podemos substituir o efeito do campo eletromagnético transversal gerado pela carga em movimento por um fluxo de fótons virtuais  $n(\omega)$  associado a carga [31], os quais têm diferentes energias  $\omega$ , como é mostrado na Figura 3.2.

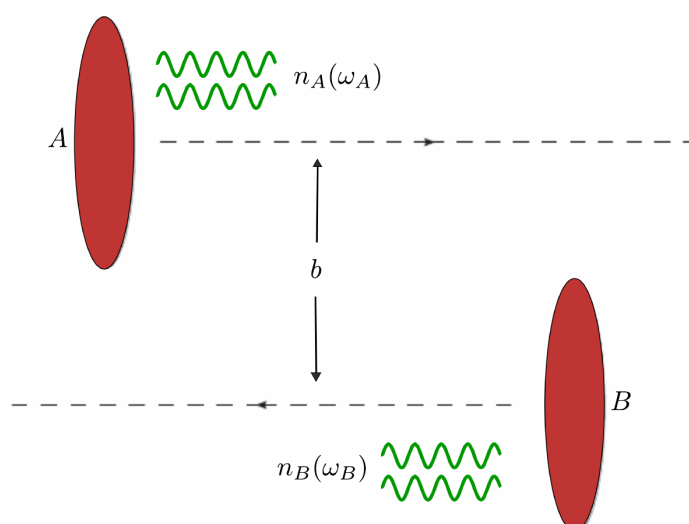


Figura 3.3 - Interação eletromagnética entre dois núcleos, a grande parâmetro de impacto, descrita em termos do fluxo de fótons virtuais associado a cada núcleo.

Como existe um fluxo de fótons podemos utilizar a aproximação de fótons equivalentes para estudar a produção de pares de léptons em colisões hadrônicas ultraperiféricas através de processos foto-induzidos, onde podem ocorrer interações fóton-fóton. A Figura 3.3 apresenta uma colisão entre dois núcleos,  $A$  e  $B$ , onde o parâmetro de impacto da colisão é maior que a soma dos raios dos núcleos incidentes e a interação eletromagnética entre esses dois núcleos pode ser descrita em termos dos fluxos de fótons equivalentes associados a cada um dos núcleos, dados por:  $n_A(\omega_A)$  e  $n_B(\omega_B)$ , que serão discutidos em detalhes na próxima seção.

### 3.3 Fluxo de Fótons Equivalentes

Vamos introduzir o número de fótons equivalentes  $N(\omega, \mathbf{r})$  que é definido como o número de fótons por segundo por unidade de área, o qual depende da energia do fóton  $\omega$  e depende da distância  $\mathbf{r}$  que vai do centro do hádron até o ponto onde os fótons vão interagir. A sua forma geral é dada pela expressão a seguir [32, 33]

$$N(\omega, \mathbf{r}) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \omega} \left| \int_0^\infty dk_\perp k_\perp^2 \frac{F\left(\mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)}{\mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} J_1(rk_\perp) \right|^2, \quad (3.1)$$

onde  $\alpha_{em}$  é a constante de acoplamento eletromagnética,  $k_\perp$  é o momentum transverso,  $J_1$  é a função de Bessel de primeira espécie, e  $Z$  é a carga nuclear. Para o caso de hádrons atuando como fonte de fótons, isto será refletido na seção de choque, uma vez que trata-se de uma interação entre dois fótons, teremos uma dependência com  $Z^4$ , implicando em grandes seções de choque nas energias do RHIC e do LHC. O número de fótons também depende do fator de forma nuclear  $F$ , o qual seu argumento pode ser escrito como

$$q^2 = \mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}, \quad (3.2)$$

onde  $q^2$  é conhecido como virtualidade ou quadri-momentum do fóton. A seguir apresentaremos alguns fatores de forma nuclear [34]. A partir de  $N(\omega, \mathbf{r})$  podemos definir o fluxo integrado, dado por

$$\frac{n(\omega)}{\omega} = \int d^2\mathbf{r} N(\omega, \mathbf{r}), \quad (3.3)$$

### 3.3.1 Fatores de Forma de Carga do Núcleo

Como estamos estudando interações entre dois hádrons devemos considerar que eles possuem estrutura interna. Tal estrutura é levada em consideração pela presença do fator de forma nuclear. Os fatores de forma descrevem a distribuição espacial de carga do núcleo. Uma opção é utilizar o fator de forma pontual, no qual ele é constante,  $F(q^2) = 1$ , pois assume-se o hádron como sendo uma partícula sem estrutura interna. Neste caso, o número de fótons equivalentes é expresso por [32]

$$N(\omega, \mathbf{r}) = \frac{Z^2 \alpha_{em} \zeta^2}{\pi^2 \omega \mathbf{r}^2} K_1^2(\zeta), \quad \zeta = \frac{\omega r}{\gamma}, \quad (3.4)$$

onde  $K_1$  é a função de Bessel modificada. Entretanto, este fluxo apresenta divergência se integrado em  $\mathbf{r}$  para pequena distância  $\mathbf{r}$ , pois utilizamos o modelo que considera a partícula como sendo pontual. Tal aspecto não é significativo se estamos interessados no comportamento do fluxo para  $\mathbf{r} > R_A$ . Neste caso, podemos assumir um corte para o limite inferior nas integrais em  $\mathbf{r}$ . Em geral, integramos a partir de um  $\mathbf{r}_{min} = R_A$  ( $R_A = 1,2A^{1/3}$  fm para núcleos, onde  $A \equiv$  número de massa do núcleo) [35,36], que, em nosso caso, será o raio do chumbo. Assim, usando o fator de forma pontual, temos que o fluxo de fótons é expresso da seguinte forma

$$\frac{n(\omega)}{\omega} = \int_R^\infty \pi d\mathbf{r}^2 N(\omega, \mathbf{r}) = \int_R^\infty \pi d\mathbf{r}^2 \frac{Z^2 \alpha_{em} \zeta^2}{\pi^2 \omega \mathbf{r}^2} K_1^2(\zeta), \quad (3.5)$$

logo,

$$n(\omega) = \frac{2Z^2 \alpha_{em}}{\pi} \left[ \xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} \left( K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi) \right) \right], \quad \xi = \frac{\omega R_A}{\gamma_L}. \quad (3.6)$$

Outra forma possível, e também muito utilizada na maioria dos cálculos presentes na literatura, é levar em consideração que o núcleo tem uma subestrutura que pode ser representada por um fator de forma de monopolo, o qual considera o núcleo como uma distribuição extensa de cargas e é dado pela seguinte expressão [15],

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2}, \quad (3.7)$$

onde  $\Lambda$  é uma constante que pode ser ajustada experimentalmente. Ela é obtida para reproduzir a raiz quadrática média do raio de um núcleo ( $\Lambda = \sqrt{6/\langle r^2 \rangle}$ ) e depende do núcleo usado no processo. Uma vez que o raio do chumbo é maior que o do ouro e como

$\Lambda$  é inversamente proporcional ao raio quadrático médio temos para o ouro  $\Lambda_{Au} = 0,091$  GeV e para o chumbo  $\Lambda_{Pb} = 0,088$  GeV [15]. O número de fótons equivalentes pode então ser escrito como

$$N(\omega, \mathbf{r}) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \omega} \left[ \frac{\omega}{\gamma} K_1 \left( \frac{\mathbf{r}\omega}{\gamma} \right) - \sqrt{\left( \frac{\omega^2}{\gamma^2} + \Lambda^2 \right)} K_1 \left( \mathbf{r} \sqrt{\frac{\omega^2}{\gamma^2} + \Lambda^2} \right) \right]^2. \quad (3.8)$$

Além disso, podemos tomar um fator de forma realístico. Trata-se de uma transformada de Fourier da função de distribuição de carga. Salientamos que a distribuição de cargas nos núcleos pode ser obtida do espalhamento elástico de elétrons. A distribuição de cargas é parametrizada com a ajuda do modelo de Fermi [15, 37]

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \exp \left( \frac{r - R}{a} \right) \right]^{-1}, \quad (3.9)$$

onde  $R$  é o raio do núcleo e  $a$  é o parâmetro de difusão da densidade de carga. O fator de forma realístico é expresso por [8]

$$F(q^2) = \frac{4\pi\rho_0}{Aq^3} [\sin(qR) - qR \cos(qR)] \left[ \frac{1}{1 + q^2 a^2} \right]. \quad (3.10)$$

Os fluxos de fótons com os fatores de forma realístico e de monopolo não apresentam divergência em pequenas distâncias  $\mathbf{r}$ . Assim, podemos tomar o limite inferior das integrais em  $\mathbf{r}$  como sendo igual a zero. Na Figura 3.4 temos o comportamento da função  $N(\mathbf{r})$  definida por:

$$N(\mathbf{r}) = \int d\omega N(\omega, \mathbf{r}),$$

para o fluxo de fótons com os diferentes fatores de forma nuclear apresentados.

Podemos perceber que os fluxos de monopolo e realístico diminuem para  $\mathbf{r}$  cada vez menor enquanto que o pontual diverge. Já para  $\mathbf{r}$  suficientemente grande, ou seja, a partir do raio do chumbo ( $R_{Pb}$ ) onde é feito o corte na integração com o fator de forma  $F(q^2) = 1$ , os fluxos apresentam comportamento muito similar [31]. Tal comportamento é esperado pois, para grandes distâncias, a carga se concentra como se estivesse no centro. Entretanto, para valores de distâncias menores do que o raio nuclear, os diferentes fatores de forma nos levam a predições muito distintas para o fluxo de fótons.

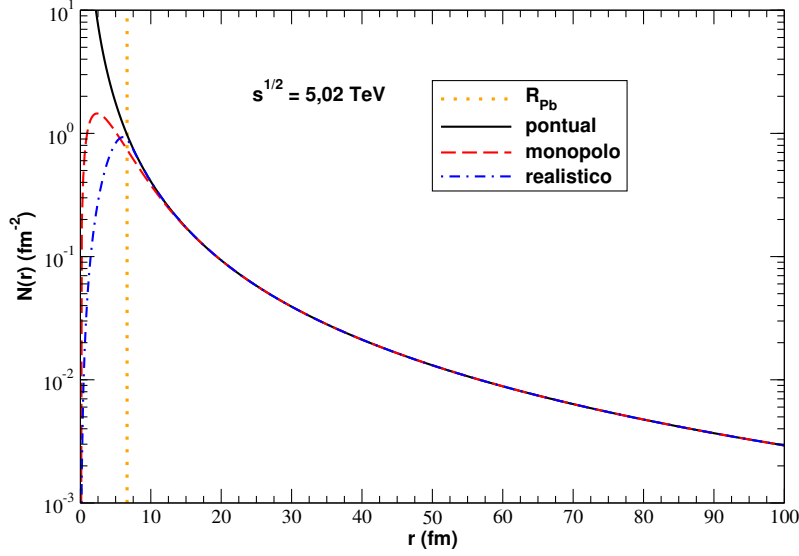


Figura 3.4 - Dependência com a distância da fonte do fluxo de fótons  $N(r)$ .

Conseqüentemente, o tratamento do fluxo de fótons usando fatores de forma mais realistas permite o estudo em pequenas distâncias  $r$ , onde encontram-se os fótons mais energéticos. O fluxo de fótons é essencial para o cálculo da seção de choque total do processo que estamos estudando e será apresentada em detalhes no próximo capítulo.

### 3.4 Conclusão

Neste capítulo estudamos os processos induzidos por fótons em colisões de íons pesados ultrarelativísticos. Através da aproximação de fótons equivalentes o qual, trata-se de um método fundamental para os cálculos de vários processos eletromagnéticos. Também apresentamos diferentes fatores de forma nuclear que são utilizados no cálculo do fluxo de fótons.

No próximo capítulo serão apresentados os nossos resultados para as seções de choque e as distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção exclusiva de diléptons em colisões núcleo-núcleo. Tais distribuições serão calculadas a partir dos formalismos do cálculo da seção de choque de fotoprodução e da aproximação de fótons equivalentes, revisados nos capítulos 2 e 3.





## 4 RESULTADOS

Neste capítulo apresentamos nossos resultados para a produção exclusiva de diléptons via interação fóton-fóton em colisões hadrônicas ultraperiféricas. O estado final consiste de dois núcleos intactos e um par lépton-antilépton com momentum transverso muito pequeno. Isso está relacionado com o fluxo de fótons, pois o fator de forma nuclear tende a zero quando o momentum transferido ou a virtualidade do fóton ( $q^2$ ), tende a um valor muito grande. Portanto, o típico momentum transverso dos fótons é muito baixo, conseqüentemente, o momentum transverso do par que é produzido também será muito baixo [15]. Estes processos são, geralmente, denotados como exclusivos, os quais caracterizam-se por intervalos de rapidez no estado final, isto é, regiões vazias em pseudo-rapidez que separam os núcleos intactos do estado  $l^+l^-$ , pois não há quebra dos hádrons. Inicialmente apresentaremos nossas previsões para as seções de choque e as distribuições de rapidez e massa invariante para produção de  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  e  $\tau^+\tau^-$  nas energias dos colisores RHIC e LHC.

Posteriormente, vamos descrever a produção de diléptons levando em consideração os fatores de supressão. Estes suprimem as interações fortes que podem se fazer presentes mesmo em colisões ultraperiféricas. Faremos um estudo sistemático utilizando os modelos de absorção com raios distintos encontrados na literatura e diferentes fatores de forma nuclear. Salientamos que os resultados prévios para  $PbPb$  foram feitos por [15, 16]. Importante enfatizar também que estudos da produção de diléptons em colisões  $pp$  foram realizados nas Refs. [38, 39].

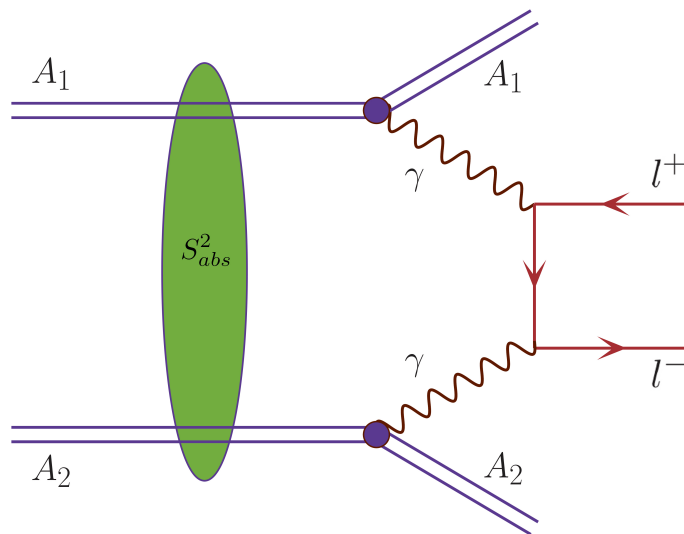


Figura 4.1 - Diagrama para produção exclusiva de diléptons via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $AA$ .

A motivação básica do estudo neste capítulo é estimarmos o impacto dos fatores de absorção  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  e da modelagem do fluxo de fótons nas previsões das distribuições de rapidez e de massa invariante de diléptons. Buscamos descrever os efeitos absorptivos usados em nossos cálculos e apresentar uma breve revisão das principais fórmulas para descrever a produção exclusiva de  $l^+l^-$ , considerando a aproximação de fótons equivalentes e a seção de choque de fotoprodução  $\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)$ .

Por fim, estimamos a seção de choque total em colisões  $PbPb$  considerando os cortes cinemáticos utilizados pelas colaborações experimentais ALICE e ATLAS.

#### 4.1 Seção de Choque Total para Produção de Diléptons

A seção de choque total  $\sigma_{AA}$  para o processo  $AA \rightarrow l^+l^- AA$  pode ser fatorizada em termos da seção de choque de interação  $\hat{\sigma}$  do subprocesso  $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$  descrita no Capítulo 2, do número de fótons equivalentes  $N(\omega_i, \mathbf{r}_i)$  conforme visto no Capítulo 3 e dos efeitos de absorção  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  [15]. Este fator de absorção  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ , é expresso em termos do parâmetro de impacto  $\mathbf{b}$ , e garante que vamos considerar apenas colisões ultraperiféricas.

Na produção de diléptons consideramos uma interação  $\gamma\gamma$  em uma colisão entre dois núcleos iguais, como esquematizada na Figura 4.2, onde podemos ver o plano perpendicular à direção do movimento destes núcleos. Temos que  $\mathbf{b}$  representa o parâmetro de impacto da colisão, que é a distância entre os centros dos núcleos 1 e 2. Ele pode ser expresso em termos de  $\mathbf{r}_1$  e  $\mathbf{r}_2$ , os quais caracterizam:  $\mathbf{r}_1$  a distância do ponto de interação ao núcleo 1 e  $\mathbf{r}_2$  a distância do ponto de interação até o núcleo 2.

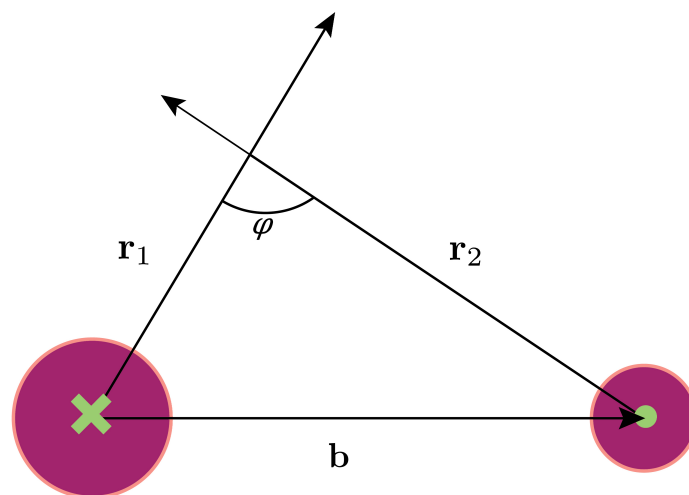


Figura 4.2 - O diagrama ilustra as quantidades no espaço do parâmetro de impacto.

Como estamos interessados em colisões tais que o parâmetro de impacto da colisão seja maior que a soma dos raios dos núcleos incidentes, apresentamos aqui a relação entre essas quantidades

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{b} + \mathbf{r}_2 \quad \rightarrow \quad \mathbf{b} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2. \quad (4.1)$$

Tomando o módulo do produto escalar

$$\begin{aligned} b^2 &= \mathbf{b} \cdot \mathbf{b} \\ b^2 &= r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \varphi, \end{aligned} \quad (4.2)$$

logo

$$d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 = r_1 dr_1 d\varphi_1 r_2 dr_2 d\varphi_2. \quad (4.3)$$

Assim, a seção de choque total para a produção de diléptons é dada por,

$$\begin{aligned} \sigma(AA \rightarrow l^+l^- AA; s_{AA}) &= \int \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-; W) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \\ &\times N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 d\omega_1 d\omega_2, \end{aligned} \quad (4.4)$$

#### 4.1.1 Cinemática do Processo $AA \rightarrow AA\gamma\gamma \rightarrow AAl^+l^-$ no Sistema de Centro de Massa

Nesta subseção apresentamos a cinemática do processo estudado nesta dissertação. Vamos considerar uma colisão entre dois íons  $A_1$  e  $A_2$  no referencial do CM [40, 41]. Estamos tomando o eixo  $z$  como o eixo da colisão. Neste referencial, os quadri-momenta dos íons são dados por

$$p_{A_1} = (E, 0, 0, E), \quad (4.5)$$

e

$$p_{A_2} = (E, 0, 0, -E). \quad (4.6)$$

Estamos interessados na situação onde cada íon emite um fóton e estes interagem formando um par de léptons ( $l^+l^-$ ). Estes fótons possuirão uma fração de energia (e momentum longitudinal)  $x$  do íon emissor, tal que

$$x_i = \frac{\omega_i}{E}, \quad (i = 1, 2, \text{ para os fótons vindos de } A_1 \text{ e } A_2) \quad (4.7)$$

onde  $\omega$  é a energia do fóton e  $E$  é a energia do íon. Portanto, os quadri-momenta dos fótons serão

$$p_{\gamma_1} = x_1 p_{A_1} = x_1 E (1, 0, 0, 1), \quad (4.8)$$

e

$$p_{\gamma_2} = x_2 p_{A_2} = x_2 E (1, 0, 0, -1). \quad (4.9)$$

Cabe salientar que na aproximação que estamos usando, os fótons são quase reais, isto é,  $p_{\gamma_1}^2 \approx p_{\gamma_2}^2 \approx 0$ . Isto pode ser facilmente verificado das equações 4.8 e 4.9.

Vamos definir a variável de Mandesltam  $s$ , cuja interpretação é de quadrado da energia de centro de massa do sistema íon-íon (é usado em nossos cálculos como  $\sqrt{s}$  = energia da colisão), como

$$\begin{aligned} s &= (p_{A_1} + p_{A_2})^2 \\ &= [(E + E, 0, 0, E - E)]^2 \\ &= (2E, 0, 0, 0)^2 \\ &= 4E^2, \end{aligned} \quad (4.10)$$

e, assim, temos que

$$E = \frac{\sqrt{s}}{2}. \quad (4.11)$$

Vamos agora definir  $W$  a qual é a energia de centro de massa do sistema fóton-fóton. Ela é o análoga a energia de centro de massa da colisão  $\sqrt{s}$ , mas para o sistema  $\gamma\gamma$ . Usando as equações 4.8 e 4.9

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

e usando a equação 4.7

$$W^2 = 4 \frac{\omega_1 \omega_2}{E E} E^2 = 4 \omega_1 \omega_2. \quad (4.12)$$

É comum denominar  $W^2$  de massa invariante quadrada do par criado.

Por fim, vamos obter a rapidez  $Y$  do par. O quadri-momentum total do par de léptons será denotado por  $p$ . Por conservação do quadri-momentum,  $p$  será dado pela soma dos quadri-momenta dos fótons. Portanto

$$p = p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2} = E(x_1 + x_2, 0, 0, x_1 - x_2), \quad (4.13)$$

(lembrando que  $p = (p_0, p_x, p_y, p_z)$  e  $(p_x, p_y) = \mathbf{p}_T$  que é o momentum transverso). A rapidez  $Y$  do par  $l^+l^-$  é dada por

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right). \quad (4.14)$$

Substituindo 4.13 em 4.14

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

ou, usando a equação 4.7,

$$\begin{aligned} Y &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\omega_1}{E} \frac{E}{\omega_2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\omega_1}{\omega_2} \right). \end{aligned} \tag{4.15}$$

A equação 4.15 ainda pode ser reescrita de uma forma mais adequada, usando a equação 4.12,

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

a qual implica, isolando  $\omega_1$ , que

$$\omega_1 = \frac{W}{2} e^Y. \tag{4.16}$$

Além disso, levando 4.16 em 4.12, resulta

$$W^2 = 4 \left( \frac{W}{2} e^Y \right) \omega_2 \Rightarrow \frac{W}{2} = \omega_2 e^Y,$$

ou ainda,

$$\omega_2 = \frac{W}{2} e^{-Y}. \tag{4.17}$$

Além da seção de choque total podemos também calcular as distribuições em rapidez e em massa invariante. Usando que o jacobiano da transformação de variáveis

$$\left| \frac{\partial(\omega_1, \omega_2)}{\partial(W, Y)} \right| = \frac{W}{2}, \quad (4.18)$$

temos que a expressão geral para a seção do choque total pode ser expressa da seguinte forma

$$\sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \frac{W}{2} dW dY d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2. \quad (4.19)$$

## 4.2 Produção de Dilétons sem a Inclusão dos Efeitos de Absorção

Nesta seção discutimos a produção de dilétons sem nenhum efeito de supressão. Tais efeitos serão tratados mais adiante. Como estudo inicial, estamos considerando as energias dos colisores RHIC e LHC a fim de podermos comparar os resultados obtidos para os dois colisores.

Vamos integrar a seção de choque de interação fóton-fóton e os fluxos de fótons equivalentes assumindo um  $\mathbf{r}_{i,min} = R_A$  (raio do núcleo) e iremos considerar o fator de forma pontual ( $F = 1$ ). Consequentemente, podemos reescrever a equação 4.4 assumindo  $S_{abs}^2(\mathbf{b}) = 1$  para todos os valores de  $\mathbf{b}$ , e separando as integrais que dependem somente das energias dos fótons ( $\omega_1$  e  $\omega_2$ ), como,

$$\begin{aligned} \sigma_{AA}(\sqrt{s}) &= \int d\omega_1 \int d\omega_2 \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-, W = \sqrt{4\omega_1\omega_2}) \\ &\times \left\{ \int d^2\mathbf{r}_1 N(\omega_1, \mathbf{r}_1) \right\} \left\{ \int d^2\mathbf{r}_2 N(\omega_2, \mathbf{r}_2) \right\}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Definindo o fluxo integrado como,

$$\frac{n(\omega_i)}{\omega_i} = \int_{R_A}^{\infty} d^2\mathbf{r}_i N(\omega_i, \mathbf{r}_i), \quad (4.21)$$

a seção de choque 4.20 pode ser expressa por

$$\sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int d\omega_1 d\omega_2 \frac{n(\omega_1)}{\omega_1} \frac{n(\omega_2)}{\omega_2} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-, W = \sqrt{4\omega_1\omega_2}). \quad (4.22)$$

	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma^{e^+e^-}$ (kb)	$\sigma^{\mu^+\mu^-}$ (kb)	$\sigma^{\tau^+\tau^-}$ (kb)
AuAu	200	$1,75 \times 10^2$	$1,44 \times 10^{-4}$	$1,23 \times 10^{-9}$
PbPb	5020	$4,82 \times 10^2$	$1,93 \times 10^{-3}$	$8,88 \times 10^{-7}$

Tabela 4.1 - Seção de choque total para a produção de diléptons em colisões nucleares no RHIC e LHC.

Na tabela 4.1 apresentamos nossas previsões para a seção de choque total em colisões  $AuAu$  no RHIC e  $PbPb$  no LHC para criação dos pares lépton-antilépton:  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  e  $\tau^+\tau^-$ . Percebemos que a seção de choque cresce com a energia do colisor e decresce com a massa do lépton. Na energia do LHC, a seção de choque aumentou por um fator da ordem de 3 para pares de elétrons, 14 para pares de múons e 700 para pares de taus, em comparação com a energia do RHIC. Com esses números vemos que no LHC é mais provável de produzir os pares do que no RHIC.

#### 4.2.1 Distribuições de Rapidez e Massa Invariante em Colisões $AuAu$ e $PbPb$

A equação 4.22 pode ser expressa em termos da rapidez e massa invariante da seguinte forma:

$$\sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-, W = \sqrt{4\omega_1\omega_2}) \frac{n(\omega_1)}{\omega_1} \frac{n(\omega_2)}{\omega_2} \frac{W}{2} dW dY. \quad (4.23)$$

A distribuição de rapidez relaciona a seção de choque com a região angular do detector onde é mais provável que os pares de léptons sejam criados. Ela é dada pela seguinte expressão

$$\frac{d\sigma_{AA}}{dY}(\sqrt{s}) = \int \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-, W = \sqrt{4\omega_1\omega_2}) \frac{n(\omega_1)}{\omega_1} \frac{n(\omega_2)}{\omega_2} \frac{W}{2} dW, \quad (4.24)$$

onde as energias dos fótons  $\omega_1$  e  $\omega_2$  estão relacionadas com as variáveis de rapidez  $Y$  e de massa invariante  $W$  pelas equações 4.16 e 4.17 [15]. Em altas energias, a rapidez é equivalente a pseudo-rapidez (quando a energia é muito alta a massa torna-se irrelevante), onde  $\eta$  se relaciona com o ângulo de espalhamento  $\theta$  que é o ângulo com o eixo  $z$  de colisão [42] (mais detalhes sobre variáveis de rapidez e pseudo-rapidez podem ser encontrados no Apêndice A), logo

$$\eta \equiv Y|_{m=0} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (4.25)$$



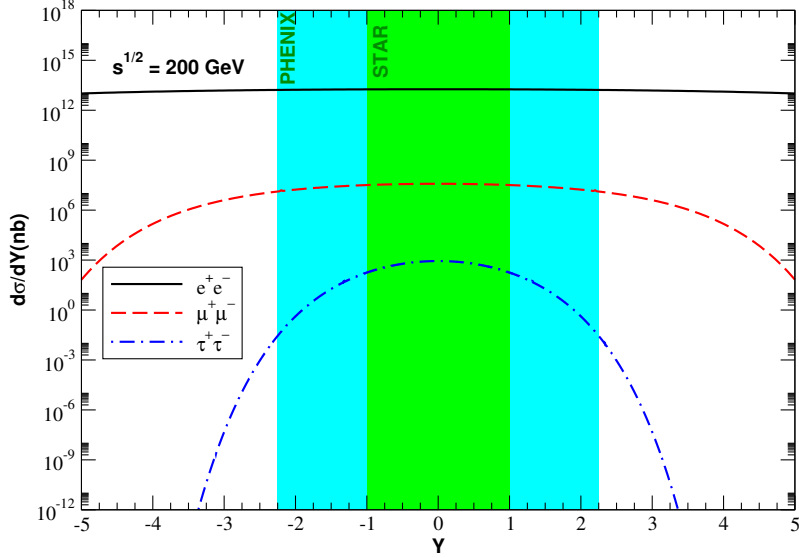


Figura 4.3 - Distribuição de rapidez para produção exclusiva de diléptons via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $AuAu$  no RHIC.

As Figuras 4.3 e 4.4 correspondem aos nossos resultados para a distribuição de rapidez em energias do RHIC e do LHC, respectivamente. Delimitamos as regiões cinemáticas em rapidez onde as colaborações experimentais dos colisores conseguem detectar as partículas [15].

Apresentamos na Figura 4.3 nossas previsões para a produção de  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  e  $\tau^+\tau^-$  devido interação fóton-fóton em colisões de dois íons de ouro no RHIC com energia de centro de massa de colisão  $\sqrt{s} = 200$  GeV. A banda em azul corresponde a região cinemática em rapidez analisada pelo experimento PHENIX que pode detectar os diléptons entre  $-2,25 < Y < 2,25$  e a banda em verde corresponde ao experimento STAR que pode detectar os diléptons num intervalo cinemático de rapidez entre  $-1 < Y < +1$ .

A área sob a curva da distribuição de rapidez corresponde a seção de choque total de criação dos pares de léptons. É possível concluir que quanto maior essa área embaixo da curva, temos uma maior probabilidade de serem criados mais pares de léptons. Logo, a região onde há máxima probabilidade de produção de diléptons é a região central, que é em  $Y = 0$ . Além do mais, a distribuição de rapidez decresce com a massa do lépton.

Na Figura 4.4 apresentamos nossas previsões para a produção de  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  e  $\tau^+\tau^-$  devido interação fóton-fóton em colisões de dois íons de chumbo no LHC com energia de centro de massa de colisão  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV. As bandas em azul correspondem as regiões cinemáticas em rapidez analisadas pelo experimento ALICE que possui dois detectores, um entre  $-1 < Y < +1$  e o outro entre  $-3,7 < Y < -2,7$ , a banda em verde corresponde

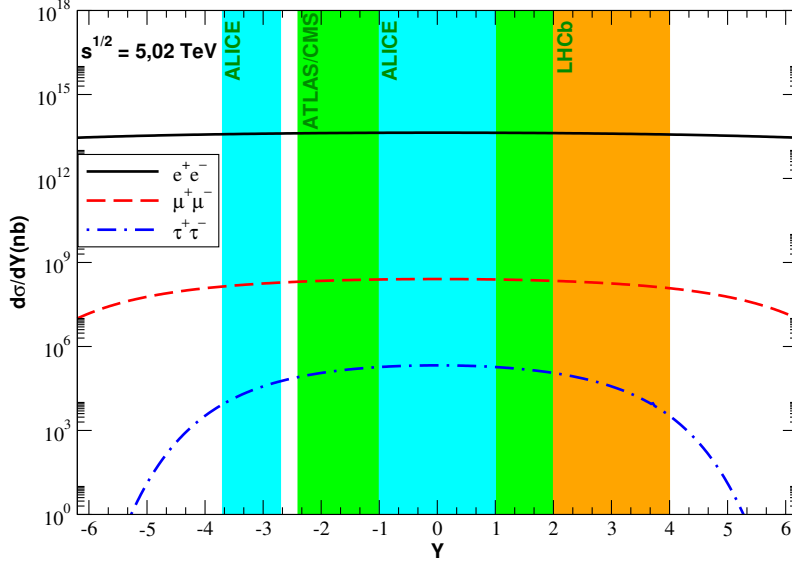


Figura 4.4 - Diagrama para produção exclusiva de diléptons via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$  no LHC.

a região cinemática em rapidez analisada pelos experimentos ATLAS/CMS que pode detectar os diléptons entre  $-2,4 \leq Y \leq +2,4$  e a banda em laranja corresponde a região cinemática em rapidez analisada pelo experimento LHCb entre  $+2,0 < Y < +4,5$ .

Comparando as nossas previsões para distribuição de rapidez nos dois colisores percebemos que, com o aumento da energia de um colisor para o outro, aumentou a normalização. Assim, temos mais pares sendo criados no LHC do que no RHIC. Diferentemente do RHIC, no LHC temos que regiões de grande rapidez também contribuem de forma significativa. Em particular podemos ver que regiões de rapidez frontal também contribuem para a produção de diléptons. Pois, nas energias do RHIC, o intervalo de rapidez o qual temos que a seção de choque contribui para a produção dos pares de léptons, ou seja, o espaço de fase, é menor do que nas energias do LHC.

Em decorrência do que já foi visto, a distribuição de massa invariante é consequência do produto dos fluxos e da seção de choque de fotoprodução, sendo dada pela seguinte equação

$$\frac{d\sigma_{AA}}{dW}(\sqrt{s}) = \int \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-, W = \sqrt{4\omega_1\omega_2}) \frac{n(\omega_1)}{\omega_1} \frac{n(\omega_2)}{\omega_2} \frac{W}{2} dY, \quad (4.26)$$

Na Figura 4.5 temos o comportamento para as distribuições de massa invariante nas energias do RHIC e do LHC. Percebemos pelos gráficos que para um valor de massa invariante em torno da massa do par de léptons temos um máximo, que se deve ao fato de termos muitos fótons com baixa energia combinado a uma seção de choque de fo-

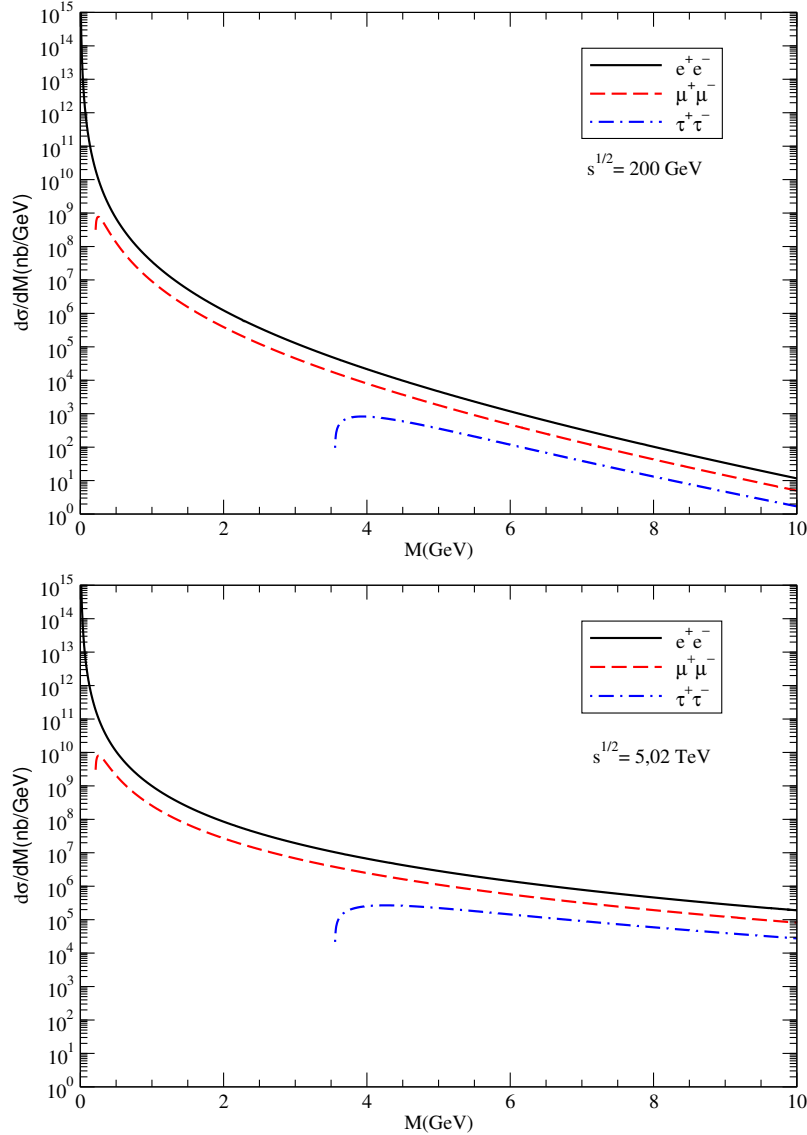


Figura 4.5 - Distribuições de massa invariante em energias do RHIC (superior) e do LHC (inferior).

toprodução  $\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)$  com alta probabilidade de produzir léptons de baixa massa invariante. Juntando estes dois fatores temos um incremento na distribuição de massa invariante. Portanto, a probabilidade de produção de diléptons é maior em baixas massas invariantes. Uma vez que a conservação de energia-momento deve ser satisfeita, a massa invariante do estado que é produzido, ou seja, a energia desse estado final  $l^+l^-$ , vem dos dois fótons. Assim, para produzir os diléptons com baixas massas invariantes é preciso fótons com mais baixa energia, que são dominantes.

Temos também que a probabilidade de produção de diléptons diminui conforme aumenta-se  $M$ . Tal comportamento é esperado, pois os diléptons extremamente massivos são gerados por fótons altamente energéticos e a probabilidade de encontrar esses fótons muito

energéticos é baixa. Como consequência, a seção de choque diferencial em massa invariante  $d\sigma/dM$  diminui com o aumento da massa invariante  $M$ .

Comparando as distribuições do RHIC com as do LHC, percebemos que, com o aumento da energia de um colisor para o outro, aumentou bastante a normalização. É fácil notar que na energia do RHIC, a distribuição de massa invariante decresce mais rapidamente do que na energia do LHC. Logo, temos mais pares de léptons com grande massa invariante sendo produzidos no LHC.

Devemos salientar que, para o cálculo da distribuição de massa invariante, precisamos integrar sobre a rapidez ( $Y$ ) e os gráficos são gerados em função da massa invariante ( $M$ ). Assim, temos que em grande massa invariante, a distribuição de  $M$  para os diferentes diléptons são parecidas. Já para baixa massa invariante são bem diferentes e o espectro de massa é dominado pela produção de pares de elétrons. Para o cálculo da distribuição de rapidez, é preciso integrar sobre todo o espectro de massa invariante e os gráficos são gerados em função da rapidez ( $Y$ ). Então, quem determina o comportamento em rapidez é a região em baixa massa invariante, onde temos que os diléptons são bem diferentes. Por isso notamos uma maior diferença nos gráficos da distribuição em  $Y$  entre os diferentes diléptons produzidos do que nos gráficos da distribuição em  $M$ .

#### 4.2.2 Taxas de Produção

A partir dos valores obtidos do cálculo da seção de choque total estimamos as taxas de produção usando a relação

$$N = \mathcal{L}\sigma, \quad (4.27)$$

onde  $\mathcal{L}$  é a luminosidade do acelerador e  $\sigma$  é a seção de choque total. A luminosidade é definida como o número de partículas por unidade de área e por unidade de tempo. Para o RHIC utilizamos  $\mathcal{L} = 0,4 \text{ mb}^{-1} \text{ s}^{-1}$  e para o LHC usamos  $\mathcal{L} = 0,42 \text{ mb}^{-1} \text{ s}^{-1}$  [26]. A partir dessa relação temos nossos resultados apresentadas na tabela 4.2. De acordo com estas taxas de produção, espera-se uma elevada produção de pares de léptons no processo que estamos estudando em particular no LHC.

	$\sqrt{s}$ (GeV)	$N^{e^+e^-}$ (s <sup>-1</sup> )	$N^{\mu^+\mu^-}$ (s <sup>-1</sup> )	$N^{\tau^+\tau^-}$ (s <sup>-1</sup> )
<i>AuAu</i>	200	$7,00 \times 10^7$	$5,76 \times 10^1$	$4,92 \times 10^{-4}$
<i>PbPb</i>	5020	$2,02 \times 10^8$	$8,11 \times 10^1$	$3,73 \times 10^{-1}$

Tabela 4.2 - Taxas de produção de pares de léptons.

### 4.3 Efeitos de Absorção na Produção de Diléptons

Nesta seção apresentamos os resultados para as seções de choque de produção de pares de léptons, através de colisões hadrônicas ultraperiféricas, considerando os fatores de supressão [41]. O processo o qual estamos interessados é representado pela Figura 4.6, onde temos a produção exclusiva de pares de múons em colisões  $PbPb$ , devido a interação entre dois fótons. Em geral, a supressão é tratada expressando a seção de choque na representação do parâmetro de impacto e incluindo um fator de absorção  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Atualmente existem vários modelos para as correções absorptivas visando eliminar as interações fortes, que podem se fazer presentes mesmo em colisões ultraperiféricas [14]. Temos como objetivo entender estes efeitos de absorção nas seções de choque e seus impactos nas predições para o Run 2 do LHC.

Vamos abordar diferentes modelos para o tratamento dos efeitos de absorção. Tais efeitos diminuem a seção de choque, pois consideram que os processos estudados podem não ser completamente dominados pelas interações eletromagnéticas, podendo ocorrer troca de glúons que levam a uma produção extra de partículas que destroem os intervalos de rapidez no estado final utilizados na separação dos processos exclusivos. Embora estes efeitos de absorção sejam pequenos eles podem ser importantes na descrição do processo devido à alta precisão dos dados do LHC. Além disso, estamos estudando os efeitos de absorção através do subprocesso  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  que é um processo elementar da QED. Entretanto, estes efeitos de absorção podem ser utilizados em outros processos hadrônicos envolvendo a fusão de dois fótons como por exemplo, a produção do bóson de Higgs,  $W^\pm$ ,  $\eta_c$ , entre outros processos [43].

Vamos considerar a aproximação de fótons equivalentes e assumir a representação do parâmetro de impacto. Iremos considerar dois diferentes modelos de absorção que tratam de formas distintas a probabilidade de não ocorrência de interações hadrônicas. Também consideramos em cada caso dois diferentes raios nucleares e testamos sua influência nas distribuições. A presença do fator de absorção adequado garante que vamos considerar apenas colisões ultraperiféricas, quando os núcleos não quebram no processo. Este fator também é fundamental para tornar o modelo cada vez mais realista. Assim, podemos comparar nossas predições com os dados experimentais atuais.

Numa primeira aproximação iremos considerar o modelo proposto por Baur e Ferreira Filho na Ref. [14], os quais propõem que  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  pode ser expresso em termos de uma função degrau (denotada por  $\Theta$ ), da seguinte forma

$$S_{abs}^2(\mathbf{b}) = \Theta(b - 2R_A) = \Theta(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| - 2R_A). \quad (4.28)$$

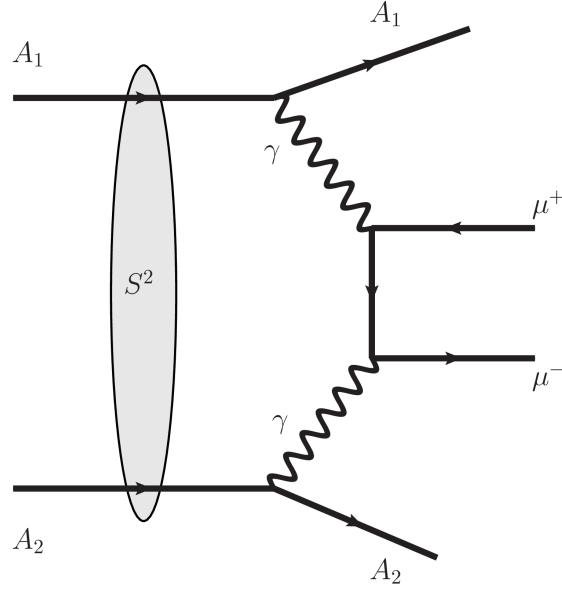


Figura 4.6 - Diagrama para produção exclusiva de dimuons via interação  $\gamma\gamma$  em colisões AA.

Tal modelo é puramente geométrico onde pensamos os núcleos como sendo esferas perfeitas e maciças. Tal equação assume que, para o caso de uma colisão entre núcleos idênticos, o fator  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  é zero quando o parâmetro de impacto da colisão for menor que a soma dos raios dos núcleos ( $\mathbf{b} \ll 2R_A$ ). Então teremos máxima absorção, ou seja, o processo será dominado pela interação forte. E o fator  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  é igual a um, quando o parâmetro de impacto da colisão for maior que a soma dos raios nucleares ( $\mathbf{b} \gg 2R_A$ ). Logo, o efeito de absorção será desprezível e a interação eletromagnética será dominante [14, 15].

Um tratamento mais realístico, o qual leva em conta que esta probabilidade é finita em  $\mathbf{b} \gtrsim 2R_A$ , pode ser obtido usando o formalismo de Glauber [44], para estimar a probabilidade de não ocorrência de interação hadrônica  $P_{NH}(\mathbf{b})$  [2]. Neste modelo,  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  pode ser expresso em termos da probabilidade de interação entre os núcleos em um dado parâmetro de impacto,  $P_H(\mathbf{b})$ , sendo dado por

$$S_{abs}^2(\mathbf{b}) = P_{NH}(\mathbf{b}) = 1 - P_H(\mathbf{b}), \quad (4.29)$$

sendo  $P_H(\mathbf{b})$  a probabilidade de que ocorra interação hadrônica, essa probabilidade depende do tamanho dos núcleos, dado pela função de espessura nuclear ( $T_A$ ), também conhecida como função perfil nuclear. E depende também da probabilidade de interação nucleon-nucleon [2, 16, 41],

$$P_H(\mathbf{b}) = 1 - \exp \left[ -\sigma_{nn} \int d^2 \mathbf{r} T_A(\mathbf{r}) T_A(\mathbf{r} - \mathbf{b}) \right], \quad (4.30)$$

onde  $\sigma_{nn}$  é a seção de choque total nucleon-nucleon que é igual a 88 mb no LHC,  $\mathbf{r}$  e  $\mathbf{b}$  são vetores bidimensionais perpendiculares à direção do deslocamento  $z$ . A função perfil nuclear está relacionada com a integral na direção longitudinal da distribuição de cargas  $\rho(\mathbf{r})$ , a qual pode ser escrita como

$$T_A(\mathbf{r}) = \int dz \rho_A \left( \sqrt{|\mathbf{r}|^2 + z^2} \right), \quad (4.31)$$

onde o perfil de densidade nuclear  $\rho \left( r = \sqrt{|\mathbf{b}|^2 + z^2} \right)$  de núcleos pesados é modelado com uma distribuição de Woods-Saxon para núcleos simétricos dado por

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp [(r - R_{WS})/d]}, \quad (4.32)$$

onde o raio de Woods-Saxon  $R_{WS}$  e a espessura  $d$  são baseados em ajustes nos dados de espalhamento elástico elétron-núcleo [2, 16, 45].

A Figura 4.7 apresenta a dependência do fator de absorção com o parâmetro de impacto da colisão, onde consideramos os dois modelos de absorção apresentados. Para o modelo geométrico usamos dois diferentes raios: o raio de Woods-Saxon ( $R_A = 6,63$  fm) e o outro raio que é obtido da parametrização padrão para núcleos de chumbo ( $R_A = 7,11$  fm). Para o modelo de Glauber usamos apenas o raio de Woods-Saxon.

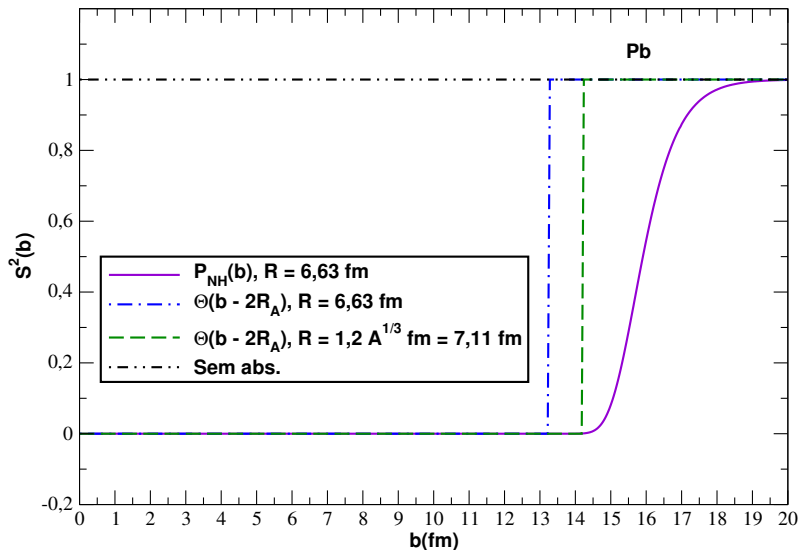


Figura 4.7 - Dependência do fator de absorção com o parâmetro de impacto da colisão  $\mathbf{b}$ .

Concluimos que, quando o parâmetro de impacto é menor que  $2R_A$ , os modelos coincidem e a interação hadrônica é dominante. Por outro lado, quando o parâmetro de impacto  $\mathbf{b} \gtrsim 2R_A$ , no modelo geométrico não existe mais interação hadrônica, apenas eletromagnética. Neste modelo a transição de zero para um é abrupta. Enquanto que no modelo de Glauber ainda podem ocorrer trocas de glúons. Neste modelo a transição da interação forte para a interação eletromagnética é suave.

### 4.3.1 Produção de Pares de Múons em Processos Foto-induzidos

No processo de produção exclusiva de dimúons, vamos considerar uma colisão ultraperiférica entre dois íons de chumbo ( $Pb + Pb \rightarrow Pb + \mu^+ \mu^- + Pb$ ), em energias do LHC. Nestas condições, a seção de choque total do processo pode ser fatorizada em termos da seção de choque de interação fóton-fóton, do número de fótons equivalentes e dos efeitos de absorção da seguinte forma

$$\sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) \hat{\sigma}(\omega_1, \omega_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \frac{W}{2} dW dY d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2, \quad (4.33)$$

Uma vez que estamos interessados apenas em colisões ultraperiféricas, devemos considerar as correções absorptivas  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Em nossos cálculos, usamos três prescrições: sem absorções  $S_{abs}^2(\mathbf{b}) \Big|_{(i)} = 1$ , que será o limite superior de nossas previsões para as seções de choque, o modelo geométrico (usando a função degrau)  $S_{abs}^2(\mathbf{b}) \Big|_{(ii)} = \Theta(b - 2R_A)$  e a probabilidade de não interação hadrônica (utilizando o formalismo de Glauber)  $S_{abs}^2(\mathbf{b}) \Big|_{(iii)} = P_{NH}(\mathbf{b})$ . Portanto, os fatores absorptivos  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  utilizados são dados por:

$$S_{abs}^2(\mathbf{b}) = \begin{cases} 1 & \text{(i)} \\ \Theta(b - 2R_A) = \Theta(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| - 2R_A) & \text{(ii)} \\ P_{NH}(\mathbf{b}) = \exp \left[ -\sigma_{nn} \int d^2\mathbf{r} T_A(\mathbf{r}) T_A(\mathbf{r} - \mathbf{b}) \right] & \text{(iii)} \end{cases} \quad (4.34)$$

Com finalidade de estimarmos as distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção de dimúons devemos assumir um tratamento para os efeitos de absorção e para o fator de forma nuclear. Diversos autores na literatura consideram diferentes modelos para  $F$  e  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ , bem como valores distintos para o raio nuclear [46]. Assumimos inicialmente em nossos cálculos um fator de forma pontual  $F = 1$  e um  $\mathbf{r}_{min} = R_A$ . Tais aproximações estão presentes no simulador STARlight, que calcula seções de choque para vários estados finais, inclusive a produção exclusiva de diléptons em colisões hadrônicas ultraperiféricas, via simulação de Monte Carlo [47]. Para comparação, também consideramos as previsões sem absorção  $S_{abs}^2(\mathbf{b}) = 1$ .



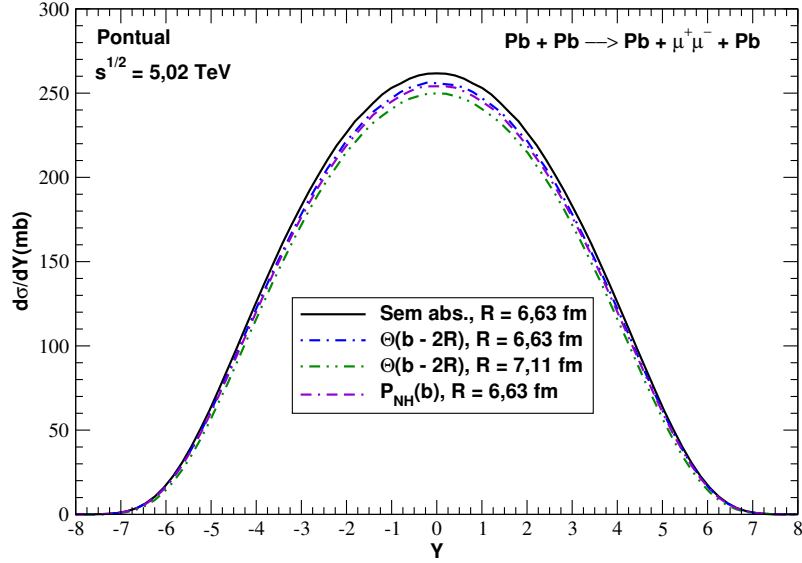


Figura 4.8 - Distribuição de rapidez de dimúons considerando os diferentes modelos para o fator absorptivo  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ .

Para fins de comparação, no efeito de absorção utilizando a função degrau (equação 4.28), além do raio de Woods-Saxon ( $R = 6,63$  fm), vamos também considerar um outro valor usando a parametrização padrão para o raio nuclear dado por:  $R = 1,2A^{\frac{1}{3}}$  fm = 7,11 fm para núcleos de chumbo. Para a função probabilidade de não interação hadrônica (equação 4.29) usamos apenas o valor  $R = 6,63$  fm. O impacto destes distintos modelos sobre as distribuições de rapidez e de massa invariante para a produção exclusiva de dimúons em colisões  $PbPb$  no LHC são apresentados nas Figuras 4.8 e 4.9, respectivamente.

O gráfico da distribuição de rapidez, Figura 4.8, é simétrico em torno da origem, onde é possível perceber que as maiores diferenças entre os modelos estão em torno da rapidez central, ou seja, em  $Y \approx 0$ . Como esperado, a inclusão do fator de absorção reduz a seção de choque. Além disso, aumentar o valor do raio do núcleo implica em maior supressão. Contudo, as previsões não são muito dependentes do fator de absorção utilizado.

Nossas previsões para a distribuição de massa invariante de dimúons são apresentadas na Figura 4.9. Consideramos pequenos (gráfico superior) e grandes (gráfico inferior) valores para a massa invariante. Temos que em pequena massa invariante, as previsões dos diferentes modelos para  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  são similares. Em contraste, estas previsões se distinguem em grande massa invariante. É fácil notar que as diferenças entre as previsões crescem com a energia de centro de massa fóton-fóton  $W$ . Tais resultados são esperados, uma vez que a principal contribuição para a produção dos pares de múons com baixa massa invariante provém de fótons com baixa energia  $\omega$  e estes fótons encontram-se afastados dos núcleos. Salientamos que inicialmente temos muitos fótons com baixa energia e, posteriormente,

poucos fótons com alta energia. Assim a probabilidade de produção dos pares diminui conforme cresce a massa invariante.

A seguir, para comparação, também vamos apresentar nossos resultados para as distribuições de rapidez e de massa invariante de dimúons usando os diferentes fatores de forma nuclear (pontual, monopolo e realístico), além dos efeitos absorptivos discutidos nesta seção.

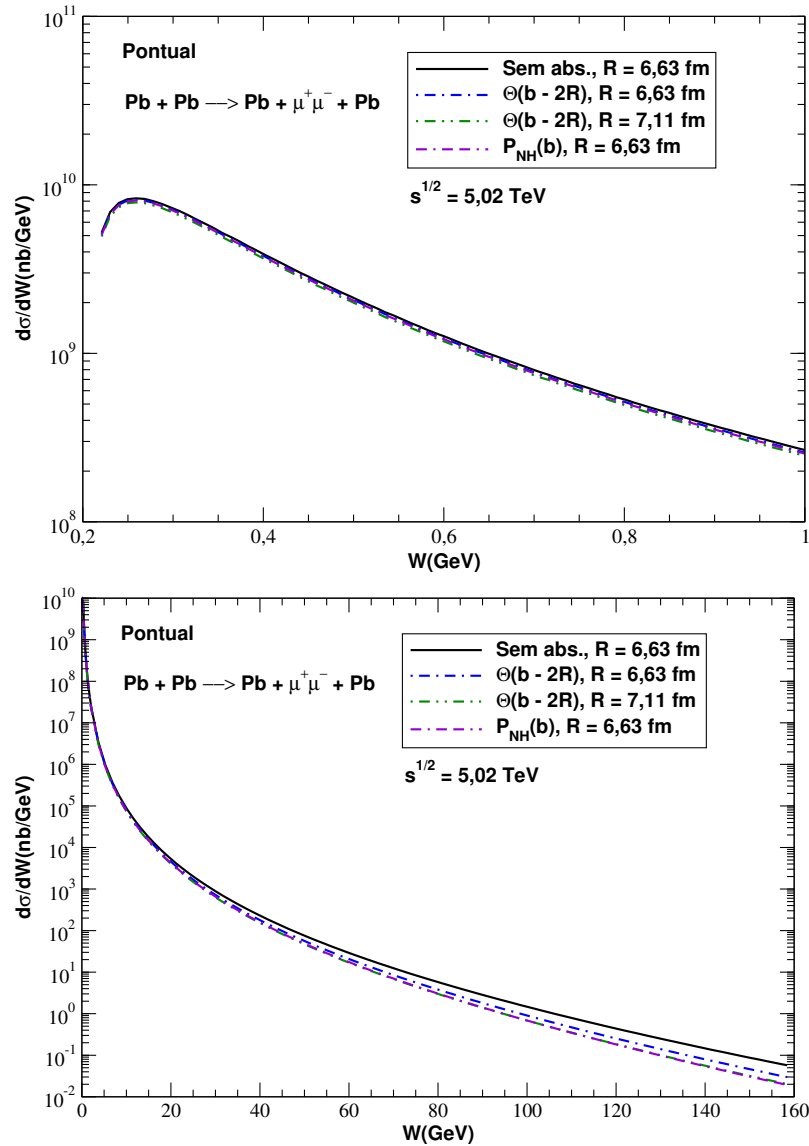


Figura 4.9 - Predições para as distribuições de massa invariante de dimúons com diferentes modelos de  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Para uma faixa de pequenas massas invariantes (superior) e grandes  $W$  (inferior) com  $\sqrt{s} = 5.02$  TeV.

### 4.3.2 Produção de $\mu^+\mu^-$ com Diferentes Modelos do Fator de Forma

Outro importante tratamento é a modelagem do fator de forma nuclear que determina a dependência do parâmetro de impacto do fluxo de fótons equivalentes dos núcleos, uma vez que as partículas que estão emitindo os fótons possuem estrutura interna. Anteriormente foi utilizado o fator de forma pontual  $F(q^2) = 1$ , ou seja, sem nenhuma correção. Além disso assumimos um  $\mathbf{r}_{min} = R$ . Um tratamento do fator de forma nuclear permite o estudo do fluxo de fótons nas regiões de pequena distância  $\mathbf{r}$ , onde encontram-se os fótons mais energéticos ( $\omega_{max} = 1/\mathbf{r}$ ). Usaremos agora os fatores de forma de monopolo e o realístico. Assim, podemos assumir um  $\mathbf{r}_{min} = 0$ , o qual faremos estimativas mais realistas da seção de choque.

Para o cálculo do fluxo de fótons temos a seguinte expressão para o número de fótons equivalentes

$$N(\omega, \mathbf{r}) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2} \frac{1}{r^2 \omega} \left[ \int u^2 J_1(u) F \left( \sqrt{\frac{\left(\frac{r\omega}{\gamma}\right)^2 + u^2}}{r^2}} \right) \frac{1}{\left(\frac{r\omega}{\gamma}\right)^2 + u^2} du \right]^2, \quad (4.35)$$

onde  $J_1(u)$  é a função de Bessel de primeira espécie. Em nossos cálculos iremos utilizar o fator de forma de monopolo apresentado no capítulo 3, o qual é dado por  $F(q^2) = \Lambda^2/(\Lambda^2 + q^2)$ , onde para o chumbo temos  $\Lambda_{Pb} = 0,088$  GeV. Assim, o número de fótons equivalentes pode ser dado por

$$N(\omega, \mathbf{r}) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \omega} \left[ \frac{\omega}{\gamma} K_1 \left( \frac{b\omega}{\gamma} \right) - \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\gamma^2} + \Lambda^2\right)} K_1 \left( r \sqrt{\frac{\omega^2}{\gamma^2} + \Lambda^2} \right) \right]^2. \quad (4.36)$$

Além disso, também vamos considerar o fator de forma realístico. Ele corresponde a distribuição de carga de Woods-Saxon e é a transformada de Fourier da densidade de carga do núcleo, sendo expresso analiticamente por [8, 48]

$$F(q^2) = \frac{4\pi\rho_0}{Aq^3} [\sin(qR) - qR \cos(qR)] \left[ \frac{1}{1 + q^2 a^2} \right], \quad (4.37)$$

onde  $R$  é o raio nuclear o qual utilizamos  $R_A = 6,63$  fm e  $a = 0,549$  fm, o qual é chamado de parâmetro de difusão da densidade de carga [8, 49].

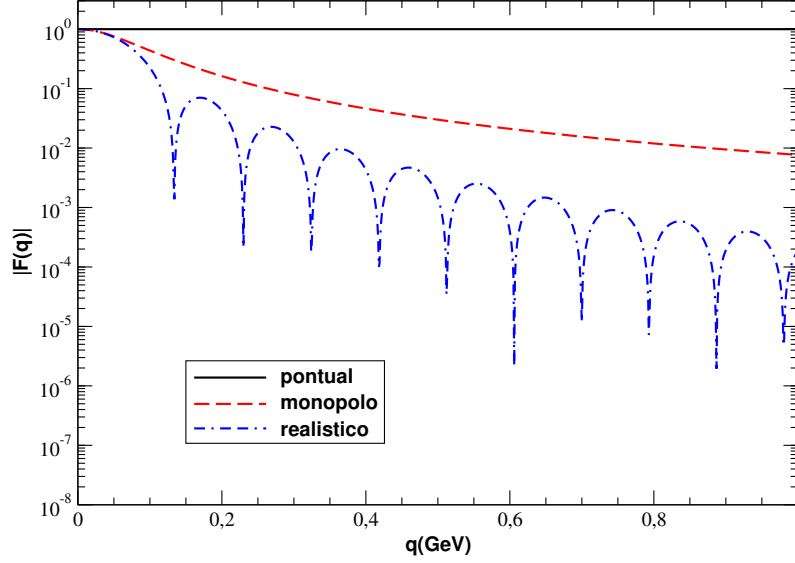


Figura 4.10 - Dependência do momentum transferido do módulo do fator de forma.

Na Figura 4.10 temos o gráfico do módulo do fator de forma em função do momentum transferido ( $|F(q)|$ ). Os fatores de forma de monopolo e o realístico são semelhantes apenas em um intervalo muito limitado de  $q$  e se diferem em  $q$  cada vez maior [15]. Relacionando a distância  $r$  e o momentum transferido  $q$ , temos que:  $rq \sim 1$ . Assim,  $q$  pequeno está associado a grande  $r$  onde os fluxos de fótons são iguais. Enquanto  $q$  grande está associado a pequena distância  $r$ , em particular  $q \gg \Lambda$  ( $\Lambda$  é ajustado para reproduzir o raio quadrático médio do núcleo utilizando dados experimentais). Neste caso, os fatores de forma e os fluxos devem ser diferentes também.

Na Figura 4.11 (superior) apresentamos o comportamento da função  $N(\mathbf{r})$  que é definido como a integração em  $\omega$  do número de fótons equivalentes  $N(\omega, \mathbf{r})$ , para o fluxo de fótons utilizando os fatores de forma realístico, monopolo e pontual. Percebemos que as previsões são semelhantes em grande distância  $\mathbf{r}$ , mas diferem em valores pequenos de  $\mathbf{r}$  (como visto no capítulo 3). Enquanto que a predição do fator de forma pontual é divergente para  $\mathbf{r}$  cada vez mais próximo de zero, os fluxos de monopolo e realístico são finitos. Como consequência para estes dois modelos podemos assumir o limite inferior nas integrações em  $\mathbf{r}$ , presentes na equação 4.33, como sendo zero. No pontual vamos assumir um  $\mathbf{r}_{min} = R_A$  para evitar divergência do fluxo.

Nossas previsões para as distribuições de rapidez e de massa invariante para produção exclusiva de dimúons em colisões  $PbPb$  com  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV, são mostradas nas Figuras 4.11 (inferior) e 4.12, respectivamente. Estamos considerando diferentes modelos para o fluxo de fótons, e utilizando como efeito de absorção o modelo de Glauber.

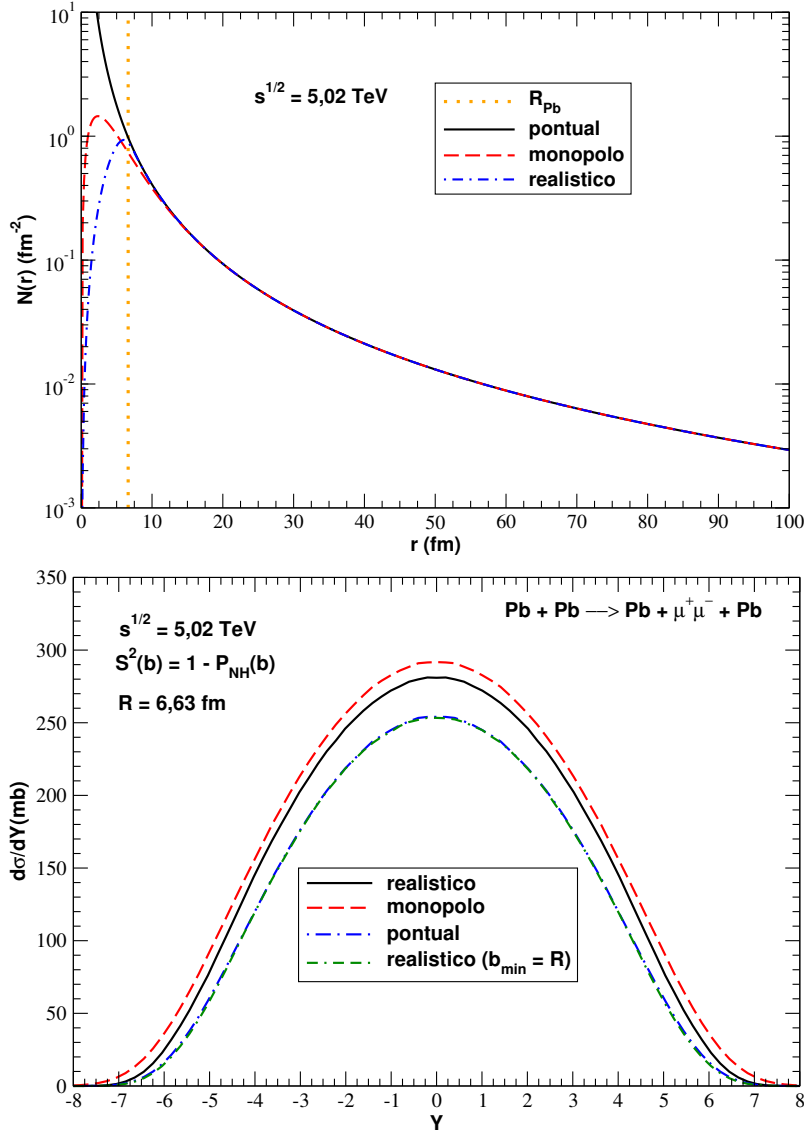


Figura 4.11 - Diferentes modelos para o fluxo de fótons equivalentes (superior). Distribuição de rapidez para a produção exclusiva de dimúons via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$  com  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ , considerando os diferentes modelos para o fator de forma nuclear  $F(q)$  (inferior).

O comportamento do fluxo de fótons, na região onde  $r \lesssim R_A$ , tem grande dependência com o modelo assumido para o fator de forma, com os fluxos de fótons apresentando comportamentos diferentes. Ou seja, em pequenas distâncias, um tratamento para o fluxo de fótons é fundamental. Para comparação, apresentamos também os nossos resultados para as distribuições de rapidez e de massa invariante obtidas usando um fator de forma realístico juntamente com um  $r_{\text{min}} = R_A$ .

Temos que o comportamento da distribuição em rapidez central, ou seja, em  $Y \approx 0$ , é fortemente dependente da abordagem usada para o fluxo de fótons, com o fator de forma de monopolo prevendo o valor mais alto. Já a predição com o fator de forma realístico é

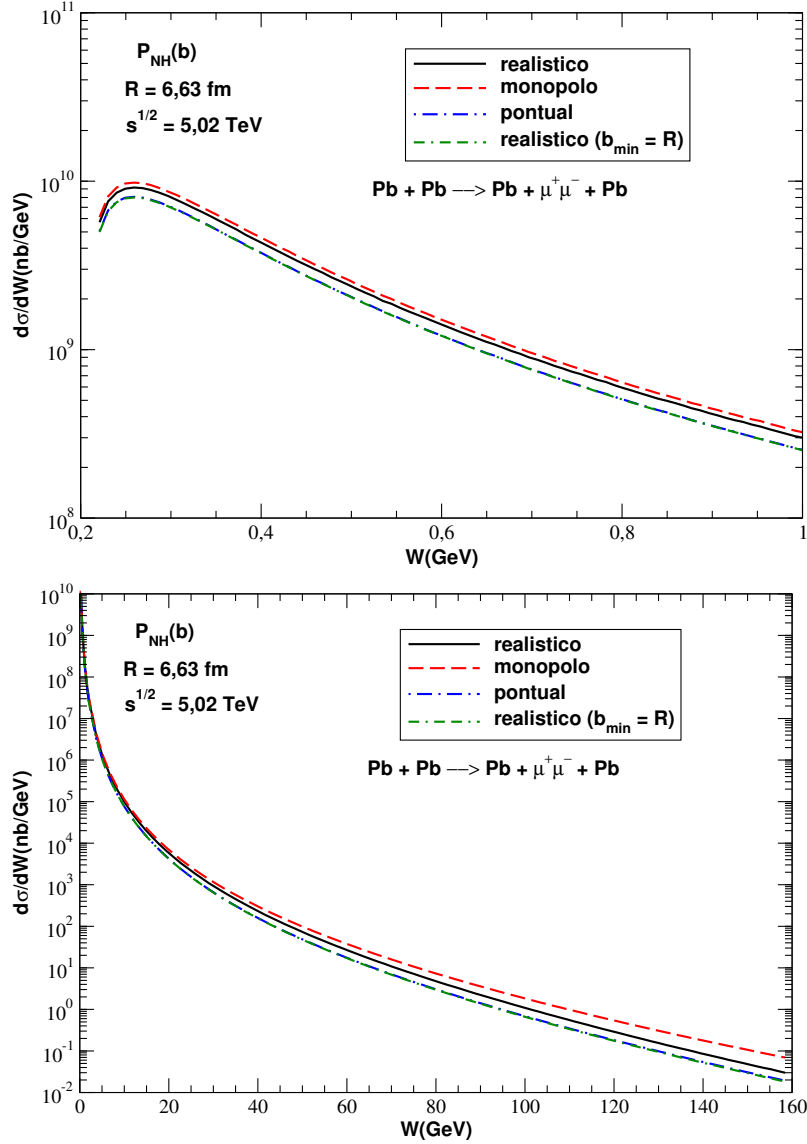


Figura 4.12 - Distribuições de massa invariante de dimúons prevista pelos diferentes modelos de  $F(q)$  em pequenas massas invariantes (superior) e para um grande intervalo de massas invariantes (inferior).

3% menor que a do monopolo. Por outro lado, se além do fator de forma realístico também assumirmos um  $\mathbf{r}_{min} = R_A$ , a predição é suprimida em 17%. É interessante salientar que, no fator de forma realístico, impor um  $\mathbf{r}_{min} = R_A$ , este resultado coincide com o do fator de forma pontual. Portanto, estes resultados demonstram a importância de um tratamento correto do fator de forma nuclear na região em  $\mathbf{r}_i \lesssim R_A$ , e que, ao assumirmos  $\mathbf{r}_i > R_A$  no cálculo da produção de diléptons não é uma boa aproximação.

Nossas previsões correspondentes para as distribuições de massa invariante, são apresentadas nas Figuras 4.12 (superior) para pequenas massas e (inferior) para grandes massas. Temos que as previsões são semelhantes para  $W \leq 1$  GeV e diferem significativamente em

grande  $W$ . Como discutido anteriormente, tal comportamento é esperado, uma vez que a produção dos pares de múons com grande massa invariante é gerada por fótons muito energéticos que estão presentes em pequenas distâncias  $\mathbf{r}_i$ , onde os fluxos de fótons são distintos.

#### 4.4 Produção de Dimúons e Dílétrons Aplicando os Cortes Cinemáticos

Nos últimos anos as colaborações experimentais ATLAS [12] e ALICE [11] têm lançado dados para a produção exclusiva de pares de múons e de elétrons via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$  com energias  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV e  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV, respectivamente. Nesta seção iremos estender nossas análises anteriores para os intervalos cinemáticos investigado por estes experimentos. Seguindo a Ref. [50], incluiremos os cortes experimentais em pseudo-rapidez, momentum transverso, massa invariante e rapidez dos dílétrons. Vamos comparar nossas previsões, obtidas considerando os diferentes fatores de forma nuclear e as correções absorptivas, com os dados experimentais.

Aplicamos quatro tipos de cortes cinemáticos:

- a) Corte em pseudo-rapidez  $\eta$ :  $|\eta| < \hat{\eta}$ .
- b) Corte em momentum transverso  $p_T$ :  $p_T > \hat{p}_T$ .
- c) Corte em massa invariante do par de léptons  $W$ :  $\hat{W}_{min}^2 < W^2 < \hat{W}_{max}^2$ .
- d) Corte em rapidez do par de léptons  $Y$ :  $\hat{Y}_{min} < Y < \hat{Y}_{max}$ .

Onde as variáveis expressas com chapéu indicam os cortes dados pelos experimentos. Nossos cálculos iniciais estão em energia  $W$  e em rapidez  $Y$ , enquanto que os cortes cinemáticos são feitos em pseudo-rapidez e momentum transverso, além de rapidez e massa invariante. Portanto, essas variáveis cinemáticas devem estar relacionadas, pois dado o corte experimental desejamos calcular somente no espaço de fase investigado pelos detectores.

Temos que os cortes padrões são, corte em massa invariante e corte em rapidez, o que nos leva a seguinte expressão para a seção de choque total,

$$\sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int_{W_{min}}^{W_{max}} dW \frac{W}{2} \int_{Y_{min}}^{Y_{max}} dY \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) \times \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-; W) S_{abs}^2(\mathbf{b}), \quad (4.38)$$

com os cortes cinemáticos expressos nos limites de integração. Uma vez que o momentum

transverso do lépton não aparece em nossas expressões iniciais, devemos escrever a seção de choque em termos de  $p_T$ . Usando que a seção de choque total para o processo  $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$  é a seção de choque diferencial integrada na variável  $p_T$ , com

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{8\pi\alpha^2}{W^2 p_T} \frac{1 - 2p_T^2/W^2}{\sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}},$$

teremos

$$\begin{aligned} \sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int_{W_{min}}^{W_{max}} dW \frac{W}{2} \int_{p_{Tmin}}^{p_{Tmax}} dp_T \int_{Y_{min}}^{Y_{max}} dY \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) \\ \times \frac{d}{dp_T} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-; W) S_{abs}^2(\mathbf{b}). \end{aligned} \quad (4.39)$$

Onde o máximo momentum transverso da partícula é  $W/2$ , ou seja, metade da energia total, uma vez que temos duas partículas idênticas no estado final.

Finalmente, impomos um corte na pseudo-rapidez, a qual é definida por

$$\eta_{i,\mu} = -\ln \tan \frac{\theta}{2},$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o momentum do lépton e o eixo de colisão. Cortes cinemáticos em pseudo-rapidez estão relacionados à geometria do detector. Assim, para implementarmos os cortes em pseudo-rapidez temos que primeiro definir uma expressão para  $\eta$  a partir das contas obtidas da conservação da energia e momentum, (ver Apêndice B),

$$\begin{aligned} \eta_{\mu^+} &= \frac{1}{2} \ln \left[ \left( \frac{1 \mp \sqrt{1 - 4p_T/W^2}}{1 \pm \sqrt{1 - 4p_T/W^2}} \right) x \right], \\ \eta_{\mu^-} &= -\frac{1}{2} \ln \left[ \left( \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4p_T/W^2}}{1 \mp \sqrt{1 - 4p_T/W^2}} \right) x \right]. \end{aligned}$$

Em particular, o corte em pseudo-rapidez não é imposto nos limites de integração na seção de choque. Entretanto,  $\eta$  depende de variáveis que estão sendo integradas. Para um dado valor da massa invariante do par de léptons, a pseudo-rapidez do lépton é determinada pela razão das energias dos fótons  $x$  ( $x = \omega_1/\omega_2$ ). Assim, um corte em pseudo-rapidez pode ainda ser transformado em um corte de  $x$ :

$$|\eta| < \hat{\eta} \rightarrow \frac{1}{\hat{x}} < x < \hat{x},$$



com

$$\hat{x} = e^{2\hat{\eta}} \frac{1 - \sqrt{1 - 4p_T^2/s}}{1 + \sqrt{1 - 4p_T^2/s}}.$$

Neste caso a expressão para a seção de choque total pode ser expressa por,

$$\begin{aligned} \sigma_{AA}(\sqrt{s}) = \int_{W_{min}}^{W_{max}} dW \frac{W}{2} \int_{p_{Tmin}}^{p_{Tmax}} dp_T \int_{1/\hat{x}}^{\hat{x}} \frac{dx}{x} \int d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{b}_2 N(\omega_1, \mathbf{b}_1) N(\omega_2, \mathbf{b}_2) \\ \times \frac{d}{dp_T} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-; W) S_{abs}^2(\mathbf{b}). \end{aligned} \quad (4.40)$$

#### 4.4.1 Comparação com os Dados de ATLAS para Produção de $\mu^+\mu^-$

A Colaboração ATLAS analisa a produção de múons em energias de  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV [12]. Nas Figuras 4.13 e 4.14 apresentamos nossas previsões para as distribuições de rapidez (gráficos superiores) e de massa invariante (gráficos inferiores) para a produção de dimúons. Estamos considerando diferentes modelos para o fator de absorção e para o fator de forma nuclear a fim de compararmos nossos resultados com os intervalos cinemáticos dos experimentos ATLAS, impondo cortes cinemáticos em nossos cálculos.

Aplicamos cortes na rapidez e massa invariante do múon, em pseudo-rapidez do múon (considerando que a região cinemática é no intervalo de  $-2,4 < \eta_{i,\mu} < 2,4$ ) e no momentum transversal do múon (onde  $p_T > 4,0$  GeV). As três curvas apresentadas nas distribuições de rapidez são para diferentes energias de centro de massa fóton-fóton  $W$ , ou seja, cada curva são regiões em massas invariantes ( $M$ ) diferentes. Tratam-se de regiões mapeadas pelo experimento que selecionam os eventos os quais os pares de múons têm massas nas faixas de 10 a 20 GeV, 20 a 40 GeV e 40 a 100 GeV. Enquanto que, nos gráficos da distribuição de massa invariante de dimúons, as previsões foram obtidas para dois intervalos de rapidez: para o intervalo de  $-2,4$  a  $+2,4$  e para o intervalo de  $1,6$  a  $2,4$ .

É importante enfatizar que os dados de ATLAS incluem eventos nos quais os íons se dissociam na colisão (que não é o processo que estamos interessados em nosso estudo). Inicialmente estimamos o impacto dos dois diferentes modelos para o fator absorptivo  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  (os modelos geométrico e de Glauber) com o raio de Woods-Saxon ( $R = 6,63$  fm). Para o cálculo das distribuições assumimos o fator de forma realístico. De acordo com os resultados apresentados na Figura 4.13 temos que os dados são bem descritos pela aproximação de fótons equivalentes. Notamos que as diferentes previsões são semelhantes

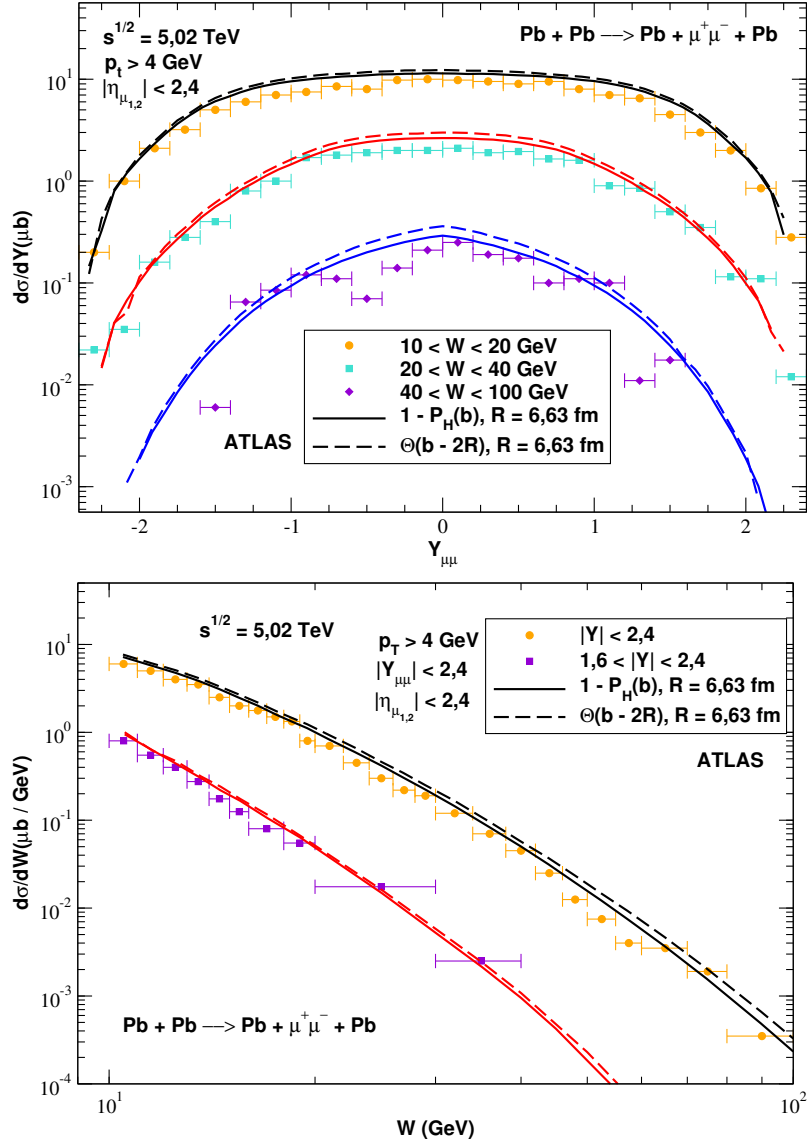


Figura 4.13 - Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de  $\mu^+\mu^-$  via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$  com  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV. Assumindo diferentes fatores de absorção  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ATLAS [12].

na faixa cinemática coberta pelos dados do ATLAS. A diferença entre eles aumenta quando a faixa de massa invariante cobre os valores maiores de  $W$ , o que é esperado da análise realizada anteriormente, sem a inclusão dos cortes cinemáticos. O modelo de Glauber apresenta maior absorção, entretanto, a diferença entre as previsões ainda é pequena.

Comparamos nossas previsões com os dados do ATLAS, apresentados na Figura 4.14, agora considerando os diferentes fatores de forma nuclear e assumindo como efeito de absorção o modelo de Glauber. Percebemos que as previsões são sensíveis ao tratamento do fluxo de fótons, em particular na faixa de grande massa invariante. Ao utilizarmos os

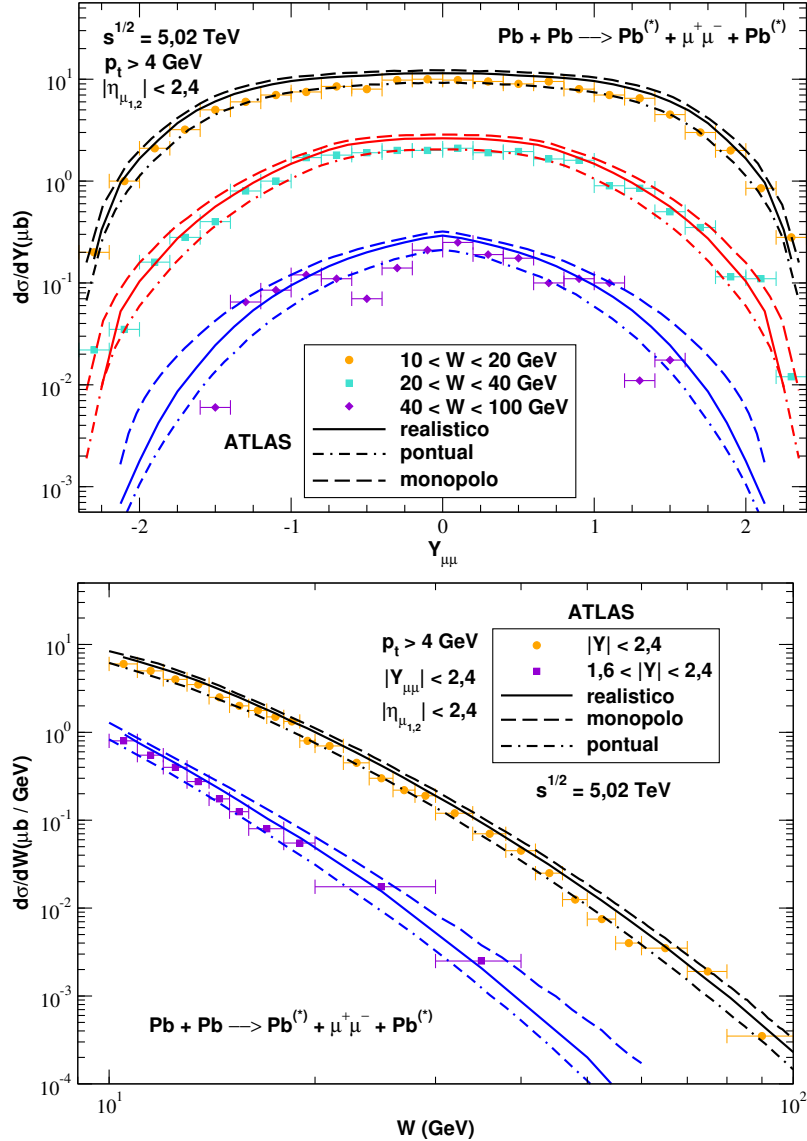


Figura 4.14 - Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de  $\mu^+\mu^-$  via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$  com  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Assumindo diferentes fatores de forma nuclear. Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ATLAS [12].

fatores de forma distintos temos que, com o pontual as previsões apresentam os menores valores para as distribuições e com o de monopolo predizendo os maiores valores em comparação com a previsão mais precisa derivada usando o fator de forma realístico. As diferenças entre as previsões aumentam para massas invariantes cada vez maiores, onde o tratamento do fluxo é fundamental.

#### 4.4.2 Comparação com os Dados de ALICE para Produção de $e^+e^-$

Apresentamos nas Figuras 4.15 e 4.16 os nossos resultados para a produção exclusiva dos pares de elétrons por interações fóton-fóton em colisões  $PbPb$ , com energia de centro de

massa de colisão  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV. Com finalidade de compararmos as nossas previsões com os dados experimentais da colaboração ALICE impomos cortes na rapidez do par de elétrons onde  $|Y_{ee}| < 0,9$ , na pseudo-rapidez do elétron que vai entre  $-0,9 < \eta_{i,e} < 0,9$  e no momentum transversal do elétron onde  $p_T > 1,0$  GeV.

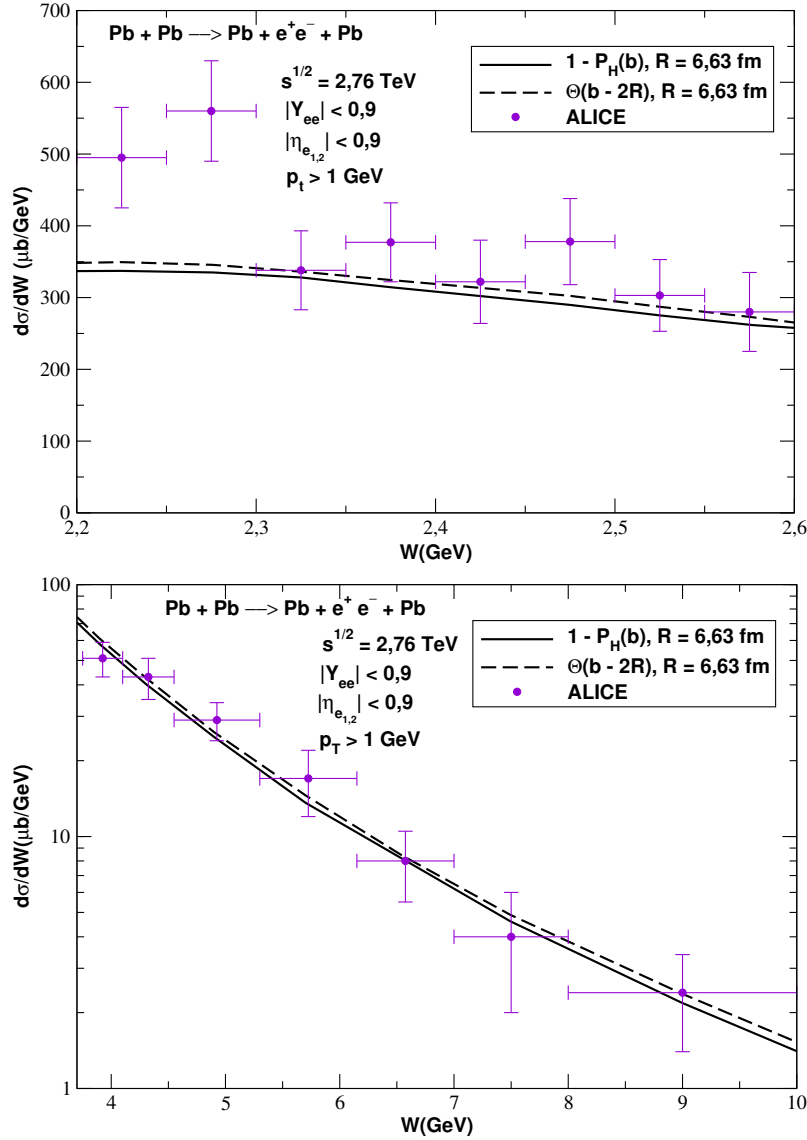


Figura 4.15 - Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de  $e^+e^-$  via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$  com  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV. Assumindo diferentes fatores de absorção  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ . Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ALICE [11].

Na Figura 4.15 apresentamos nossos resultados em comparação com os dados do ALICE nas faixas de pequena massa invariante (superior) e grande massa invariante (inferior), os quais consideramos os dois diferentes modelos de absorção com o raio de Woods-Saxon ( $R = 6,63$  fm) e no cálculo do fluxo utilizamos o fator de forma realístico. Percebemos

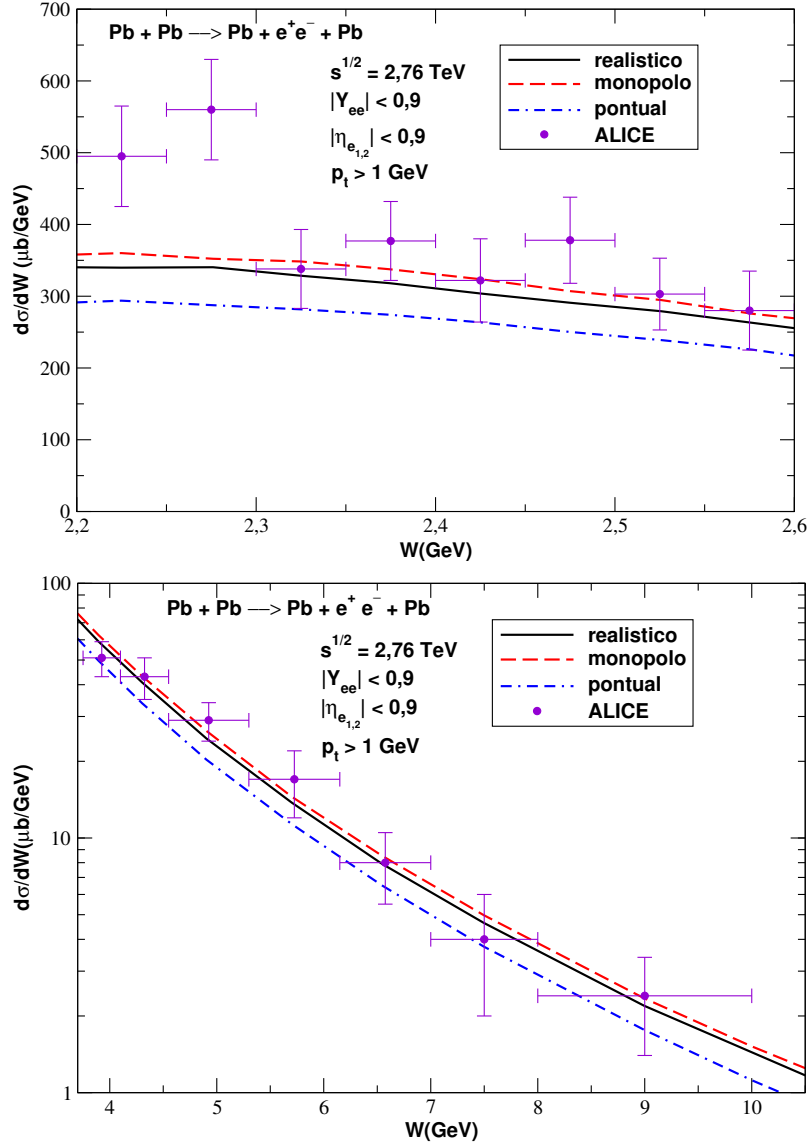


Figura 4.16 - Distribuições de rapidez e massa invariante para a produção exclusiva de  $e^+e^-$  via interação  $\gamma\gamma$  em colisões  $PbPb$  com  $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$ . Assumindo diferentes fatores de forma nuclear. Comparação com os dados experimentais preliminares da Colaboração ALICE [11].

que o tratamento do fator de absorção produz um pequeno impacto nas faixas cinemáticas para pequena e grande massas. Por outro lado, na Figura 4.16, temos que os resultados são sensíveis ao tratamento do fluxo de fótons. Consideramos o modelo de Glauber como efeito de absorção e utilizamos os diferentes fatores de forma nuclear para as faixas de pequenas massas (superior) e grandes massas (inferior).

Similarmente à análise experimental realizada para a produção de dimúons no ATLAS, temos que os dados experimentais do ALICE são satisfatoriamente descritos pela abordagem da aproximação de fótons equivalente, com exceção de dois pontos experimentais

para a produção de pares de elétrons com massa invariante  $W \leq 2,3$  GeV. Ao analisarmos as Figuras 4.13 e 4.15 é possível percebermos que um tratamento do efeito de absorção tem um pequeno impacto nas faixas cinemáticas exploradas pelos experimentos ATLAS e ALICE. Por outro lado das Figuras 4.14 e 4.16, as previsões em grande massa invariante e grande rapidez dependem do nível de precisão do modelo considerado para descrever o fator de forma nuclear.

#### 4.5 Conclusão

Neste capítulo estimamos a produção dos pares de léptons através de interação  $\gamma\gamma$  em colisões núcleo-núcleo no RHIC e LHC. Estudamos o impacto dos diferentes tratamentos para o fator de supressão das interações fortes  $S_{abs}^2(\mathbf{b})$  e para o fator de forma nuclear nas distribuições de rapidez e de massa invariante de dielétrons e dimúons. Levamos em consideração os cortes em momentum transversal, pseudo-rapidez, massa invariante e rapidez. Ao compararmos com os dados experimentais do ALICE e ATLAS, concluímos que o tratamento correto do fator de forma nuclear é fundamental para obtermos previsões mais precisas das distribuições nas faixas de grande massa invariante e grande rapidez.

## 5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho realizamos um estudo sistemático para a produção exclusiva de diléptons por interação  $\gamma\gamma$  em colisões ultraperiféricas de núcleos pesados. Inicialmente calculamos a seção de choque em colisões  $AuAu$  no RHIC e  $PbPb$  no LHC, a fim de compararmos as distribuições de rapidez e massa invariante dos diferentes léptons (elétron, múon e tau) e as taxas de produção dos pares nas energias desses dois colisores.

Aprofundamos nosso estudo na produção de  $\mu^+\mu^-$  e  $e^+e^-$  nas energias do LHC. Assim, estimamos o impacto dos diferentes tratamentos para os efeitos de absorção e para o fator de forma nuclear nas previsões das distribuições de rapidez e massas invariantes dos pares de léptons. Por fim estimamos essas distribuições incluindo os cortes experimentais utilizados pelas Colaborações ALICE e ATLAS.

Verificamos que, em comparação aos resultados mais precisos derivados usando o modelo de Glauber para o fator de absorção e o fator de forma realístico, as demais previsões utilizando outros fatores de forma nuclear levam a resultados menos satisfatórios. Demonstramos que diferentes tratamentos para o fator de absorção produz um pequeno impacto em nossas previsões. Por outro lado, o nível de precisão considerado no cálculo do fator de forma nuclear é fundamental para obter previsões mais realistas das distribuições para grande massa invariante e grande rapidez.

Futuramente, pretendemos estender nossa análise para a produção dos estados ligados de léptons assim como ampliar o estudo para a produção de novos estados previstos pelas teorias além do Modelo Padrão.





## A APÊNDICE A - RAPIDEZ E PSEUDO-RAPIDEZ

Este apêndice contém uma breve discussão sobre a definição das variáveis de rapidez e pseudo-rapidez e a relação entre elas.

### A.1 Variável de Rapidez

A variável de rapidez descreve a condição cinemática de uma partícula. Para um dado quadri-momentum  $p = (p_0, p_x, p_y, p_z)$ , temos que a rapidez é definida em termos da energia  $p_0$  e momentum longitudinal  $p_z$  como [40],

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

No limite não-relativístico,  $v \ll 1$ ,  $p_0 \simeq m$ ,  $p_z \simeq mv_z$ , logo a rapidez  $Y$  de uma partícula viajando na direção longitudinal se reduz a velocidade da partícula em unidades da velocidade da luz  $c$ . A variável de rapidez  $Y$  depende do referencial. E esta dependência está relacionada à rapidez em outro referencial de Lorentz por uma constante aditiva. Devemos lembrar que, uma partícula livre está na camada de massa ( $p^2 = m^2$ ). Então seu quadri-momentum tem apenas três graus de liberdade. Podemos representar por  $(Y, \mathbf{p}_T)$ .

Precisamos da transformação  $(p_0, \mathbf{p}) \rightarrow (Y, \mathbf{p}_T)$ . Da equação A.1,

$$Y = \ln \left[ \left( \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right)^{\frac{1}{2}} \right]; \quad -Y = \ln \left[ \left( \frac{p_0 - p_z}{p_0 + p_z} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} e^Y = \sqrt{\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z}} \\ e^{-Y} = \sqrt{\frac{p_0 - p_z}{p_0 + p_z}} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

logo, somando as exponenciais

$$\begin{aligned} 2 \cosh Y &= \frac{(p_0 + p_z)^{\frac{1}{2}} (p_0 + p_z)^{\frac{1}{2}} + (p_0 - p_z)^{\frac{1}{2}} (p_0 - p_z)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{(p_0 - p_z)(p_0 + p_z)}} \\ &= \frac{p_0 + p_z + p_0 - p_z}{\sqrt{p_0^2 - p_z^2}}, \end{aligned}$$

mas,

$$\begin{aligned} p^2 &= p_0^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 = m^2 \\ p^2 &= p_0^2 - p_T^2 - p_z^2 = m^2 \\ p_0^2 - p_z^2 &= m^2 + p_T^2, \end{aligned}$$

assim,

$$2 \cosh Y = \frac{2p_0}{\sqrt{m^2 + p_T^2}},$$

portanto,

$$\begin{aligned} m_T^2 &= m^2 + \vec{p}_T^2, \\ p_0 &= m_T \cosh Y. \end{aligned} \tag{A.3}$$

Analogamente, subtraindo as exponenciais

$$\begin{aligned} 2 \sinh Y &= \frac{p_0 + p_z - (p_0 - p_z)}{\sqrt{(p_0 - p_z)(p_0 + p_z)}} \\ 2 \sinh Y &= \frac{2p_z}{\sqrt{p_0^2 - p_z^2}} \\ p_z &= m_T \sinh Y. \end{aligned} \tag{A.4}$$

Para partículas muito energéticas, a rapidez  $Y$  é equivalente a pseudo-rapidez  $\eta$ , pois a massa torna-se desprezível.

A aproximação do momentum longitudinal é  $p_z \approx E \cos \theta$ , onde  $\theta$  é o ângulo polar com respeito ao eixo do feixe em colisão e nos permite fazer a aproximação da rapidez,

$$\begin{aligned} Y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) &\Rightarrow Y \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right), \\ Y &\approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right). \end{aligned} \tag{A.5}$$

Das relações trigonométricas, sabemos que

$$1 + \cos \theta = 2 \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right), \tag{A.6}$$

e

$$1 - \cos \theta = 2 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right), \tag{A.7}$$

e usando as equações A.6 e A.7,

$$\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{2 \cos^2(\theta/2)}{2 \sin^2(\theta/2)} = \coth^2\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (\text{A.8})$$

Substituindo a equação A.8 em A.5, temos,

$$\begin{aligned} Y &\approx \frac{1}{2} \ln \left[ \coth^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \\ &\approx \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] \\ &\approx -\frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] \\ &\approx -\frac{2}{2} \ln \left[ \frac{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right], \end{aligned}$$

logo, a pseudo-rapidez  $\eta$  é definida como

$$\eta = -\ln \left[ \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]. \quad (\text{A.9})$$

### A.1.1 Transformação da Rapidez

A transformação de Lorentz da energia  $p_0$  e momentum  $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$  no referencial de laboratório (LAB) para o referencial de centro de massa (CM) é dado por

$$\begin{aligned} p_0^* &= \gamma p_0 - \gamma \beta p_z \\ p_x^* &= p_x \\ p_y^* &= p_y \\ p_z^* &= -\gamma \beta p_0 + \gamma p_z, \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

com o fator de Lorentz  $\gamma$  e o parâmetro da velocidade  $\beta$  definidos abaixo

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

A invariância pode ser apresentada da seguinte forma, considerando o efeito da trans-

formação de Lorentz ao longo do eixo  $\hat{Z}$ , onde a rapidez  $y$  no referencial do CM após a transformação é dada por

$$\begin{aligned}
Y^* &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p_0^* + p_z^*}{p_0^* - p_z^*} \right) \\
Y^* &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\gamma p_0 - \gamma \beta p_z - \gamma \beta p_0 + \gamma p_z}{\gamma p_0 - \gamma \beta p_z - (-\gamma \beta p_0 + \gamma p_z)} \right) \\
&\rightarrow \frac{p_0 - \beta p_0 + p_z - \beta p_z}{p_0 + \beta p_0 - p_z - \beta p_z} \rightarrow \frac{(p_0 + p_z)(1 - \beta)}{(p_0 - p_z)(1 + \beta)} \\
Y^* &= \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{(p_0 + p_z)(1 - \beta)}{(p_0 - p_z)(1 + \beta)} \right], \tag{A.11}
\end{aligned}$$

que pode ser escrita como

$$\begin{aligned}
Y^* &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) \\
&= Y + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right),
\end{aligned}$$

ou ainda,

$$Y^* = Y - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \tag{A.12}$$

## A.2 Variável de Pseudo-rapidez

Para caracterizar a rapidez de uma partícula, é necessário medir a energia da partícula ( $p_0$ ) e o momento longitudinal da partícula ( $p_z$ ) onde  $z$  é o eixo de colisão. Em muitos experimentos,  $p_0$  e  $p_z$  podem não ser facilmente acessíveis, mas o ângulo  $\theta$  da partícula detectada em relação ao eixo de colisão  $z$  pode. Neste caso, é conveniente caracterizar a partícula pela pseudo-rapidez  $\eta$ .

A pseudo-rapidez de uma partícula é definida como

$$\eta = - \ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right], \tag{A.13}$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o momentum  $\mathbf{p}$  da partícula e o eixo  $z$  de colisão. Podemos escrever

a pseudo-rapidez em termos do momentum da partícula,

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right). \quad (\text{A.14})$$

Comparando as equações A.1 e A.14, observamos que a rapidez e a pseudo-rapidez coincidem quando o momentum é grande, ou seja,  $|\mathbf{p}| \approx p_0$ ,

$$p^2 = p_\mu p^\mu = m^2 = p_0^2 - \mathbf{p}^2 \quad \rightarrow \quad p_0^2 = \mathbf{p}^2 + m^2 \approx \mathbf{p}^2.$$

Vamos considerar a troca de variáveis de  $(Y, \mathbf{p}_t)$  para  $(\eta, \mathbf{p}_t)$ , pois é fácil expressar  $Y$  em função de  $\eta$  e vice-versa.

Partindo da definição A.14

$$e^\eta = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}}, \quad (\text{A.15})$$

e

$$e^{-\eta} = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| - p_z}{|\mathbf{p}| + p_z}}, \quad (\text{A.16})$$

somamos as equações acima

$$\begin{aligned} e^\eta + e^{-\eta} &= 2 \cosh \eta \\ &= \frac{\left[ (|\mathbf{p}| + p_z)^{\frac{1}{2}} \right]^2 + \left[ (|\mathbf{p}| - p_z)^{\frac{1}{2}} \right]^2}{\sqrt{\mathbf{p}^2 - p_z^2}} \\ &= \frac{2|\mathbf{p}|}{\sqrt{\mathbf{p}_T^2}}, \end{aligned}$$

lembrando que,  $\mathbf{p}^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$ , e que,  $p_x^2 + p_y^2 = p_T^2$ . Obtemos a seguinte relação,

$$|\mathbf{p}| = p_T \cosh \eta, \quad (\text{A.17})$$

onde  $p_T$  é a magnitude do momento transverso

$$p_T = \sqrt{\mathbf{p}^2 - p_z^2}. \quad (\text{A.18})$$

Analogamente, subtraindo A.16 de A.15

$$\begin{aligned}
e^\eta - e^{-\eta} &= 2 \sinh \eta \\
&= \frac{\left[ (|\mathbf{p}| + p_z)^{\frac{1}{2}} \right]^2 - \left[ (|\mathbf{p}| - p_z)^{\frac{1}{2}} \right]^2}{p_T^2} \\
&= \frac{2p_z}{p_T^2},
\end{aligned}$$

obtemos

$$p_z = p_T \sinh \eta. \quad (\text{A.19})$$

Usando esses resultados podemos expressar a variável rapidez  $Y$  em termos da pseudorapidez  $\eta$ , onde temos que,

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

e

$$p^\mu p_\mu = p_0^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \quad \rightarrow \quad p_0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2},$$

logo,

$$\begin{aligned}
Y &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} + p_z}{\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} - p_z} \right) \\
Y &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} - p_T \sinh \eta} \right). \quad (\text{A.20})
\end{aligned}$$

Caso  $m = 0$  (ou  $|\mathbf{p}| \gg m$ ) temos

$$\begin{aligned}
 Y &= \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{p_T (\cosh \eta + \sinh \eta)}{p_T (\cosh \eta - \sinh \eta)} \right] \\
 &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{e^\eta}{e^{-\eta}} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln (e^{2\eta}) \\
 &= \frac{1}{2} (2\eta) \ln (e) \\
 &= \eta.
 \end{aligned}$$

Assim, para  $m = 0$  ou em altas energias (para  $c = 1$ ;  $E^2 = m^2 + \mathbf{p}^2$ ; se  $\mathbf{p}^2 \gg m^2 \rightarrow E \cong |\mathbf{p}|$ ),

$$Y = \eta,$$

onde a rapidez  $Y$  é calculada pela energia  $p_0$  e momentum longitudinal  $p_z$  e a pseudo-rapidez  $\eta$  pode ser calculada pelo módulo do momentum em 3D  $|\mathbf{p}|$  e  $p_z$  ou pelo ângulo da trajetória com o eixo de colisão  $z(\theta)$  (esse ângulo em geral é mais fácil de ser medido).

Portanto,

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + |\mathbf{p}| \cos \theta}{|\mathbf{p}| - |\mathbf{p}| \cos \theta} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{|\mathbf{p}|}{|\mathbf{p}|} \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) \right],
 \end{aligned}$$

mas,

$$\begin{aligned}\cos \theta &= \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \\ &= \cos \left( \frac{\theta}{2} + \frac{\theta}{2} \right),\end{aligned}$$

lembrando das identidades trigonométricas

$$\rightarrow \begin{cases} \cos \theta = \cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ 1 = \cos^2 \frac{\theta}{2} + \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} 1 + \cos \theta = 2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \\ 1 - \cos \theta = 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{cases}$$

logo,

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^2 \theta/2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left[ \left( \frac{\cos \theta/2}{\sin \theta/2} \right)^2 \right] \\ &= \ln \frac{\cos \theta/2}{\sin \theta/2} \\ &= \ln \left( \frac{\sin \theta/2}{\cos \theta/2} \right) \\ &= -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right].\end{aligned}$$

Para a transformação inversa de  $\eta \rightarrow Y$ , temos

$$p_0 = m_T \cosh Y ; p_z = m_T \sinh Y \rightarrow \begin{cases} p^\mu p_\mu = p_0^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \rightarrow \mathbf{p}^2 = p_0^2 - m^2 \\ \rightarrow |\mathbf{p}| = \sqrt{p_0^2 - m^2} \end{cases}$$

onde  $m$  é a massa de repouso da partícula. A pseudo-rapidez  $\eta$  pode ser expressa em termos da rapidez  $Y$  por,

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right),$$



ou ainda

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{m_t^2 \cosh^2 Y - m^2} + m_t \sinh Y}{\sqrt{m_t^2 \cosh^2 Y - m^2} - m_t \sinh Y} \right). \quad (\text{A.21})$$



## B APÊNDICE B - CORTES EM PSEUDO-RAPIDEZ

Com finalidade de levar em consideração o corte em pseudo-rapidez, a razão da energia do fóton  $x = \omega_1/\omega_2$  deve ser expressa através da massa invariante do par de múons  $s$  (ou  $W^2$ ), do momentum transverso do múon  $p_T$  e da pseudo-rapidez do múon  $\eta$ . Uma colisão entre dois fótons com energias  $\omega_1$  e  $\omega_2$  é mostrada na Figura B.1. São produzidos nessa colisão  $\mu^+$  com momentum  $p^+$  e  $\mu^-$  com momentum  $p^-$ .

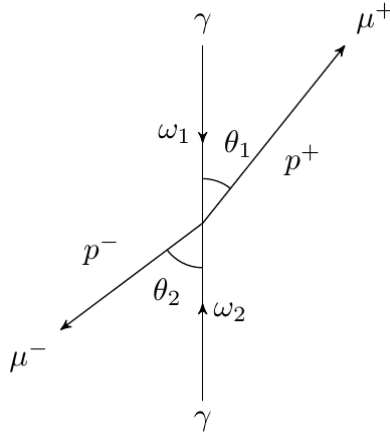


Figura B.1 - Processo  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  [50].

Os momenta dos fótons e léptons são denotados por

$$\begin{aligned}
 P_{\gamma_1} &= (\omega_1, \boldsymbol{\omega}_1), \\
 P_{\gamma_2} &= (\omega_2, -\boldsymbol{\omega}_2), \\
 P_{l^+} &= (p^+, -\boldsymbol{p}^+), \\
 P_{l^-} &= (p^-, -\boldsymbol{p}^-).
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

A seguir vamos assumir que  $p_T \gg m_l$  e usaremos a conservação de energia e momentum. Para o momentum transverso dos léptons temos que

$$\text{(i)} : \quad p_T^+ = -p_T^- = p_T. \tag{B.2}$$

A energia do lépton  $p^+$  é dada por

$$\begin{aligned}
 P_{l^+}^2 &= m_l^2 \approx 0 = p^{+2} - \boldsymbol{p}^{+2} \\
 \rightarrow p^+ &= \sqrt{p^{+2}} = \sqrt{p_T^2 + p_{\parallel}^{+2}},
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

e analogamente,

$$p^- = \sqrt{p^{-2}} = \sqrt{p_T^2 + p_{\parallel}^{-2}}. \quad (\text{B.4})$$

A conservação da energia nos dá que

$$\begin{aligned} \text{(ii)} : \quad \omega_1 + \omega_2 &= p^+ + p^- \\ &= \sqrt{p_T^2 + p_{\parallel}^{+2}} + \sqrt{p_T^2 + p_{\parallel}^{-2}}. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Além disso, a conservação do momentum nos fornece (usando a Eq. B.2)

$$\begin{aligned} \omega_1 - \omega_2 &= -(\mathbf{p}_T^+ + \mathbf{p}_{\parallel}^+) + \mathbf{p}_T^- + \mathbf{p}_{\parallel}^- = \mathbf{p}_{\parallel}^- - \mathbf{p}_{\parallel}^+, \\ \rightarrow \text{(iii)} : \quad \omega_1 - \omega_2 &= p_{\parallel}^- - p_{\parallel}^+. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

As componentes  $p_{\parallel}^{\pm}$  estão relacionadas com os ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_2$  (ver a Figura B.1) por

$$\tan \theta_1 = p_T/p_{\parallel}^+ \quad , \quad \tan \theta_2 = p_T/p_{\parallel}^- \quad . \quad (\text{B.7})$$

Então, a Eq.(B.5) pode ser escrita como

$$\begin{aligned} \omega_1 + \omega_2 &= \sqrt{p_T^2 + \frac{p_T^2}{\tan^2 \theta_1}} + \sqrt{p_T^2 + \frac{p_T^2}{\tan^2 \theta_2}} \\ &= p_T \left\{ \sqrt{\frac{\tan^2 \theta_1 + 1}{\tan^2 \theta_1}} + \sqrt{\frac{\tan^2 \theta_2 + 1}{\tan^2 \theta_2}} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Usando as identidades trigonométricas

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta &= 1 \quad (\div \cos^2 \theta) \\ \tan^2 \theta + 1 &= 1/\cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Podemos escrever

$$\omega_1 + \omega_2 = p_T \left\{ \frac{1}{\tan \theta_1 \cos \theta_1} + \frac{1}{\tan \theta_2 \cos \theta_2} \right\} = \frac{p_T}{\sin \theta_1} + \frac{p_T}{\sin \theta_2}. \quad (\text{B.10})$$

Similarmente, para a Eq.(B.6), temos

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{p_T}{\tan \theta_1} - \frac{p_T}{\tan \theta_2}. \quad (\text{B.11})$$

O ângulo de espalhamento está relacionado com a variável de pseudo-rapidez

$$\eta_i = -\ln \tan \left( \frac{\theta_i}{2} \right). \quad (\text{B.12})$$

e a equação acima pode ser escrita como

$$e^{-\eta} = \tan \theta/2 \quad \text{e} \quad e^{\eta} = \cot \theta/2. \quad (\text{B.13})$$

Adicionando e subtraindo, temos

$$\begin{aligned} e^{\eta} + e^{-\eta} &= 2 \cosh \eta = \cot \theta/2 + \tan \theta/2 = \\ &= \frac{\cos \theta/2}{\sin \theta/2} + \frac{\sin \theta/2}{\cos \theta/2} = \frac{\cos^2 \theta/2 + \sin^2 \theta/2}{\sin \theta/2 \cos \theta/2} = \\ &= \frac{2}{\sin \theta} \quad (\text{usando } \sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1 \text{ e } \sin(\theta/2 + \theta/2) = 2 \sin \theta/2 \cos \theta/2) \\ &\rightarrow \frac{1}{\sin \theta} = \cosh \eta, \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

e

$$\begin{aligned} e^{\eta} - e^{-\eta} &= 2 \sinh \eta = \cot \theta/2 - \tan \theta/2 = \\ &= \frac{\cos \theta/2}{\sin \theta/2} - \frac{\sin \theta/2}{\cos \theta/2} = \frac{\cos^2 \theta/2 - \sin^2 \theta/2}{\sin \theta/2 \cos \theta/2} = \\ &= \frac{2 \cos \theta}{\sin \theta} = \frac{2}{\tan \theta} \\ &\rightarrow (\text{usando } \cos(\theta/2 + \theta/2) = \cos^2 \theta/2 - \sin^2 \theta/2 \text{ e } \sin(\theta/2 + \theta/2) = 2 \sin \theta/2 \cos \theta/2) \\ &\rightarrow \frac{1}{\tan \theta} = \sinh \eta. \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

Portanto, as equações (B.10) e (B.11) podem ser reescritas em termos da pseudo-rapidez, respectivamente, como

$$\cosh \eta_1 + \cosh \eta_2 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{p_T}, \quad (\text{B.16})$$

e

$$\sinh \eta_1 - \sinh \eta_2 = \frac{\omega_1 - \omega_2}{p_T}. \quad (\text{B.17})$$

Adicionando e subtraindo as equações (B.16) e (B.17), obtemos, respectivamente (usando  $e^{\pm\eta} = \cosh \eta \pm \sinh \eta$ )

$$e^{\eta_1} + e^{-\eta_2} = \frac{2\omega_1}{p_T}, \quad (\text{B.18})$$

e

$$e^{-\eta_1} + e^{\eta_2} = \frac{2\omega_2}{p_T}. \quad (\text{B.19})$$

As equações acima podem ser escritas como (a fim de eliminar a variável  $\eta_2$ )

$$e^{-\eta_2} = \frac{2\omega_1}{p_T} - e^{\eta_1}, \quad (\text{B.20})$$

e

$$e^{\eta_2} = \frac{2\omega_2}{p_T} - e^{-\eta_1}. \quad (\text{B.21})$$

Multiplicando as equações (B.20) e (B.21)

$$\begin{aligned} 1 &= 4 \frac{\omega_1 \omega_2}{p_T^2} + 1 - 2 \frac{\omega_1}{p_T} e^{-\eta_1} - 2 \frac{\omega_2}{p_T} e^{\eta_1} \quad (\text{multiplicando por } -\frac{p_T}{2\omega_2} e^{\eta_1}) \\ \rightarrow 0 &= -\frac{2\omega_1}{p_T} e^{\eta_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} + e^{2\eta_1} \\ \rightarrow 0 &= e^{2\eta_1} - \frac{2\omega_1}{p_T} e^{\eta_1} + x \quad (\text{definindo } x = \omega_1/\omega_2), \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

e usando as expressões

$$\begin{aligned} x &= \omega_1/\omega_2, \quad W^2 = 4\omega_1\omega_2 \\ \rightarrow W^2 x &= 4\omega_1^2 \rightarrow 2\omega_1 = W\sqrt{x}, \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

temos

$$e^{2\eta_1} - \frac{W\sqrt{x}}{p_T} e^{\eta_1} + x = 0 . \quad (\text{B.24})$$

Da mesma forma temos a seguinte equação para  $\eta_2$

$$e^{2\eta_2} - \frac{W}{\sqrt{x}p_T} e^{\eta_2} + \frac{1}{x} = 0 , \quad (\text{B.25})$$

Onde usamos

$$W^2/x = 4\omega_2^2 \rightarrow 2\omega_2 = \frac{W}{\sqrt{x}}. \quad (\text{B.26})$$

Fazendo a seguinte substituição na equação (B.24),

$$x = \xi^2, \quad (\text{B.27})$$

temos

$$e^{2\eta_1} - \left(\frac{W}{p_T} e^{\eta_1}\right) \xi + \xi^2 = 0. \quad (\text{B.28})$$

Resolvendo a equação de segundo grau para  $\xi$  obtemos

$$\xi = \frac{e^{\eta_1}}{2p_T/W} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2} \right). \quad (\text{B.29})$$

Retornando para a variável original  $x$ , e obtemos

$$x = \xi^2 = \frac{e^{2\eta_1}}{4p_T^2/W^2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2} \right)^2. \quad (\text{B.30})$$

A equação acima pode ser escrita de uma forma mais adequada, observando que ( $\delta =$

$1 - 4p_T^2/W^2$ ):

$$\begin{aligned}
\frac{1 \pm \sqrt{\delta}}{1 \mp \sqrt{\delta}} &= \frac{1 \pm \sqrt{\delta}}{1 \mp \sqrt{\delta}} \times \frac{1 \pm \sqrt{\delta}}{1 \pm \sqrt{\delta}} \\
&= \frac{(1 \pm \sqrt{\delta})^2}{1 - \delta} = \frac{(1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2})^2}{1 - (1 - 4p_T^2/W^2)} \\
&= \frac{(1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2})^2}{4p_T^2/W^2}, \tag{B.31}
\end{aligned}$$

e, assim, temos

$$x = \xi^2 = e^{2\eta_1} \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 \mp \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}} \tag{B.32}$$

Resolvendo esta equação para  $\eta_1$

$$\begin{aligned}
e^{2\eta_1} &= \left[ \frac{1 \mp \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}} \right] x \\
\rightarrow \eta_1 &= \frac{1}{2} \ln \left( \left[ \frac{1 \mp \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}} \right] x \right). \tag{B.33}
\end{aligned}$$

Temos três tipos de soluções ( $\delta = 1 - 4p_T^2/W^2$ ):

- ( $\delta = 0$  e/ou mesmos sinais):

$$\eta_1^A = \frac{1}{2} \ln(x), \tag{B.34}$$

- ( $\delta > 0$  e sinais diferentes): existem duas possibilidades

$$\eta_1^B = \frac{1}{2} \ln \left( \left[ \frac{1 - \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 + \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}} \right] x \right), \tag{B.35}$$

e

$$\eta_1^C = \frac{1}{2} \ln \left( \left[ \frac{1 + \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 - \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}} \right] x \right). \tag{B.36}$$

A equação (B.25) para  $\eta_2$  pode ser resolvida de forma semelhante, fazendo a seguinte



troca

$$\frac{1}{x} = \zeta^2. \quad (\text{B.37})$$

A equação para  $\zeta$  será igual a equação para  $\xi$  [Eq.(B.28)], então a solução para  $x$  é dada por

$$x = 1/\zeta^2 = e^{-2\eta_2} \frac{1 \mp \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 \pm \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}, \quad (\text{B.38})$$

e resolvendo para  $\eta_2$  também teremos três soluções:

- ( $\delta = 0$  e/ou mesmos sinais):

$$\eta_2^A = -\frac{1}{2} \ln(x), \quad (\text{B.39})$$

- ( $\delta > 0$  e sinais diferentes): existem duas possibilidades

$$\eta_2^B = -\frac{1}{2} \ln \left( \left[ \frac{1 - \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 + \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}} \right] x \right), \quad (\text{B.40})$$

e

$$\eta_2^C = -\frac{1}{2} \ln \left( \left[ \frac{1 + \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}}{1 - \sqrt{1 - 4p_T^2/W^2}} \right] x \right). \quad (\text{B.41})$$

Para ser detectado, cada lépton deve ter sua rapidez entre  $\pm \hat{\eta}$ , que é o corte cinemático. Estes cortes são aplicados nas equações (B.34 - B.41) considerando os limites experimentais.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] 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. 17
- [2] 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. 17, 18, 21, 52, 53
- [3] 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. 17
- [4] 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. 17
- [5] GONÇALVES, V. P.; MACHADO, M. V. Quarkonium production in coherent hadron-hadron interactions at the CERN LHC. **Physical Review D**, APS, v. 77, n. 1, p. 014037, 2008. 17
- [6] GONÇALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. 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. 17
- [7] 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. 17
- [8] BERTULANI, C. A.; 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. 17, 36, 57
- [9] ADAMS, J.; AGGARWAL, M.; AHAMMED, Z.; AMONETT, J.; ANDERSON, B.; ARKHIPKIN, D.; AVERICHEV, G.; BAI, Y.; BALEWSKI, J.; BARANNIKOVA, O. et al. Production of  $e^+e^-$  pairs accompanied by nuclear dissociation in ultraperipheral heavy-ion collisions. **Physical Review C**, APS, v. 70, n. 3, p. 031902, 2004. 17
- [10] KHACHATRYAN, V.; SIRUNYAN, A.; TUMASYAN, A.; ADAM, W.; ASILAR, E.; BERGAUER, T.; BRANDSTETTER, J.; BRONDOLIN, E.; DRAGICEVIC, M.; ERÖ, J. et al. Coherent  $J/\psi$  photoproduction in ultra-peripheral  $PbPb$  collisions at

- $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the CMS experiment. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 772, p. 489–511, 2017. 17
- [11] 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. 14, 17, 18, 61, 66, 67
- [12] DYNDAL, M.; COLLABORATION, A. et al. Electromagnetic processes in ultra-peripheral  $Pb + Pb$  collisions with atlas. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 967, p. 281–284, 2017. 14, 17, 18, 61, 63, 64, 65
- [13] THOMSON, M. **Modern Particle Physics**. Cambridge University Press: [s.n.], 2013. 17, 22, 23, 24, 32
- [14] BAUR, G.; FERREIRA FILHO, L. Coherent particle production at relativistic heavy-ion colliders including strong absorption effects. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 518, n. 4, p. 786–800, 1990. 18, 51, 52
- [15] 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. 18, 27, 31, 35, 36, 39, 40, 46, 47, 52, 58
- [16] 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. 18, 31, 39, 52, 53
- [17] AZEVEDO, C.; GONÇALVES, V. P.; MOREIRA, B. D. Exclusive dilepton production in ultraperipheral  $PbPb$  collisions at the LHC. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 79, n. 5, p. 432, 2019. 19
- [18] TOMONAGA, S. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. **Progress of Theoretical Physics**, The Physical Society of Japan, v. 1, n. 2, p. 27–42, 1946. 21
- [19] FEYNMAN, R. P. The theory of positrons. **Physical Review**, APS, v. 76, n. 6, p. 749, 1949. 21
- [20] SCHWINGER, J. On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron. **Physical Review**, APS, v. 73, n. 4, p. 416, 1948. 21

- [21] GRIFFITHS, D. **Introduction to elementary particles**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2008. 21, 23, 24
- [22] GREINER, W.; REINHARDT, J. **Field Quantization**. New York: Springer Science & Business Media, 2013. 22
- [23] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. **Quark & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2008. 22
- [24] GREINER, W.; REINHARDT, J. **Quantum Electrodynamics**. New York: Springer Science & Business Media, 2008. 22, 23, 25
- [25] MOREIRA, B. D. da S. **Fotoprodução de Pares de Léptons em Colisões Próton-Núcleo e Núcleo-Núcleo no Grande Colisor de Hádrons**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pelotas, 2012. 23
- [26] BALTZ, A. J. et al. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC. **Physics Reports**, Elsevier, v. 458, n. 1-3, p. 1–171, 2008. 31, 50
- [27] CARUSO, F. Sobre o método de Weizsäcker-Williams e suas primeiras aplicações. **Monografia do CBPF, MO-001/09**, 2009. 32
- [28] FERMI, E. On the theory of collisions between atoms and elastically charged particles. **Zeitschrift für Physik**, v. 29, p. 315–327, 1924. 32
- [29] WEIZSÄCKER, C. V. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. **Z. Phys.**, v. 88, p. 612–625, 1934. 32
- [30] WILLIAMS, E. J. Correlation of certain collision problems with radiation theory. **Mat.-Fys. Meddel**, v. 13, p. 1–50, 1935. 32
- [31] MOREIRA, B. D. da S. **Produção de Mésons Vetoriais em Processos Foto-Induzidos no LHC**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2017. 33, 36
- [32] JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. 3rd. ed. New York, NY: [s.n.], 1999. 34, 35
- [33] VIDOVIĆ, M.; GREINER, M.; BEST, C.; SOFF, G. Impact-parameter dependence of the electromagnetic particle production in ultrarelativistic heavy-ion collisions. **Physical Review C**, APS, v. 47, n. 5, p. 2308, 1993. 34
- [34] HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; BAUR, G. Electromagnetic electron-positron pair production in heavy-ion collisions with impact parameter zero. **Physical Review A**, APS, v. 49, n. 3, p. 1584, 1994. 34

- [35] BERTULANI, C. A. Probing two-photon decay widths of mesons at energies available at the CERN Large Hadron Collider (LHC). **Physical Review C**, APS, v. 79, n. 4, p. 047901, 2009. 35
- [36] MOREIRA, B. D.; BERTULANI, C. A.; GONÇALVES, V. P.; NAVARRA, F. S. Production of exotic charmonium in  $\gamma\gamma$  interactions at hadron colliders. **Physical Review D**, APS, v. 94, n. 9, p. 094024, 2016. 35
- [37] 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, 2009. 36
- [38] VERONEZ, G. G. V. **Estudo das contribuições exclusivas e não-exclusivas no mecanismo de fusão de fótons**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pelotas, 2018. 39
- [39] GONÇALVES, V. P.; JAIME, M. M.; MARTINS, D. E.; RANGEL, M. S. Exclusive and diffractive  $\mu^+\mu^-$  production in  $pp$  collisions at the LHC. **Physical Review D**, APS, v. 97, n. 7, p. 074024, 2018. 39
- [40] CHEUK-YIN, W. **Introduction to high-energy heavy-ion collisions**. [S.l.]: World scientific, 1994. 41, 71
- [41] VOGT, R. **Ultrarelativistic heavy-ion collisions**. [S.l.]: Elsevier, 2007. 41, 51, 52
- [42] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-energy particle diffraction**. [S.l.]: New York: Springer Science & Business Media, 2013. 46
- [43] HARLAND-LANG, L.; KHOZE, V.; RYSKIN, M. Exclusive lhc physics with heavy ions: Superchic 3. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 79, n. 1, p. 39, 2019. 51
- [44] GLAUBER, R.; MATTHIAE, G. High-energy scattering of protons by nuclei. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 21, n. 2, p. 135–157, 1970. 52
- [45] JACKSON, D. F.; BARRET, R. C. **Nuclear Sizes and Structure**. [S.l.]: Clarendon Press Oxford, 1977. 53
- [46] ROLDÃO, C.; NATALE, A. Ultra peripheral heavy ion collisions and the energy dependence of the nuclear radius. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 581, n. 3-4, p. 161–166, 2004. 54

- [47] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J.; SEGER, J.; GORBUNOV, Y.; BUTTERWORTH, J. Starlight: A monte carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions. **Computer Physics Communications**, Elsevier, v. 212, p. 258–268, 2017. 54
- [48] 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. 57
- [49] VRIES, H. D.; JAGER, C. D.; VRIES, C. D. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering. **Atomic data and nuclear data tables**, Elsevier, v. 36, n. 3, p. 495–536, 1987. 57
- [50] VYSOTSKY, M.; ZHEMCHUGOV, E. Equivalent photons in proton-proton and ion-ion collisions at the LHC. **arXiv preprint arXiv:1806.07238**, 2018. 14, 61, 81

