

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

Implicações Fenomenológicas da Alta Densidade Partônica na Produção de Diléptons para Energias de Raios Cósmicos *

Rosalia Krüger de Castro

Dissertação elaborada sob orientação do Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves (IFM-UFPel) e co-orientação do Prof. Dr. Marcos André Betemps Vaz da Silva (IF-Sul), em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Pelotas
2012

* Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES)

Dedico este trabalho

a meu marido Cristol
e a meus pais José Joaquim e Marta,
com todo meu amor.

Agradecimentos

- A Deus por ter proporcionado muitas riquezas na vida, bons pais e irmão, um marido amigo e companheiro, e minha formação;
- Ao meu marido Cristol por todo carinho, amor e principalmente pelo incentivo em persistir apesar da nossa distância durante o último ano de mestrado;
- A meus pais por todo amor, amparo, luta por minha formação e pelo maior incentivo que tive, o orgulho demonstrado;
- Ao Prof. Victor Gonçalves pela orientação, conhecimento transmitido durante a graduação e mestrado, muita paciência e amizade;
- Ao Prof. Marcos André Betemps pela co-orientação, conhecimento transmitido durante a iniciação científica, paciência e amizade;
- Aos colegas do grupo GAME: Prof. Victor, Prof. Werner, Prof. João Thiago, Prof. Mario, Mauricio, Bruno, Luís, Yuri e demais alunos de iniciação científica, pelas discussões e puxões de orelha às vezes necessários;
- Aos professores do Departamento de Física da UFPel pela minha formação que viabilizou minha chegada até aqui;
- Aos professores das disciplinas da pós-graduação: Prof. Victor, Prof. Alexandre e Prof. Rudi, pelos seus ensinamentos;
- Em especial aos colegas Anelise, Moisés e Lúcia, pela grande ajuda no empréstimo de livros, materiais e conselhos;
- Aos amigos e colegas Cristol, Leonardo, Mauricio, Rován, Sandra, Bruno, Ronaldo, Patrícia, Ana Paula, Sabrina, Marco Aurélio, Fernanda, Fábio, Diovana, Kellen, Yuri e Luís, pelo companherismo e amizade;
- A todos aqueles que de uma forma ou de outra possibilitaram que este trabalho fosse realizado.

Resumo

Partículas vindas do espaço atingem nossa atmosfera a todo o instante e podem chegar a energias extremas da ordem de 10^{20} eV, sendo assim, chamadas de Raios Cósmicos Ultra-Energéticos (UHECR). Na interação destes raios com a atmosfera temos um processo com energia muito superior às obtidas em laboratórios, o que permite investigar a teoria das interações fortes em um regime cinemático inexplorado. Como resultado da interações dos UHECR com a atmosfera surge os chuviros atmosféricos extensos. Esse chuviro atmosférico extenso consiste em uma superposição de uma cascata hadrônica, que esta situada na parte central, e uma cascata eletromagnética, iniciada por fótons provenientes de decaimentos de píons neutros produzidos pela parte hadrônica, ou através do processo Drell-Yan, que consiste na interação direta da partícula primária com os núcleos de átomos da atmosfera gerando os diléptons. Nosso objetivo neste trabalho é estimar os efeitos de alta densidade no processo Drell-Yan e a consequente influência na cascata eletromagnética induzida por eles. O formalismo de dipolos é utilizado como referencial teórico para o cálculo das seções de choque. Neste formalismo interação entre projétil e alvo é considerada através da seção de choque de dipolo σ_{dip} , que está diretamente associada à dinâmica da Cromodinâmica Quântica (QCD) em altas energias. Esta interação depende da densidade de partículas no alvo e qualquer efeito de alta densidade é incluído nesta seção de choque. Neste estudo investigamos os efeitos de alta densidade partônica no processo Drell-Yan, em colisões próton-próton (pp) e próton-núcleo (pA), em termos da massa e do momentum transversal dos diléptons produzidos. Uma comparação entre os modelos para a σ_{dip} propostos por Golec-Biernat e Wüsthoff (GBW) e Albacete et. al. (rcBK), que descrevem a física de saturação partônica, em colisões pp para energias dos aceleradores RHIC e LHC e dos UHECR, é realizado. Para efeitos de comparação, calculamos a seção de choque para a produção de diléptons utilizando a expansão em primeira ordem da GBW, onde os efeitos de alta densidade não estão presentes. Os calculos apresentados neste trabalho utilizando o modelo rcBK são feitos e apresentados pela primeira vez. Para colisões pA consideramos quatro modelos distintos, e realizamos uma comparação entre eles, considerando o núcleo de chumbo para energia do LHC e núcleos de nitrogênio (ar) para energia dos UHECR. Os resultados demonstram que os efeitos de alta densidade são muito grandes, 10^2 para colisões pp e $\approx 10^3$ para colisões pA , para pequeno momentum transversal para as energias dos UHECR. Esses resultados mostram que os efeitos de alta densidade precisam ser considerados no cálculo da seção de choque para a produção de diléptons, e consequentemente, nas simulações das interações dos UHECR com a atmosfera.

Abstract

Particles coming from the space reach our atmosphere at all moment and could come with extremely high energy of orders of 10^{20} eV and because of this are denominated Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR). In the interaction of these cosmic rays with the atmosphere the center of mass energies can be larger than those obtained in the current laboratories, which allows to testing the strong interaction theory in an unexplored kinematical regime. The interaction of the UHECR with the atmosphere produce extended cosmic ray extensive air showers. This extensive air shower is a superposition of a hadronic cascade, which is situated in the central part, and an electromagnetic cascade, initiated by photons from decays neutral pions produced by the hadronic part, or through the Drell-Yan process, which considers the direct interaction of the primary particle with the nuclei of atoms in the atmosphere generating the dileptons. Our objective in this work is to estimate the high density effects in the Drell-Yan process and the consequent influence on the electromagnetic cascade induced by them. The dipole approach is used as the theoretical framework for cross sections calculation. In this formalism, the interaction between projectile and target is described by the dipole cross section σ_{dip} which is directly associated with the dynamics of Quantum Chromodynamics (QCD) at high energies. This interaction depends on the particles density in the target and any high density effect is included in this cross section. In this study we investigate the effects of the high parton density in the Drell-Yan process, in proton-proton (pp) and proton-nuclei (pA) collisions, considering mass and transverse momentum distributions of dileptons produced at LHC and UHECR energies. A comparison between the models of σ_{dip} proposed by Golec-Biernat and Wüsthoff (GBW) and Albacete et al. (rcBK), that describe the partonic saturation physics, in pp collisions for energies of RHIC and LHC accelerators and UHECR, are performed. For comparison, we calculated the cross section for production of dileptons using the first order expansion in the GBW, where high density effect are not present. The calculations presented in this work using the model rcBK are made and presented for the first time. For pA collisions we consider four different models, we performed a comparison between them considering the lead core to the LHC energy and nitrogen cores (air) to the energy of the UHECR. Our results demonstrate that the high density effects are very large, 10^2 to pp collisions and $\approx 10^3$ to pA collisions, for small transverse momentum for the UHECR energies. These results show that the high density effects need be considered in the cross section calculation for the dileptons production, and consequently, in the simulations of UHECR interactions with the atmosphere.

Índice

Introdução	1
1. Raios Cósmicos	4
1.1 Características dos Raios Cósmicos	4
1.2 Evolução do Chuveiro Atmosférico	6
1.3 Detecção dos Raios Cósmicos Ultra Energéticos - Observatório Pierre Auger	9
1.4 Conclusões	12
2. Cromodinâmica Quântica e Processos de Espalhamento	13
2.1 Estrutura dos Hádrons	13
2.2 Cromodinâmica Quântica	15
2.3 Espalhamento Profundamento Inelástico	17
2.4 As Equações DGLAP	21
2.5 Processos Hadrônicos	25
2.5.1 Processo Drell-Yan	26
2.5.2 Seção de Choque Partônica	26
2.6 Conclusões	31
3. Formalismo de Dipolos de Cor	32
3.1 DIS no Formalismo de Dipolos de Cor	32
3.2 O Processo Drell-Yan no Formalismo de Dipolos de Cor	38
3.3 Conclusões	41
4. Dinâmica QCD para Altas Energias	42
4.1 DGLAP no Limite de Pequeno x	42
4.2 Equações de Evolução Não-Lineares	45
4.2.1 Formalismo Gribov, Levin e Ryskin	46
4.2.2 Formalismo Condensado de Vidros de Cor	48
4.2.3 Equação de Evolução Balitsky-Kovchegov	49
4.3 Modelos para a Seção de Choque de Dipolo	52
4.3.1 Seção de Choque dipolo-próton	53
4.3.2 Seção de Choque dipolo-núcleo	55
4.4 Comparação entre os Modelos para a Seção de Choque de Dipolo	57
4.5 Conclusões	60

5. Resultados	63
5.1 Produção de Diléptons em Colisões próton-próton	63
5.2 Produção de Diléptons em Colisões próton-núcleo	70
5.3 Conclusões	77
Conclusões	81
Referências Bibliográficas	83

Relação de Figuras

1.1	Fluxo medido de raios cósmicos.	5
1.2	Representação do chuvaire atmosférico extenso de raios cósmicos.	7
1.3	Incerteza da extrapolação da seção de choque próton-ar para a produção de partículas devido à diferentes modelos da seção de choque próton-próton [9].	8
1.4	Representação dos tanques de detecção Cherenkov dos telescópios para detecção de fluorescência [3].	9
1.5	Representação das técnicas de detecções do chuvaire atmosférico [3].	10
1.6	Perfil do chuvaire do evento mais energético ($3 \cdot 10^{20}$ eV) registrado pelo experimento Flys Eye [23], adaptado de [22].	11
1.7	Comparação entre as medidas da profundidade do máximo do chuvaire, X_{max} , feitas pelo HiRes e pelo Observatório Pierre Auger [22].	12
2.1	Estrutura do átomo.	14
2.2	Vértice da QCD de três e quatro glúons.	16
2.3	Evolução da constante de acoplamento α_s em termos da escala Q [31].	17
2.4	Processo de espalhamento profundamente inelástico em ordem mais baixa.	18
2.5	Interpretação do DIS através do modelo de pártons.	21
2.6	Função de estrutura F_2 em função da virtualidade do fóton (Q^2) para diferentes valores de x [32].	22
2.7	Diagramas desconsiderados no modelo de pártons.	23
2.8	Distribuições partônicas previstas pela CTEQ6 para $Q^2 = 10$ GeV ²	24
2.9	Representação da fatorização colinear.	25
2.10	Espectro de massa de diléptons combinado de E866 [42]: colisões $p + p$ e $p + d$ a 800 GeV/c de energia do feixe. Os picos no contínuo referem-se ao dilépton medido do decaimento das ressonâncias.	27
2.11	Processo Drell-Yan no referencial de momentum infinito.	27
2.12	Diagrama de Feynman para o processo Drell-Yan.	28
2.13	Diagramas para o processo Drell-Yan em ordem seguinte a dominate.	30
3.1	DIS na representação do formalismo de Dipolos de Cor.	33
3.2	Representação da interação no formalismo de fatorização k_T	33
3.3	Diagramas do processo Drell-Yan no referencial de repouso do alvo.	39
3.4	Função peso $W(\rho, p_T)$ em termos de ρ para diferentes valores de p_T para valores fixos de $x_F = 0.625$ e $M = 6.5$ GeV [48].	41
4.1	Regimes cinemáticos das equações de evolução da QCD.	46
4.2	Caracterização da não linearidade nas equações de evolução [28].	47

4.3	Diagrama de emissão de um glúon na evolução de dipolo no limite de grande N_c	49
4.4	Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque dipolo-próton em termos do tamanho do dipolo para diferentes valores de x	57
4.5	Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque dipolo-próton em termos do momentum longitudinal para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$	58
4.6	Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-chumbo em termos do tamanho do dipolo para diferentes valores de x	59
4.7	Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-chumbo em termos do momentum longitudinal para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$	60
4.8	Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-ar em termos do tamanho do dipolo para diferentes valores de x	61
4.9	Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-ar em termos do momentum longitudinal para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$	62
5.1	Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador RHIC em colisões pp	65
5.2	Razão entre as seções de choque utilizando os modelos GBW e GBW linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do RHIC em colisões pp	66
5.3	Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador LHC em colisões pp	67
5.4	Razão entre as seções de choque utilizando os modelos GBW e GBW linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do LHC em colisões pp	68
5.5	Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões pp	69
5.6	Razão entre as seções de choque utilizando os modelos GBW e GBW linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões pp	71
5.7	Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador LHC em colisões pPb	72
5.8	Razão entre as seções de choque utilizando os modelos super saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do LHC em colisões pPb	73
5.9	Razão entre as seções de choque utilizando os modelos coerente saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do LHC em colisões pPb	74
5.10	Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador LHC de 4,4 TeV em colisões pPb	75
5.11	Razão entre as seções de choque utilizando os modelos coerente saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do LHC de 4,4 TeV em colisões pPb	76
5.12	Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões $pAir$	78

5.13 Razão entre as seções de choque utilizando os modelos super saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões $pAir$	79
5.14 Razão entre as seções de choque utilizando os modelos coerente saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões $pAir$	80

Introdução

Nos últimos anos a física de raios cósmicos teve um grande avanço nas técnicas de detecção e um grande investimento, dedicado à construção de novos observatórios, com o objetivo de colher dados com mais validade e estudar com mais detalhes eventos com altíssimas energias. O estudo desses eventos raros pode fornecer caminhos para guiar os teóricos e até mesmo revelar uma física nova. Por outro lado, a estrutura teórica é tão importante quanto o avanço na quantidade e na qualidade da informação dos raios cósmicos.

Embora muito progresso já tenha sido realizado nesta área e muitos dados estejam por vir do LHC (Large Hadron Collider), ainda existem muitas dúvidas e incertezas. Estudar os constituintes fundamentais da matéria é extremamente importante para responder algumas das questões cruciais da humanidade: De onde viemos? Do que somos feitos? Para onde vamos? Na tentativa de encontrar respostas, investigações têm sido realizadas através de experimentos onde hádrons carregados (prótons, núcleos, etc.), e com grande velocidade, colidem uns contra os outros, ou onde partículas eletricamente carregadas colidem contra hádrons (elétron-próton, por exemplo). Portanto dizemos que colisões de altas energias são utilizadas para se entender a estrutura nuclear e sua evolução, na tentativa de compreender os constituintes efetivamente fundamentais da matéria do Universo. Para as energias envolvidas em experimentos de colisões existentes nos laboratórios da Terra, os hádrons passam a ser descritos como um sistema denso de glúons (partícula mediadora da interação forte). Um experimento de laboratório que está obtendo resultados experimentais colidindo próton-próton e deutério-ouro é o acelerador Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), localizado no Brookhaven National Laboratory nos Estados Unidos. Neste experimento o próton e o núcleo adquirem velocidades próximas à velocidade da luz, tendo uma energia de centro de momentum de aproximadamente 200 GeV. Em operação desde 2009, está o acelerador Large Hadron Collider (LHC) situado no European Organization for Nuclear Research (CERN) na Europa, através do qual colisões núcleo-núcleo estão sendo realizadas, e pretende-se realizar colisões próton-próton com energias podendo chegar a ordem de 14000 GeV. Além dessas colisões, em janeiro de 2013 existe a perspectiva de se realizar colisões próton-chumbo.

Na descrição dos resultados experimentais existentes, modelos efetivos com distintas idéias fundamentais têm sido desenvolvidos, e uma boa descrição dos resultados experimentais pode ser obtida. Isto implica, que para as energias atuais, não podemos comprovar a existência do estado denso e saturado de glúons, o Condensado de Vidros de Cor. Alguns resultados indicam que para as energias de RHIC temos a formação do condensado, e também outras possíveis evidências da existência deste condensado têm sido investigadas, porém ainda sem uma comprovação experimental. Para as energias do acelerador LHC, espera-se que os efeitos de alta densidade passem a ser fundamentais, de forma que uma

prova definitiva da existência do Condensado de Vidros de Cor seja obtida.

Outra possibilidade de analisar processos de colisão com energias que superam em muito as dos aceleradores existentes na Terra, são os experimentos com Raios Cósmicos Ultra Energéticos (UHECR). Os raios cósmicos são partículas vindas do espaço e que atingem a Terra a todos instantes, e possuem energias extremas da ordem de 10^{20} eV, muito maior do que a energia a ser atingida no LHC. O interessante é que estes raios cósmicos produzem um chuva de partículas quando entram na atmosfera e podem ser detectados na superfície da Terra. Os UHECR são tema de grande interesse de pesquisa, e recentemente o Observatório Pierre Auger encontrou uma possível fonte dos UHECR. Entretanto, ainda permanecem como grande dúvida os mecanismos físicos que dotam tais partículas com tão significativas energias e principalmente, a constituição fundamental dos UHECR. Um dos fatores de extrema relevância do estudo dos raios cósmicos é que estaremos na realidade considerando feixes de partículas de extremas energias, onde as energias de centro de momentum podem chegar a aproximadamente 10 vezes maiores que as energias de centro de momentum do maior acelerador do mundo, o LHC.

Durante o desenvolvimento do chuva atmosférico de partículas, as interações hadrônicas desempenham um papel fundamental, produzindo partículas secundárias que podem interagir novamente ou alimentar a componente eletromagnética do chuva. Seu papel fica ainda mais evidente ao notarmos que simulações destes eventos são necessários para medição de alguns observáveis. Embora muito progresso já tenha sido realizado neste campo e muitos dados e testes estejam por vir através do LHC, ainda existem dúvidas e incertezas. A ausência de uma descrição satisfatória para as interações hadrônicas de alta energia impacta diretamente o desenvolvimento dos simuladores atuais, permitindo muitas variações. A grande quantidade de parâmetros e a dificuldade de separar os diferentes regimes mostram que a incerteza computacional tem, na verdade, origens teóricas.

O objetivo deste trabalho é discutir a existência de efeitos de alta densidade na produção de partículas geradas por interações hadrônicas de alta energia com a finalidade de estimar os fatores de erro e incerteza das previsões teóricas.

A estrutura deste trabalho tem inicialmente no primeiro capítulo uma apresentação sobre os raios cósmicos, mais explicitamente, os UHECR, e sua interação com a atmosfera. Este capítulo servirá para dar um embasamento para o cálculo para a produção de diléptons gerados nos chuvas atmosféricas extensas dos UHECR.

No capítulo 2, apresentamos uma introdução à física hadrônica. Começamos discutindo como se dá a estrutura dos hádrons, definindo alguns conceitos da área de partículas elementares e suas interações. Apresentamos a teoria das interações fortes e uma revisão do espalhamento profundamente inelástico (DIS). E por fim, apresentamos alguns conceitos de processos hadrônicos e o processo Drell-Yan, que é tema central desta dissertação.

No capítulo 3, a fim de obter a seção de choque para a produção de diléptons, optamos por investigar o processo Drell-Yan no formalismo de dipolos de cor. Portanto, inicialmente apresentamos o DIS na representação de dipolos de cor e na sequência estudamos o processo Drell-Yan nesta representação, o qual é utilizado como forma de investigar os efeitos de alta densidade da QCD.

No capítulo 4, abordamos em detalhes a dinâmica das interações forte no regime de altas energias. Iniciamos investigando o comportamento da equação de evolução DGLAP na região de altas energias (regime de pequeno x). Apresentamos diferentes equações que

consideram efeitos de alta densidade (as equações não-lineares) presentes na literatura: começamos discutindo o primeiro modelo proposto chamado formalismo Gribov, Levin e Ryskin, depois o formalismo Condensado de Vidros de Cor e por fim, a equação de evolução de Balitsky-Kovchegov. Discutimos diferentes modelos para a seção de choque de dipolo-próton e dipolo-núcleo e finalizamos fazendo uma comparação entre o comportamento desses modelos.

No capítulo 5, apresentamos os resultados obtidos para a produção de dilétons para interações pp para energias dos aceleradores RHIC e LHC e dos UHECR, e também em interações nucleares pPb para energias do LHC e $pAir$ para energias dos UHECR. Nesta dissertação atualizamos os trabalhos já existentes, no que se refere as suas previsões ao estudo de colisões pp usando a seção de choque de dipolo com solução da parametrização rcBK e estudamos os efeitos de alta densidade descritos pelo Condensado de Vidros de Cor em colisões pp e pA para energias superiores a dos aceleradores através do evento natural dos UHECR.

Por fim, apresentamos nossas conclusões e perspectivas.

Os resultados nesta dissertação foram apresentados nos seguintes eventos: XIII Encontro de Pós-Graduação da UFPel (2011), no XXXII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos (2011) e na XII Hadron Physics (2012) e são objeto de um artigo em elaboração.

Capítulo 1

Raios Cósmicos

Introdução

No último século, o estudo dos raios cósmicos possibilitou algumas importantes descobertas, como por exemplo, os píons [1] em 1947. Houve um grande interesse nesta área e muito progresso foi feito, dando início a área de Física de Partículas Elementares. Entretanto, eventos de alta energia ainda possuem muitas dúvidas e incertezas. As informações obtidas através dos chuviros atmosféricos extensos gerados pelos raios cósmicos ultra energéticos (UHECR) não poderão ser obtidas pelos melhores acelerados atuais, por exemplo, o LHC [2]. O interesse por esse fenômeno natural impulsiona a realização do experimento Auger [3], com o objetivo de coletar informações mais precisas dos UHECR.

Neste capítulo apresentamos uma revisão sobre os raios cósmicos, mais explicitamente, os UHECR, discutindo suas características principais, com ênfase na interação desses com a atmosfera.

Este capítulo está baseado, em parte, nas refs. [4, 5]

1.1 Características dos Raios Cósmicos

Os raios cósmicos são partículas que provêm do espaço e bombardeiam a Terra de todos os lados, a todo instante [3]. A maior parte das partículas de raios cósmicos são prótons, núcleos de átomos ou elétrons. Dos núcleos, a maioria são núcleos de hidrogênio (próton), mas existem também alguns mais pesados, chegando até aos núcleos de átomos de chumbo.

A cada segundo, muitas dessas partículas cósmicas atingem cada metro quadrado de nosso planeta. Mas, à medida que essas partículas dos raios cósmicos têm energia maior o fluxo de partículas diminui. A Fig. 1.1 mostra o fluxo de raios cósmicos conhecido a partir de 10^{11} eV ($= 10^2$ GeV) por partícula. O fluxo $F(E)$, que representa o número de partículas com energia maior que E por unidade de área, por unidade de tempo e por unidade de ângulo sólido, é bem descrito por uma função da forma $F(E) = \kappa E^{-\alpha}$, sendo κ uma constante numérica [6]. Observando a figura, é fácil notar dois pontos onde o espectro muda de inclinação: o joelho (knee), situado a $3 \cdot 10^{15}$ eV, e o tornozelo (ankle), situado a $4,5 \cdot 10^{18}$ eV. Há também um terceiro ponto, menos visível, conhecido como segundo joelho, situado aproximadamente a 10^{17} eV.

A região anterior ao joelho possui um fluxo de partículas extremamente alto, aproximadamente 10^4 partículas por metro quadrado por segundo. Entretanto estas partículas

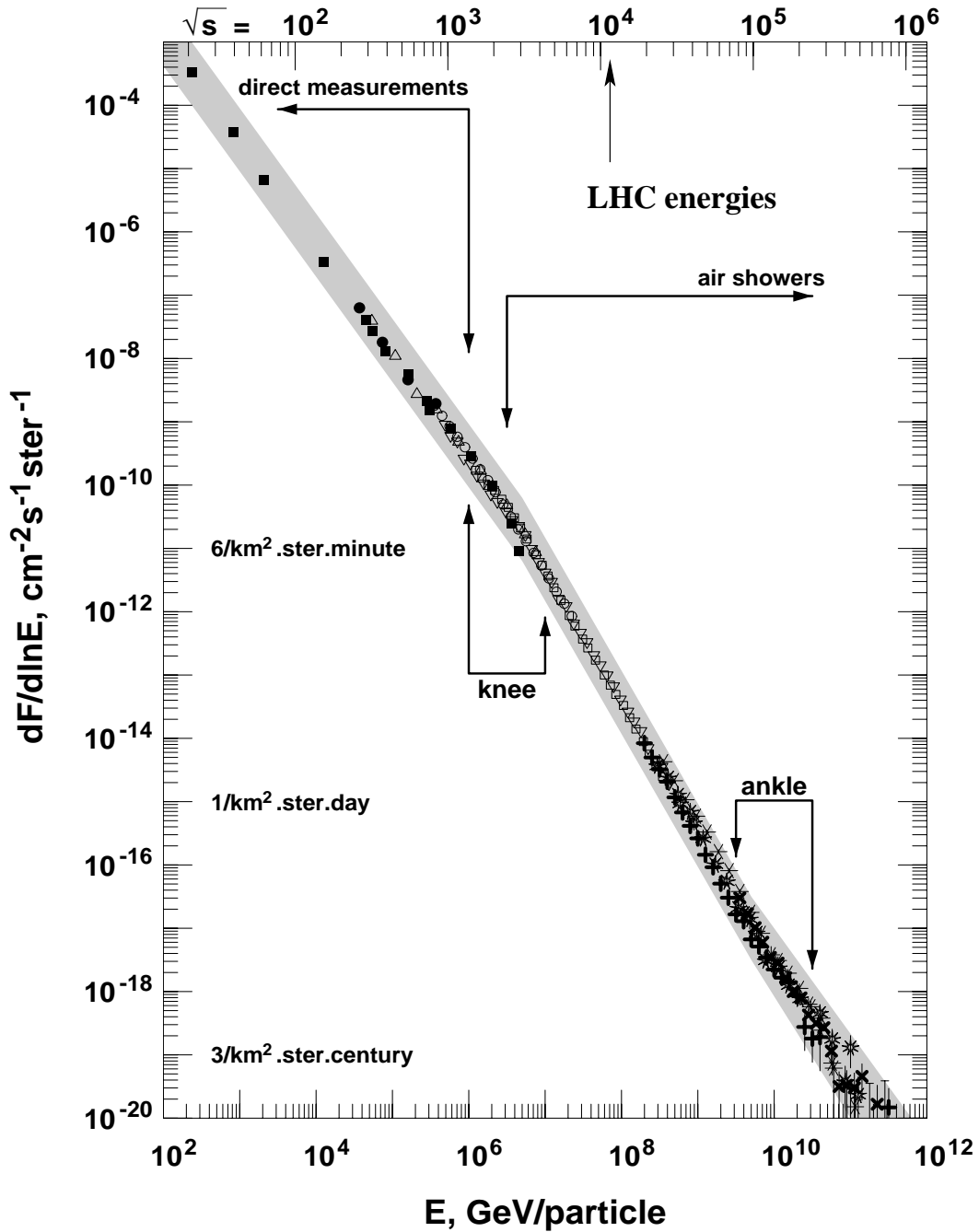
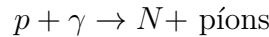


Fig. 1.1: Fluxo medido de raios cósmicos.

não são capazes de gerar um chuveiro atmosférico extenso. Essa região é a mais bem conhecida do espectro. Na região após o joelho, o fluxo de partículas é de aproximadamente 10 partículas por metro quadrado por dia. Acima da região após o tornozelo, apenas 1 partícula a cada semana incide sobre uma área de 1 quilometro quadrado.

Os raios cósmicos com energia da ordem de 10^{20} eV, são considerados raios cósmicos ultra energéticos (UHECR). O fluxo para esta energia é de aproximadamente 1 partícula

por quilometro quadrado a cada século. Para essa energia ainda há muita discussão, devido ao pouco número de eventos observados. A hipótese mais aceita atualmente, para essa diminuição do espectro seja devido à interação dos raios cósmicos com a radiação cósmica de fundo, como prescrito em 1966 por Greisen [7] e, de maneira independente, por Zatsepin e Kuzmin [8]. Estes autores propuseram o efeito que ficou conhecido como corte GZK, em referência a seus autores. Este efeito nos diz que o espectro da partícula cósmica sofre uma supressão abrupta em torno de 10^{20} eV, e a razão para essa supressão é simples: uma partícula da radiação cósmica de ultra-alta energia interage com a radiação cósmica de fundo, perdendo energia. Para a energia do próton muito alta (o que corresponde a uma velocidade próxima de c), uma fração apreciável dos fótons da radiação cósmica de fundo é vista, a partir do referencial de repouso do próton, como raios gama de alta energia. A energia desses fótons pode então ser suficiente para que ocorra fotoprodução de píons,



em que N denota um nucleon (um próton ou um nêutron). Em geral, estamos interessados no caso em que há um próton no estado final, quando então podemos dizer que o próton perdeu energia no processo. Os píons provenientes desta interação carregam $\sim 20\%$ da energia do próton incidente e, portanto, constituem um mecanismo forte de perda de energia. Estas interações ocorrem até que o próton incidente adquira uma energia menor que o limiar onde, então, a produção de píons cessa. Portanto, se a partícula se propagar ao longo de uma distância suficientemente grande, ela chegará à Terra com uma energia apreciavelmente menor que a inicial, visto que interagiu um grande número de vezes.

1.2 Evolução do Chuveiro Atmosférico

Quando uma partícula dos raios cósmicos atinge a atmosfera da Terra e colidem com um elevado número de núcleos presentes na atmosfera, produz muitas partículas secundárias que subsequentemente colidem com outros núcleos da atmosfera, criando uma nova geração de partículas de alta energia que continuam o processo, multiplicando o número total de partículas. A cascata de partículas resultante é chamada de chuvaire atmosférico extenso e chega ao solo com bilhões de partículas energéticas. Este chuvaire de partículas irá depender do processo de colisão, ou seja, das partículas que colidem umas com as outras.

Na Fig. 1.2 é mostrado como se dá a evolução de um chuvaire atmosférico extenso de raios cósmicos. A partícula primária de um raio cósmico ao atingir a atmosfera colide com núcleos de átomos que a consiste, produzindo hádrons (em sua maioria píons) que posteriormente podem colidir com outros núcleos produzindo mais hádrons ou decaírem em pares de léptons ou um par múon e neutrino.

A evolução do chuvaire atmosférico extenso está relacionada a energia da partícula primária incidente e a descrição de sua interação com a atmosfera. Partículas primárias mais energéticas geram um chuvaire atmosférico extenso com maior extensão. Um chuvaire atmosférico extenso consiste em uma superposição de uma cascata hadrônica, que esta situada na parte central, e uma cascata eletromagnética, iniciada por fótons provenientes de decaimentos de píons neutros produzidos pela parte hadrônica, ou através do processo Drell-Yan, que consiste na interação direta da partícula primária com os núcleos de átomos

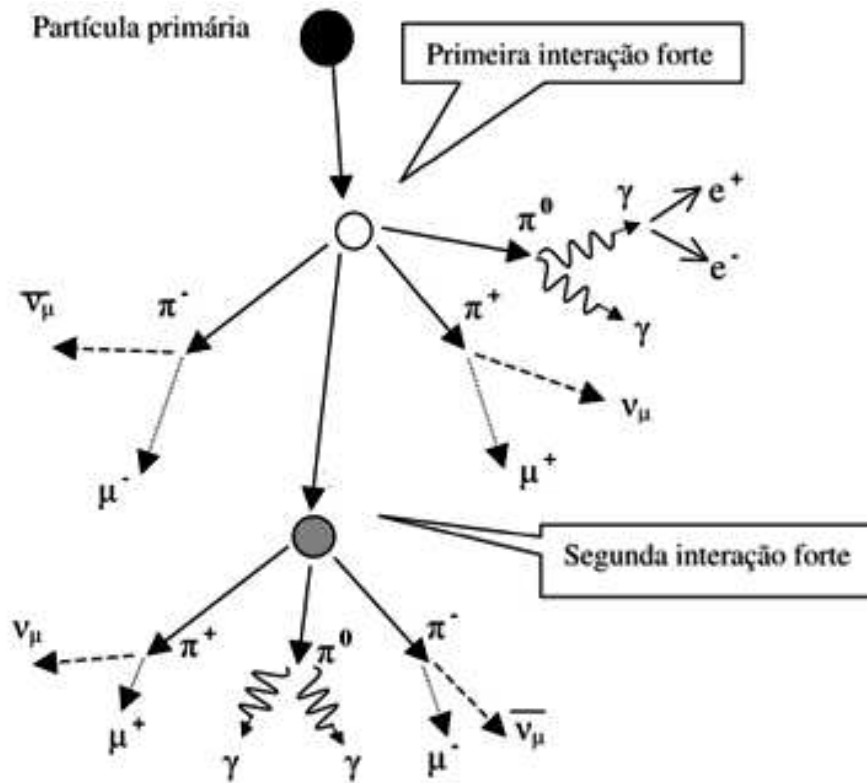


Fig. 1.2: Representação do chuveiro atmosférico extenso de raios cósmicos.

da atmosfera gerando os dilétons. Nosso objetivo neste trabalho é estimar os efeitos de alta densidade no processo Drell-Yan e a conseqüente influência na cascata eletromagnética induzida por eles.

Os principais observáveis do chuveiro são o perfil longitudinal, a distribuição lateral de partículas e o tempo de vôo. O perfil longitudinal do chuveiro descreve a evolução do chuveiro atmosférico extenso na atmosfera, fornecendo o número de partículas carregadas ao longo do eixo principal do chuveiro. Apesar das flutuações inerentes à posição da primeira interação, podemos inferir a composição e a energia da partícula primária. A distribuição lateral fornece a densidade de partículas no solo como função da distância do eixo principal do chuveiro. Tipicamente, os hádrons e os múons estão situados mais próximos ao eixo principal enquanto a componente eletromagnética encontra-se mais afastada. E por fim, o tempo de vôo refere-se a distribuição no tempo das diferentes partículas que atingem o solo. Em geral, os múons chegam primeiro, seguidos por elétrons, pósitrons e fótons [4].

Além de aparatos experimentais, simulações desses eventos são necessárias para obter alguns observáveis. A falta de uma descrição satisfatória para as interações hadrônicas de alta energia tem um impacto direto no desenvolvimento dos simuladores destes eventos. A grande quantidade de parâmetros de ajustes e a dificuldade em separar os diferentes regimes demonstra que a incerteza computacional possui origens teóricas.

A alta quantidade de partículas envolvidas nesses eventos necessita de uma abordagem estatística, via técnicas de Monte-Carlo. Essa modelagem, usualmente, considera a evolução

de cada partícula do chuvaire e as propriedades de transporte na atmosfera, avaliando as interações e decaimento possíveis de ocorrer durante a trajetória. Apesar das interações eletromagnéticas (ionização, radiação Cherenkov e outras) e as interações fracas (decaimentos de partículas instáveis) sejam bem compreendidas, existem incertezas em relação às interações hadrônicas durante a evolução do chuvaire atmosférico extenso como mostra a Fig. 1.3. Nesta figura apresentamos diferentes extrapolações de modelos de interações, e a área sombreada mostra a vasta gama de previsões para ultra-alta energia para interações $pAir$.

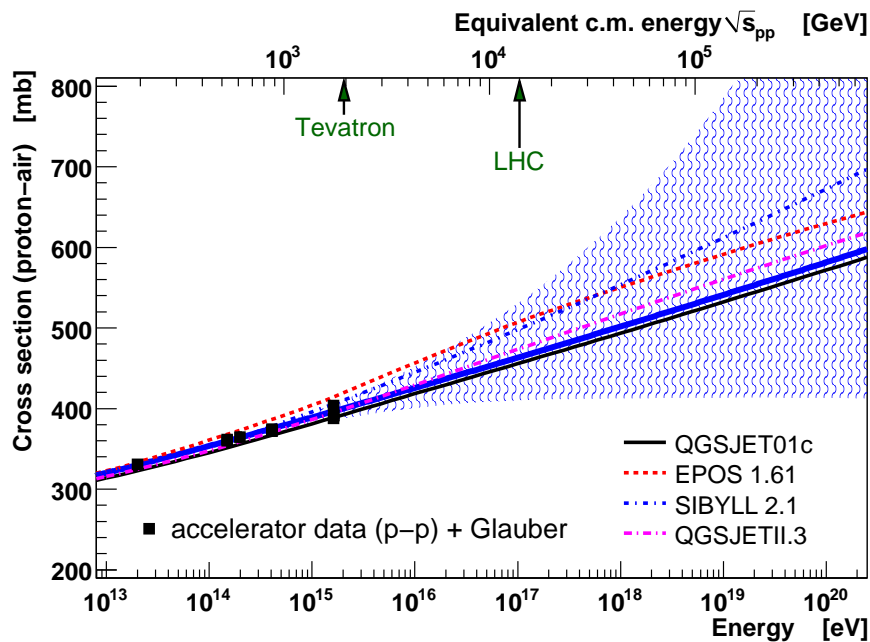


Fig. 1.3: Incerteza da extrapolação da seção de choque próton-ar para a produção de partículas devido à diferentes modelos da seção de choque próton-próton [9].

Novos processos físicos de altas energias, que são hoje desconhecidos e, portanto, ausentes nas abordagens de modelagem atuais, poderiam mudar drasticamente as extrapolações. Como as informações desses processos hadrônicos são limitadas a energias baixas determinadas pelos aceleradores, é necessária uma extrapolação de até seis ordens de grandeza para que sejam usadas na física dos UHECR. Todas essas incertezas afetam a reconstrução dos chuvaire atmosféricos extensos.

Embora se tenha muito progresso em pesquisas para entender os raios cósmicos com energias baixa a moderada, aqueles com energias extremamente altas permanecem misteriosas. O Observatório Pierre Auger trabalha na busca da solução desses mistérios. Ao detectar e estudar os chuvaire atmosféricos extensos gerados por UHECR, o observatório pretende resolver as incertezas de sua origem e existência. Na próxima seção apresentaremos uma breve revisão das principais características deste observatório.

1.3 Detecção dos Raios Cósmicos Ultra Energéticos - Observatório Pierre Auger

Os primeiros chuviros gerados por partículas com energias da ordem de 10^{19} eV foram observados no detector de Volcano Ranch, no Novo México (EUA) [10]. Logo depois, o primeiro evento com energia incidente de 10^{20} eV foi observado no mesmo detector [11]. A estatística experimental desses UHECR cresceu ao longo dos anos, graças aos dados obtidos nas últimas gerações de experimentos, como os detectores de Haverah Park (Reino Unido) [12], Yakutsk (Rússia) [13], AGASA (Akeno Giant Air Shower Array - Japão) [14], Flys Eye (EUA) [15] e, mais recentemente, sua extensão, o HiRes (High Resolution Flys Eye) [16], bem como o Observatório Pierre Auger [3].

O Observatório Pierre Auger [3] estuda as partículas do universo de mais alta energia, os UHECR. É o maior experimento de raios cósmicos construído até hoje. Está localizado em Malargüe, na Argentina, e colhe dados desde 2004. O experimento hoje envolve mais de 500 cientistas de 90 instituições espalhadas por 19 países. Existem 1600 tanques de detecção Cherenkov distantes entre si de 1,5 km e 24 telescópios para detecção de fluorescência em uma área de 3 mil km^2 (veja Fig. 1.4).

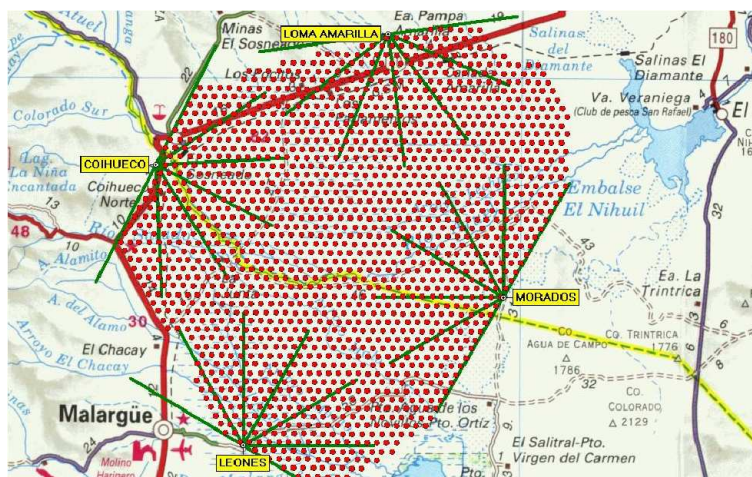


Fig. 1.4: Representação dos tanques de detecção Cherenkov dos telescópios para detecção de fluorescência [3].

O Observatório Pierre Auger possui detectores híbridos, empregando dois métodos independentes para detectar e estudar UHECR. Uma técnica é a detecção Cherenkov ¹ que detecta partículas de alta energia através da sua interação com a água colocada em tanques de detectores de superfície.

A outra técnica é a detecção de luz fluorescente ², ela acompanha o desenvolvimento do chuviro atmosférico ao observar a luz ultra violeta emitida na atmosfera da Terra. A

¹ Radiação Cherenkov é a radiação emitida quando partículas carregadas passam através da matéria com uma velocidade maior que a da luz no meio.

² Luz fluorescente é uma fraca luz difusa emitida pelas colisões das partículas com as moléculas do ar durante o desenvolvimento do chuviro atmosférico.

Fig. 1.5 mostra as duas técnicas de detecção. A forma e direção do raio de luz ajuda a determinar a direção de onde veio o raio cósmico e também que tipo de partícula era ele. A quantidade total de luz depende do número de partículas do chuveiro e, portanto, de sua energia.



Fig. 1.5: *Representação das técnicas de detecções do chuveiro atmosférico [3].*

Este observatório permite a observação de aproximadamente 50 eventos de raios cósmicos por ano com energias da ordem de 10^{20} eV. Medindo os chuviros atmosféricos através dos detectores é possível reconstruir este chuveiro e determinar a energia da partícula primária, a direção de chegada e o tipo de partícula (próton, gama, núcleo de ferro, etc).

Um dos desafios apresentados pelos UHECR é a sua origem, que vem motivando discussões até os dias de hoje. Até o joelho da Fig. 1.1, existe uma teoria padrão para a origem dos raios cósmicos, segundo a qual eles são produzidos e acelerados em explosões de supernovas galácticas [6, 17]. Entre o joelho e o tornozelo, também se acredita que os raios cósmicos tenham origem galáctica, embora suas fontes ainda não sejam um consenso [6]. Abaixo do tornozelo, acredita-se que os raios cósmicos tenham origem extragaláctica.

Recentemente o Observatório Pierre Auger encontrou uma possível fonte para os UHECR [18]. Os resultados usando dados coletados demonstrou uma correlação entre as direções de chegada dos raios cósmicos com energia acima de $6 \cdot 10^{19}$ eV e as posições dos núcleos de galáxias ativos (AGN) que se encontram a aproximadamente 75 Mpc. Os AGNs são buracos negros super-massivos, situados no centro das galáxias, que "devoram" constantemente grandes quantidades de matéria e projetam para o espaço partículas e energia. A correlação observada no Observatório Pierre Auger é compatível com a hipótese de que as partículas de

UHECR provenientes de fontes próximas extragalácticas cujo fluxo não foi substancialmente reduzido por interação com a radiação cósmica de fundo. Os AGNs ou objetos que têm uma distribuição espacial semelhante são as possíveis fontes dos UHECR. O modo como os AGNs conseguem acelerar partículas com energias superiores às energias alcançadas nos maiores aceleradores é ainda desconhecido.

Além disso, a dificuldade em se imaginar processos que possam acelerar partículas a energias tão altas levou ao surgimento de diversos modelos de natureza exótica, como o decaimento de partículas altamente massivas denominadas partículas X [19, 20]. Outra questão a ser respondida refere-se à composição dos UHECR, que ainda não é uma unanimidade. A medida da composição mais utilizada nessa faixa de energia está relacionada à profundidade X_{max} do máximo do perfil do chuveiro [21], o último sendo simplesmente o número de partículas produzidas no chuveiro em função da profundidade atmosférica (medida a partir de sua densidade). Um exemplo é a Fig. 1.6, adaptada de [22], que mostra o perfil do evento mais energético ($3 \cdot 10^{20}$ eV) registrado pelo experimento Flys Eye [23]. O máximo encontra-se em torno de $X = 800$ g/cm².

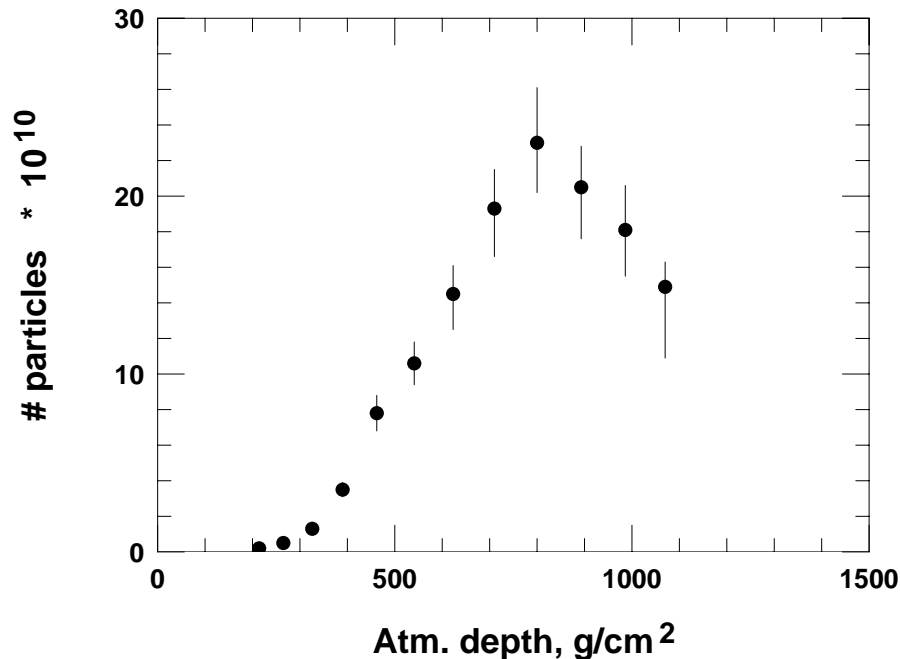


Fig. 1.6: Perfil do chuveiro do evento mais energético ($3 \cdot 10^{20}$ eV) registrado pelo experimento Flys Eye [23], adaptado de [22].

Diferentes modelos de interação levam a previsões diferentes para X_{max} . Entretanto, em todos os modelos, X_{max} é maior quanto mais leve for a partícula incidente [21]. A Fig. 1.7 mostra os resultados do HiRes de 2005 [24] e 2010 [25] e do Observatório Auger [26] para X_{max} , bem como os valores previstos por diferentes modelos de interação para chuveiros de próton e de ferro. Há uma leve contradição entre os dois conjuntos de dados: os resultados do HiRes mostram uma composição que se torna mais leve (dominada por prótons) com o aumento da energia. Os dados do Observatório Auger, por outro lado, indicam uma

tendência para a dominância de núcleos mais pesados, sistematicamente abaixo dos dados mais recentes do HiRes: o evento mais energético desse conjunto, de cerca de $4 \cdot 10^{19}$ eV, é mais próximo das previsões para o ferro que para prótons segundo os três modelos de interação mostrados. Esse é um importante ponto que ainda deveria ser resolvido no futuro para uma melhor compreensão do assunto.

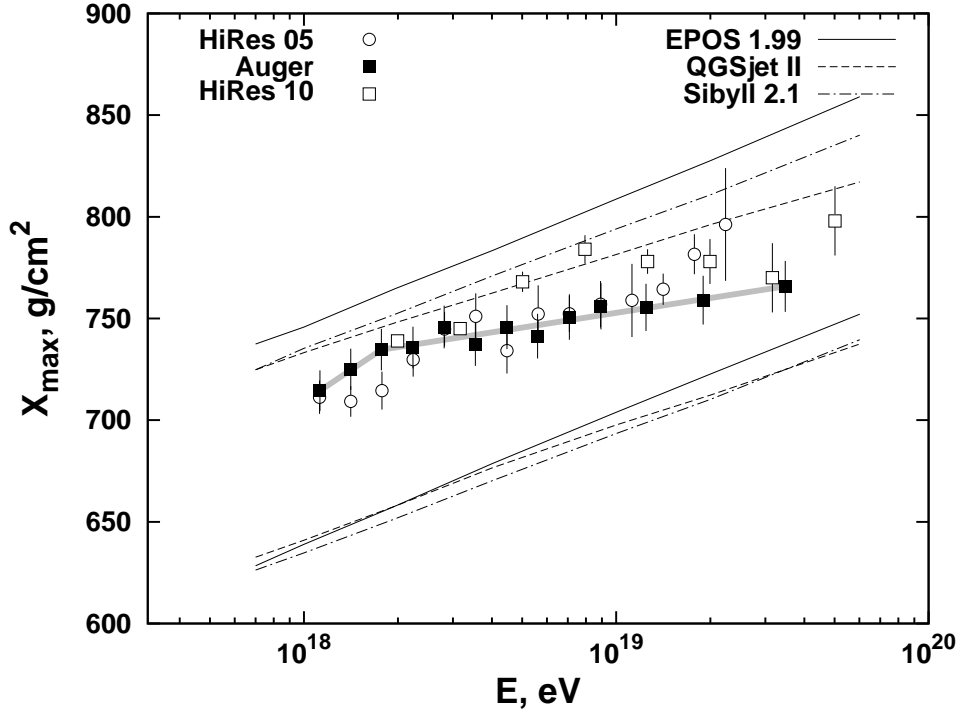


Fig. 1.7: Comparação entre as medidas da profundidade do máximo do chuveiro, X_{max} , feitas pelo HiRes e pelo Observatório Pierre Auger [22].

1.4 Conclusões

Neste capítulo apresentamos uma discussão sobre as principais características do objeto de estudo deste trabalho, os UHECR, bem como suas interações com a atmosfera. Esta discussão nos dará um embasamento para chegarmos até o objetivo deste trabalho, que é o cálculo para a produção de dilétons gerados nos chuviros atmosféricos extensos dos UHECR, através do processo Drell-Yan. O próximo capítulo é dedicado à descrição dos conceitos básicos das interações hadrônicas, que vão desempenhar um papel crucial para os cálculos da simulação dos chuviros atmosféricos extensos gerados por UHECR.

Capítulo 2

Cromodinâmica Quântica e Processos de Espalhamento

Introdução

Neste capítulo os conceitos fundamentais necessários para o desenvolvimento deste trabalho são abordados. A estrutura dos hádrons é abordada definindo alguns conceitos de partículas elementares e suas interações. A teoria das interações fortes é apresentada, bem como uma revisão do espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-hádrôn, fundamental para a compreensão da estrutura dos hádrons.

Estudamos as funções de estrutura do DIS que descrevem a estrutura dos hádrons, e apresentamos a dinâmica partônica, que caracteriza o modelo de pártons e as funções de distribuição partônica. A equação de evolução linear DGLAP (Dokshitzer - Gribov - Lipatov - Altarelli - Parisi) é introduzida para descrever a evolução da estrutura de pártons com a modificação da virtualidade.

Finalizando, introduzimos alguns conceitos de processos hadrônicos e apresentamos o processo Drell-Yan que é a aniquilação de um quark-antiquark em um par de léptons, tema central desta dissertação.

2.1 Estrutura dos Hádrons

Para que possamos compreender a interação dos UHECR com a atmosfera é preciso primeiro entendermos como os hádrons (prótons, nêutrons, píons, ...) são constituídos.

Sabemos que existem quatro tipos de interações fundamentais na natureza:

- Interação eletromagnética: ocorre com partículas que possuem carga elétrica, e a partícula mediadora dessa interação é o fóton;
- Interação gravitacional: ocorre com partículas que possuem massa, e a partícula mediadora dessa interação é o gráviton (ainda não observado);
- Interação fraca: ocorre com partículas que possuem carga de sabor, e essa interação é mediada por três partículas, W^+ , W^- e Z^0 ;
- Interação forte: ocorre com partículas que possuem carga de cor, e a partícula mediadora dessa interação são os glúons.

A interação forte é a mais intensa no âmbito das partículas elementares. É uma interação de curto alcance e é responsável por manter os prótons e nêutrons ligados no interior do núcleo do átomo.

Na Fig. 2.1 temos a representação de um átomo, que é composto de um núcleo e que por sua vez é constituído de prótons e nêutrons, onde ambos são constituídos por partículas chamadas quarks e em volta desse núcleo orbitam os elétrons. Acredita-se hoje,

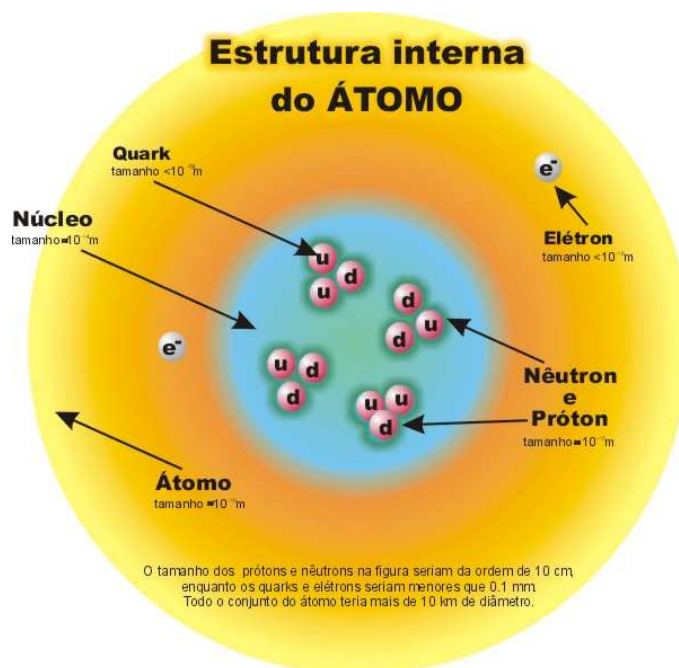


Fig. 2.1: Estrutura do átomo.

que os quarks e elétrons são os constituintes fundamentais da matéria ordinária. Os elétrons e quarks são ditos férmions, pois possuem spin fracionário (semi-inteiro) e satisfazem a estatística de Fermi-Dirac.

Existem seis tipos de quarks, que são identificados como: up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) e top (t). Os elétrons entre outras partículas são ainda classificados como léptons, que não sofrem ação da interação forte e são desprovidas de subestrutura. Esses léptons são identificados como: elétron (e), neutrino do elétron (ν_e), múon (μ), neutrino do múon (ν_μ), tau (τ) e neutrino do tau (ν_τ).

Toda partícula possui uma antipartícula, que é genericamente uma partícula elementar que constitui a chamada antimatéria. As antipartículas são simétricas às partículas elementares da matéria, tendo a mesma massa que aquelas. As cargas elétricas das partículas e antipartículas e seus momentos angulares têm os mesmos valores absolutos que suas correspondentes simétricas. No entanto, possuem sinais de cargas contrários. Algumas partículas neutras, como o fóton e o pión neutro, são suas próprias antipartículas.

Os quarks estão sempre confinados em partículas compostas chamadas de hádrons, portanto, eles não existem livremente e só podem ser observados em combinações que são neutras em relação a cor. Quando temos a formação de três quarks ou três antiquarks,

ou ainda, um quark com um antiquark temos o que chamamos de hádrons. Os hádrons interagem com a força nuclear forte e são divididos em dois tipos:

- Bárions: compostos de três quarks ou três antiquarks (e.g. nêutron (udd), próton (uud), ...);
- Mésons: compostos de um quark e um antiquark (e.g. pión +1 ($u\bar{d}$), kaon ($s\bar{d}$), ...).

Como vimos no capítulo anterior existem incertezas nas interações entre hádrons. O que sabemos é que os hádrons são formados por pártons (quarks e glúons), mas a maneira como estes pártons formam os hádrons necessita ser investigada, e isso é feito através de colisões. Os pártons carregam carga de cor, enquanto os hádrons não têm cor, de tal maneira que os pártons estão confinados ao interior dos hádrons. Como não se pode produzir um feixe de quarks ou glúons, a única maneira de estudar (“colidir”) os pártons é estudando (“colidindo”) hádrons.

Na próxima seção vamos nos deter apenas ao estudo de interações fortes, descrita pela Cromodinâmica Quântica (QCD).

2.2 Cromodinâmica Quântica

A QCD é uma teoria de calibre não-abeliana $SU(3)$ para espinores de Dirac que descreve as interações forte entre quarks, mediante a troca de bósons vetoriais de calibre, chamados de glúons.

Podemos escrever a Lagrangeana da QCD como ¹ [27, 28]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{k=1}^{N_f} \bar{\psi}^k (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi^k + \mathcal{L}_{\text{fixação de gauge}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}} \quad (2.1)$$

onde N_f representa o número de sabores dos quarks, e a derivada covariante D_μ é escrita da forma

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a A_\mu^a \quad (2.2)$$

O tensor de campo $F_{\mu\nu}^a$ é dado por

$$F_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2.3)$$

onde $a = 1, \dots, 8$, f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(3)$ e T^a são os geradores de $SU(3)$ que numa representação de ordem mais baixa são representados pelas matrizes de Gell-Mann ($T^a = \frac{1}{2}\lambda^a$). O termo $\mathcal{L}_{\text{fixação de gauge}}$ é responsável pela fixação de calibre e $\mathcal{L}_{\text{fantasma}}$ é o termo correspondente aos fantasmas de Faddeev-Popov que surge na quantização da teoria. Esta teoria descreve a interação de quarks ψ , por meio de sua carga de cor. O campo de gauge A_μ^a descreve os glúons. Como o grupo de gauge é o não-Abeliano $SU(N_c = 3)$, onde N_c é o número de cores, o termo $gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ que está no termo cinético da Lagrangeana permite interação entre os glúons. O índice em A_μ^a apresenta $a = 1, \dots, 8$

¹ Cabe salientar que usamos o sistema de unidade naturais para os cálculos, tal que $\hbar = c = 1$.

$(N_c^2 - 1)$, logo os glúons são em número de oito, portando carga de cor. Os quarks são representados pelos campos ψ^i , onde i é o índice de cor, com $i = 1, 2, 3 (N_c)$.

Uma das características que diferencia a QCD da Eletrodinâmica Quântica (QED) é a forma do tensor associado ao campo de glúons, pois dá origem a vértices de três e quatro glúons (veja Fig. 2.2), o que manifesta o caráter não-Abeliano da QCD. Além disso a teoria

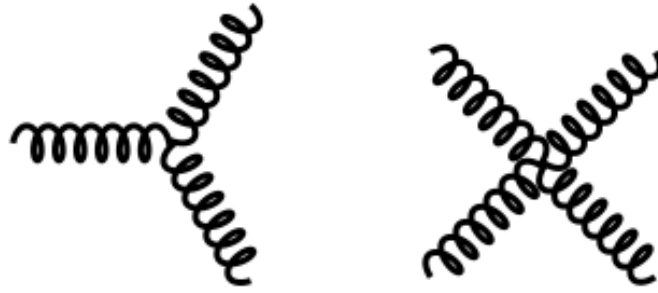


Fig. 2.2: *Vértice da QCD de três e quatro glúons.*

apresenta as seguintes características:

- A interação entre os quarks é mediada por objetos bicolores, não massivos e de spin-1: os glúons;
- Os quarks são férmions portadores de carga de cor: R (red), G (green) e B (blue);
- A troca de glúons altera a cor dos quarks. A carga elétrica e o sabor são invariantes frente à interação forte;
- Para baixas energias (grandes distâncias) a constante de acoplamento da teoria (α_s) é grande, e temos confinamento;
- Para altas energias (pequenas distâncias) a constante de acoplamento da teoria (α_s) é suficientemente pequena - liberdade assintótica - e técnicas perturbativas podem ser utilizadas. Nesse limite, o cálculo das interações de cor podem ser efetuadas a partir dos diagramas de Feynman da QCD.

Um dos resultados mais importante obtidos com cálculos perturbativos na QCD é a evolução da constante de acoplamento α_s . Na Fig. 2.3 temos o comportamento da constante de acoplamento em termos da escala Q . Para uma grande escala de momentum (curtas distâncias) o acoplamento torna-se pequeno, já para pequenas escalas de momentum (grandes distâncias), o acoplamento torna-se grande e a teoria de perturbação deixa de ser válida. A QCD perturbativa é válida apenas para processos com grande escala de momentum, ou seja, uma contribuição não perturbativa se faz presente nos processos envolvendo cálculos em QCD.

Na próxima seção faremos uma descrição resumida do espalhamento profundamente inelástico que é fundamental para a compreensão da estrutura dos hádrons. As referências que dão suporte ao texto são [27, 28, 29, 30].

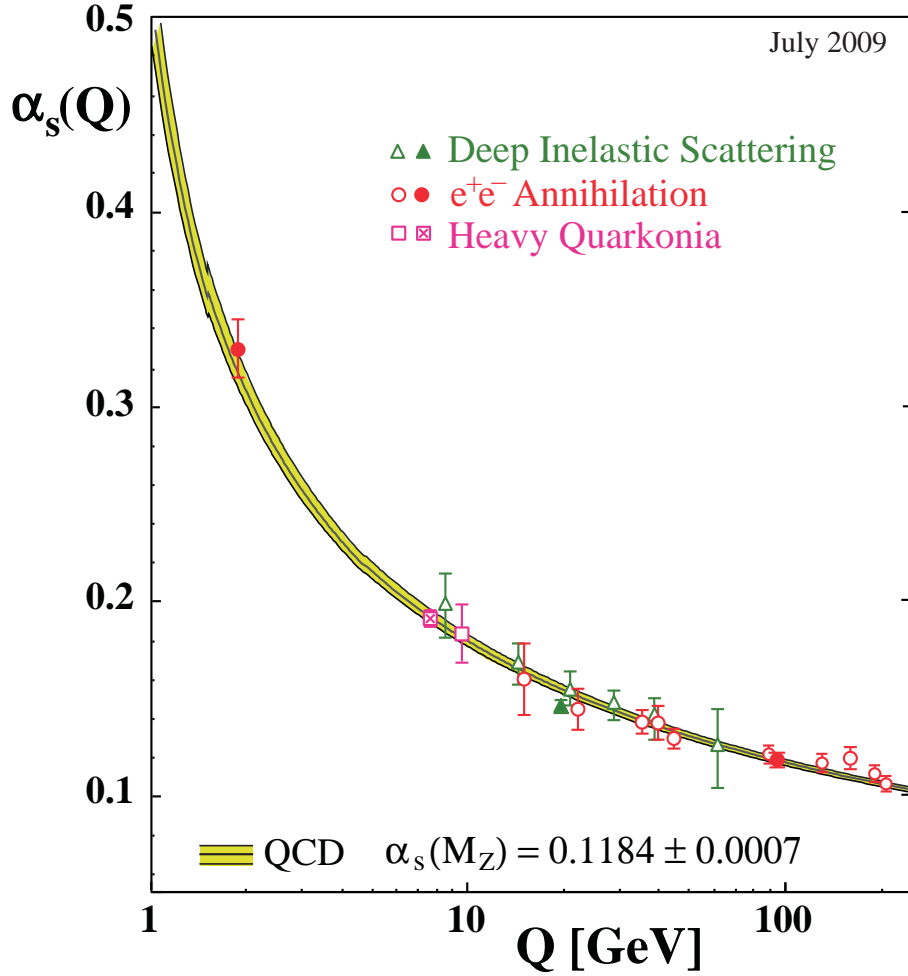


Fig. 2.3: Evolução da constante de acoplamento α_s em termos da escala Q [31].

2.3 Espalhamento Profundamente Inelástico

O espalhamento profundamente inelástico (Deep Inelastic Scattering - DIS) é um dos processos mais importantes para estudar a estrutura dos hádrons. Neste processo temos a interação entre um lépton e um hádron com a possibilidade da troca de bósons W^\pm ou Z^0 ou γ . O processo que ocorre com a troca dos bósons W^\pm é chamado de corrente carregada com um elétron no estado inicial e seu estado final caracterizado por um neutrino. Já o processo onde temos a troca de Z^0 ou γ é chamado de corrente neutra e é caracterizado por ter no seu estado final um lépton carregado. Se a virtualidade Q^2 for pequena em relação a massa do bóson Z^0 ($Q^2 \ll m_{Z^0}$) a contribuição associada a troca do fóton domina os processos de corrente neutra, sendo este o caso que analisaremos no que segue.

O DIS refere-se ao espalhamento de um lépton com um nucleon (próton ou nêutron). A interação ocorre via a troca de um fóton virtual γ^* e no estado final é medido o lépton espalhado e o estado hadrônico final X . Na Fig. 2.4 temos o diagrama em mais baixa ordem para este processo que é dado por:

$$e + N \longrightarrow e + X \quad (2.4)$$

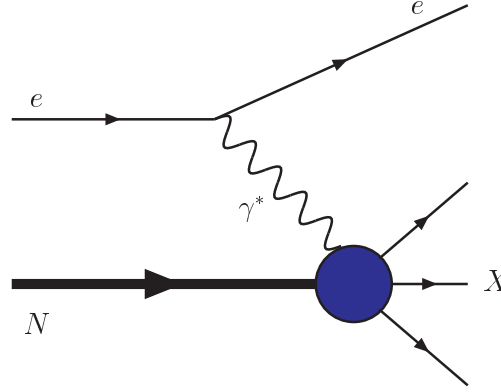


Fig. 2.4: Processo de espalhamento profundamente inelástico em ordem mais baixa.

Vamos definir algumas variáveis cinemáticas deste espalhamento. Na QED, o fóton com quadri-momentum q^μ tipo espaço ($q^2 < 0$) é trocado e esse define em qual escala a estrutura hadrônica está sendo visualizada. O negativo do quadrado do momentum define a virtualidade Q^2 do fóton e é dada por:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.5)$$

Neste processo, o lépton possui quadri-momentum $k^\mu = (k_0, \vec{k})$ no estado inicial, e $k'^\mu = (k'_0, \vec{k}')$ no estado final. O nucleon possui quadri-momentum $p^\mu = (p_0, \vec{p})$ e o estado hadrônico X possui quadri-momentum p_X^μ . A energia do centro de momentum ao quadrado é definida como:

$$s = (p + k)^2 \quad (2.6)$$

A energia de centro de momentum do sistema fóton virtual - núcleon é W :

$$W^2 = (q + p)^2 = p_X^2 = M_X^2 \quad (2.7)$$

sendo também identificada como a massa invariante do estado final X .

Na descrição do DIS temos a introdução de uma variável adimensional de Bjorken, que pode ser interpretada como a fração de momentum carregada pelo párton no interior do hádron, dada por:

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (2.8)$$

Esta variável x está limitada ao intervalo $0 < x \leq 1$, dado por:

$$x = \frac{Q^2}{(p + q)^2 - M^2 + Q^2} = \frac{Q^2}{W^2 - M^2 + Q^2} \quad (2.9)$$

com $W \leq M$, onde M é a massa do nucleon. Quando o espalhamento é elástico temos $x = 1$.

A variável inelasticidade y representa a fração de energia perdida pelo elétron no referencial de repouso do nucleon, e pode ser definida por:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \quad (2.10)$$

A transferência de energia do elétron ao alvo (equivalente a energia do fóton virtual) no referencial de repouso do alvo é dada por $E - E'$, e pode ser expressa de maneira invariante de Lorentz como:

$$\nu = \frac{M(E - E')}{M} = \frac{p \cdot q}{M} \quad (2.11)$$

Agora que já identificamos todas as variáveis cinemáticas necessárias vamos escrever a seção de choque para um processo inclusivo, o processo no qual o resíduo X não é medido. O DIS é definido por $Q^2 \equiv -q^2 \gg M^2$ (profundo) e $W^2 = (p + q)^2 \gg M^2$ (inelástico). Em ordem dominante a seção de choque inclusiva para o DIS pode ser escrita como:

$$d\sigma(eN \rightarrow eX) = \frac{2\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{m^2}{k_0 k'_0} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} d^3k' \quad (2.12)$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética. O tensor leptônico $L^{\mu\nu}$ está associado ao vértice lépton-fóton, sendo calculado diretamente através das regras de Feynman da QED. Em ordem dominante este é dado por:

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{m^2} [k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu - (k \cdot k') g^{\mu\nu}] \quad (2.13)$$

O tensor hadrônico $W_{\mu\nu}$ contém todas as informações sobre a interação do fóton virtual com o alvo. O tensor $W_{\mu\nu}$ está associado ao vértice hádron-fóton e é dado na forma geral por:

$$W_{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} W_1 + p^\mu p^\nu \frac{W_2}{M^2} + q^\mu q^\nu \frac{W_4}{M^2} + (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) \frac{W_5}{M^2} \quad (2.14)$$

onde as W_i 's são funções de estrutura inelástica que parametrizam nossa ignorância sobre o vértice hadrônico. Excluimos W_3 por este ser reservado para a descrição dos processos de DIS onde temos troca de Z^0 ou W^\pm .

Impondo a conservação de corrente no vértice hadrônico $q_\mu W^{\mu\nu} = 0$ e $q_\nu W^{\mu\nu} = 0$, implica que:

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (2.15)$$

e

$$W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2} \right) W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1 \quad (2.16)$$

Assim, podemos escrever o tensor hadrônico em apenas duas componentes:

$$W_{\mu\nu} = \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g^{\mu\nu} \right) W_1(\nu, Q^2) + \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \frac{1}{M^2} W_2(\nu, Q^2) \quad (2.17)$$

Os escalares $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$ são funções de estrutura do nucleon e são importantes por descreverem a composição do alvo. Agora considerando a contração dos tensores em (2.12) e desprezando a massa do lépton, a seção de choque inclusiva no referencial de laboratório pode ser escrita como:

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

onde E' representa a energia do lépton no estado final e Ω é o ângulo sólido de espalhamento deste lépton. É usual definir as funções de estrutura adimensionais:

$$F_1(x, Q^2) = MW_1(\nu, Q^2) \quad (2.19)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(\nu, Q^2) \quad (2.20)$$

Em termos de F_1 e F_2 , o tensor hadrônico é dado por:

$$W_{\mu\nu} = 2 \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g^{\mu\nu} \right) F_1(x, Q^2) + \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \frac{2}{p \cdot q} F_2(x, Q^2) \quad (2.21)$$

e a seção de choque pode ser escrita em termos das variáveis do DIS, como:

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

Para conhecer as funções de estrutura F_1 e F_2 é necessário um modelo para os hádrons, esse modelo é chamado de modelo de pártons. Neste modelo a função de estrutura depende do conteúdo de pártons que o hádron porta da seguinte forma

$$F_2 = x \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (2.23)$$

onde $q_i(x)$ é a probabilidade de encontrarmos um párton do tipo i , no interior do hádron, portando uma fração de momentum x e e_i é a fração de carga do nucleon que o párton porta.

O modelo de pártons (representado na Fig. 2.5) considera que no DIS o fóton virtual interage com um dos quarks que constitui o nucleon. No modelo de pártons cada partícula carrega uma fração de momentum total do hádron, ou seja, se somarmos sobre todas as frações de momentum portadas pelos pártons devemos obter o momentum total do hádron. Mas, o modelo desconsidera o fato de que os quarks interagem pela troca de glúons e que estes podem flutuar em um par quark-antiquark ou de glúons. A principal implicação na presença de glúons é que passam a ocorrer violações de escalamento das funções de estrutura: $q(x) \rightarrow q(x, Q^2)$, onde $q(x, Q^2)$ representa a densidade de pártons quando a escala do processo usada para resolver a estrutura do hádron é Q^2 . Para a QCD quando aumentamos a resolução com a qual observamos o hádron, observamos um maior número de pártons. Então a densidade de pártons observados nos processos de espalhamento depende do momentum transferido Q^2 no processo, prevendo a quebra do escalamento das distribuições partônicas. Essa quebra de escalamento é observada (veja Fig. 2.6) e é descrita pelas equações DGLAP que descrevem a evolução das funções de estrutura.

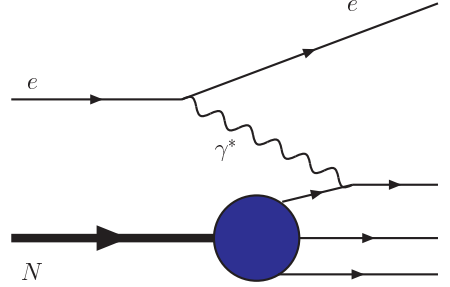


Fig. 2.5: *Interpretação do DIS através do modelo de partons.*

2.4 As Equações DGLAP

Além do diagrama mostrada na Fig. 2.5 existem ainda dois diagramas que consideram a emissão de glúons (veja Fig. 2.7), os quais o modelo de partons não considera. O formalismo proposto independente por Dokshitzer [33], Gribov e Lipatov [34], Altarelli e Parisi [35] (DGLAP) é uma expansão perturbativa que leva em conta correções do tipo $(\alpha_s \ln Q^2)^n$, a fim de descrever a dependência das distribuições partônicas com Q^2 . A DGLAP fornece equações de evolução para as densidades partônicas dos quarks de valência, quarks de mar (quarks gerados a partir do processo $g \rightarrow q\bar{q}$) e dos glúons, considerando processos de emissão em QCD.

Como estamos tratando da QCD perturbativa é necessário satisfazer os seguintes critérios para esta expansão:

$$\alpha_s \ll 1 \quad (2.24)$$

Para apresentar os principais aspectos desta abordagem vamos definir as funções de desdobramento $P_{i,j} \left(\frac{x}{y} \right)$, que estão associadas à probabilidade de um parton "j" com fração de momentum y dar origem a um parton "i" com fração de momentum x . É conveniente também definir as funções de distribuição de quarks singlete $q^S = (q + \bar{q})$ e a função de distribuição de glúons g .

O formalismo DGLAP descreve a evolução em Q^2 das funções de distribuição partônica considerando que a interação partônica é dada através de uma cascata partônica, com um forte ordenamento nos momenta transverso dos partons emitidos dentro desta cascata. Considerando os processos de emissão em mais baixa ordem dentro desta cascata, as equações DGLAP podem ser escritas como:

$$\frac{dq_i^S(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i P_{q_i q_i} \left(\frac{x}{y} \right) q_i^S(y, Q^2) + P_{g_i g} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right] \quad (2.25)$$

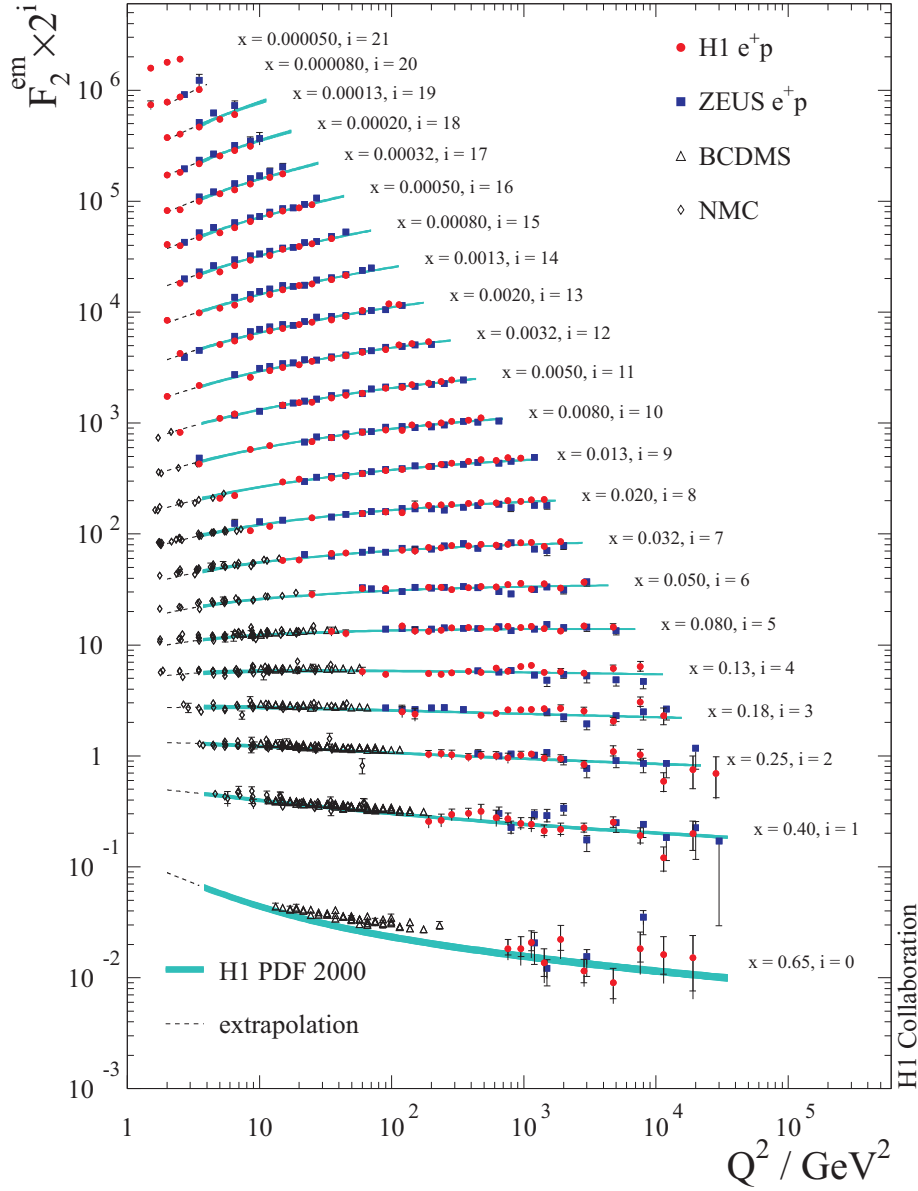


Fig. 2.6: Função de estrutura F_2 em função da virtualidade do fóton (Q^2) para diferentes valores de x [32].

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i P_{gq_i} \left(\frac{x}{y} \right) q_i^S(y, Q^2) + P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right] \quad (2.26)$$

Em ordem mais baixa, as funções de desdobramento, em QCD perturbativa, foram obtidas por Altarelli-Parisi [35], e têm a seguinte forma:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{(1+z^2)}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right] \quad (2.27)$$

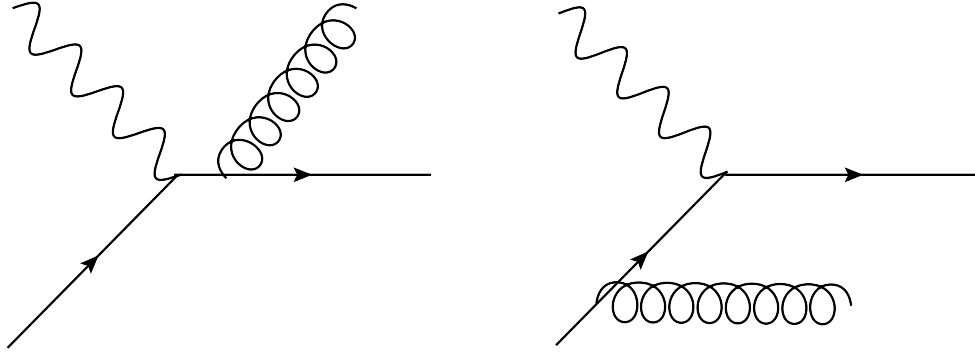


Fig. 2.7: Diagramas desconsiderados no modelo de pártons.

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2}[z^2 + (1-z)^2] \quad (2.28)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1 + (1-z)^2}{z} \right] \quad (2.29)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{(1-z)}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right] \quad (2.30)$$

onde a prescrição é definida da seguinte forma

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z} \quad (2.31)$$

sendo usada na regularização da divergência para $z = 1$.

Podemos observar que as funções P_{qq} e P_{qg} são regulares em $z \rightarrow 0$, mas as funções P_{gg} e P_{gq} são singulares neste limite. Portanto, estas crescem indefinidamente com $z \rightarrow 0$, o que implica um crescimento acentuado nas distribuições de glúons em pequeno x , enquanto o crescimento de quarks se mantém moderado. As implicações associadas a estes comportamentos serão analisados em detalhes no capítulo 4.

As equações (2.25) e (2.26) são equações íntegro-diferenciais acopladas que advém da QCD perturbativa. Já a condição inicial é não perturbativa e deve ser parametrizada. Essas parametrizações somente podem ser determinadas a partir dos resultados dos experimentos, pois necessitamos das condições iniciais das equações de evolução, que são obtidas a partir destes resultados. Portanto, essas distribuições são determinadas a partir de análises globais dos dados de processos como DIS, produção de jatos com grande momentum transversal, produção de pares, etc. Nessas análises globais é incluído o maior número possível de observáveis e assim é possível vincular as várias distribuições partônicas, pois diferentes processos nos fornecem informações sobre diferentes tipos de distribuições partônicas em diferentes regiões cinemáticas [36].

A necessidade de usarmos o maior número de dados com maior precisão, implica que para cada novo conjunto de medidas um novo refinamento das distribuições partônicas seja feito. Um dos grupos que realizam o procedimento de ajuste de dados é o grupo The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD (CTEQ) [37] que caracteriza-se por realizar análises globais dos dados com finalidade de obter parametrizações para as

distribuições partônicas. O CTEQ [38] têm usado dados do DIS e processos envolvendo prótons incidentes e/ou antiprótons para determinar densidades de pártons do próton. O processo parametriza a dependência em x das funções de distribuição para baixa, mas ainda perturbativa, escala Q^2 . Assim, usa-se a DGLAP para evoluir as funções de distribuição em Q^2 e para descrever a todos os dados disponíveis para determinar os valores dos parâmetros de entrada. A princípio, existem 11 distribuições partônicas ($u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}, b, \bar{b}, g$). Os intervalos cinemáticos de experimentos de alvo fixo e colisores permitem que as densidades partônicas sejam determinadas sobre uma ampla escala de x e Q^2 . Na Fig. 2.8 apresentamos a distribuição de pártons segundo a parametrização CTEQ6 em função da variável x , onde observamos um crescimento acentuado na distribuição de glúons em comparação a distribuição de quarks na região de pequeno x , o que evidencia a dominância dos glúons sobre os quarks no interior dos hádrons.

Como o próton possui um tamanho finito, esse aumento da distribuição de glúons não pode persistir indefinidamente. Discutiremos esse problema mais detalhadamente no capítulo 4.

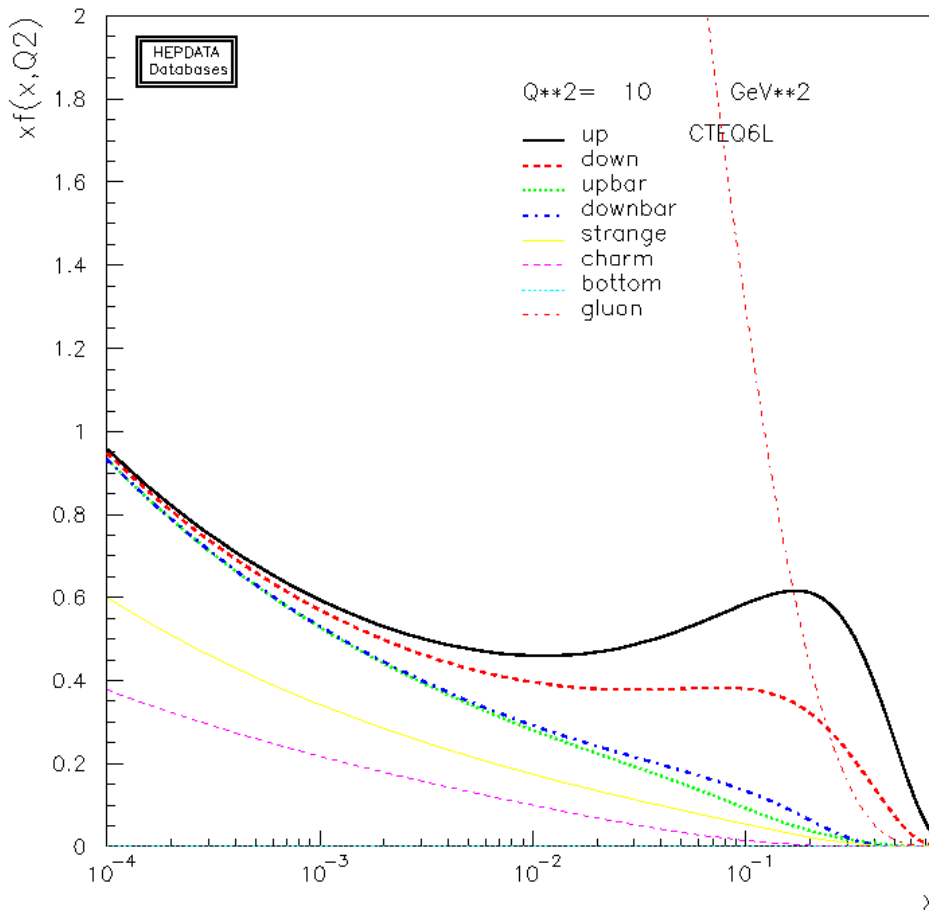


Fig. 2.8: Distribuições partônicas previstas pela CTEQ6 para $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$.

2.5 Processos Hadrônicos

A estrutura hadrônica é investigada, no limite de altas energias através de processos de espalhamento. O processo DIS lépton-nucleon é o processo mais simples, pois neste processo temos apenas uma partícula com subestrutura. Entretanto, também podemos estudar a interação forte através de colisões entre hádrons.

Os processos hadrônicos podem ser descritos em termos da fatorização colinear, a qual assume que os pártons são colineares aos hádrons [39, 40]. Além disso, a fatorização colinear prediz que a seção de choque para a produção de um dado estado final X (por ex. quarks pesados, jatos, Drell-Yan, Z, W, Higgs, entre outros) pode ser expressa em termos das distribuições partônicas dos hádrons incidentes e da seção de choque para o subprocesso partônico.

A contribuição não perturbativa é fatorada nas distribuições partônicas enquanto a contribuição perturbativa está presente na seção de choque do subprocesso, a qual pode ser estimada em diferentes ordens de aproximação.

A seção de choque para o processo duro iniciado por dois hádrons (veja Fig. 2.9) com quadrimomento P_1 e P_2 é descrita por:

$$\sigma(h_1, h_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 \int dx_2 f_{i/h_1}(x_1, Q^2) f_{j/h_2}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2) \quad (2.32)$$

onde os índices 1 e 2 referem-se aos hádrons h_1 e h_2 , respectivamente. As frações de

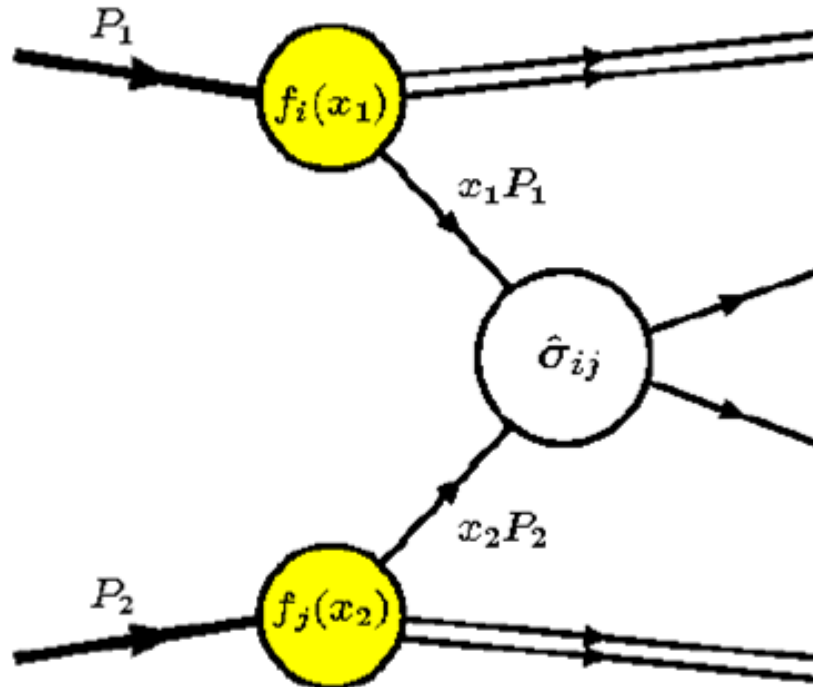


Fig. 2.9: Representação da fatorização colinear.

momentum que os pártons interagentes do processo duro carregam são: $p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$ e a escala característica para o espalhamento é representada por Q , a qual pode ser, por exemplo, a massa de quarks pesados ou o momentum transversal de jato. Esta escala é grande o suficiente para possibilitar a expansão perturbativa em séries de potências da constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2)$. Os subprocessos são avaliados na dinâmica de curtas distâncias, em que a liberdade assintótica permite tratar os pártons como livres e não interagentes. O computo dos subprocessos é viabilizado perturbativamente, uma vez que $\alpha_s(Q^2) \ll 1$. As funções $f_{i,j}(x_{1,2}, Q^2)$ são as distribuições partônicas preditas pela QCD, enquanto, $\hat{\sigma}_{i,j}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2)$ são as seções de choque para o espalhamento duro (curtas distâncias) dos pártons interagentes tipo i e j .

A próxima seção refere-se ao processo Drell-Yan que foi uma das primeiras aplicações do modelo de pártons (desenvolvido inicialmente para o DIS) para colisões entre hádrons utilizando a fatorização colinear.

2.5.1 Processo Drell-Yan

A produção de diléptons com grande massa invariante (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, etc.)² em colisões hadrônicas, fornece informações sobre a estrutura dos hádrons. A detecção experimental de diléptons com grande massa invariante em colisões hadrônicas determinou alguns fatos importantes na física de partículas. Em particular, a detecção dos estados quarkonium (estados ligados de quarks pesados) ocorreu através de seu decaimento em diléptons. Este decaimento aparece superposto a um contínuo de produção de diléptons, o qual foi teoricamente antecipado em 1970 [41] conhecido como processo Drell-Yan (Fig. 2.10). O processo Drell-Yan nos fornece uma conexão com as distribuições de antiquarks dos hádrons.

Este processo se refere a produção de diléptons (pares de léptons e antiléptons) a partir da aniquilação de dois pártons em uma colisão entre dois hádrons. No referencial de momentum infinito este processo em ordem dominante, é a aniquilação de um par de quark e antiquark indo em um bóson neutro virtual (fóton ou Z) que cria o dilépton (Fig. 2.11), sendo assim apenas vértices (interação) da QED aparecem.

O lépton criado pode ser um elétron (0, 51 MeV), múon (105 MeV) ou tau (1777 MeV). Além do par de lépton-antilépton, existe um resíduo X , formado a partir dos outros pártons presentes nos hádrons incidentes. Como o lépton não interage fortemente ele não é afetado pelo resíduo X . Para o caso em que a massa do dilépton M for muito menor do que a massa do bóson Z (91 GeV), o bóson virtual que intermedia o processo Drell-Yan pode ser considerado apenas como o fóton.

2.5.2 Seção de Choque Partônica

A fim de determinar a seção de choque para o processo $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ devemos inicialmente definir algumas variáveis cinemáticas do processo. O referencial escolhido será o do centro de momentum do sistema de um "hádron 1" mais um "hádron 2". Desconsiderando a massa dos quarks e dos léptons, os momenta dos pártons são $p_1 = x_1P_1$ e $p_2 = x_2P_2$, ou seja, os quadri-vetores correspondentes diferem apenas por um fator e $P_3^2 = P_4^2 = p_3^2 = p_4^2 = 0$.

² Grande massa invariante significa $M_{l^+l^-} \geq M_{J/\psi}$ onde $J/\psi \rightarrow$ estado ligado de quarks pesados $c\bar{c}$ por exemplo.

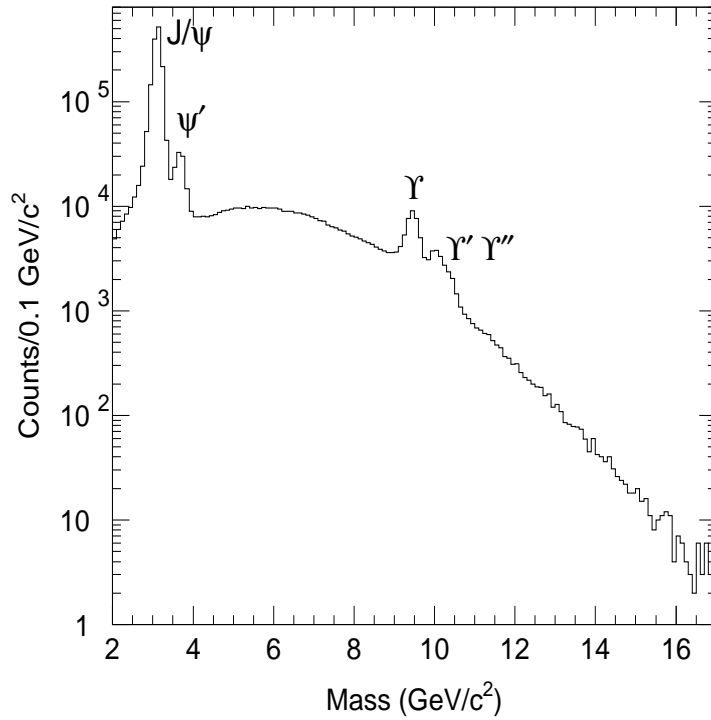


Fig. 2.10: Espectro de massa de diléptons combinado de E866 [42]: colisões $p + p$ e $p + d$ a $800 \text{ GeV}/c$ de energia do feixe. Os picos no contínuo referem-se ao dilépton medido do decaimento das ressonâncias.

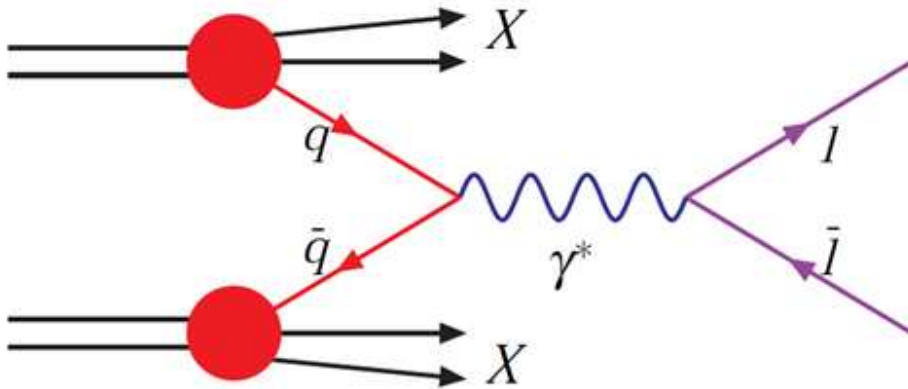


Fig. 2.11: Processo Drell-Yan no referencial de momentum infinito.

A energia do centro de momentum do sistema hádron 1 e hádron 2 ao quadrado é:

$$s = (P_1 + P_2)^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 \cdot P_2 = 2P_1 \cdot P_2 \quad (2.33)$$

Similarmente, a energia do centro de momentum do sistema pártion 1 e pártion 2 ao

quadrado é:

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 = 2p_1 \cdot p_2 = 2x_1x_2P_1 \cdot P_2 = x_1x_2s \quad (2.34)$$

A seção de choque do subprocesso pode ser calculada de maneira perturbativa em qualquer ordem. Em ordem dominante (LO) a seção de choque é obtida do subprocesso $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$, a partir da QED. O diagrama de Feynman para este subprocesso é dado pela Fig. 2.12:

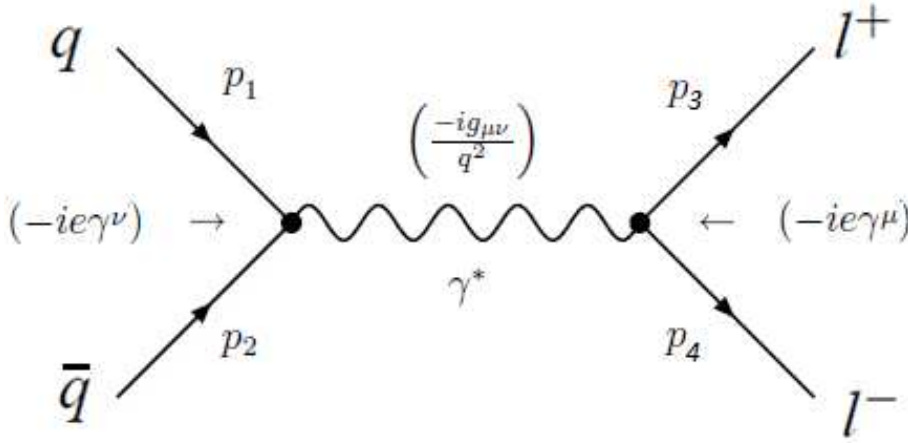


Fig. 2.12: Diagrama de Feynman para o processo Drell-Yan.

sendo p_3 e p_4 os momenta dos léptons. A amplitude de espalhamento a partir da aplicação das regras de Feynman [43], é dada por:

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p_4)ie\gamma^\mu v(p_3) \left[-\frac{ig_{\mu\nu}}{(p_1 + p_2)^2} \right] \bar{v}(p_2)(ie_{qi}\gamma^\nu)u(p_1) \quad (2.35)$$

onde u e v são os espinores de partícula e de antipartícula, respectivamente.

Sendo $e_{qi} = \varepsilon_i e$, onde ε_i é a fração da carga do quark, temos:

$$\mathcal{M} = \frac{i\varepsilon_i e^2}{s} \bar{u}(p_4)\gamma^\mu v(p_3)\bar{v}(p_2)\gamma^\nu u(p_1) \quad (2.36)$$

Fazendo a média sobre os spins iniciais e somando sobre os spins finais, além de tomar o quadrado do módulo da amplitude, temos:

$$\overline{\mathcal{M}}^2 = \frac{1}{4} \sum_{SPINS} \mathcal{M}^2 \quad (2.37)$$

logo,

$$\overline{\mathcal{M}}^2 = \frac{\varepsilon_i^2 e^4}{4s^2} 8[2(p_1 \cdot p_3)2(p_2 \cdot p_4) + 2(p_1 \cdot p_4)2(p_2 \cdot p_3)] \quad (2.38)$$

As variáveis de Mandelstam ficam:

$$\hat{s} \equiv (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \cong 2p_1p_2 \cong 2p_3p_4$$

$$\hat{t} \equiv (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \cong -2p_1p_4 \cong -2p_2p_3$$

$$\hat{u} \equiv (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \cong -2p_1p_3 \cong -2p_2p_4$$

o que implica

$$\overline{\mathcal{M}}^2 = \frac{2\varepsilon_i^2 e^4}{\hat{s}^2} [\hat{u}^2 + \hat{t}^2] \quad (2.39)$$

A seção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{\hat{s}^2} \overline{\mathcal{M}}^2 = \frac{\varepsilon_i^2 e^4}{8\pi \hat{s}^4} [\hat{u}^2 + \hat{t}^2] \quad (2.40)$$

Integrando em todo o espaço temos a seção de choque total:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\hat{t}} d\hat{t} = \frac{\varepsilon_i^2 e^4}{8\pi \hat{s}^4} \int d\hat{t} [\hat{u}^2 + \hat{t}^2] \quad (2.41)$$

Considerando o vínculo:

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \simeq 0$$

resulta

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\hat{t}} d\hat{t} = \frac{\varepsilon_i^2 e^4}{8\pi \hat{s}^4} \int d\hat{t} [\hat{t}^2 + (\hat{t}^2 + \hat{s}^2)] \quad (2.42)$$

Usando,

$$\hat{t} \equiv (p_1 - p_4)^2 = -E_1 E_2 (1 - \cos\theta)$$

onde θ é o ângulo entre p_1 e p_3 e que

$$E_1 = E_2 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}$$

então

$$\hat{t} = -\frac{\hat{s}}{2} (1 - \cos\theta)$$

Portanto, os limites de integração quando $\theta = 0^\circ$ é $\hat{t} = 0$ e quando $\theta = 180^\circ$ é $\hat{t} = -\hat{s}$. Logo,

$$\sigma = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{\hat{s}^2} \overline{\mathcal{M}}^2 = \frac{\varepsilon_i^2 e^4}{8\pi \hat{s}^4} \int_{-\hat{s}}^0 d\hat{t} [\hat{t}^2 + (\hat{t}^2 + \hat{s}^2)] \quad (2.43)$$

sendo $e^4 = 16\pi\alpha^2$, a seção de choque total em ordem dominante, fica:

$$\sigma(q_i\bar{q}_i \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3\hat{s}}\epsilon_i^2 \quad (2.44)$$

Considerando a fatorização colinear temos que a seção de choque para o processo Drell-Yan em ordem dominante é:

$$\sigma = \frac{1}{3} \sum_q \int dx_1 \int dx_2 [f_{\bar{q}}(x_1, Q^2)f_q(x_2, Q^2) + f_q(x_1, Q^2)f_{\bar{q}}(x_2, Q^2)] \sigma(q_i\bar{q}_i \rightarrow l^+l^-) \quad (2.45)$$

onde $f_q(x_2, Q^2)$ é solução da equação DGLAP.

Esta seção de choque não possui distribuição em momentum transverso. Em ordem seguinte a dominante (NLO) vamos ter a criação de mais partículas no processo e assim o momentum transverso do fóton poderá deixar de ser nulo.

Em LO tínhamos somente um vértice da QED e portanto somente um fator α_{em} , agora, em NLO teremos mais um vértice. As correções que envolvem mais de um vértice na QED são menos efetivas do que as que envolvem um vértice na QCD, devido ao fato que $\alpha_{em} \ll \alpha_s$. Sendo assim, o novo vértice é glúon-quark-quark mostrados nos diagramas da Fig. 2.13.

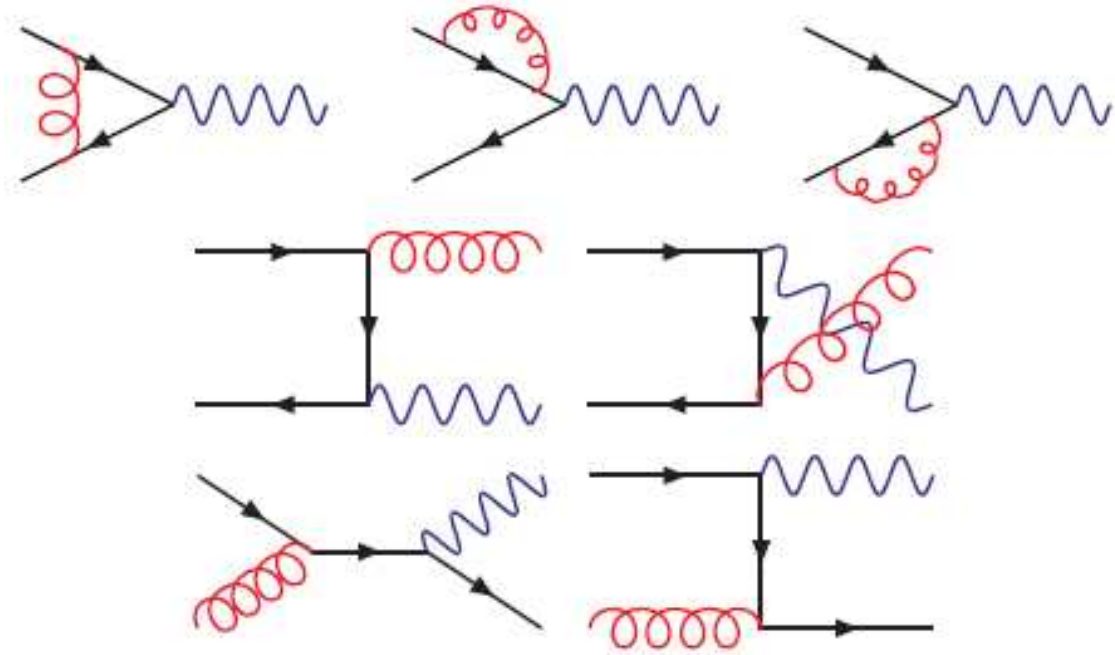


Fig. 2.13: Diagramas para o processo Drell-Yan em ordem seguinte a dominante.

A diferença entre o cálculo em ordem LO e os dados nos indica que mais altas ordens para o processo Drell-Yan são importantes. As seções de choque calculadas em ordem dominante resultam em valores abaixo dos dados por um fator de 2 a 3. A inclusão de mais altas ordens pode ser considerada na fatorização colinear através da introdução de um fator constante, aproximadamente independente de M^2 e x , mas dependente da energia, denominado fator K .

2.6 Conclusões

Neste capítulo revisamos alguns conceitos fundamentais para o desenvolvimento do trabalho. Inicialmente descrevemos como se dá a estrutura atômica apresentando o que hoje conhecemos como partículas fundamentais da matéria e suas características. A QCD, que é a teoria que descreve as interações fortes, foi apresentada. Apresentamos o DIS, que é uma forma simples de analisar a estrutura hadrônica pois apenas uma das partículas possui subestrutura. Verificamos que a seção de choque deste processo é dada em termos das funções de estrutura F_1 e F_2 , as quais estão relacionadas com a quantidade de pártons no nucleon. A QCD não prediz o conteúdo de pártons em um nucleon, mas apenas a sua evolução. Ela utiliza-se de equações de evolução tais como as equações DGLAP para descrever interações entre quarks e glúons no referencial de momentum infinito. A equação DGLAP que descreve o comportamento das funções de distribuição foi apresentada e uma pequena discussão sobre a parametrização CTEQ foi estudada.

Finalizamos este capítulo apresentando a produção de diléptons através do processo Drell-Yan, o qual pode ser utilizado como forma de investigar os efeitos de alta densidade da QCD. Entretanto nesta dissertação optamos por investigar este processo em outro referencial, de modo que muda a interpretação partônica do processo. Portanto, no próximo capítulo introduzimos o formalismo de dipolos de cor para investigar a produção de diléptons.

Capítulo 3

Formalismo de Dipolos de Cor

Introdução

Neste capítulo, a fim de obter a seção de choque para a produção de dilétons, revisamos inicialmente o DIS na representação de dipolos de cor e na sequência estudamos o processo Drell-Yan nesta representação. Este formalismo de dipolos considera o mesmo processo Drell-Yan que foi estudado no referencial de momentum infinito no capítulo anterior, mas em um referencial em que um dos hádrons está em repouso. O interessante é que este formalismo, já em OD, dá uma distribuição em momentum trasverso adequada aos experimentos [44, 45].

Este capítulo esta baseado nas refs. [46, 47].

3.1 DIS no Formalismo de Dipolos de Cor

No regime de altas energias (pequeno x) é mais conveniente tratar o DIS, no formalismo de dipolos de cor. Neste formalismo considera-se que o alvo (hádron) está no referencial de repouso, o fóton emitido pelo elétron transforma-se em uma flutuação de um quark mais um antiquark ($q\bar{q}$) com cor e anticor complementares, isto é, num dipolo de cor. Este dipolo, depois de um tempo longo, espalha o alvo. Uma vez que o tempo de interação é muito menor que o tempo de formação do par, o tamanho trasverso do dipolo $q\bar{q}$ é aproximadamente congelado durante o processo de espalhamento, como mostra a Fig. 3.1.

A fim de obtermos a seção de choque de interação para o DIS na representação (formalismo) de dipolos, consideremos o processo de fusão de um bóson-glúon apresentado na Fig. 3.2. No limite de pequeno x (altas energias), temos a fatorização k_T na qual considera-se que o párton incidente em uma interação possui momentum trasverso k_T não nulo.

Neste formalismo a seção de choque do processo $\gamma^*p \rightarrow q\bar{q}$, é dada por [45]:

$$\sigma_{\lambda}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int \frac{d\vec{K}^2}{\vec{K}^2} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \mathcal{F}\left(\frac{x}{x'}, \vec{K}^2\right) \hat{\sigma}_{\lambda}^{\gamma^*g^*}(x', \vec{K}^2, Q^2) \quad (3.1)$$

onde λ representa a polarização do fóton virtual e $\hat{\sigma}_{\lambda}^{\gamma^*g^*}$ é a seção de choque gluônica produzindo o par $q\bar{q}$. $\mathcal{F}\left(\frac{x}{x'}, \vec{K}^2\right)$ é a distribuição de glúons não integrada, que na aproximação

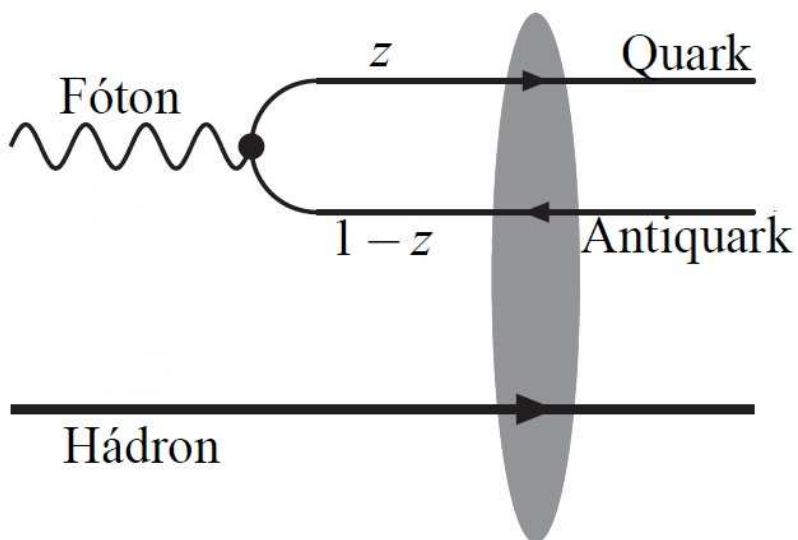


Fig. 3.1: DIS na representação do formalismo de Dipolos de Cor.

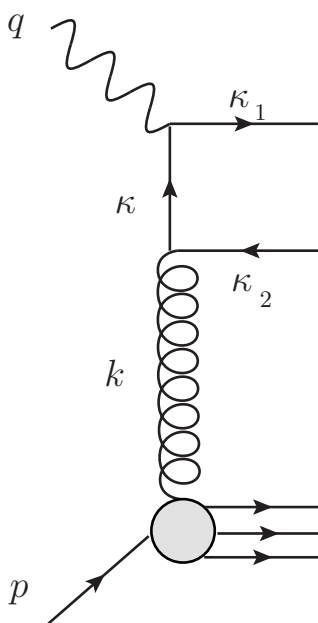


Fig. 3.2: Representação da interação no formalismo de fatorização k_T .

de logaritmo dominante ($\ln(1/x)$), podemos escrever:

$$\mathcal{F}\left(\frac{x}{x'}, \vec{K}^2\right) \simeq \mathcal{F}(x, \vec{K}^2) \tag{3.2}$$

uma vez que

$$\ln^n \frac{x}{x'} = \ln^n x \left[1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\ln x}\right) \right] \quad (3.3)$$

Por conveniência, tomamos a definição de distribuição de glúons não integrada (por isso fatorização k_T):

$$\mathcal{F}(x, \vec{K}^2) = \frac{\partial [xg(x, \vec{K}^2)]}{\partial \ln \vec{K}^2} \quad (3.4)$$

que está relacionada com a distribuição de glúons usual por:

$$g(x, Q^2) = \int^{Q^2} \frac{d\vec{K}^2}{\vec{K}^2} \mathcal{F}(x, \vec{K}^2) \quad (3.5)$$

Assim, tomando o limite de integração inferior em x' como sendo zero, a equação (3.1) torna-se

$$\sigma_{\lambda}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \int \frac{d\vec{K}^2}{\vec{K}^2} \mathcal{F}(x, \vec{K}^2) \int_0^1 \frac{dx'}{x'} \sigma_{\lambda}^{\gamma^* g^*}(x', \vec{K}^2, Q^2) \quad (3.6)$$

Podemos escrever a equação (3.6), tomando $\beta = x/x'$ como

$$\sigma_{\lambda}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \int \frac{d\vec{K}^2}{\vec{K}^2} \int \frac{d\beta}{\beta} \mathcal{F}(\beta, \vec{K}^2) \hat{\sigma}_{\lambda}^{\gamma^* g^*}(\beta, \vec{K}^2, Q^2) \quad (3.7)$$

A seção de choque do processo elementar

$$\gamma^*(q) + g(K) \rightarrow q(\kappa_1) + \bar{q}(\kappa_2) \quad (3.8)$$

pode ser obtida usando técnicas perturbativas no diagrama de Feynman e é dada por:

$$\sigma_{\gamma^* g^*}^{\lambda} = \frac{\beta}{8\pi^2 W^4 \vec{K}^2} \int \frac{dz}{z(1-z)} \int d^2 \vec{\kappa} \delta \left(\beta - \frac{z\vec{\kappa}^2 + (1-z)(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2}{z(1-z)W^2} \right) H_{\lambda} \quad (3.9)$$

onde W é a energia de centro de massa do sistema fóton virtual-próton, $\beta \equiv x/x'$ é a fração de momentum longitudinal do próton carregada pelo glúon, $\varepsilon^2 \equiv Q^2 z(1-z)$ e

$$H_{\lambda} = 8\pi^2 \alpha_s \alpha_{em} e_q^2 \frac{z(1-z)W^4}{Q^2} \left\{ \frac{N_{\lambda}(\vec{\kappa}, \vec{\kappa})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)^2} + \frac{N_{\lambda}(\vec{\kappa} + \vec{K}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]^2} - \frac{2N_{\lambda}(\vec{\kappa}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]} \right\}$$

com

$$N_L(\vec{K}_1, \vec{K}_2) = 4z^2(1-z)^2 Q^4 \quad (3.10)$$

$$N_T(\vec{K}_1, \vec{K}_2) = Q^2 [z^2 + (1-z)^2] \vec{K}_1 \cdot \vec{K}_2 \quad (3.11)$$

onde L e T representam a polarização longitudinal e transversal do fóton, respectivamente.

Inserindo H_λ em (3.12), temos:

$$\begin{aligned}
 \sigma_\lambda^{\gamma^*g^*} &= \frac{\beta}{8\pi^2 W^4 \bar{K}^2} \int \frac{dz}{z(1-z)} \int d^2\vec{\kappa} \delta\left(\beta - \frac{z\vec{\kappa}^2 + (1-z)(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2}{z(1-z)W^2}\right) \\
 &\times \left[8\pi^2 \alpha_s \alpha_{em} e_q^2 \frac{z(1-z)W^4}{Q^2} \left[\frac{N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)^2} \right. \right. \\
 &+ \left. \left. \frac{N_\lambda(\vec{\kappa} + \vec{K}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]^2} - \frac{2N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]} \right] \right] \\
 &= \frac{\beta}{\bar{K}^2} \int dz \int d^2\vec{\kappa} \delta\left(\beta - \frac{z\vec{\kappa}^2 + (1-z)(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2}{z(1-z)W^2}\right) \\
 &\times \left[\alpha_s \alpha_{em} \frac{e_q^2}{Q^2} \left[\frac{N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)^2} + \frac{N_\lambda(\vec{\kappa} + \vec{K}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]^2} - \frac{2N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]} \right] \right]
 \end{aligned}$$

Substituindo a expressão anterior em (3.7), temos:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{LT}^{\gamma^*p} &= \int \frac{d\bar{K}^2}{\bar{K}^2} \int \frac{d\beta}{\beta} \mathcal{F}(\beta, \bar{K}^2) \left\{ \frac{\beta}{\bar{K}^2} \int dz \int d^2\vec{\kappa} \delta\left(\beta - \frac{z\vec{\kappa}^2 + (1-z)(\vec{\kappa} + \vec{k})^2 + \varepsilon^2}{z(1-z)W^2}\right) \right. \\
 &\times \left. \alpha_s \alpha_{em} \frac{e_q^2}{Q^2} \left[\frac{N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)^2} + \frac{N_\lambda(\vec{\kappa} + \vec{K}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]^2} - \frac{2N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Rearranjando os termos, aplicando a delta na integral em $d\beta$ e introduzindo a soma sobre os sabores q , temos:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{LT}^{\gamma^*p} &= \frac{\alpha_{em}}{Q^2} \sum_q e_q^2 \int \frac{d\bar{K}^2}{\bar{K}^4} \int_0^1 dz \int d^2\vec{\kappa} \alpha_s \mathcal{F}(\beta, \bar{K}^2) \\
 &\times \left[\frac{N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)^2} + \frac{N_\lambda(\vec{\kappa} + \vec{K}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]^2} - \frac{2N_\lambda(\vec{\kappa}, \vec{\kappa} + \vec{K})}{(\vec{\kappa}^2 + \varepsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]} \right] \quad (3.12)
 \end{aligned}$$

A distribuição partônica \mathcal{F} corresponde às contribuições de longa distância (pequeno momentum), não sendo calculáveis em QCD perturbativa.

Agora, passaremos à discussão da seção de choque $\sigma_{LT}^{\gamma^*p}$ do espaço de momentos transversais para o espaço de coordenadas transversas. Partimos da seção de choque expressa pela equação acima, fazendo α_s fixo e $f(\beta, \bar{K}^2) \simeq f(x, \bar{K}^2)$ calculamos, separadamente, a contribuição longitudinal e parte transversa, usando (3.10) e (3.11) e recorrendo às identidades a seguir:

$$\begin{aligned}
 \int \frac{d^2\vec{\kappa}}{(\vec{K}^2 + \varepsilon^2)[(\vec{K} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2\vec{\kappa}_1 \int d^2\vec{\kappa}_2 \int d^2\vec{\rho} \frac{e^{i\vec{\rho}(\vec{\kappa}_1 + \vec{K}) - i\vec{\rho}\cdot\vec{\kappa}_2}}{(\vec{\kappa}_1^2 + \varepsilon^2)(\vec{\kappa}_2^2 + \varepsilon^2)} \\
 &= \int d^2\vec{\rho} e^{i\rho\vec{K}} \left[\frac{1}{2\pi} \int d^2\vec{K} \frac{e^{i\vec{\rho}\cdot\vec{K}}}{(\vec{K}^2 + \varepsilon^2)} \right]^2 \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

e

$$\int d^2\vec{\kappa} \frac{\vec{\kappa}^2 + \vec{\kappa} \cdot \vec{K}}{(\vec{K}^2 + \varepsilon^2)[(\vec{K} + \vec{K})^2 + \varepsilon^2]} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2\vec{\kappa}_1 \int d^2\vec{\kappa}_2 \int d^2\vec{\rho}$$

$$\times \frac{(\vec{\nabla} e^{i\rho(\vec{\kappa}_1 + \vec{K})})(\vec{\nabla} e^{-i\rho\vec{\kappa}_2})}{(\vec{\kappa}_1^2 + \varepsilon^2)(\vec{\kappa}_2^2 + \varepsilon^2)} \quad (3.14)$$

onde $\nabla \equiv \partial/\partial\vec{\rho}$. Estas identidades nos levam do espaço de momentos transversos para o espaço de coordenadas transversas, sendo ρ identificada como a separação transversal do dipolo $q\bar{q}$.

Usando a seguinte identidade integral:

$$\int_0^\infty \frac{t^{\nu+1} J_\nu(at) dt}{(t^2 + z^2)^{\mu+1}} = \frac{a^\mu z^{\nu-\mu}}{2^\mu \Gamma(\mu+1)} K_{\nu-\mu}(az) \quad (3.15)$$

e realizando integrações angulares, escrevemos a seção de choque de foto-absorção virtual como:

$$\sigma_{L,T}^{*p}(x, Q^2) = \int_0^1 dz \int d^2\vec{\rho} |\Psi_{L,T}(z, \rho)|^2 \sigma_{dip}(x, \rho) \quad (3.16)$$

onde $\sigma_{dip}(x, \rho)$ é

$$\sigma_{dip}(x, \rho) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2\vec{K}}{K^4} \alpha_s \mathcal{F}(x, \vec{K}^2) (1 - e^{i\vec{K}\cdot\vec{\rho}}). \quad (3.17)$$

e $|\Psi_{L,T}|^2$ são dadas por

$$|\Psi_L(z, \rho)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q 4e_q^2 Q^2 z^2 (1-z)^2 K_0^2(\varepsilon\rho) \quad (3.18)$$

$$|\Psi_T(z, \rho)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q e_q^2 [z^2 + (1-z)^2] \varepsilon^2 K_1^2(\varepsilon\rho) \quad (3.19)$$

sendo $\varepsilon^2 = Q^2 z(1-z)$. Nas fórmulas acima, K_0 e K_1 são as funções McDonald-Bessel.

Podemos obter uma relação importante que relaciona a seção de choque de dipolo e a densidade de glúons reescrevendo (3.17) na forma:

$$\sigma_{dip}(x, \rho) = \frac{\pi}{3} \rho^2 \int \frac{d^2\vec{K}}{K^2} \alpha_s \frac{4[1 - J_0(k\rho)]}{(k\rho)^2} \frac{\partial x g(x, \vec{K}^2)}{\partial \ln \vec{K}^2} \quad (3.20)$$

Na aproximação de duplo logaritmico dominante (para pequeno r ou grande Q^2) podemos aproximar $4[1 - J_0(\xi^2)]/(\xi^2)^2$ pela função passo $\Theta(A - \ln \xi^2)$ com $A \approx 10$, a equação acima pode ser expressa por:

$$\sigma_{dip}(x, \rho) \sim \frac{\pi^2}{3} \rho^2 \alpha_s(\rho) x g\left(x, \frac{A}{\rho^2}\right) \quad (3.21)$$

Essa relação é válida no regime linear das interações fortes e explicita que $\sigma_{dip}(x, \rho) \propto \rho^2$ para pequeno ρ . Esta propriedade é chamada de transparência de cor, pois implica que a matéria é quase transparente para pares de pequeno tamanho.

Uma interpretação das funções σ_{dip} e $|\Psi|^2$ pode ser obtida no referencial de repouso do alvo, onde o momentum do fóton é representado por:

$$q = (\nu, 0, 0, q_3) \quad (3.22)$$

mas, como $q^2 = -Q^2$, temos:

$$\nu^2 - q_3^2 = q^2 = -Q^2 \quad (3.23)$$

$$\nu^2 + Q^2 = q_3^2 \quad (3.24)$$

logo

$$q_3 = \sqrt{\nu^2 + Q^2} \quad (3.25)$$

onde $\nu = \kappa - \kappa'$. Desta forma, o momenta do fóton expresso por:

$$q = (\nu, 0, 0, \sqrt{\nu^2 + Q^2}) \quad (3.26)$$

Usando as variáveis do cone de luz, definidas por:

$$q_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(q^0 \pm q^3) \quad (3.27)$$

temos,

$$q^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}[\nu + \sqrt{\nu^2 + Q^2}] \quad (3.28)$$

e, expandindo a raiz, no limite de altas energias ($\nu \gg Q^2$):

$$q^+ \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}[\nu + \nu] \simeq \sqrt{2}\nu \quad (3.29)$$

Agora para a outra variável do cone de luz, teremos:

$$q^- = \frac{1}{\sqrt{2}}[\nu - \sqrt{\nu^2 + Q^2}] = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\nu - \nu^2\left(1 + \frac{Q^2}{\nu^2}\right)\right]^{1/2} \quad (3.30)$$

novamente, expandindo da raiz, resulta:

$$q^- \simeq \frac{1}{2}\left(-\frac{Q^2}{2\nu}\right) \simeq -\frac{Q^2}{2q^+} \quad (3.31)$$

Assim, denominando κ o momentum do quark (q) e κ' o momentum do antiquark:

$$q : \kappa = \left(zq^+, \frac{\vec{\kappa}^2}{2zq^+}, \vec{\kappa}\right) \quad (3.32)$$

$$\bar{q} : \kappa' = \left((1-z)q^+, \frac{\vec{\kappa}^2}{2(1-z)q^+}, -\vec{\kappa}\right) \quad (3.33)$$

onde z é a fração de momentum do fóton portada pelo quark e $(1-z)$ é a fração de momentum do fóton portada pelo antiquark. O momentum q do fóton virtual (γ^*) denominado por:

$$\gamma^* : q^\mu = \left(q^+, -\frac{Q^2}{2q^+}, \vec{0}_\perp\right) \quad (3.34)$$

A massa invariante quadrada do par $q\bar{q}$ é expressa por:

$$M^2 = (\kappa + \kappa')^2 = \frac{\vec{\kappa}^2}{z(1-z)} \quad (3.35)$$

Pelo princípio da incerteza, podemos estimar o tempo de vida τ_f do par:

$$\tau_f \sim \frac{1}{\Delta E} \quad (3.36)$$

com $\Delta E = E_{par} - E_{\gamma^*}$, onde E_{par} pode ser obtida a partir de (3.32) e (3.33):

$$E_{par} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(q^+ \frac{\vec{\kappa}^2}{2z(1-z)q^+} \right) \quad (3.37)$$

e, a energia do fóton expressa por:

$$E_{\gamma^*} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(q^+ - \frac{Q^2}{2q^+} \right) \quad (3.38)$$

A diferença de energia ΔE entre o par $q\bar{q}$ e o fóton virtual :

$$\Delta E = E_{par} - E_{\gamma^*} = \frac{1}{2\sqrt{2}q^+} \left(Q^2 + \frac{\vec{\kappa}^2}{z(1-z)} \right) \quad (3.39)$$

ou ainda,

$$\Delta E \simeq \frac{Q^2}{\sqrt{2}q^+} = m_N x \quad (3.40)$$

para $\vec{\kappa}^2 \leq z(1-z)Q^2$, ou seja, $M^2 \leq Q^2$. Logo, o tempo de formação do par fica:

$$\tau_f \sim \frac{1}{\Delta E} \sim \frac{1}{m_N x} \quad (3.41)$$

Podemos observar que em pequeno x o tempo de formação do par τ_f é muito maior que o tempo típico da interação: $\tau_{int} \sim R_p$, onde R_p é o raio do alvo. Pode-se dizer que o par viaja uma longa distância $l \sim \frac{1}{m_N x}$ antes de espalhar o alvo. Desta forma, o tamanho transversal do par permanece congelado durante a interação com o alvo e podemos interpretar o DIS em pequeno x como o espalhamento de um dipolo de cor $q\bar{q}$ de tamanho fixo por um nucleon. Isto implica que σ_{dip} contém a dinâmica da interação e a equação (3.17) representa a seção de choque de interação total de um par $q\bar{q}$ com o próton com $|\Psi_{L,T}|^2$ sendo a probabilidade de um fóton virtual flutuar em um par $q\bar{q}$ e este par, então, interagir com o alvo.

3.2 O Processo Drell-Yan no Formalismo de Dipolos de Cor

O formalismo de dipolos de cor considera o mesmo processo Drell-Yan estudado no referencial de momentum infinito na seção anterior 4.1, mas em um referencial em que um dos hádrons participantes está em repouso. Neste referencial o hádrons que está em repouso é identificado como alvo, enquanto que o outro hádron é o projétil. O processo Drell-Yan neste referencial é entendido da seguinte maneira [29]:

1. O projétil emite um quark (ou antiquark);
2. O quark emitido flutua em um estado de um quark mais um fóton virtual com massa M ;
3. O quark interage com o campo de cor do alvo, liberando o fóton;
4. O fóton virtual transforma-se em um par de léptons.

ou, ainda, uma outra possibilidade

1. O projétil emite um quark (ou antiquark);
2. O quark emitido interage com o campo de cor do alvo;
3. O quark flutua em um estado de um quark mais um fóton virtual com massa M ;
4. O fóton virtual transforma-se em um par de léptons.

Nesse processo a seção de choque de dipolos aparece como a interferência dos dois diagramas possíveis (veja Fig. 3.3): o diagrama na qual a emissão do fóton ocorre antes da interação com o alvo e o diagrama no qual a interação ocorre depois da emissão do fóton.

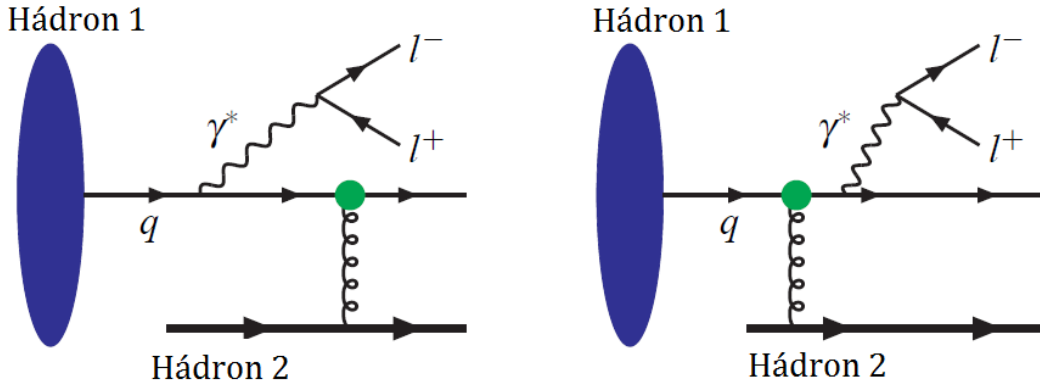


Fig. 3.3: Diagramas do processo Drell-Yan no referencial de repouso do alvo.

A seção de choque com dependência no momentum transverso p_T e na massa do dilépton M a partir do formalismo de dipolos pode ser escrita como [44]:

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dM^2 dx_F d^2 p_T} = \frac{\alpha_{em}^2}{6\pi^3 M^2} \frac{1}{(x_3 + x_4)} \int_0^\infty d\rho W(\rho, p_T) \sigma_{dip}(\rho) \quad (3.42)$$

em que x_F é a fração de momentum longitudinal total ou x de Feynman, ρ é a separação transversal do dipolo e s é a energia no referencial de centro de momentum elevada ao quadrado.

A seção de choque de dipolos σ_{dip} é a mesma presente na descrição do DIS. Consequentemente dada uma σ_{dip} vinculada pelos dados experimentais do DIS a predição do processo Drell-Yan é livre de parâmetros.

A função $W(\rho, p_T)$ tem o papel de função peso, controlando as contribuições de grande e pequeno ρ da seção de choque de dipolo. Esta função depende da composição do projétil, dá o peso da contribuição de cada dipolo de tamanho ρ e é uma funcional das funções de distribuição de pártons:

$$\begin{aligned}
 W(\rho, p_T) = & \int_{x_3}^1 \frac{d\alpha}{\alpha^2} \sum_{q=1}^{N_f} e_2^q \left[q \left(\frac{x_3}{\alpha}, M^2 \right) + \bar{q} \left(\frac{x_1}{\alpha}, M^2 \right) \right] \\
 & \times \left\{ [m_q^2 \alpha^4 + 2M^2(1 - \alpha)^2] \right. \\
 & \times \left[\frac{1}{p_T^2 + \eta^2} T_1(\rho) - \frac{1}{4\eta} T_2(\rho) \right] + [1 + (1 - \alpha)^2] \\
 & \left. \times \left[\frac{\eta p_T}{p_T^2 + \eta^2} T_3(\rho) - \frac{T_1(\rho)}{2} + \frac{\eta}{4} T_2(\rho) \right] \right\} \quad (3.43)
 \end{aligned}$$

em que α é a fração de momentum do párton que é levada pelo fóton virtual. A variável η é dada por $\eta = (1 - \alpha)M^2 + \alpha^2 m_q^2$ e m_q é a massa do quark. As funções T_i são dadas por:

$$T_1(\rho) = \rho J_0(p_T \rho / \alpha) K_0(\eta \rho / \alpha) / \alpha \quad (3.44)$$

$$T_2(\rho) = \rho^2 J_0(p_T \rho / \alpha) K_1(\eta \rho / \alpha) / \alpha^2 \quad (3.45)$$

$$T_3(\rho) = \rho J_1(p_T \rho / \alpha) K_1(\eta \rho / \alpha) / \alpha \quad (3.46)$$

onde as funções J_0 e J_1 são a primeira classe das funções de Bessel de ordem 0 e 1, enquanto K_0 e K_1 são a segunda classe modificada das funções de Bessel de ordem 0 e 1.

Na Fig. 3.4 é apresentada a função $W(\rho, p_T)$ em termos da separação transversal fóton-quark ρ para massa do par de léptons $M = 6$ GeV e $x_F = 0.625$. Este resultado [28] é apresentado para a energias de centro de massa do acelerador de partículas RHIC de $\sqrt{s} = 500$ GeV. Para a massa dos quarks leves, o valor $m_q = 0.2$ GeV foi considerado. Três diferentes valores para o momentum transversal dos diléptons foram selecionados, $p_T = 0, 1$ e 4 GeV.

Como pode ser verificado a partir da Eq. (3.43), as funções de Bessel J_i governam o comportamento de $W(\rho, p_T)$ em função de ρ . Para grande p_T os dipolos de grande separação são suprimidos, pois $W(\rho, p_T)$ é oscilante com supressão. Por outro lado, se p_T decresce, dipolos com grande ρ passam a ser significativos.

A produção de diléptons através do processo Drell-Yan, utilizando o formalismo de dipolos de cor, já foi investigada para energias dos aceleradores de partículas RHIC e LHC por diversos autores. Este processo foi originalmente derivado nas refs. [44, 49, 50]. Em [50, 51] foi realizado uma comparação entre o modelo de pártons e o formalismo de dipolos de cor mostrando que os dois modelos são equivalentes. Posteriormente efeitos nucleares foram introduzidos [52], e em [53] é feito o cálculo para a produção de diléptons considerando o formalismo Condensado de Vidros de Cor. Em particular, Betemps, Gay Ducati e Oliveira em diferentes trabalhos [54, 55, 56, 57] utilizam os diléptons produzidos no processo como observável para investigar os efeitos de alta densidade em colisões pp e pA , descritos pelo Condensado de Vidros de Cor. Além destes efeitos, os efeitos nucleares de baixa densidade presentes em colisões pA , também são investigados. Em [58] além de investigar os efeitos nucleares através da comparação de colisões pp com pA é realizado uma comparação do

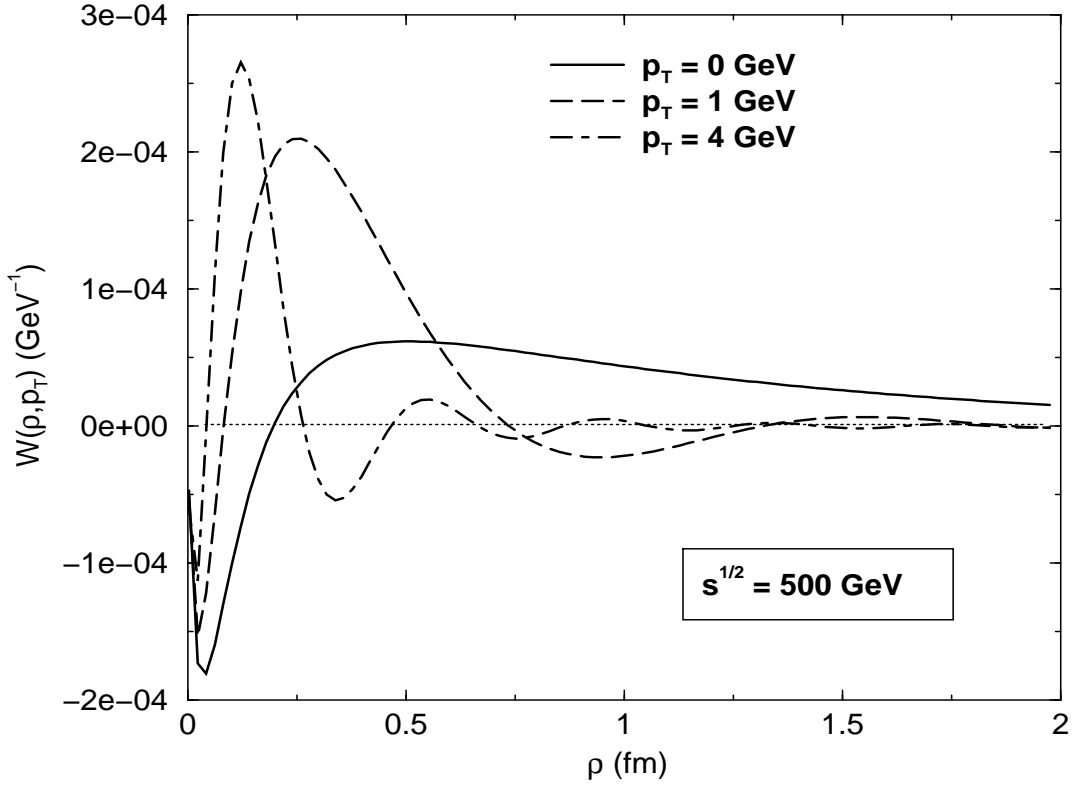


Fig. 3.4: Função peso $W(\rho, p_T)$ em termos de ρ para diferentes valores de p_T para valores fixos de $x_F = 0.625$ e $M = 6.5$ GeV [48].

processo Drell-Yan em dois modelos diferentes: o formalismo de dipolos de cor (no referencial de repouso do alvo) com o formalismo colinear (no referencial de momentum infinito do alvo). Nesta dissertação atualizamos este trabalho no que se refere as suas predições ao estudo de colisões pp usando a seção de choque de dipolo com solução da parametrização rcBK e estudamos os efeitos de alta densidade descritos pelo Condensado de Vidros de Cor em colisões pp e pA para energias superiores a dos aceleradores através do evento natural dos UHECR.

3.3 Conclusões

Neste capítulo estudamos o formalismo de dipolos de cor, devido a sua importância como ferramenta para este trabalho. Apresentamos inicialmente a interpretação do DIS neste formalismo, passando a seguir ao estudo do processo Drell-Yan, o qual é utilizado como forma de investigar os efeitos de alta densidade da QCD. No próximo capítulo abordamos em mais detalhes a dinâmica das interações forte no regime de altas energias.

Capítulo 4

Dinâmica QCD para Altas Energias

Introdução

Vimos no capítulo 2 deste trabalho, que as distribuições partônicas dos hádrons, obedecem a equações de evolução, que determinam como evoluem as distribuições em termos das variáveis cinemáticas x e Q^2 . Iniciamos este capítulo investigando o comportamento da equação de evolução DGLAP na região de altas energias (regime de pequeno x). Nesta equação a distribuição de pártons evolui levando em conta apenas diagramas de emissão. Com o aumento da energia, a probabilidade de emissão de um novo párton aumenta, implicando um forte crescimento da seção de choque $\sigma(\gamma^*N)$. Este comportamento implica que não há um limite no crescimento da seção de choque, com a consequente violação da unitariedade sendo necessário a presença de algum novo efeito dinâmico. Este mecanismo de forma geral pode ser obtido considerando termos não-lineares nas equações de evolução partônicas, chamadas de equações de evolução não-lineares.

No que segue apresentamos o formalismo proposto por Gribov, Levin e Ryskin que foi o primeiro a discutir os efeitos de alta densidade propondo a primeira equação de evolução não-linear. Este formalismo gerou uma longa série de trabalhos com objetivo de desenvolver uma teoria para o regime de altas densidades partônicas. Atualmente entende-se que este regime é descrito por uma teoria efetiva da QCD a altas energias chamada Condensado de Vidros de Cor (CGC) cuja evolução em determinado limite é descrita pela equação de Balitsky-Kovchegov (BK). E por fim, apresentamos os modelos utilizados para desenvolver este trabalho e uma comparação entre estes modelos é realizada.

Este capítulo está baseado nas refs. [46, 59, 60, 28, 27]

4.1 DGLAP no Limite de Pequeno x

Na região de pequeno x a dinâmica DGLAP é controlada pela distribuição de glúons, pois as funções desdobramento P_{qg} e P_{gg} apresentam divergência no limite de $z \rightarrow 0$. Como as distribuições de glúons dominam na região de pequeno x , as equações DGLAP podem ser aproximadas por [28]:

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right] \quad (4.1)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right] \quad (4.2)$$

Vamos considerar inicialmente a evolução da distribuição de glúons, para a forma de uma solução das equações DGLAP. Definindo a transformada de Mellin [46]:

$$\bar{h}(\omega, Q^2) = \int_0^1 \frac{d}{dx} x^\omega h(x, Q^2) \quad (4.3)$$

onde a variável ω é escolhida de tal forma que o momentum $\omega = 0$ corresponde ao número de pártons e o momentum $\omega = 1$ mede a quantidade de momentum linear destes pártons. A transformada inversa de Mellin é dada por:

$$h(x, Q^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} d\omega x^{-\omega+1} \bar{h}(\omega, Q^2) \quad (4.4)$$

o contorno de integração está à direita da função de momentum $\bar{h}(\omega, Q^2)$ no plano complexo ω . Assim, podemos escrever as aproximações às equações DGPAP como:

$$\frac{d\bar{q}_i(\omega, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \gamma_{qg}(\omega) \bar{g}(\omega, q^2) \quad (4.5)$$

$$\frac{d\bar{g}(\omega, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \gamma_{gg}(\omega) \bar{g}(\omega, q^2) \quad (4.6)$$

onde a dimensão anômala γ , corresponde a transformada de Mellin para a função de desdobramento $P_{i,j}$.

A equação (4.6) tem como solução para as distribuições de glúons:

$$\bar{g}(\omega, Q^2) = \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp \left[\int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \gamma_{gg}(\omega) \right] \quad (4.7)$$

Observamos facilmente que o comportamento em pequeno x para as distribuições se resume ao comportamento da dimensão anômala γ nesta região. As dimensões anômalas são calculadas perturbativamente a partir da QCD como:

$$\gamma_{ij}(\omega, Q^2) = \int_0^1 dz z^\omega P_{i,j}(z, \alpha_s(Q^2)) \quad (4.8)$$

As singularidades do integrando em $\omega = 1$ definem o comportamento das distribuições de glúons em pequeno x . Esta expressão mostra que a dimensão anômala $\gamma_{ij}(\omega)$ controla a evolução dinâmica da distribuição de glúons na variável Q^2 . Em ordem dominante:

$$\int_{Q^2}^{Q_0^2} \frac{dq^2}{q^2} \gamma_{gg}(\omega, \alpha_s(q^2)) = \gamma_{(0)}^{gg}(\omega) \int_{Q^2}^{Q_0^2} \frac{dq^2}{q^2} \frac{\alpha_s(q^2)}{2\pi} \quad (4.9)$$

$$= \gamma_{(0)}^{gg}(\omega) \epsilon(Q^2, Q_0^2) \quad (4.10)$$

Assim, a distribuição de glúons no espaço ω é dada por:

$$\bar{g}(\omega, Q^2) = \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp \left[\gamma_{(0)}^{gg}(\omega) \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right] \quad (4.11)$$

Tomando o termo singular em $\gamma_{gg}^{(0)}$, teremos

$$\bar{g}(\omega, Q^2) \simeq \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp \left[\frac{6}{\omega - 1} \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right] \quad (4.12)$$

Utilizando a transformada de Mellin, obtemos a distribuição de glúons no espaço x :

$$xg(x, Q^2) \approx \frac{1}{2\pi i} \int d\omega \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp \left[(\omega - 1) \ln \frac{1}{x} + \frac{6}{\omega - 1} \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right] \quad (4.13)$$

De acordo com esta equação temos que as singularidades podem ocorrer nas dimensões anômalas e/ou na distribuição de glúons de entrada (não perturbativa). A singularidade dominante controla a distribuição de glúons para pequeno x , bem como a distribuição de quarks de mar. Se esta for a singularidade da dimensão anômala, isto é, se a distribuição gluônica não perturbativa de entrada comporta-se como uma constante para pequeno x , pode-se obter a solução para a equação anterior pelo método ponto de sela. Para esta expressão, o ponto de sela ocorre para:

$$\frac{dH}{d\omega} = 0 \quad (4.14)$$

com H sendo o argumento da exponencial da expressão (4.13):

$$H \equiv \left[(\omega - 1) \ln \frac{1}{x} + \frac{6}{\omega - 1} \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right] \quad (4.15)$$

Sendo assim,

$$\ln \frac{1}{x} + \frac{6}{(\omega - 1)^2} \epsilon(Q^2, Q_0^2) = 0 \quad (4.16)$$

$$(\omega_s - 1) = \left[\frac{6\epsilon(Q^2, Q_0^2)}{\ln \frac{1}{x}} \right]^{1/2} \quad (4.17)$$

Para grandes valores de $\ln \frac{1}{x}$ e $\epsilon(Q^2, Q_0^2)$ podemos estimar a integral da expressão (4.12) através da expansão sobre o ponto de sela ω_s e H calculado acima, então teremos:

$$H \approx H(\omega_s) + k(\omega - \omega_s)^2 \quad (4.18)$$

Asumindo $(\omega - \omega_s) = i\nu$, teremos:

$$H \approx H(\omega_s) + k\nu^2 \quad (4.19)$$

Substituindo em (4.12), devemos resolver uma integral gaussiana em ν , com α_s constante obtemos:

$$xg(x, Q^2) \approx \left\{ \frac{\ln \left(\frac{1}{x} \right)}{\frac{\alpha_s}{2\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right)} \right\}^{3/4} \exp \left\{ 2 \left[3 \frac{\alpha_s}{\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \ln \left(\frac{1}{x} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (4.20)$$

Desta forma, a DGLAP prediz que a distribuição de glúons cresce mais rapidamente que potências de $\ln(1/x)$ porém, mais lentamente que potências de $1/x$, sendo este crescimento dependente do comprimento de evolução de Q_0^2 a Q^2 através do termo $\epsilon(Q^2, Q_0^2)$. Este comportamento é chamado de Aproximação de Duplo Logaritmo (DLA), onde os diagramas somados contribuem com termos da ordem de $[\alpha_s \ln(Q^2/Q_0^2) \ln(1/x)]^n$. Os termos proporcionais a $\ln(1/x)$ aparecem sempre acompanhados de um $\ln Q^2$, o que significa que esta descrição é válida somente na região de grandes valores de $1/x$ e Q^2 .

Este resultado implica que temos um problema no limite de pequeno x , pois a DGLAP prevê um crescimento acentuado de glúons nesta região. Tal comportamento ocorre porque os diagramas de recombinação de pártons não são considerados nas equações DGLAP, como por exemplo a fusão de dois glúons em um só. Na região de pequeno x , devido ao aumento da densidade partônica, esses efeitos tornam-se importantes na descrição da dinâmica.

4.2 Equações de Evolução Não-Lineares

Conforme analisado no capítulo 2, as distribuições partônicas obedecem equações de evolução, que determinam como estas evoluem em termos das variáveis cinemáticas x e Q^2 . Nas equações DGLAP consideradas anteriormente, a distribuição de pártons evolui apenas levando em conta diagramas de emissão. Entretanto, com o aumento de energia, a probabilidade de emissão de um novo párton aumenta, implicando para altas energias que a densidade de pártons pode aumentar muito e atingir um limite, onde existe uma grande densidade de pártons no hádron. Tal comportamento mostra que a QCD perturbativa, neste formalismo, não impõe um limite no crescimento da seção de choque, requerendo algum efeito dinâmico, não originalmente presente no formalismo DGLAP. Este mecanismo pode ser por exemplo, a recombinação partônica ou o efeito de sombreamento, que de forma geral pode ser obtido considerando termos não-lineares nas equações de evolução partônicas, chamadas de equações de evolução não-lineares, tema que será abordado nesta seção.

O primeiro trabalho foi proposto por Gribov, Levin e Ryskin [61], onde é apresentada a idéia de que a altas energias o número de glúons dentro do próton seria tão grande fazendo com que processos de recombinação sejam relevantes. Este trabalho gerou uma longa série de trabalhos cujo objetivo era desenvolver uma teoria de alta densidade. Uma teoria efetiva da QCD a altas energias (pequeno x) é chamado Condensado de Vidros de Cor (CGC). Outra teoria que em um determinado limite esta contida no formalismo CGC, mas que possui aproximações diferentes, foi desenvolvida por Balitsky e, em seguida, por Kovchegov leva à equação de evolução BK (Balitsky-Kovchegov) [62, 63].

Na Fig. 4.1 temos uma representação das equações de evolução para densidades partônicas. Nela vemos o comportamento de Q^2 na equação DGLAP para x fixo, isto é, ao aumentarmos a resolução, o sistema torna-se mais diluído (maior número de glúons com área cada vez menor). Nesta figura vemos também o comportamento de x para Q^2 fixo segundo a equação proposta por Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov (BFKL) [64, 65, 66, 67] a qual descreve a evolução linear em $\ln 1/x$, resumando termos de $(\alpha \ln 1/x)^n$. Aumentando a energia, aumenta a distribuição de pártons no hádron, cada um deles com uma mesma área, pois Q^2 (resolução) permanece a mesma. Nesta figura é fácil perceber que o efeito de alta densidade ocorre quando toda a área do hádron for ocupada pelo crescente número de glúons.

Nas próximas sub-seções apresentamos os diferentes formalismos que tendem a descrever a

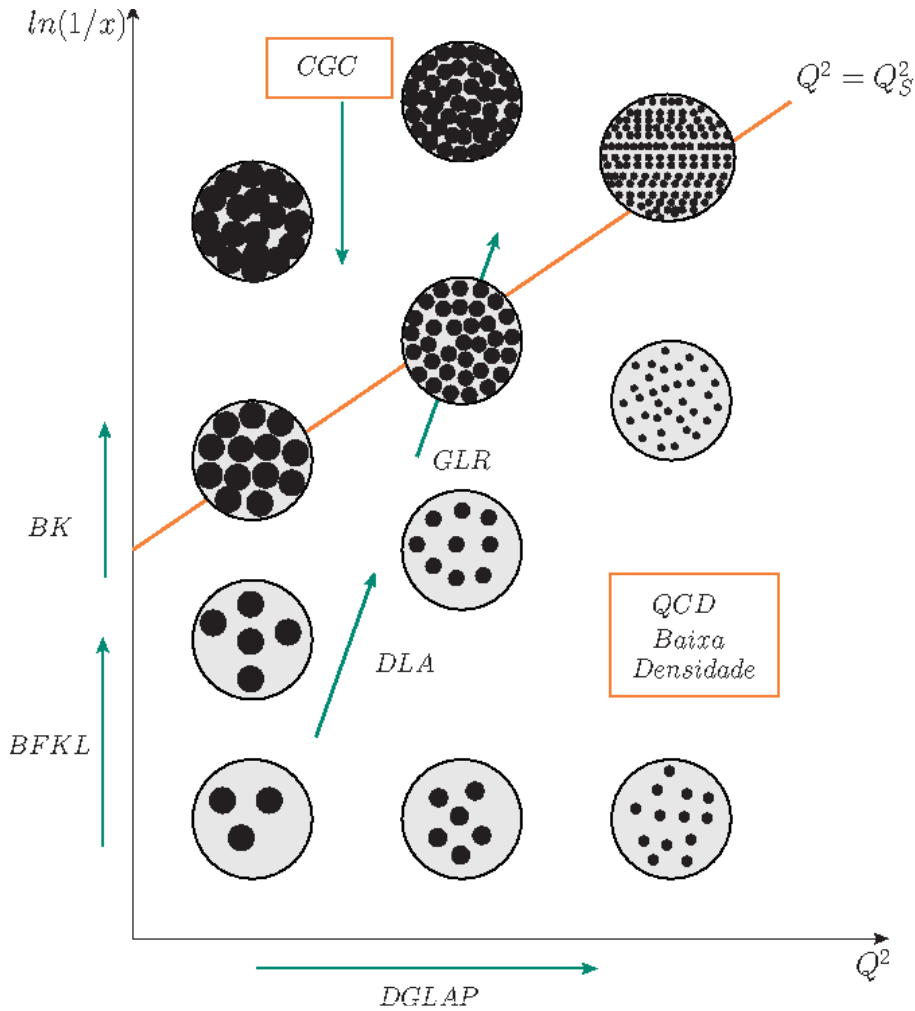


Fig. 4.1: Regimes cinemáticos das equações de evolução da QCD.

região de alta densidade de pártons. A linha Q_s da figura, chamada de escala de saturação, separa o regime linear do não-linear.

4.2.1 Formalismo Gribov, Levin e Ryskin

Como vimos, a distribuição de glúons $xg(x, Q^2)$ no interior do próton cresce à medida em que aumentamos a energia do projétil (região de pequeno x) e/ou a virtualidade Q^2 do fóton emitido. Este crescimento faz com que um próton observado a altas energias, seja visto como um meio denso e colorido.

Em 1983 Gribov, Levin e Ryskin (GLR) [61] apresentaram a idéia de que a energias muito altas o número de glúons seria tão grande que o processo de recombinação de glúons ($g + g \rightarrow g$) passaria a ser importante nas equações de evolução. Este processo reduz o

crescimento da densidade de glúons produzindo o chamado efeito de saturação. A equação de evolução não-linear no formalismo GLR, é dada por:

$$Q^2 \frac{\partial^2 xg(x, Q^2)}{\partial \ln(1/x) \partial Q^2} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{4\alpha_s^2 N_c}{3C_F R^2} \frac{1}{Q^2} [xg(x, Q^2)]^2 \quad (4.21)$$

que é válida nos limites $\ln(1/x) \gg 1$ e $\ln Q^2 \gg 1$. O valor de R está associado com o acoplamento das escadas de glúons com o próton, ou de outro modo, como os glúons estão distribuídos no interior do próton. R pode ser da ordem do raio do próton se os glúons estão distribuídos uniformemente em todo o disco de próton ou muito menor se os glúons estão concentrados, isto é, se os glúons no próton estão confinados em um disco com raio menor do que o tamanho do próton [68]. Observando o sinal negativo do termo não-linear, vemos que o crescimento acentuado de $xg(x, Q^2)$ é atenuado pelo termo responsável pela recombinação de glúons.

A partir da equação GLR podemos determinar o regime assintótico, ou seja, estimar a escala na qual os efeitos não-lineares contribuem. A alta densidade ocorrerá quando os termos não-linear e linear se tornarem idênticos. Isso ocorrerá para $Q^2 \equiv Q_s^2$:

$$Q_s^2 = \frac{4\pi\alpha_s}{3C_F R^2} xg(x, Q^2) \quad (4.22)$$

Esta escala é denominada escala de saturação. O regime caracterizado por $Q^2 > Q_s^2$ é o regime linear, governado por cascatas partônicas individuais, sem interações entre si; enquanto para $Q^2 < Q_s^2$ temos o regime não-linear ou de alta densidade, no qual pártons de cascatas distintas começam a interagir devido a superposição espacial, conforme mostra a Fig. 4.2.

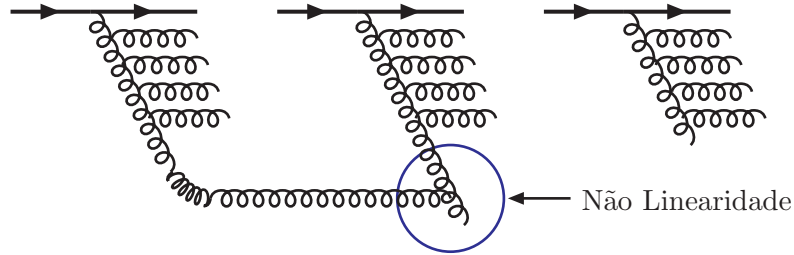


Fig. 4.2: Caracterização da não linearidade nas equações de evolução [28].

Verificamos que a equação GLR prediz o efeito de alta densidade no regime assintótico, mas precisamos ter cuidado com esta afirmação, pois o regime de validade da equação GLR termina antes que a alta densidade seja alcançada [60]. Isto deve-se ao fato da equação GLR ser um truncamento no primeiro termo não-linear do desenvolvimento em série de potências da densidade. Portanto, antes que o comportamento de (4.22) esteja presente, os termos de mais alta ordem na densidade serão importantes e não podem ser desconsiderados. Consequentemente, a equação GLR não possui validade no regime de altas densidades (pequenos valores de x).

4.2.2 Formalismo Condensado de Vidros de Cor

O Condensado de Vidros de Cor (Color Glass Condensate - CGC) é formado por um sistema de alta densidade partônica, que controla as interações em QCD à altas energias, ou pequenos valores da variável x de Bjorken.

O nome Condensado de Vidros de Cor surge das seguintes analogias:

- *Condensado*: Existe uma grande densidade de glúons (bósons) sem massa, com grande energia, o que força um grande número de ocupação, tal que o acoplamento é fraco. A densidade de glúons satura a um valor da ordem de $\approx 1/\alpha_s \gg 1$, correspondendo a um estado de muitas partículas quase livres, o que é um condensado de bósons.
- *Vidro*: Devido à forte analogia com o sistema de vidros reais. Um vidro é um sistema desordenado que evolui muito lentamente em relação às escalas de tempo naturais: é como um sólido em escalas de tempo curto e como um líquido em escalas de tempo muito mais longas. Similarmente, os pártons de interesse são desordenados e evoluem em momentum longitudinal de forma análoga à de um vidro.
- *Cor*: É colorido pois é composto por glúons, os quais são partículas que portam carga de cor.

Este formalismo foi inicialmente proposto por McLerran e Venugopalan em 1994 [69, 70], e indica que para altas energias e abaixo de uma determinada escala Q_s^2 (denominada escala de saturação), o sistema torna-se denso e saturado, formando o CGC. Este campo saturado, dominado por glúons, apresenta grande número de ocupação, de forma tal que técnicas semi clássicas podem ser aplicadas a um Lagrangeano efetivo para pequeno x . Considerando este formalismo, a medida que escalas cada vez menores são atingidas, correções ao formalismo clássico necessitam ser introduzidas. Estas correções quânticas são implementadas através de um equação funcional não-linear investigada e proposta em vários trabalhos por Jalilian-Marian, Iancu, McLerran, Kovner, Leonidov e Weigert (JIMWLK) [71, 72, 73, 74, 75]. Neste formalismo, o campo denso e saturado de glúons é originado de processos de emissão por fontes de carga de cor ρ_a , que são consideradas como os pártons rápidos. As modificações na configuração destas fontes, bem como a correlação entre as fontes são governadas pela equação de evolução JIMWLK. A equação funcional de evolução para a funcional peso $W_\tau[\rho]$ pode ser escrita como:

$$\frac{\partial W_\tau[\rho]}{\partial \tau} = \frac{1}{2} \int_{x_\perp y_\perp} \frac{\delta}{\delta \rho_\tau^a(x_\perp)} \chi_{ab}(x_\perp, y_\perp)[\rho] \frac{\delta}{\delta \rho_\tau^b(y_\perp)} W_\tau[\rho]. \quad (4.23)$$

A dependência da teoria na variável de separação é realizada através da variável $\tau = \ln(1/x)$. O fator χ_{ab} considera todas as modificações na correlação das fontes de cargas de cor devido as novas fontes, que são os glúons. Portanto, a evolução descrita pela equação JIMWLK consiste em adicionar novas correlações às densidades de fontes ρ_a .

Esta equação tem sido exaustivamente estudada, entretanto, ainda não se obteve uma solução completa em toda a região cinemática. Alguns limites desta equação foram estudados e verificou-se que para o limite de grande número de cores (grande N_c) a equação JIMWLK recai na equação Balitsky-Kovchegov (BK). Embora a equação JIMWLK compreenda uma física mais rica do que a equação BK, a última tornou-se a ferramenta mais

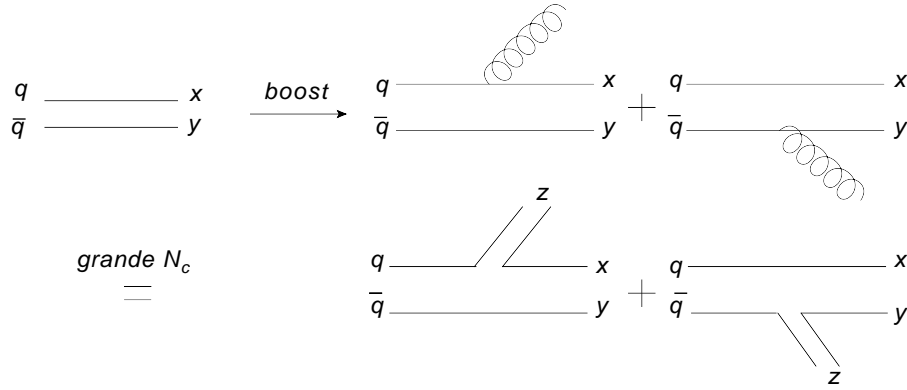


Fig. 4.3: Diagrama de emissão de um glúon na evolução de dipolo no limite de grande N_c .

utilizada para estudar a dinâmica de pequeno x . Isto é em parte devido à relativa simplicidade da equação BK com respeito a JIMWLK, cuja solução exige a utilização bastante complicada de métodos numéricos [76].

4.2.3 Equação de Evolução Balitsky-Kovchegov

Uma derivação alternativa da JIMWLK, seguida por Balitsky [62], faz uso da expansão do produto de operadores para a QCD em altas energias para derivar uma hierarquia de equações de evolução acopladas. No limite de grande número de cor, essa hierarquia reduz-se a uma equação. Esta equação foi derivada independentemente por Kovchegov [63] no formalismo de dipolos de cor para espalhamento em altas energias.

A relação entre essas duas aproximações levam ao mesmo resultado, conhecido como a equação de evolução Balitsky-Kovchegov (BK). A equação BK descreve a evolução em rapidez $Y = \ln(s/s_0) = \ln(x_0/x)$ da amplitude de espalhamento $\mathcal{N}(\vec{x}, \vec{y}, Y)$ de um dipolo $q\bar{q}$ com o alvo (hádron), onde $\vec{x}(\vec{y})$ é a posição de um quark q (antiquark \bar{q}) no espaço transversal com relação ao centro do alvo.

A equação BK pode ser interpretada probabilisticamente da seguinte forma (Fig. 4.3): o dipolo pai com finais localizados em \vec{x} e \vec{y} , quando evoluído em rapidez (maior energia), emite um glúon. Este glúon, no limite de grande N_c pode ser interpretado por um dipolo. Conseqüentemente, a emissão de um glúon por um dipolo representa a transição de um dipolo (\vec{x}, \vec{y}) para dois dipolos com finais (\vec{x}, \vec{z}) e (\vec{z}, \vec{y}) , respectivamente. A partir da Fig. 4.3, definimos:

$$\begin{aligned}\vec{r} &= \vec{x} - \vec{y} \\ \vec{r}_1 &= \vec{x} - \vec{z} \\ \vec{r}_2 &= \vec{y} - \vec{z}\end{aligned}$$

Considerando o alvo homogêneo com raio muito maior do que o tamanho do dipolo considerado, podemos desprezar o parâmetro de impacto, ou seja, a equação BK toma a forma, para $r \equiv |\vec{r}|$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) [\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y)] \quad (4.24)$$

onde o "kernel" da evolução $K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ é dado por:

$$K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} \frac{r^2}{r_1^2 r_2^2} \quad (4.25)$$

para a constante de acoplamento α_s fixa.

A equação (4.24) é uma generalização da equação linear BFKL (que corresponde um dos três primeiros termos), com a inclusão do termo (não-linear) quadrático, que amortece o crescimento indefinido da amplitude de espalhamento com a energia prevista pela evolução BFKL. A equação BK assegura a unitariedade local na configuração de espaço transversal, $|\mathcal{N}(r, Y)| \leq 1$. A probabilidade de emissão é dada pela equação (4.25) multiplicada pela probabilidade de espalhamento dos novos dipolos menos a probabilidade de espalhamento do dipolo pai.

Para grande rapidez ($Y \rightarrow \infty$), as soluções da BK exibem a característica de escalamento geométrico, isto é, as soluções não são mais funções das variáveis r e Y separadamente, mas dependem de uma única variável:

$$\tau \equiv r Q_s(Y) \quad (4.26)$$

Na região de $Q_s(Y) \gg \Lambda_{QCD}$, a equação BK para α_s fixa pode ser escrita em termos de $\vec{\tau} = Q_s \vec{r}$, $\vec{\tau}_1 = Q_s \vec{r}_1$ e $\vec{\tau}_2 = Q_s \vec{r}_2$. A dependência de $\mathcal{N}(r, Y)$ em Y está contida em $Q_s(Y)$, $\mathcal{N}(r, Y) \equiv \mathcal{N}(\tau)$. Aplicando a regra da cadeia a (4.24), temos:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\tau)}{\partial Y} = \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial Y} = \frac{\partial Q_s(Y)}{\partial Y} r \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial \tau} = \frac{\partial \ln[Q_s^2(Y)/\Lambda_{QCD}^2]}{\partial Y} r^2 \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial r^2} \quad (4.27)$$

Integrando (4.27) em relação a $d^2 r/r^2$, temos:

$$\int \frac{d^2 r}{r^2} \frac{\partial \mathcal{N}(\tau)}{\partial Y} = \pi \frac{\partial \ln[Q_s(Y)/\Lambda_{QCD}^2]}{\partial Y} [\mathcal{N}(\infty) - \mathcal{N}(0)] = \pi \frac{\partial \ln[Q_s(Y)/\Lambda_{QCD}^2]}{\partial Y} \quad (4.28)$$

sendo as condições de contorno $\mathcal{N}(\infty) = 1$ e $\mathcal{N}(0) = 0$. Integrando da mesma forma o lado direito da equação (4.24) e usando que

$$\frac{d^2 r}{r^2} = \frac{d^2 \tau}{\tau^2} \quad (4.29)$$

o lado direito da equação (4.24) terá a forma:

$$\int \frac{d^2 \tau d^2 \tau_1}{2\pi} \bar{\alpha}_s \frac{1}{\tau_1^2 \tau_2^2} [\mathcal{N}(\tau_1) + \mathcal{N}(\tau_2) - \mathcal{N}(\tau) - \mathcal{N}(\tau_1)\mathcal{N}(\tau_2)] \quad (4.30)$$

Igualando (4.28) a (4.30), tem-se:

$$\frac{\partial Q_s^2(Y)/\Lambda_{QCD}^2}{\partial Y} = \bar{\alpha}_s \frac{1}{\tau_1^2 \tau_2^2} [\mathcal{N}(\tau_1) + \mathcal{N}(\tau_2) - \mathcal{N}(\tau) - \mathcal{N}(\tau_1)\mathcal{N}(\tau_2)] \quad (4.31)$$

Como o integrando independe de Y , temos:

$$\frac{\partial \ln[Q_s^2(Y)/\Lambda_{QCD}^2]}{\partial Y} = d\bar{\alpha}_s \quad (4.32)$$

Agora, resolvendo para Q_s :

$$Q_s^2 = \Lambda_{QCD}^2 e^{d\bar{\alpha}_s Y} \quad (4.33)$$

Esta é a forma da escala de saturação dependente da rapidez para o caso da constante de acoplamento fixa. Esta relação mostra que a escala de saturação cresce de acordo com a energia. Portanto, espera-se que, no limite de altas energias, as seções de choque sejam determinadas pela física de alta densidade.

No regime linear a equação BK, eq. (4.24), depois de algumas manipulações recai na equação BFKL, escrita como [59]:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r_\perp)}{\partial Y} = -\bar{\alpha}_s \int \frac{d^2 z}{\pi} \frac{r_\perp^2}{z_\perp^2 (r_\perp - z_\perp)^2} \left(\mathcal{N}(z_\perp) - \frac{1}{2} \mathcal{N}(r_\perp) \right) \quad (4.34)$$

cuja solução desta equação tem a forma [59]:

$$\mathcal{N} \simeq e^{\omega \bar{\alpha}_s Y} e^{\frac{1}{2} r} e^{-\frac{r^2}{2\beta \bar{\alpha}_s Y} \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta \bar{\alpha}_s Y}}}, \quad (4.35)$$

onde $\omega = \chi(1/2) = 4\ln 2$. Como

$$Y = \ln \frac{1}{x} \quad (4.36)$$

teremos

$$\mathcal{N} \propto x^{-\lambda} \quad (4.37)$$

onde

$$\lambda = \bar{\alpha}_s \omega > 0 \quad (4.38)$$

o que demonstra que a solução da BFKL tem um crescimento acentuado. Quando $r = \ln(k_\perp^2/\Lambda^2)$, esta equação corresponde à solução usual da equação BFKL no espaço de momento.

A fim de analisarmos o comportamento da BK para altas energias podemos reescrever a equação (4.24) em termos do elemento da matriz de espalhamento dipolo-hádron S , a qual está relacionada com a amplitude de espalhamento dipolo-hádron \mathcal{N} por:

$$S = 1 - \mathcal{N} \quad (4.39)$$

Assim a equação BK em termos de S fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S(x_\perp - y_\perp, Y)}{\partial Y} &= \frac{\alpha N_c}{2\pi^2} \int d^2 z_\perp \frac{(x_\perp - y_\perp)^2}{(x_\perp - z_\perp)^2 (z_\perp - y_\perp)^2} \\ &\times [S(x_\perp - z_\perp, Y) S(z_\perp - y_\perp, Y) - S(x_\perp - y_\perp, Y)] \end{aligned} \quad (4.40)$$

Para altas energias a equação acima pode ser linearizada ao desprezar-se o termo quadrático em S . Isto é válido porque a contribuição dominante advém de z_\perp , satisfazendo: $1/Q_s(Y) \ll |x_\perp - z_\perp| \ll r_\perp$. Assim a equação (4.40) torna-se:

$$\frac{\partial S}{\partial Y} = -\bar{\alpha}_s S(r_\perp) \int_{1/Q_s}^{r_\perp} \frac{d^2 z}{2\pi} \frac{r_\perp^2}{z_\perp^2 (r_\perp - z_\perp)^2} \quad (4.41)$$

Integrando em z_\perp resulta:

$$\frac{\partial S}{\partial Y} \sim \bar{\alpha}_s \quad (4.42)$$

Definindo a variável de escalamento: $\xi \equiv \ln[r_\perp^2 Q_s^2(Y)]$ e fazendo

$$\frac{\partial \xi}{\partial Y} = \frac{\partial \ln[r_\perp^2 Q_s^2(Y)]}{\partial Y} = c\bar{\alpha}_s \quad (4.43)$$

tem-se

$$\frac{\partial S}{\partial Y} = \frac{\partial S}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial Y} \quad (4.44)$$

Assim,

$$\frac{\partial S}{\partial \xi} c\bar{\alpha}_s = -\bar{\alpha}_s \ln[r_\perp^2 Q_s^2] S(r_\perp) \quad (4.45)$$

e

$$\frac{\partial S}{\partial \xi} = -\frac{1}{c} \xi S \quad (4.46)$$

Resolvendo a equação anterior para S , obtemos:

$$S(\xi) = S_0 e^{-\xi^2/2c} \quad (4.47)$$

Agora voltando para a amplitude de espalhamento dipolo-hádron \mathcal{N} , temos que:

$$\mathcal{N}(r_\perp, Y) = 1 - S_0 e^{-\ln^2[r_\perp^2 Q_s^2(Y)]/2c} \quad (4.48)$$

que é a solução analítica da equação BK na região de alta densidade, a qual apresenta o escalamento geométrico e é conhecida como lei de Levin-Tuchin [77].

4.3 Modelos para a Seção de Choque de Dipolo

Conforme a discussão do capítulo anterior, temos que no formalismo de dipolos a seção de choque σ_{dip} contém todas as informações sobre o alvo e a física das interações fortes. No formalismo CGC a σ_{dip} pode ser calculada na aproximação eikonal e é dada por:

$$\sigma_{dip}(x, \rho) = 2 \int db \mathcal{N}(x, \rho, b) \quad (4.49)$$

onde \mathcal{N} é a amplitude de espalhamento dipolo-alvo para um dado parâmetro de impacto b , que carrega toda a informação sobre o espalhamento hadrônico, e assim sobre os efeitos não-lineares na função de onda hadrônica. Como vimos na seção anterior a função \mathcal{N} pode ser obtida resolvendo uma equação de evolução em rapidez $Y \equiv \ln(1/x)$, e suas principais propriedades são:

1. para pequenos dipolos ($\rho \ll 1/Q_s$), $\mathcal{N}(\rho) \approx \rho^2$, o que implica que o sistema é fracamente interagente;
2. para grandes dipolos ($\rho \gg 1/Q_s$), o sistema é fortemente absorvente e portanto $\mathcal{N}(\rho) \approx 1$. Esta propriedade está associada à grande densidade de glúons saturados na função de onda hadrônica.

É útil assumir que a dependência no parâmetro de impacto de \mathcal{N} possa ser fatorizada como

$$\mathcal{N}(x, \rho, b) = \mathcal{N}(x, \rho)S(b) \quad (4.50)$$

tal que

$$\sigma_{dip}(x, \rho) = \sigma_0 \mathcal{N}(x, \rho) \quad (4.51)$$

com σ_0 sendo um parâmetro livre relacionado à QCD não-perturbativa.

Existem diferentes modelos para esta seção de choque de dipolo-próton. Neste trabalho utilizamos dois modelos que prevêm efeitos de alta densidade, o que chamamos de regime não-linear: o modelo rcBK que utiliza a equação de evolução BK (Balitsky-Kovchegov) [78], que hoje é o estado da arte para o tratamento de efeitos de altas densidades; e o modelo fenomenológico GBW que é dado através de uma equação analiticamente simples e que descreve satisfatoriamente os dados do DIS. Para uma comparação complementar, utilizamos um modelo que não prevê efeitos de alta densidade, o chamado regime linear. Além disso consideramos diferentes modelos fenomenológicos que descrevem a interação dipolo-núcleo em particular consideramos o modelo coerente saturado, super saturado, incoerente saturado e incoerente linear.

Na sequência discutimos os modelo utilizado neste trabalho para colisões dipolo-próton (dp) e dipolo-núcleo (dA).

4.3.1 Seção de Choque dipolo-próton

No caso de processos próton-próton (pp) necessitamos considerar um modelo para a seção de choque dipolo-próton (σ_{dp}). Nesta dissertação utilizaremos os modelos abaixo discutidos:

(a) Modelo rcBK

Como discutido anteriormente \mathcal{N} pode ser obtida resolvendo-se a equação BK. Entretanto, apesar das propriedades da equação BK em ordem dominante terem sido estudadas e compreendidas, tanto numericamente quanto analiticamente [79], esta apresenta algumas dificuldades quando aplicada para estudar dados do DIS em pequeno x . O resultado em LO prevê um crescimento muito mais rápido da escala de saturação (e, portanto, das funções de estrutura do DIS) com a diminuição de x do que a extraída fenomenologicamente. Esta dificuldade pode ser resolvido considerando valores pequenos da constante de acoplamento α_s ($\approx 0,05$), mas este procedimento levaria a valores fisicamente irrealistas. Pode-se concluir que as correções NLO para a equação BK devem ser levadas em conta para torná-la capaz de descrever os dados disponíveis para pequeno x .

O cálculo NLO para a equação BK foi realizado nas refs. [80, 81]. Estes autores demonstraram que a principal contribuição advém das correções associadas à variação da constante de acoplamento (running coupling). A running coupling BK (rcBK), está associada a correção no kernel de evolução onde é incluído correções $\alpha_s N_f$ (N_f é o número de sabores) em todas as ordens. A equação rcBK foi resolvida numericamente substituindo o kernel (4.25) pelo kernel modificado que inclui as correções de acoplamento variável dado por [82]:

$$K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\alpha_s(r^2) N_c}{\pi} \left[\frac{r^2}{r_1^2 r_2^2} + \frac{1}{r_1^2} \left(\frac{\alpha_s(r_1^2)}{\alpha_s(r_2^2)} - 1 \right) + \frac{1}{r_2^2} \left(\frac{\alpha_s(r_2^2)}{\alpha_s(r_1^2)} - 1 \right) \right] \quad (4.52)$$

Um recente estudo numérico da equação rcBK [83], confirmou que as correções de acoplamento variável da equação LO leva a uma diminuição significativa na velocidade de evolução, o que implica, um crescimento mais lento da escala de saturação com a energia, em contraste com o crescimento mais rápido previsto pela equação BK em LO.

Um ajuste global da equação rcBK para a função de estrutura F_2 medida em experimentos lépton-próton para pequenos valores de x , $x \leq 0,01$, para todos os valores experimentalmente disponíveis para Q^2 , $0,045 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 800 \text{ GeV}^2$ foi realizado, resultando em uma parametrização para \mathcal{N} [78]. A partir deste ajuste global é fornecido previsões para F_2 nas regiões cinemáticas de interesse para os futuros aceleradores e os UHECR, e um código de computador para uso público da implementação numérica dos resultados para \mathcal{N} no intervalo $10^{-12} < x < 10^{-2}$ é disponibilizado. Nas refs. [84, 85] foi feita uma comparação entre a parametrização rcBK com as previsões de diferentes modelos fenomenológicos e se investigou a física de alta densidade em observáveis difrativos e exclusivos. Os resultados demonstraram que a solução rcBK descreve os observáveis estudados.

(b) Modelo GBW

O modelo fenomenológico não-linear proposto por Golec-Biernat e Wüsthoff (GBW) [86] foi um dos primeiros modelos a descrever os dados de DIS prevendo que a seção de choque de dipolo satura para dipolos com grande separação. Portanto, foi um modelo que descreveu corretamente resultados experimentais utilizando a física de alta densidade partônica.

O modelo GBW é um dos modelos mais simples para seção de choque de dipolo, com uma forma paramétrica do tipo eikonal para a seção de choque de dipolo, com os parâmetros ajustados através da descrição dos resultados experimentais do DIS. Este modelo interpola o comportamento de transparência de cor $\sigma_{dip} \sim \rho^2$ para região de pequeno ρ , e o comportamento de confinamento $\sigma_{dip} \sim \sigma_0$ para grande ρ . A expressão para a seção de choque de dipolo GBW é dada por [86]:

$$\sigma_{dp}(x, \rho) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{\rho^2 Q_{s,p}^2(x)}{4} \right) \right] \quad (4.53)$$

onde $Q_{s,p}$ é a escala de saturação cuja forma é assumida como sendo dada por $Q_{s,p}^2(x) = Q_0^2 \left(\frac{x_0}{x} \right)^\lambda$, onde x_0 e λ são parâmetros livres. Além disso σ_0 e a massa dos quarks leves também são parâmetros livres.

O modelo GBW prova ser uma boa descrição apenas para valores de Q^2 médio ($\sim 30 \text{ GeV}^2$) e baixo Q^2 ($\sim 0.1 \text{ GeV}^2$) visto não conter a evolução em Q^2 por não descrever o limite DLA (equação (4.20)) no limite de grande Q^2 . A escala de saturação está intimamente relacionada com a densidade de glúons no plano transversal. O expoente λ determina portanto, o crescimento das seções de choque total com o decréscimo de x . Para tamanhos de dipolos que são grandes comparados a $1/Q_s$, a seção de choque de dipolo satura pela aproximação de um valor constante σ_0 , que torna-se independente de λ . Isto é um aspecto característico do modelo GBW, que uma boa descrição dos dados seja devido ao efeito de alta densidade, isto é, o forte crescimento devido ao fator $x^{-\lambda}$ é, para grandes dipolos, significativamente reduzido pela exponencial.

(c) Modelo GBW Linear

Para comparação complementar, utilizamos um modelo que não prevê efeitos de alta densidade. Considerando a expressão para a seção de choque de dipolo GBW (4.53) e expandindo a exponencial até a primeira ordem encontramos

$$\sigma_{dip}(x, \rho) = \sigma_0 \left[1 - \left(1 - \frac{1}{4} \rho^2 Q_{s,p}^2(x) \right) \right] \quad (4.54)$$

o que pode ser rescrito como

$$\sigma_{dp}^{LIN}(x, \rho) = \sigma_0 \frac{\rho^2 Q_{s,p}^2(x)}{4} \quad (4.55)$$

Este modelo prediz que a seção de choque dipolo-próton é proporcional a $x^{-\lambda}$, prevendo um forte crescimento devido a este fator.

4.3.2 Seção de Choque dipolo-núcleo

No caso de interações próton-núcleo (pA), necessitamos no formalismo de dipolos considerar um modelo para a seção de choque dipolo-núcleo (σ_{dA}). Nesta dissertação consideramos os seguintes modelos:

(a) Modelo Coerente Saturado

O modelo que chamamos de coerente saturado, considera que o núcleo possui uma distribuição de partículas no seu interior descrita por uma função perfil $T(b)$ com uma alta densidade no seu centro. Este modelo considera que o dipolo sofre múltiplos espalhamentos independentes com os nucleons do núcleo, com a interação de cada dipolo com os nucleons sendo descrita por σ_{dp} (eq. (4.53)). A expressão para o modelo coerente saturado é baseada no modelo Glauber-Gribov [87, 88] sendo dada por:

$$\sigma_{dA} = 2 \int d^2b \left[1 - \exp \left(- \frac{\sigma_{dp} T(b)}{2} \right) \right] \quad (4.56)$$

Este modelo permite obter uma boa descrição de dados experimentais para a função de estrutura nuclear F_2^A [89]. Tal modelo tem sido usado extensivamente na literatura [90, 91, 92].

(b) Modelo Super Saturado

Este modelo consiste numa extensão para núcleos do modelo de saturação para o próton sem qualquer novo parâmetro. Este modelo considera que o espalhamento ocorre em uma área escura ocupada por pártons advindos de muitos nucleons. Portanto existe efeitos nucleares, mas de tal forma que o núcleo é tão denso que se comporta como se fosse um grande hádron [89, 93, 94]. Isto implica que o núcleo apresenta uma distribuição contínua de partículas, para isso fazemos uma generalização substituindo $Q_{s,p}^2 \rightarrow Q_{s,A}^2 = A^{1/3}Q_{s,p}^2$ e $\sigma_0 \rightarrow \sigma_{0,A} = A^{2/3}\sigma_0$ (sendo A a massa atômica do núcleo) na equação (4.53) e então temos o modelo chamado super saturado:

$$\sigma_{dA}(\rho, x) = \sigma_{0,A} \left[1 - \exp\left(-\frac{\rho^2 Q_{s,A}^2(x)}{4}\right) \right] \quad (4.57)$$

Este modelo prediz que o forte crescimento devido a dependência de energia em $Q_{s,A}$, será significativamente reduzido pela exponencial. Além disso, os efeitos de alta densidade são amplificados devido a dependência em A da escala de saturação nuclear.

(c) Modelo Incoerente Saturado

O modelo que chamamos de incoerente saturado considera que existem A nucleons no interior do núcleo, mas sem interação entre eles, o que implica que o modelo é incoerente à nível nuclear. Portanto, não há efeitos nucleares da interação dipolo-núcleo, este modelo considera apenas efeitos de alta densidade à nível de cada nucleon individualmente. A expressão para o modelo incoerente saturado é dada por:

$$\sigma_{dA} = A\sigma_{dp} \quad (4.58)$$

onde σ_{dp} é dada pela equação (4.53). Este modelo prediz que os efeitos de alta densidade irá afetar a σ_{dA} significativamente somente quando todos os nucleons estiverem saturados.

(d) Modelo Incoerente Linear

Novamente para um comparação complementar, utilizamos um modelo que não prevê efeitos de alta densidade, através da exponencial, até a primeira ordem, da eq. (4.58). Neste modelo é desconsiderado qualquer efeito de alta densidade, tanto efeitos nucleares quanto os efeitos de alta densidade no nucleon. Neste modelo assumimos que

$$\sigma_{dA}^{LIN}(x, \rho) = A\sigma_{dp}^{LIN} \quad (4.59)$$

onde σ_{dp}^{LIN} é dada pela equação (4.55). Este modelo prediz um forte crescimento com a energia para seção de choque dipolo-núcleo, que é amplificado devido a dependência em A .

Na próxima seção apresentamos uma comparação entre os modelos discutidos acima.

4.4 Comparação entre os Modelos para a Seção de Choque de Dipolo

Uma comparação entre os modelos para a seção de choque de dipolo é importante, pois permite identificar a região cinemática onde os mesmos podem apresentar diferentes predições. Para o modelo GBW da seção de choque de dipolo utilizamos $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$, e os três parâmetros que são ajustados a resultados experimentais $\sigma_0 = 59.2 \text{ GeV}^{-2}$, $x_0 = 3,04 \cdot 10^{-4}$ e $\lambda = 0,288$ [86].

Na Fig. 4.4, apresentamos a seção de choque dipolo-próton em termos do tamanho do dipolo ρ , para quatro diferentes valores do momentum longitudinal ($x = 10^{-4}$, 10^{-7} , 10^{-10} e 10^{-13}), para os modelos rcBK, GBW e GBW linear. Podemos observar que o modelo GBW linear não apresenta efeitos de alta densidade, predizendo um forte crescimento para grande ρ ; quando vai para menor x a seção de choque σ_{dp} cresce mais rapidamente, o que está associado com a dependência de energia de Q_s . Os modelos rcBK e GBW predizem efeitos de alta densidade, entretanto a saturação para o modelo rcBK é mais tardia que o modelo GBW. Para menores valores de x a saturação ocorre para menores valores de ρ .

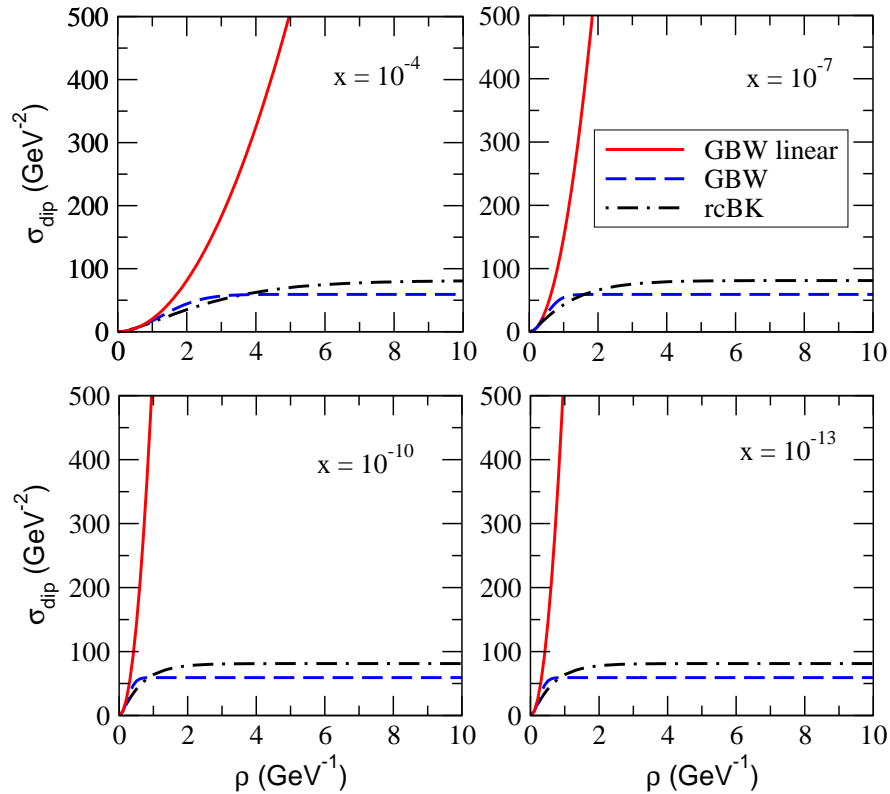


Fig. 4.4: Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque dipolo-próton em termos do tamanho do dipolo para diferentes valores de x .

Na Fig. 4.5, apresentamos a seção de choque dipolo-próton em termos do momentum longitudinal x , para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$ fixo. Observamos que o modelo GBW linear não apresenta

efeitos de alta densidade, predizendo um forte crescimento para pequeno x . Os modelos rcBK e GBW predizem efeitos de alta densidade, entretanto a saturação para o modelo rcBK é predita para valores menores de x , do que para o modelo GBW. Isso se dá devido ao fato que no modelo GBW o próton já está saturado enquanto que no modelo rcBK existe efeitos não-lineares, mas com magnitude menor do que a contida no modelo GBW.

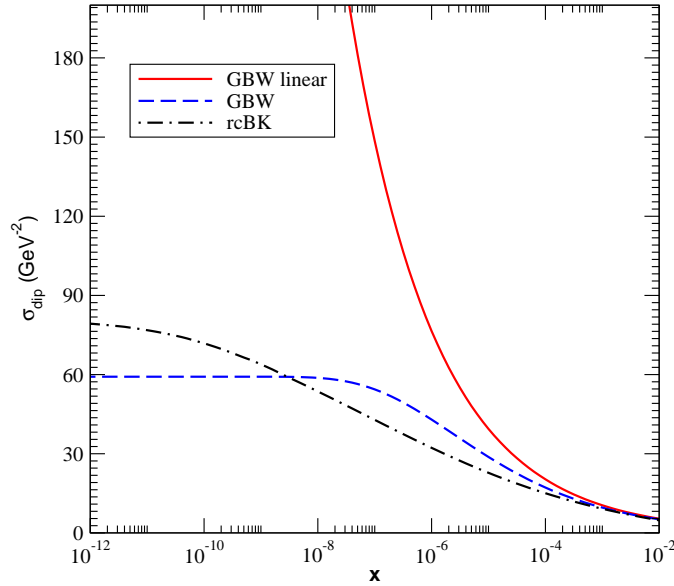


Fig. 4.5: Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque dipolo-próton em termos do momentum longitudinal para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$.

Na Fig. 4.6, apresentamos a seção de choque dipolo-chumbo em termos do tamanho do dipolo ρ para a massa atômica $A = 208$, para quatro diferentes valores do momentum longitudinal ($x = 10^{-4}$, 10^{-7} , 10^{-10} e 10^{-13}), para os modelos fenomenológicos incoerente linear, incoerente saturado, coerente saturado e super saturado. Observamos que o modelo incoerente linear não apresenta efeitos de alta densidade, predizendo um forte crescimento para grande ρ ; quando vai para menor x a seção de choque σ_{dA} cresce mais rapidamente, o que está associado a dependência de energia de Q_s . O modelo incoerente saturado apresenta efeitos de alta densidade, mas satura mais tardiamente, pois neste modelo o meio nuclear não afeta a seção de choque σ_{dA} e para que exista efeito na interação dipolo-núcleo todos os nucleons têm de estar saturados. Os modelos que consideram efeitos no meio nuclear também prevêem efeitos de alta densidade, mas estes efeitos acontecem antes do modelo incoerente saturado. O modelo super saturado satura mais precocemente, devido ao fato do meio ser assumido extremamente denso e estar completamente saturado. Para menores valores de x a saturação ocorre para menores valores de ρ .

Na Fig. 4.7, apresentamos a seção de choque dipolo-chumbo em termos do momentum longitudinal x , para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$ fixo e massa atômica $A = 208$. Observamos que o modelo incoerente linear não apresenta efeitos de alta densidade, predizendo um forte crescimento para pequeno x . Os modelos super saturado, coerente saturado e incoerente

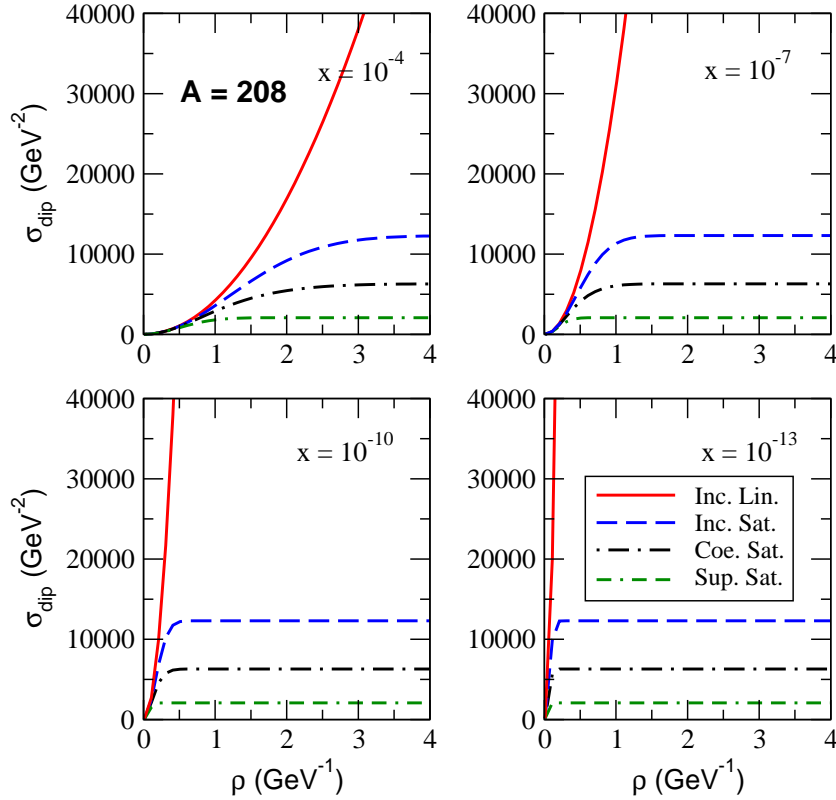


Fig. 4.6: Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-chumbo em termos do tamanho do dipolo para diferentes valores de x .

saturado predizem efeitos de alta densidade, sendo que o o modelo super saturado satura mais precocemente.

Como estamos interessados em estudar o processo Drell-Yan em interações próton-ar, estamos analisando no que segue a seção de choque dipolo-ar. Na Fig. 4.8, apresentamos a seção de choque dipolo-ar em termos do tamanho do dipolo ρ para massa atômica $A = 14$, para quatro diferentes valores do momentum longitudinal ($x = 10^{-4}$, 10^{-7} , 10^{-10} e 10^{-13}), para uma comparação entre os modelos fenomenológicos incoerente linear, incoerente saturado, coerente saturado e super saturado. Observamos um comportamento semelhante ao observado na Fig. 4.6. Entretanto, comparando as Figs. 4.6 e 4.8 podemos notar que elas apresentam normalização distintas, mas o comportamento é semelhante. Observamos que para menor A existe menor diferença entre os modelos coerente saturado e incoerente saturado, isso ocorre devido aos efeitos de múltiplos espalhamentos, no modelo coerente saturado, se tornarem menos influentes, pois neste caso existe menos nucleons para interagir.

Na Fig. 4.9, apresentamos a seção de choque dipolo-ar em termos do momentum longitudinal x para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$ fixo e massa atômica $A = 14$. Observamos um comportamento semelhante ao observado na Fig. 4.7 e que a conclusão obtida anteriormente se verifica novamente.

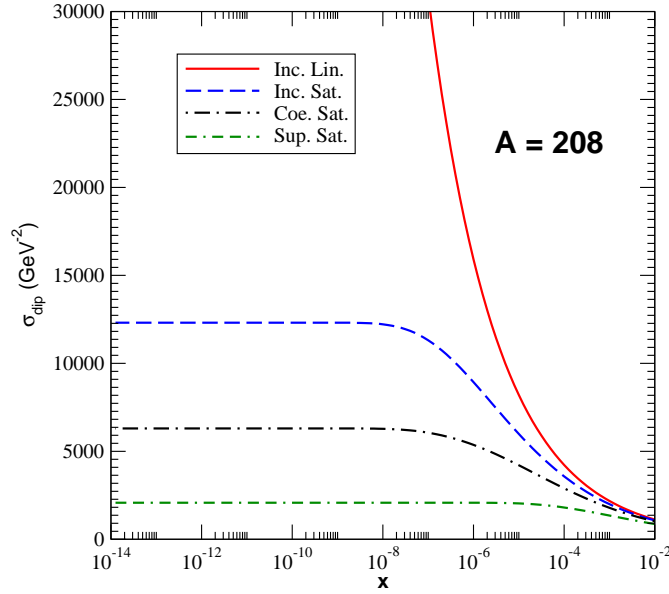


Fig. 4.7: Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-chumbo em termos do momentum longitudinal para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$.

4.5 Conclusões

Neste capítulo vimos alguns modelos que descrevem as interações entre partículas. Começamos discutindo a validade das equações DGLAP no limite de pequeno x e introduzimos os efeitos não-lineares necessários para controlar o aumento da quantidade de glúons que constitui o próton em altas energias. Investigamos diferentes equações que consideram efeitos de alta densidade (as equações não-lineares) presentes na literatura: começamos discutindo o primeiro modelo proposto chamado formalismo GLR, depois o formalismo Condensado de Vidros de Cor e por fim, a equação de evolução de Balitsky-Kovchegov. Finalizamos apresentando os modelos para a seção de choque de dipolo-próton e dipolo-núcleo que serão utilizados neste trabalho, fazendo uma comparação entre esses modelos.

No próximo capítulo aplicaremos os diferentes modelos estudados para calcular a seção de choque da produção de dilétons.

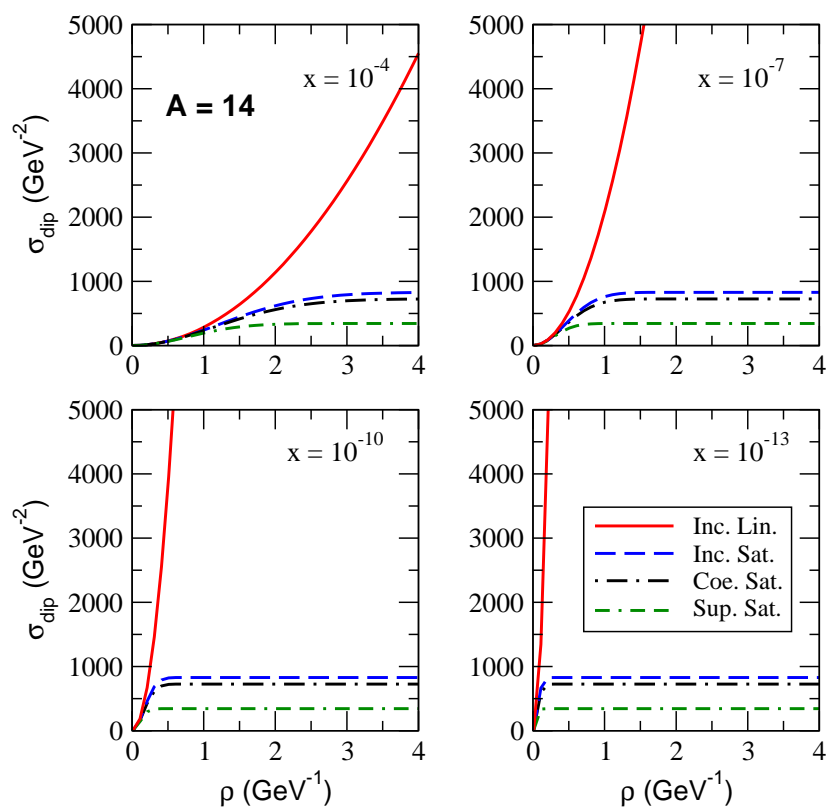


Fig. 4.8: Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-ar em termos do tamanho do dipolo para diferentes valores de x .

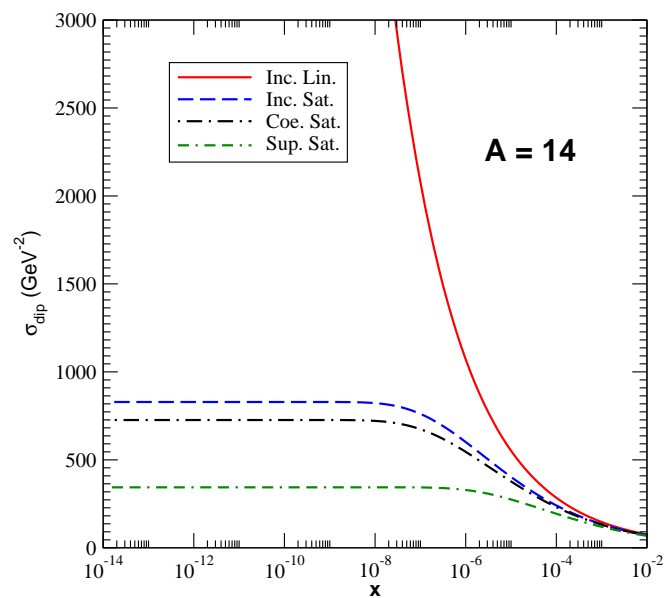


Fig. 4.9: Comparação entre os modelos utilizados para a seção de choque de dipolo-ar em termos do momentum longitudinal para $\rho = 1 \text{ GeV}^{-1}$.

Capítulo 5

Resultados

Introdução

Como discutido em capítulos anteriores os eventos de alta energia ainda possuem muitas dúvidas e incertezas. A ausência de uma descrição satisfatória para as interações hadrônicas de alta energia tem impacto direto no desenvolvimento dos simuladores atuais, permitindo muitas variações. A grande quantidade de parâmetros e a dificuldade de separar os diferentes regimes mostram que a incerteza computacional tem origens teóricas. Com este trabalho, temos como objetivo estimar os fatores de erro e incerteza das previsões teóricas, através do estudo de diferentes modelos que descrevem a física de altas energias, e assim estimar os efeitos de alta densidade na produção de partículas geradas por interações hadrônicas de alta energia através do processo Drell-Yan.

Portanto, neste capítulo apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção de diléptons utilizando a seção de choque (3.42) em colisões pp para energias dos aceleradores de partículas RHIC e LHC, e também, para energias extremas dos UHECR; e em colisões pA para energias do LHC e dos UHECR.

Para as colisões pp utilizamos a energia de 200 GeV para o RHIC, de 7 TeV para o LHC¹ e de 500 TeV para os UHECR. Para as colisões pA , calculamos a seção de choque para o processo Drell-Yan para colisões entre próton-chumbo (pPb) com energia de 8.8 e 4.4 TeV², e também, colisões próton-ar ($pAir$) para energia dos UHECR de 500 TeV.

Utilizamos para o modelo GBW para a seção de choque de dipolo $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$, e os três parâmetros que são ajustados a resultados experimentais $\sigma_0 = 59,2 \text{ GeV}^{-2}$, $x_0 = 3,04 \cdot 10^{-4}$ e $\lambda = 0,288$ [86]. Para a massa atômica do chumbo $A = 208$ e do ar $A = 14$.

Nas próximas seções apresentamos os resultados obtidos e uma discussão da produção de diléptons para as colisões pp e pA .

5.1 Produção de Diléptons em Colisões próton-próton

Nessa seção iremos calcular a taxa de produção de diléptons em colisões pp , através do processo Drell-Yan usando a expressão (3.42) para a seção de choque utilizando os modelos

¹ Energia com que o acelerador estava em funcionamento na época para colisões pp .

² Energia com que o acelerador entrará em funcionamento em janeiro de 2013 para colisões pPb .

rcBK, GBW e GBW linear. Cabe salientar que os calculos utilizando o modelo rcBK são pela primeira vez feitos e apresentados.

Na Fig. 5.1 apresentamos a seção de choque para a produção de diléptons para energia do RHIC de 200 GeV. Na Fig. 5.1 (a) temos a seção de choque em termos da massa para diferentes valores de momentum transverso (2 e 4 GeV), para os modelos rcBK, GBW e GBW linear. Observamos para $p_T = 2$ GeV que o comportamento predido pelos três modelos é semelhante. Como os efeitos de alta densidade se tornam importantes quando há diferença entre os modelos não-lineares (rcBK e GBW) com o linear (GBW linear), podemos observar que para $p_T = 2$ GeV os efeitos de alta densidade são desprezíveis, e isso é evidenciado quando se calcula a razão entre os modelos (veja Fig. 5.2). Por outro lado, temos que para $p_T = 4$ GeV os modelos GBW e GBW linear são semelhantes, demonstrando que não existe efeitos de alta densidade, e que existe uma diferença entre os modelos GBW e rcBK que está associada a evolução em momentum transverso que está presente no modelo rcBK e ausente no modelo GBW. Na Fig. 5.1 (b), temos a seção de choque em termos do momentum transverso para diferentes valores de massa (2 e 6 GeV), para os modelos rcBK, GBW e GBW linear. Observamos que o comportamento entre os modelos rcBK e GBW são aproximadamente idênticos. A diferença entre os modelos não-lineares com o linear surge na região de pequeno p_T , evidenciando a existência dos efeitos de alta densidade nessa região. Se verifica, que para $M = 2$ GeV os efeitos de alta densidade começam a contribuir para valores abaixo de $p_T \approx 0,8$ GeV enquanto que para $M = 6$ GeV para valores abaixo $p_T \approx 0,6$ GeV, o que demonstra que quando cresce a massa os efeitos de alta densidade é mais tardio.

Na Fig. 5.2 temos a razão entre o modelo GBW e GBW linear ³ para energia do RHIC. Na Fig. 5.2 (a) temos a razão em função da massa para diferentes valores de momentum transverso (0, 2 e 4 GeV). Observa-se que não existe efeitos de alta densidade para $p_T = 2$ e 4 GeV. Por outro lado, existe efeitos de alta densidade para diléptons produzidos com $p_T = 0$ GeV, com uma pequena dependência em M neste intervalo. Na Fig. 5.2 (b) temos a razão em função do momentum transverso para diferentes valores de massa (2, 4 e 6 GeV). Observa-se que quanto menor M mais cedo em p_T as curvas começam a diferir, demonstrando a existência dos efeitos de alta densidade, que são da ordem de aproximadamente 10 em magnitude.

No que segue apresentamos os resultados para o LHC com energia de 7 TeV. Na Fig. 5.3 apresentamos seção de choque para a produção de diléptons para energia do LHC. Na Fig. 5.3 (a) temos a seção de choque em termos da massa para diferentes valores de momentum transverso (2 e 4 GeV), para os modelos rcBK, GBW e GBW linear. Observamos que os modelos não-lineares não apresentam diferenças significativas, e em comparação ao modelo linear as curvas apresentam um comportamento semelhante, com uma diferença significativa apenas para pequeno momentum transverso. Observamos que para $p_T = 2$ GeV os efeitos de alta densidade são desprezíveis. Para $p_T = 4$ GeV o comportamento é semelhante ao da Fig. 5.1 (a). Entretanto há uma diferença maior entre as curvas preditas pelos modelos rcBK e GBW, devido a evolução presente no modelo rcBK. Começa a aparecer uma pequena diferença entre os modelos GBW e GBW linear. Na Fig. 5.3 (b), temos a seção de choque

³ A comparação entre os modelos rcBK e GBW linear não foi apresentada, devido o modelo rcBK apresentar valores semelhantes ao modelo GBW.

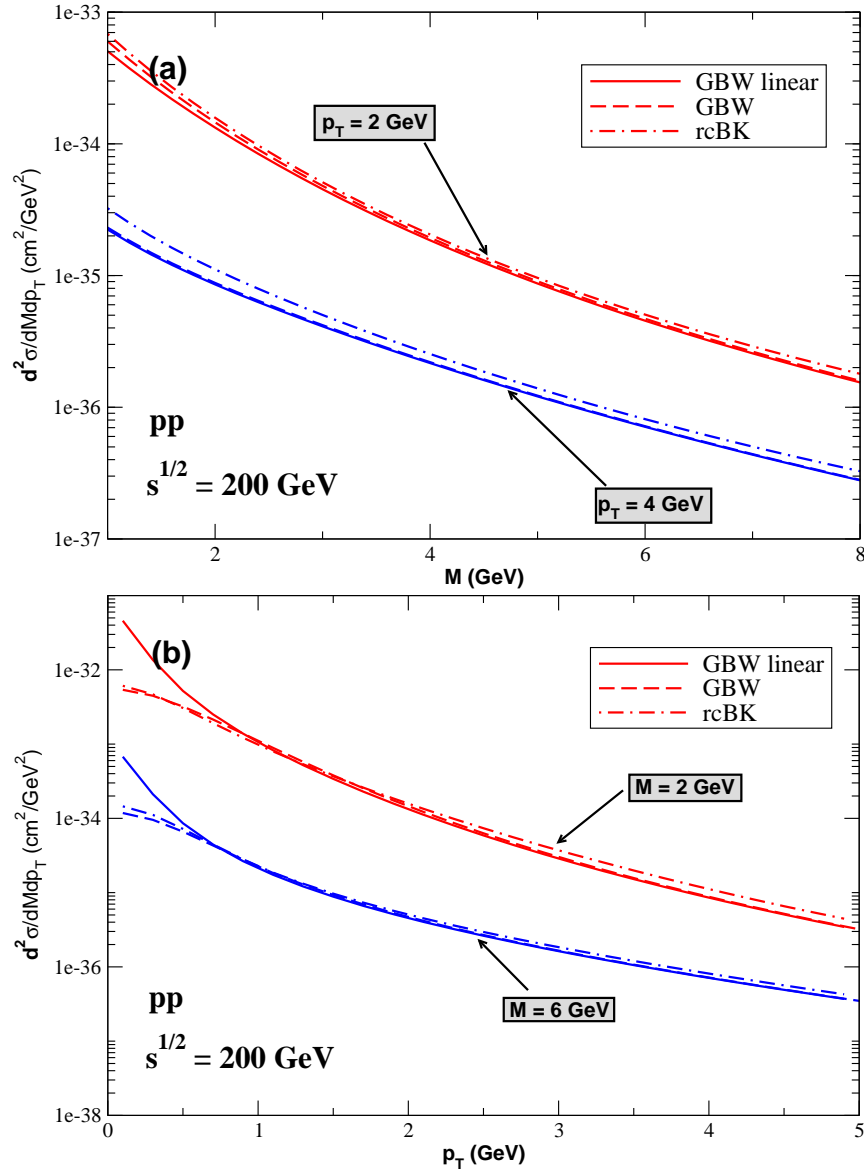


Fig. 5.1: Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador RHIC em colisões pp .

em termos do momentum transversal para diferentes valores de massa (2 e 6 GeV), para os modelos rcBK, GBW e GBW linear. Observamos que para $M = 6$ GeV o comportamento é semelhante ao da Fig. 5.1, existe uma coincidência esperada entre os modelos GBW e GBW linear para grande p_T . Para $M = 2$ GeV o modelo GBW começa a diferir do modelo GBW linear para grande p_T . Em comparação a Fig. 5.1 (b), a diferença entre o modelo rcBK e GBW é amplificada. E também, a contribuição onde os efeitos de alta densidade passam a ser importantes, passa a ocorrer para valores maiores de p_T .

Na Fig. 5.4 temos a razão entre o modelo GBW e GBW linear para energia do LHC.

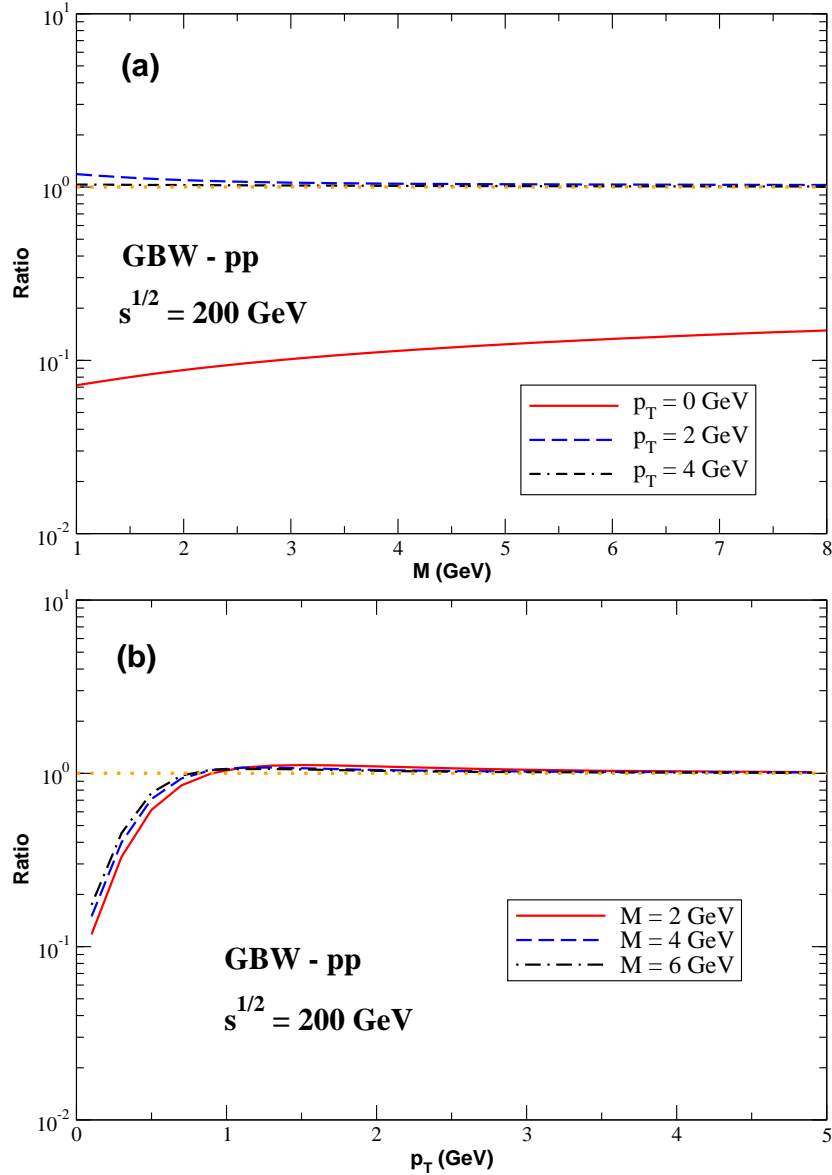


Fig. 5.2: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos GBW e GBW linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do RHIC em colisões pp.

Na Fig. 5.4 (a) temos a razão em função da massa para diferentes valores de momentum transversal (0, 2 e 4 GeV). Observa-se que o comportamento é semelhante a Fig. 5.2 (a), para $p_T = 2$ e 4 GeV os efeitos de alta densidade são desprezíveis. Entretanto para $p_T = 0$ GeV os efeitos de alta densidade são amplificados, tendo também uma pequena dependência em M neste intervalo. Na Fig. 5.4 (b) temos a razão em função do momentum transversal para diferentes valores de massa (2, 4 e 6 GeV). Observa-se que o comportamento é semelhante a Fig. 5.2 (b). Entretanto, as curvas apresentam efeitos de alta densidade em um intervalo

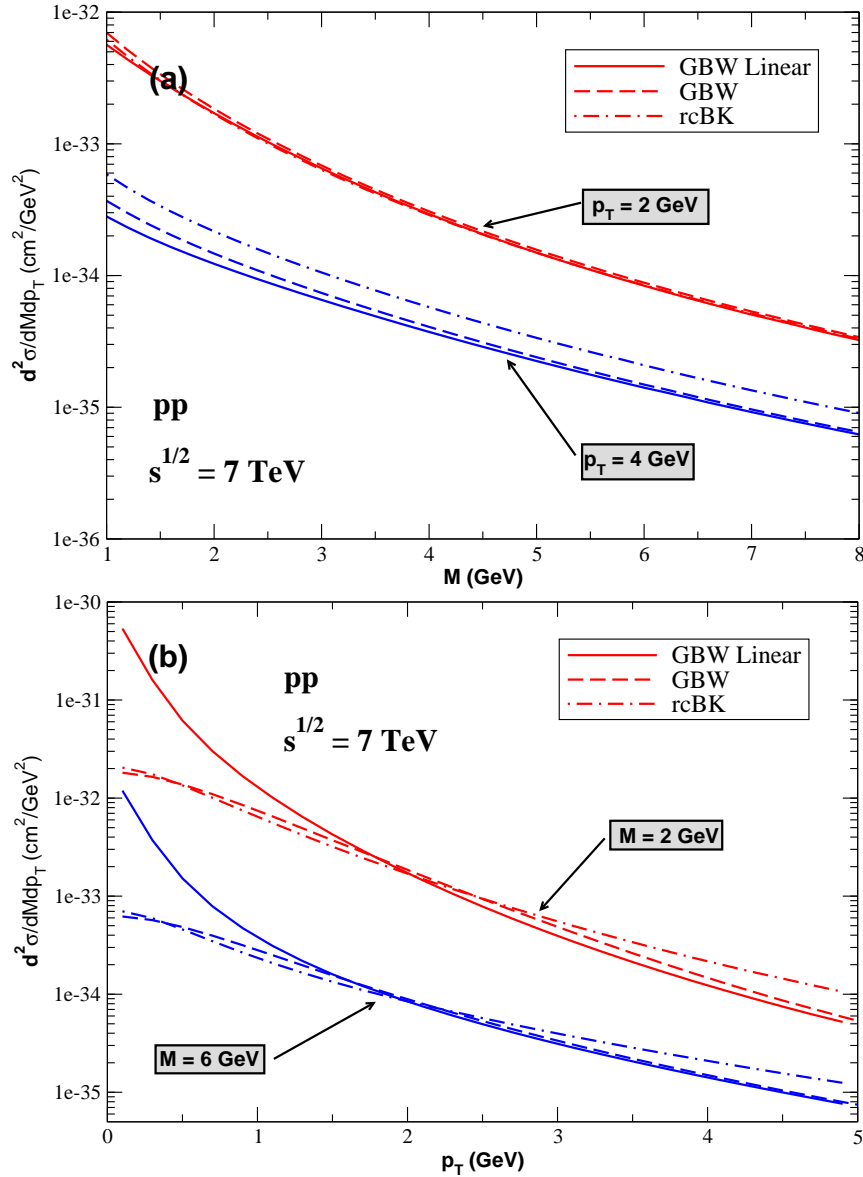


Fig. 5.3: Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador LHC em colisões pp .

maior de p_T e esses efeitos são amplificados, sendo da ordem 10 em magnitude para essa energia.

No que segue apresentamos os resultados para a produção de dilétons para os UHECR com energia de 10^{19} eV que se equivale a energia de centro de massa de 500 TeV . Começamos estudando o caso mais simples, onde consideramos que a partícula primária do raio cósmico é um próton que interage com um próton na atmosfera. Na Fig. 5.5 apresentamos seção de choque para a produção de dilétons para energia dos UHECR. Na Fig. 5.5 (a) temos a seção de choque em termos da massa para diferentes valores de momentum transversal (2 e

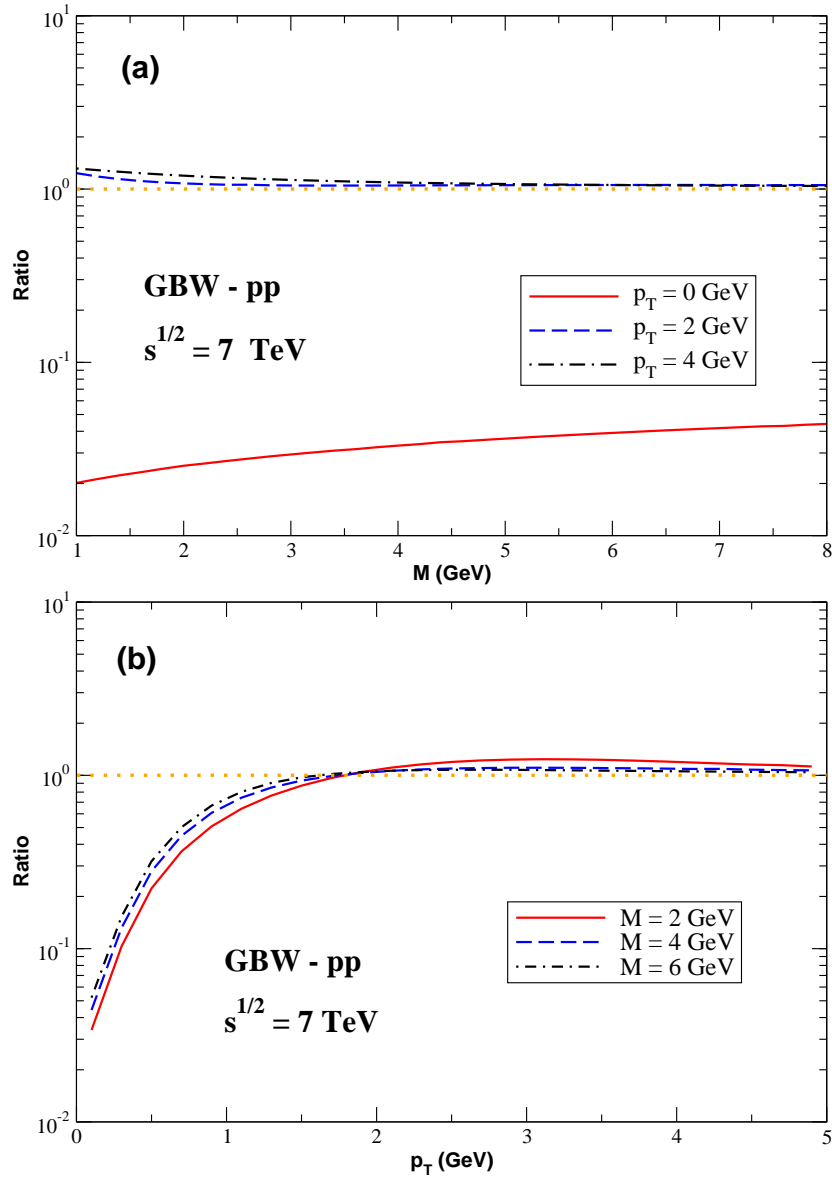


Fig. 5.4: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos GBW e GBW linear em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia do LHC em colisões pp.

4 GeV), para os modelos rcBK, GBW e GBW linear. Observamos que para $p_T = 2$ GeV os modelos GBW e rcBK diferem em todo o intervalo de M , mas a diferença entre esses modelos com o GBW linear é maior. Já para $p_T = 4$ GeV os modelos são coincidentes para grande M e diferem apenas num intervalo de pequeno M . Na Fig. 5.5 (b) temos a seção de choque em termos do momentum transverso para diferentes valores de massa (2 e 6 GeV), para os modelos rcBK, GBW e GBW linear. Observamos que para $M = 6$ GeV o comportamento é semelhante em comparação a Fig. 5.1 (b) e 5.3 (b), existe uma coincidência esperada

entre os modelos GBW e GBW linear para grande p_T . Para $M = 2$ GeV o modelos rcBK e GBW coincidem para grande p_T . Entretanto, a diferença entre o modelo rcBK e GBW é amplificada, e também, a contribuição onde os efeitos de alta densidade passam a ser importantes, passa a ocorrer para valores maiores de p_T . É importante observar que nesse intervalo de p_T existe uma grande similaridade entre os modelos rcBK e GBW para esse observável para energia dos UHECR, o que justifica em uma primeira aproximação o uso do modelo GBW nas análises da produção de dilétons para estas energias.

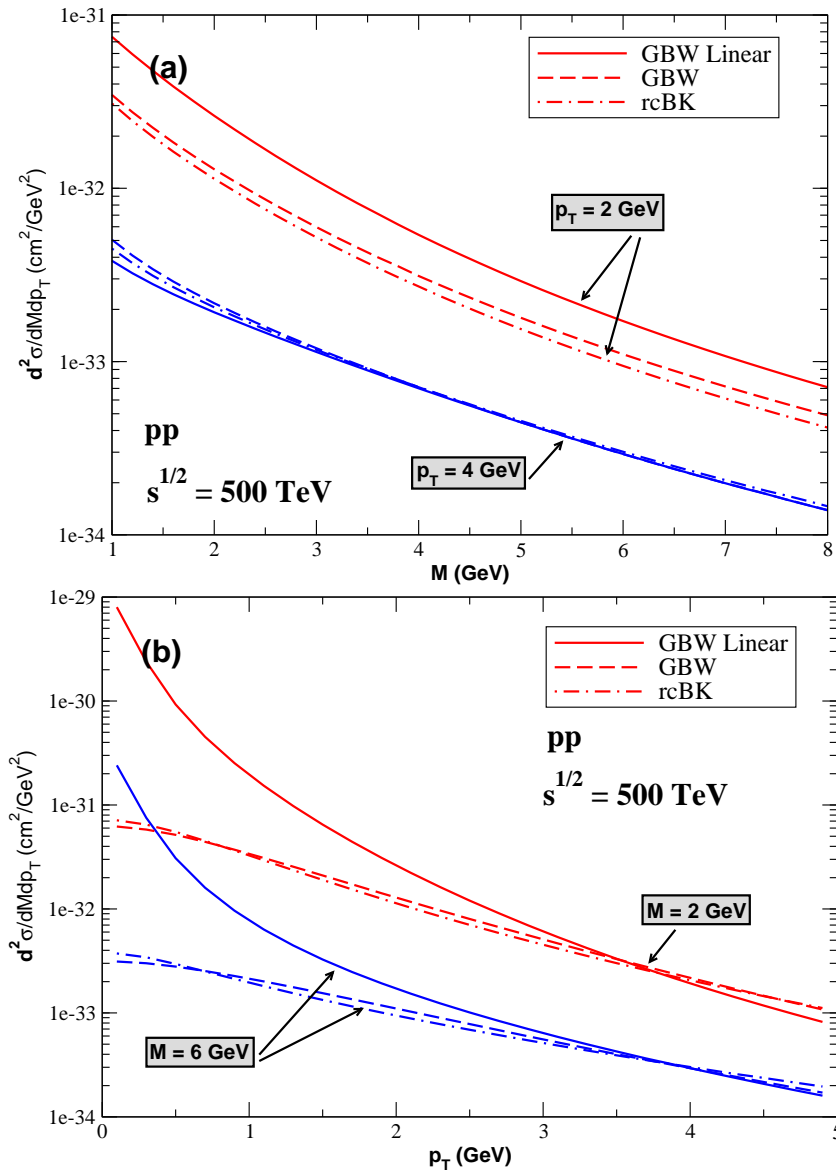


Fig. 5.5: Seção de choque em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões pp.

Na Fig. 5.6 temos a razão entre o modelo GBW e GBW linear para energia dos UHECR.

Na Fig. 5.6 (a) temos a razão em função da massa para diferentes valores de momentum transversal (0, 2 e 4 GeV). Observamos que para $p_T = 4$ GeV os efeitos de alta densidade seguem sendo desprezíveis em comparação as razões 5.2 (a) e 5.4 (a). Entretanto, em $p_T = 2$ GeV para esta energia existe efeito e para $p_T = 0$ GeV os efeitos são amplificados. Na Fig. 5.6 (b) temos a razão em função do momentum transversal para diferentes valores de massa (2, 4 e 6 GeV). Observa-se que o comportamento é semelhante a Fig. 5.2 (b) e 5.4 (b). Entretanto, as curvas apresentam efeitos de alta densidade em um intervalo maior de p_T e esses efeitos são amplificados, sendo da ordem 10^2 em magnitude para essa energia.

5.2 Produção de Diléptons em Colisões próton-núcleo

Nessa seção iremos calcular a taxa de produção de diléptons em colisões pA , através do processo Drell-Yan usando a expressão (3.42) para a seção de choque utilizando os modelos coerente saturado (4.56), super saturado (4.57), incoerente saturado (4.58) e incoerente linear (4.59).

Na Fig. 5.7 apresentamos a seção de choque para a produção de diléptons para energia do LHC de 8.8 TeV em colisões pPb com massa atômica do chumbo $A = 208$. Na Fig. 5.7 (a) temos a seção de choque em termos da massa para diferentes valores de momentum transversal (2 e 4 GeV). Observamos que para $p_T = 2$ GeV o modelo super saturado apresenta maior supressão em comparação aos outros modelos. Esta supressão está associada ao maior efeito de alta densidade contido nesse modelo. Os outros modelos apresentam um comportamento aproximadamente semelhante. Já para $p_T = 4$ GeV o comportamento predito pelos três modelos é muito semelhante, conseqüentemente, sem influência do meio nuclear e da alta densidade. Na Fig. 5.7 (b), temos a seção de choque em termos do momentum transversal para diferentes valores de massa (2 e 6 GeV). Observamos que no modelo incoerente linear há um forte crescimento na distribuição para pequeno p_T , enquanto nos outros modelos o crescimento é atenuado. Para $p_T = 4$ GeV o modelo super saturado apresenta efeitos de alta densidade mais cedo que os outros modelos não-lineares, ou seja, esses efeitos são mais intensos nesse modelo. Isso é devido ao fato que, como se considera o núcleo muito denso, toda a distribuição de núcleons no interior do núcleo saturara uniformemente. O modelo coerente saturado apresenta efeitos de alta densidade para valores intermediários em comparação aos outros dois modelos não-lineares. E o modelo incoerente saturado é o último a apresentar os efeitos de alta densidade, pois considera apenas efeitos no interior de cada núcleon sem interação entre eles.

Considerando o modelo que apresenta maior efeito de alta densidade, calculamos na Fig. 5.8 a razão entre os modelos super saturado e incoerente linear para energia do LHC de 8.8 TeV em colisões pPb , para podermos estimar a ordem de grandeza desses efeitos. Na Fig. 5.8 (a) temos a razão em função da massa para diferentes valores de momentum transversal (0, 2 e 4 GeV). Observa-se que os efeitos de alta densidade são desprezíveis para $p_T = 4$ GeV. Entretanto, para $p_T = 2$ e 0 GeV os efeitos de alta densidade são importantes, sendo mais relevantes para $p_T = 0$ GeV, com uma pequena dependência em M . Na Fig. 5.8 (b) temos a razão em função do momentum transversal para diferentes valores de massa (2, 4 e 6 GeV). Observa-se que quanto menor M mais cedo em p_T as curvas começam a diferir. Os efeitos de alta densidade surgem para valores menores que $p_T = 3$ GeV, e esses efeitos são

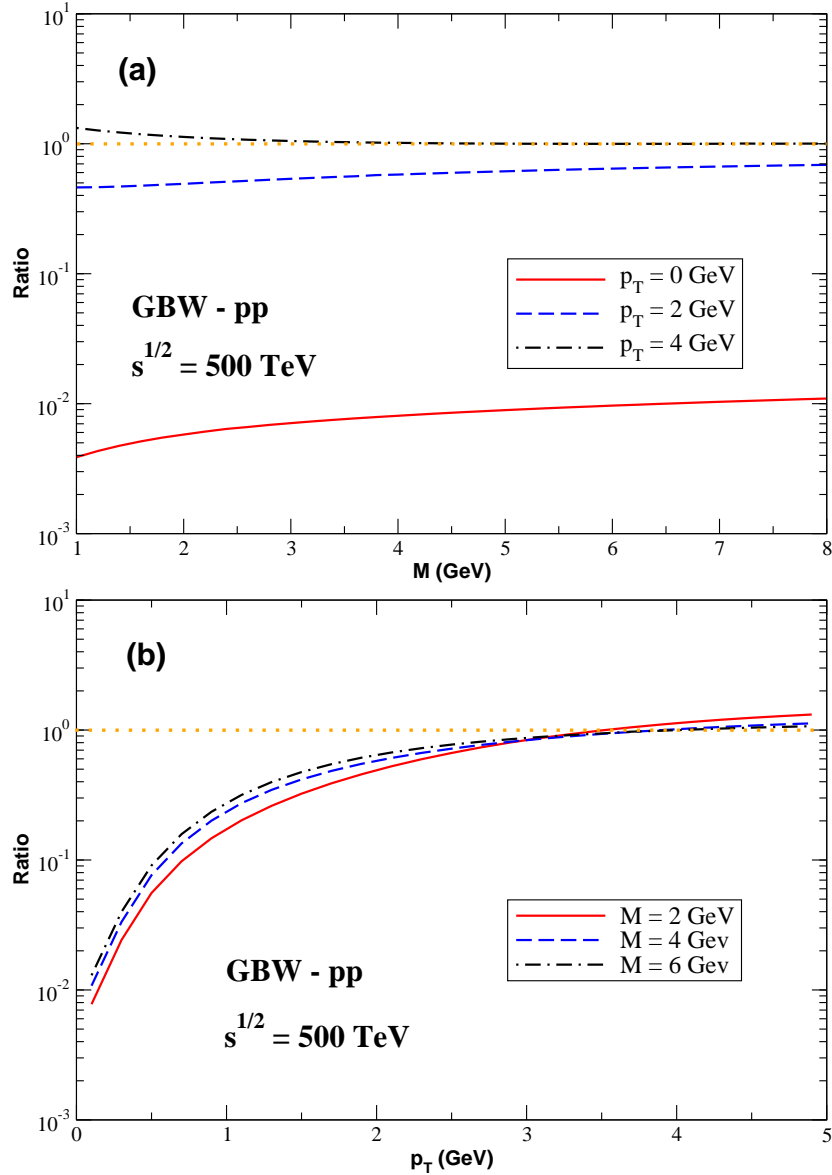


Fig. 5.6: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos GBW e GBW linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões pp .

da ordem 10^2 em magnitude.

Tendo em vista que o modelo super saturado é um modelo hipotético, calculamos na Fig. 5.9 a razão entre os modelos coerente saturado e incoerente linear para energia do LHC de 8.8 TeV em colisões pPb , devido o modelo coerente saturado ser um modelo mais realístico para esta energia, pois descreve dados de F_2^A [89]. Na Fig. 5.9(a) temos a razão em função da massa para diferentes valores de momentum transversal (0, 2 e 4 GeV). Observamos para $p_T = 4$ GeV que os efeitos de alta densidade são desprezíveis, semelhante ao resultado da

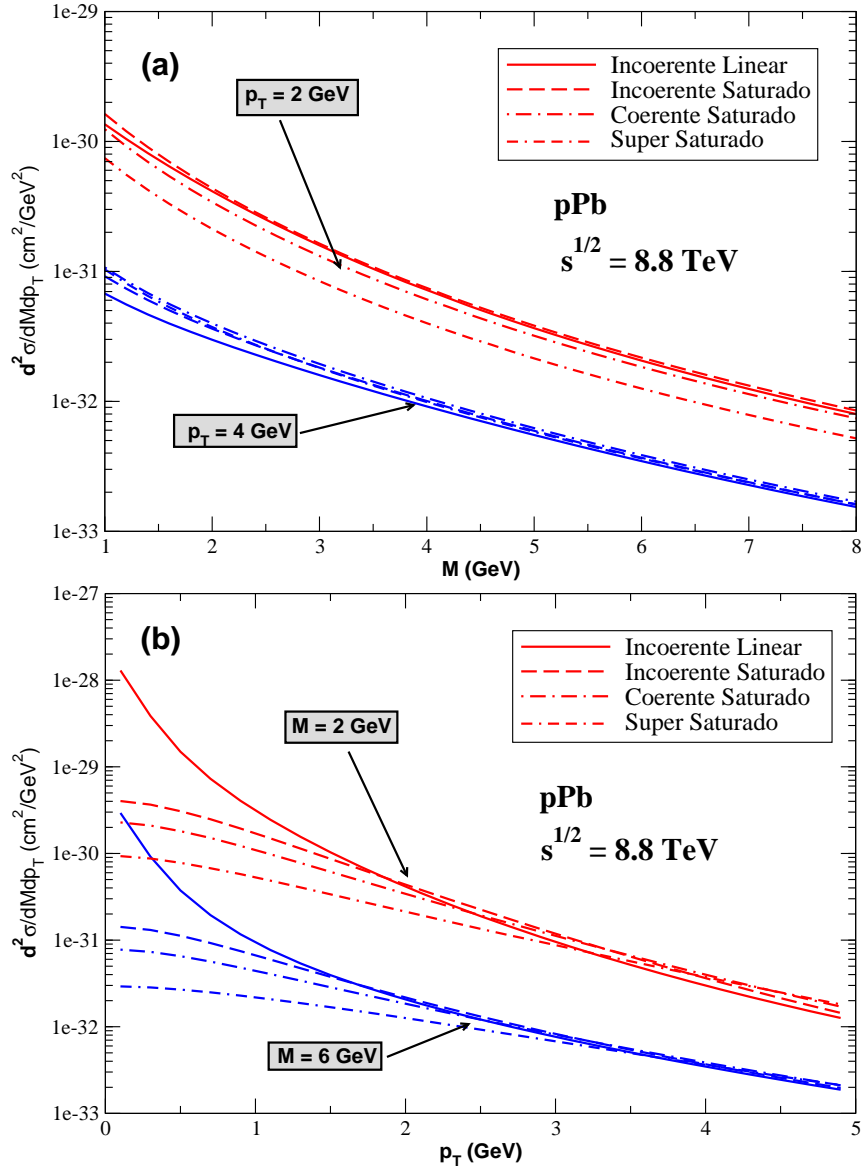


Fig. 5.7: Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador LHC em colisões pPb .

Fig. 5.8 (a). Entretanto neste caso, para $p_T = 0$ e 2 GeV os efeitos são reduzidos, ainda com uma pequena dependência em M . Na Fig. 5.9 (b) temos a razão em função do momentum transversal para diferentes valores de massa ($2, 4$ e 6 GeV). Observa-se que o comportamento é semelhante a Fig. 5.8 (b), para menor M mais cedo em p_T as curvas diferem. Entretanto, os efeitos de alta densidade surgem para valores menores que $p_T = 2 \text{ GeV}$, e esses efeitos são da ordem de aproximadamente 10^2 em magnitude.

Considerando que o LHC tem a perspectiva de realizar colisões pPb com energia de centro de massa de 4.4 TeV em janeiro de 2013, apresentamos nas Fig. 5.10 nossos re-

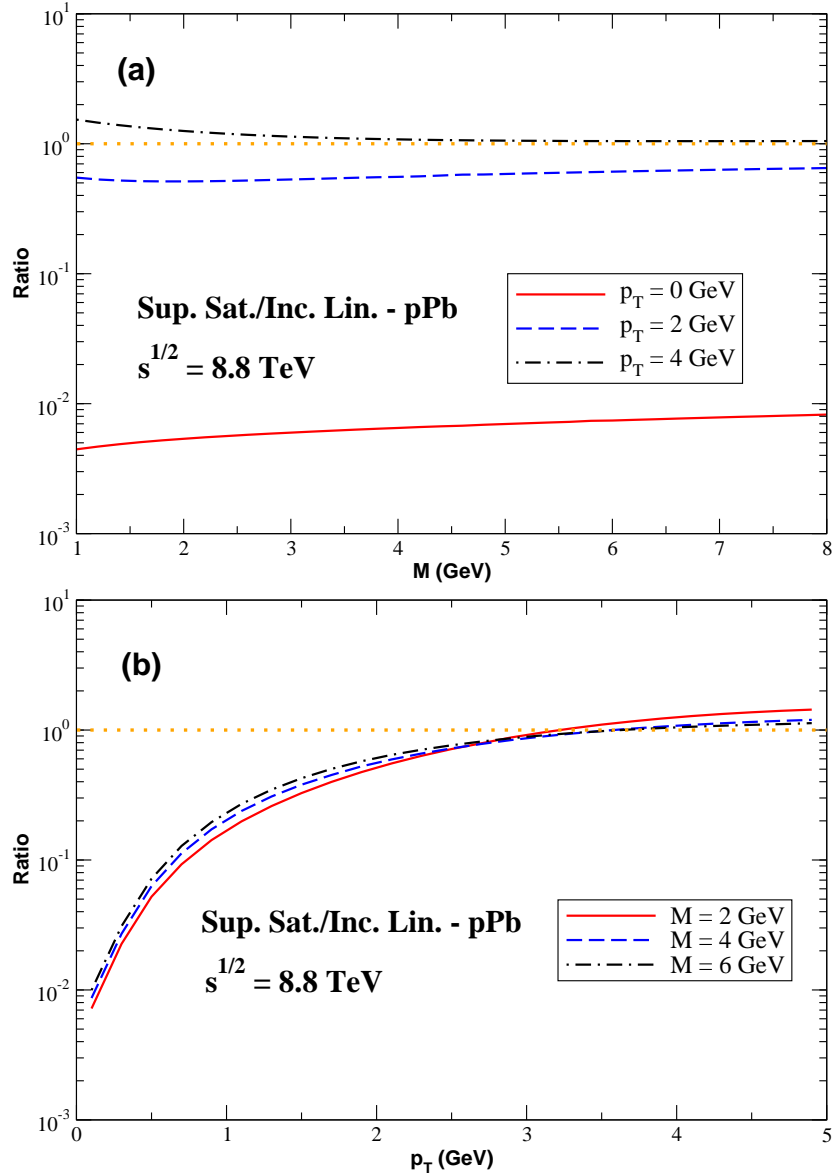


Fig. 5.8: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos super saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do LHC em colisões pPb.

sultados para este caso. Na Fig. 5.10 (a) temos a seção de choque em termos da massa para diferentes valores de momentum transversal (2 e 4 GeV). Observamos que o comportamento dos modelos é semelhante ao da Fig. 5.7 (a). Para $p_T = 2$ GeV o modelo super saturado apresenta maior supressão e os outros modelos apresentam um comportamento aproximadamente semelhante. E para $p_T = 4$ GeV o comportamento previsto pelos três modelos é semelhante. Na Fig. 5.10 (b), temos a seção de choque em termos do momentum transversal para diferentes valores de massa (2 e 6 GeV). Observamos que o comportamento

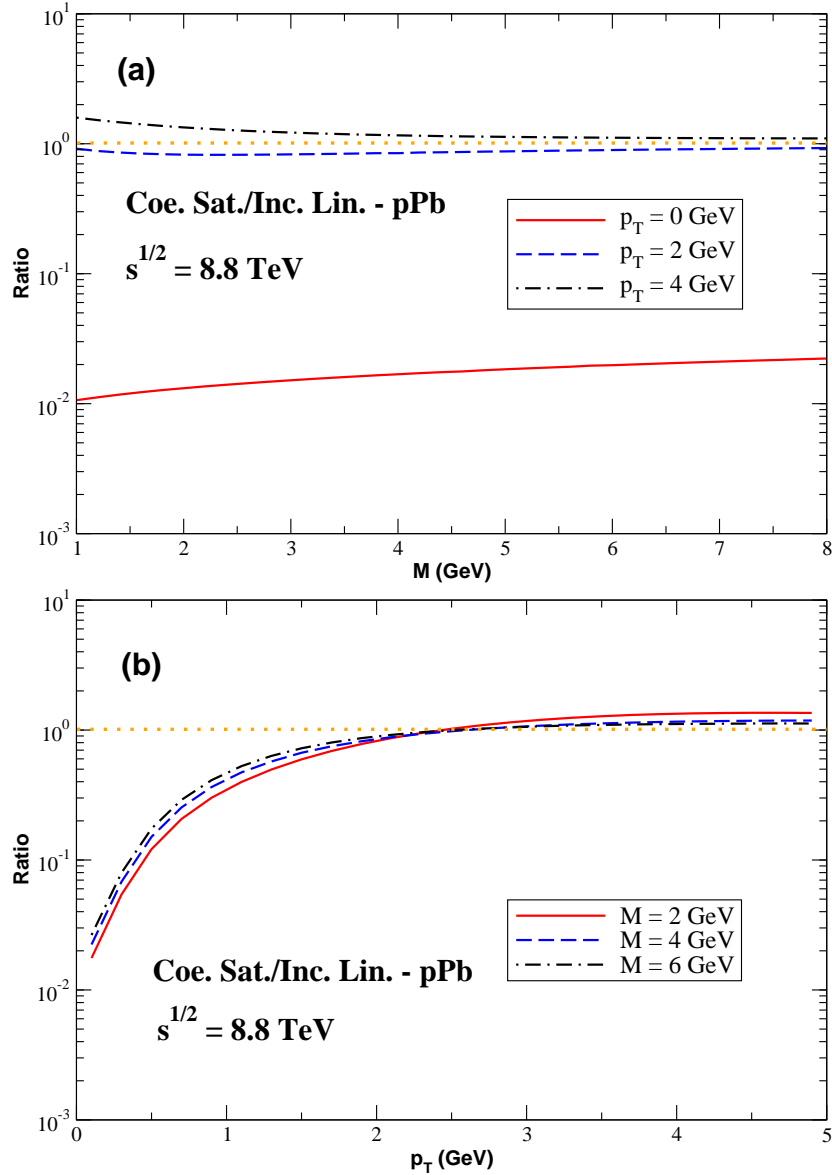


Fig. 5.9: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos coerente saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia do LHC em colisões pPb.

dos modelos é semelhante ao da Fig. 5.7 (b), o modelo incoerente linear apresenta um forte crescimento na distribuição para pequeno p_T , enquanto nos outros modelos o crescimento é atenuado. Para $M = 4 \text{ GeV}$ o modelo super saturado apresenta efeitos de alta densidade mais intenso em relação aos outros modelos.

Considerando o modelo mais realístico dos modelos estudados, calculamos na Fig. 5.11 a razão entre os modelos coerente saturado e incoerente linear para energia do LHC de 4.4 TeV em colisões pPb. Na Fig. 5.11 (a) temos a razão em função da massa para diferentes

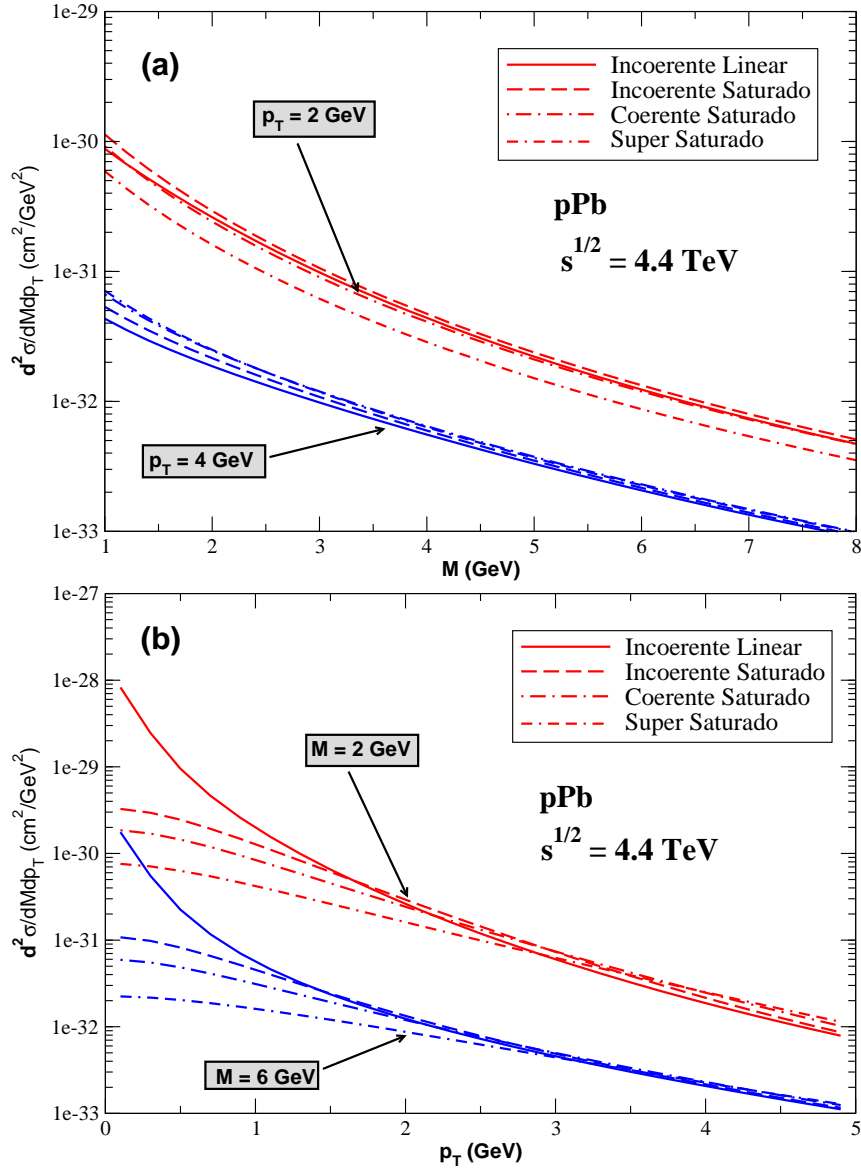


Fig. 5.10: Seção de choque em termos da massa e do momentum transversal, respectivamente. Para energia do acelerador LHC de 4,4 TeV em colisões pPb.

valores de momentum transversal (0, 2 e 4 GeV). Observamos para $p_T = 4 \text{ GeV}$ que não existe efeito de alta densidade, semelhante ao resultado da Fig. 5.9 (a). Entretanto neste caso para $p_T = 2 \text{ GeV}$ os efeitos de alta densidade são desprezíveis e para $p_T = 0 \text{ GeV}$ os efeitos são reduzidos, ainda com uma pequena dependência em M . Na Fig. 5.11 (b) temos a razão em função do momentum transversal para diferentes valores de massa (2, 4 e 6 GeV). Observa-se que o comportamento é muito semelhante a Fig. 5.9 (b), para menor M mais cedo em p_T as curvas diferem. Entretanto, os efeitos de alta densidade surgem para valores menores que $p_T = 2 \text{ GeV}$, e esses efeitos são reduzidos.

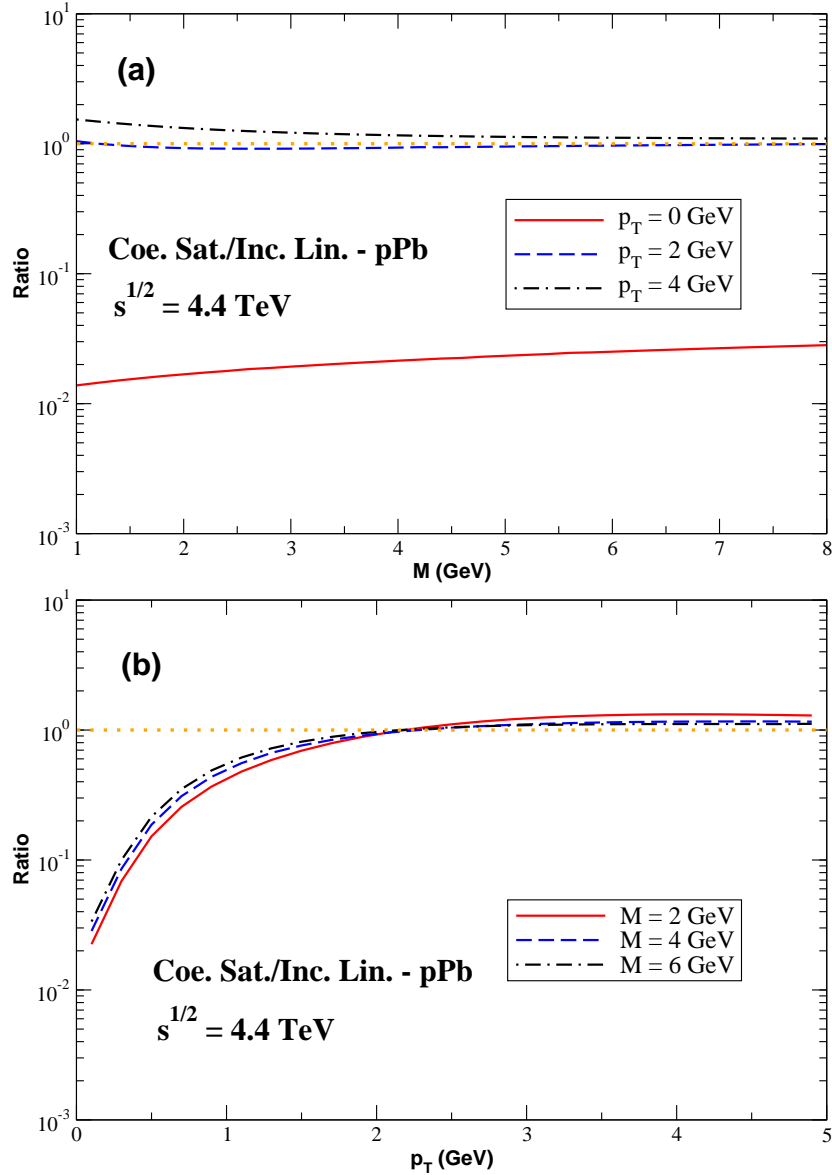


Fig. 5.11: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos coerente saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia do LHC de 4,4 TeV em colisões pPb.

No que segue passaremos a analisar a produção de diléptons para o processo pA para energia dos UHECR de 500 TeV. É importante salientar, que neste caso consideramos que a partícula primária do raio cósmico é um próton que interage com um núcleo na atmosfera com massa atômica $A = 14$. Na Fig. 5.12 (a) temos a seção de choque em termos da massa para diferentes valores de momentum transverso (2 e 4 GeV). Observamos para essa energia e massa atômica consideradas, o comportamento dos modelos são semelhantes ao da Fig. 5.7 (a). Entretanto, para $p_T = 2 \text{ GeV}$ o modelo incoerente linear apresenta

uma normalização maior em relação aos outros modelos não-lineares. Para $p_T = 4$ GeV o comportamento previsto pelo modelo super saturado apresenta maior efeito de saturação em relação aos outros modelos, demonstrando a influência do meio nuclear para este caso. Na Fig. 5.12 temos a seção de choque em termos do momentum transversal para diferentes valores de massa (2 e 6 GeV). Observamos que o comportamento dos modelos são semelhantes ao da Fig. 5.7 (b), o modelo super saturado continua apresentando maior efeito de alta densidade em relação aos outros modelos não-lineares. Entretanto, neste caso existe uma similaridade entre os modelos coerente saturado e incoerente saturado. Isso se deve aos efeitos de coerência serem proporcionais à A , como neste caso A é menor, o modelo coerente saturado se aproxima do modelo incoerente saturado. Observamos também, que os efeitos de alta densidade neste caso é presente para um maior intervalo de p_T .

Novamente, considerando o modelo que apresenta maior efeito de alta densidade, calculamos na Fig. 5.13 a razão entre os modelos super saturado e incoerente linear para energia dos UHECR de 500 TeV em colisões $pAir$. Cabe salientar que para esta energia estudada, o modelo mais adequado para descrever a interação no interior do núcleo é uma questão em aberto. Na Fig. 5.13 (a) temos a razão em função da massa para diferentes valores de momentum transversal (0, 2 e 4 GeV). Observa-se que para todos os valores de p_T considerados existe efeitos de alta densidade, sendo para $p_T = 0$ GeV mais relevantes. Em comparação a Fig. 5.8 (a) observamos que o comportamento das curvas é semelhante, com uma pequena dependência no intervalo de M . Entretanto os efeitos de alta densidade são amplificados. Na Fig. 5.13 (b) temos a razão em função do momentum transversal para diferentes valores de massa (2, 4 e 6 GeV). Observamos que os efeitos de alta densidade são importantes em todo intervalo em p_T explorado, sendo da ordem de aproximadamente 10^3 em magnitude. Em comparação a Fig. 5.8 (b) observamos que o intervalo de p_T onde os efeitos de alta densidade são importante e a ordem de grandeza desses efeitos são amplificados neste caso.

Agora, considerando o modelo coerente saturado que descreve dados de F_2^A para energias muito mais baixas, calculamos na Fig. 5.14 a razão entre os modelos coerente saturado e incoerente linear para energia dos UHECR de 500 TeV em colisões $pAir$. Na Fig. 5.14 (a) temos a razão em função da massa para diferentes valores de momentum transversal (0, 2 e 4 GeV). Observamos que o comportamento é semelhante ao da Fig. 5.13 (a), para todos os valores de p_T considerados existe efeitos de alta densidade, sendo esses efeitos para $p_T = 0$ GeV mais relevantes. Entretanto os efeitos de alta densidade são reduzidos em comparação a Fig. 5.13 (a). Na Fig. 5.14 (b) temos a razão em função do momentum transversal para diferentes valores de massa (2, 4 e 6 GeV). Observamos que o comportamento é semelhante ao da Fig. 5.13 (b) os efeitos de alta densidade são importantes em todo intervalo de p_T explorado. Entretanto os efeitos de alta densidade são reduzidos em comparação a Fig. 5.13 (b), sendo da ordem de aproximadamente 10^3 em magnitude.

5.3 Conclusões

Neste capítulo apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção de dileptons gerados através do processo Drell-Yan, em colisões pp para energias dos aceleradores de partículas RHIC e LHC, e também, para energias extremas dos UHECR, com entrada dos

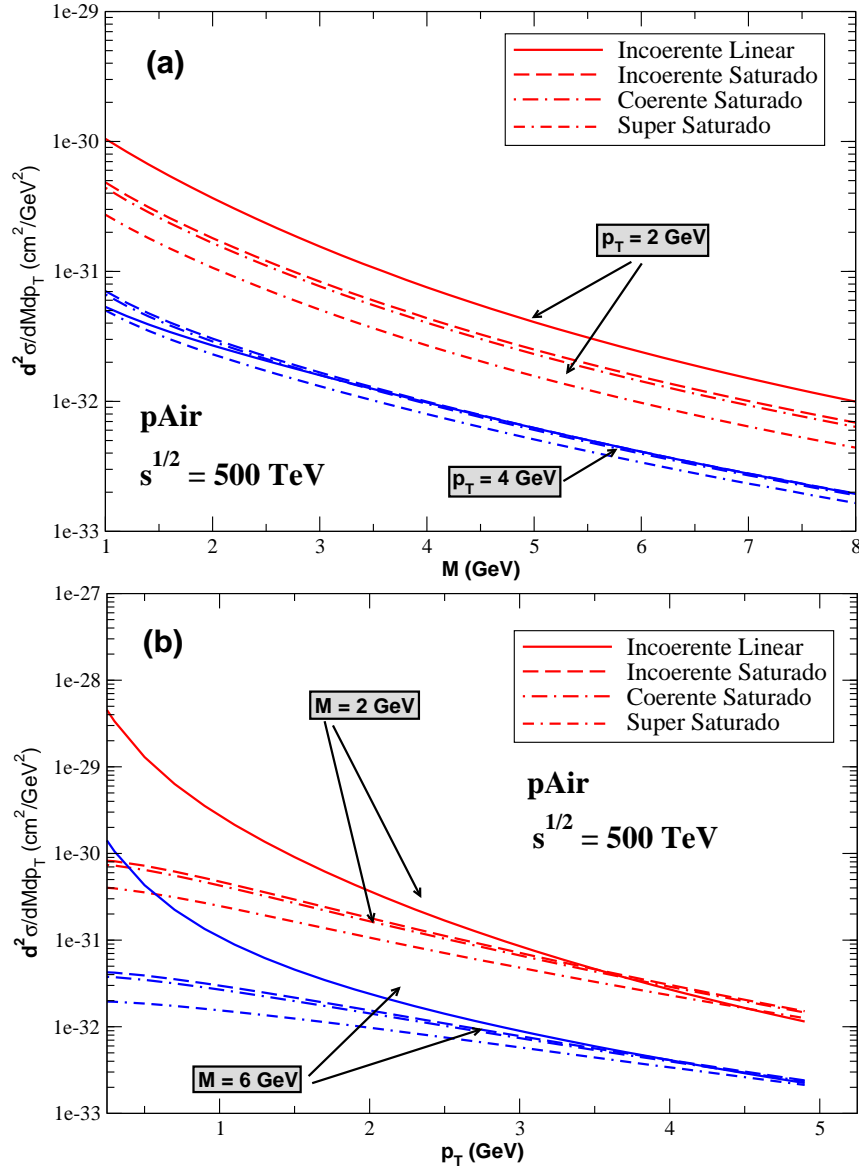


Fig. 5.12: Seção de choque em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões pAir.

modelos rcBK, GBW e GBW linear para a seção de choque de dipolo; e em colisões pA para energias do LHC e dos UHECR, com entrada dos modelos super saturado, coerente saturado, incoerente saturado e incoerente linear. Salientamos que os resultados utilizando o modelo rcBK são feitos e apresentados pela primeira vez. Com este trabalho estimamos os efeitos de alta densidade na produção de dilétons geradas por interações hadrônicas de alta energia através do processo Drell-Yan. Portanto, estimamos fatores de erro e incerteza das previsões teóricas, através do estudo de diferentes modelos que descrevem a física de altas energias.

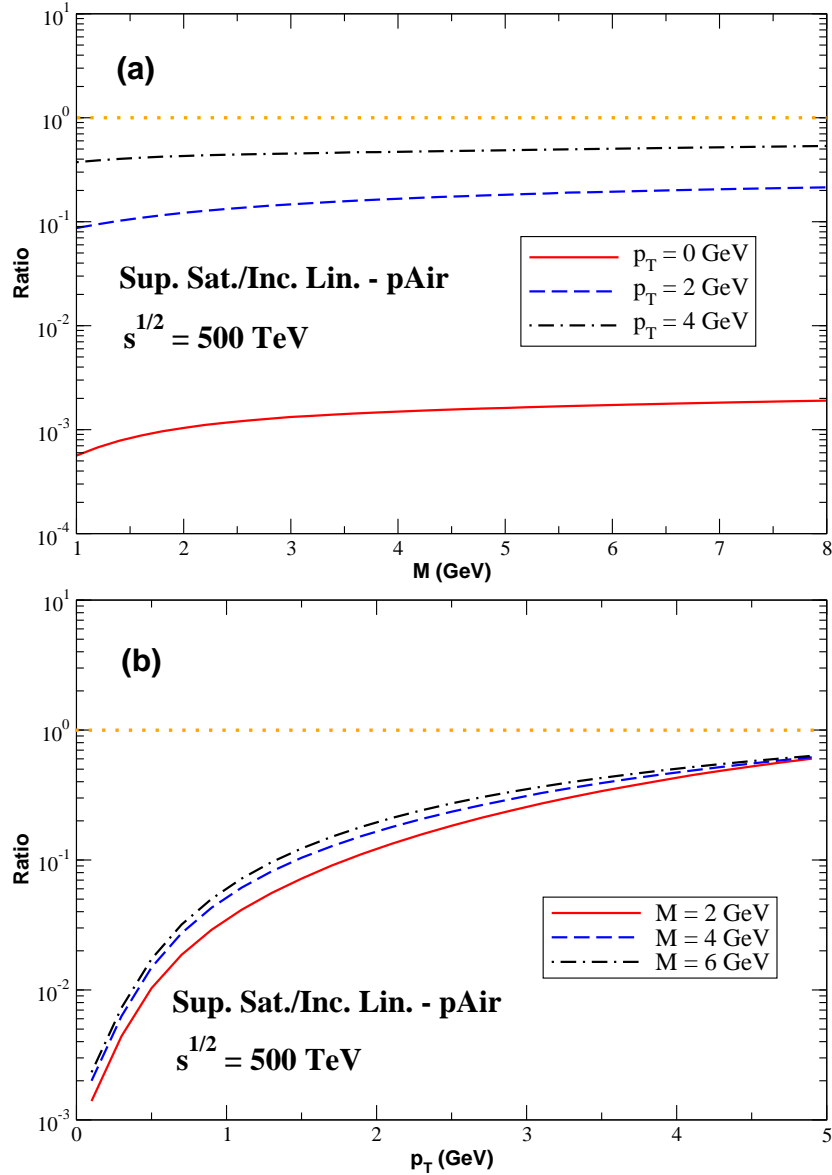


Fig. 5.13: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos super saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões pAir.

Os resultados demonstram que os efeitos de alta densidade são importantes na região de pequeno momentum transverso, sendo da ordem 10^2 em magnitude para colisões pp para energia dos UHECR. E para colisões pAir os efeitos são da ordem de $\approx 10^3$ em magnitude para energia dos UHECR.

Esses resultados mostram que os efeitos de alta densidade precisam ser considerados nos cálculos da seção de choque para a produção de dilétons. E portanto, na simulação do desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso, uma vez que as partículas de pequeno p_T

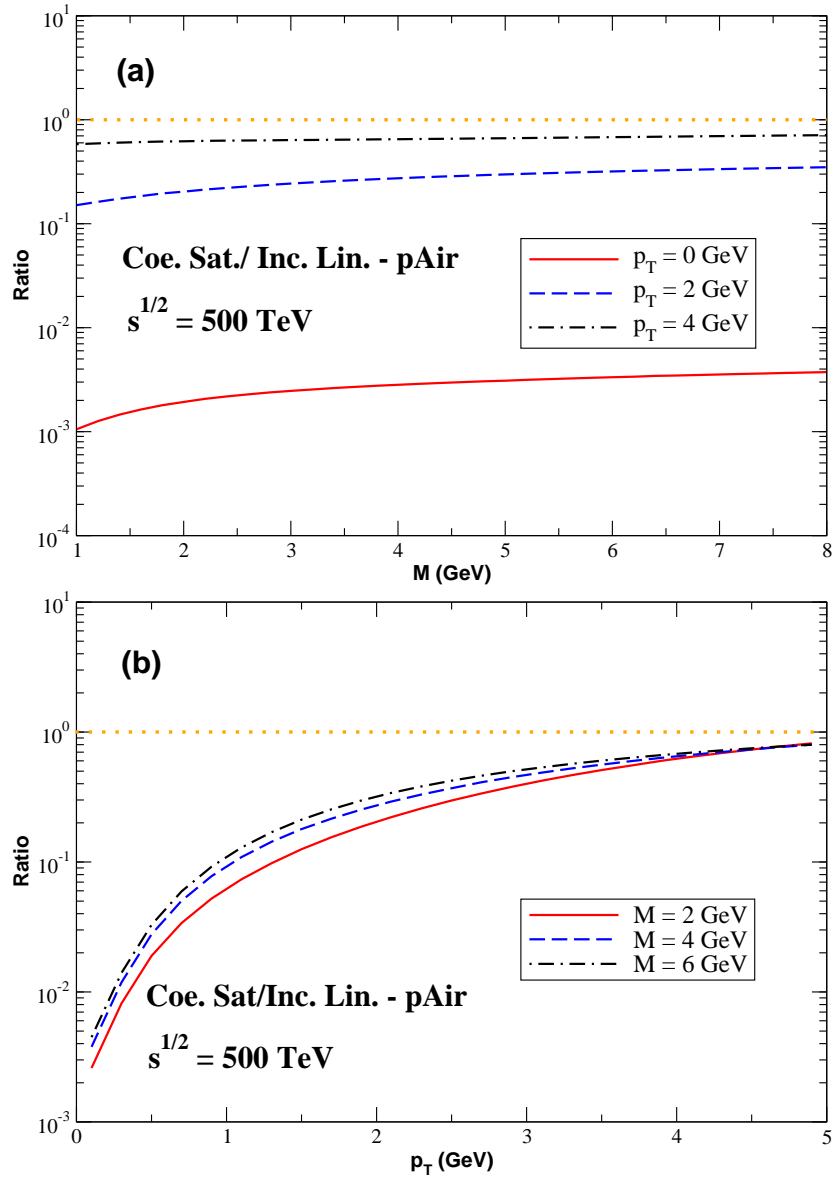


Fig. 5.14: Razão entre as seções de choque utilizando os modelos coerente saturado e incoerente linear em termos da massa e do momentum transverso, respectivamente. Para energia dos UHECR em colisões pAir.

são dominantes no chuva atmosféricos extensos de raios cósmicos.

Conclusões

Neste trabalho calculamos a produção de diléptons para energias dos aceleradores RHIC e LHC e realizamos uma extrapolação para energias dos UHECR, para investigar os efeitos de alta densidade descritos pelo formalismo Condensado de Vidros de Cor em processos de colisão próton-próton e próton-núcleo para altas energias, utilizando como principal observável a produção de diléptons oriundos do processo Drell-Yan, considerando o formalismo de dipolos cor. Neste formalismo a interação entre projétil e alvo é descrita em termos da seção de choque de dipolo σ_{dip} , que é determinada pela dinâmica QCD, portanto, é onde os efeitos de alta densidade estão incluídos.

Para colisões pp , pensamos o projétil e alvo como sendo prótons, e consideramos três modelos distintos para a seção de choque σ_{dp} : dois modelos incluem os efeitos de alta densidade (rcBK e GBW) e um que desconsidera esses efeitos (GBW linear). O modelo rcBK é dado em termos da solução da equação de evolução BK, que é o estado da arte para o tratamento de efeitos de alta densidade e o modelo GBW é um modelo fenomenológico que é dado através de uma equação analiticamente simples e que descreve satisfatoriamente os dados do DIS. Os resultados apresentados nesta dissertação utilizando o modelo rcBK, foram pela primeira vez realizados. Analisando as distribuições em p_T e M , observamos que os modelos onde efeitos de alta densidade (rcBK e GBW) estão incluídos, prevêem valores semelhantes para a seção de choque, independente da energia do processo. Esse resultado torna mais fácil nossos cálculos dada a facilidade analítica do modelo GBW, o que justifica em uma primeira aproximação o uso desse modelo nas análises da produção de diléptons para altas energias. Analisando a diferença entre essas previsões com a obtida utilizando a extrapolação linear do modelo GBW, a quantidade de efeitos de alta densidade foi estimada. Demonstramos que esses efeitos são importantes na região de pequeno momentum transversal, sendo da ordem 10^2 em magnitude para energias dos UHECR.

No caso em que consideramos colisões pA , imaginamos o projétil como sendo um próton que interage com um núcleo em repouso. Em particular, para interações dos UHECR, imaginamos que a partícula primária do raio cósmico colide com núcleos de nitrogênio presentes na atmosfera. Para este caso consideramos diferentes modelos fenomenológicos que descrevem essa interação, através da seção de choque σ_{dA} : o modelo coerente saturado, super saturado, incoerente saturado e incoerente linear. Os resultados mostram que os efeitos de alta densidade aumentam com a energia e com o tamanho dos núcleos atômicos.

Para energias do LHC consideramos colisões pPb e massa atômica do chumbo $A = 208$, realizamos a simulação para a produção de diléptons com energia de 8.8 TeV e, considerando que o LHC tem a perspectiva de realizar colisões pPb com energia de 4.4 TeV em janeiro de 2013, também apresentamos nossos resultados para este caso. O cálculo da razão usando o modelo coerente saturado, que é o modelo mais realístico pois descreve dados de F_2^A , para

colisões pPb mostra que os efeitos de alta densidade são da ordem de aproximadamente 10^2 em magnitude para energia do LHC de 8.8 TeV. Para o caso em que consideramos a energia é 4.4 TeV, observamos um comportamento semelhante ao caso onde consideramos energia de 8.8 TeV, com uma pequena redução dos efeitos de alta densidade.

Para colisões $pAir$ com energia de 500 TeV, com massa atômica $A = 14$, como o modelo mais adequado para descrever a interação no interior do núcleo é uma questão em aberto, calculamos a razão para o modelo coerente saturado que descreve dados de F_2^A para energias do LHC, e o modelo super saturado que é o modelo que considera o maior efeito de alta densidade, com o modelo que não prevê efeitos de alta densidade (incoerente linear). O cálculo da razão usando o modelo coerente saturado mostra que os efeitos de alta densidade são importantes na região de pequeno momentum transversal, e são da ordem de aproximadamente 10^3 em magnitude para energia deste observável. Já o cálculo da razão usando o modelo que considera o máximo efeito de alta densidade, o modelo super saturado, mostra que os efeitos de alta densidade são amplificados em comparação ao modelo coerente saturado, mantendo a ordem de aproximadamente 10^3 em magnitude para energia dos UHECR, o que implica em uma supressão da ordem de aproximadamente 10^3 na produção de dilétons através do processo Drell-Yan no chuveiro atmosférico extenso.

Considerando o objetivo deste trabalho, os dilétons produzidos por UHECR, nossos resultados mostram que os efeitos de alta densidade precisam ser considerados na simulação do desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso, uma vez que as partículas com pequeno momentum transversal são dominantes no chuveiro atmosféricos extensos de raios cósmicos.

A perspectiva deste trabalho é investigar os efeitos de alta densidade na produção de hádrons, e assim estimar a ordem de grandeza total da supressão do chuveiro atmosférico extenso dos UHECR. A partir deste trabalho pretendemos também aplicar todo o conhecimento que esperamos da física de aceleradores vindas do LHC, para investigar os UHECR, tendo em vista que as energias nestes processos excedem muito as máximas energias dos laboratório.

Bibliografia

- [1] LATTES, C. M. G.; MUIRHEAD, H.; OCCHIALINI G. P. S.; POWELL C. F.; *Processes Involving Charged Mesons*. Nature 159, 694, 1947.
- [2] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [3] <http://www.auger.org/>
- [4] GUIMARÃES, P. V.; *Análise da Influência das Interações Primárias em Chuveiros Aéreos Estendidos*. Rio de Janeiro: Instituto de Física da UFRJ, 2008, Dissertação de Mestrado.
- [5] FREITAS, G. B.; *O Efeito Greizen-Zatsepin-Kusmin na Vizinhança de Buracos Negros*. Campinas: Instituto de Física "Gleb Wataghin", 2011, Dissertação de Mestrado.
- [6] STANEV, T.; *Ultra High Energy Cosmic Rays, SLAC Summer Institute on Particle Physics*. (SSI04), 2, 2004.
- [7] GREISEN, K.; *End to the cosmic ray spectrum?*. Phys. Rev. Lett. 16, 748, 1966.
- [8] ZATSEPIN G. T.; KUSMIN, V. A.; *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*. JETP Lett. 4, 78, 1966.
- [9] ULRICH, R.; ENGEL, R.; UNGER, M.; *Hadronic Multiparticle Production at Ultra-High Energies and Extensive Air Showers*. Phys. Rev. D 83, 054026, 2011.
- [10] LINSLEY, J.; SCARSI L.; ROSSI B.; *Extremely Energetic Cosmic-Ray Event*. Phys. Rev. Lett. 6, 485, 1961.
- [11] LINSLEY, J.; *Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with energy 10^{20} eV*. Phys. Rev. Lett 10, 146, 1963.
- [12] AVE, M. et al. (The Haverah Park Collaboration); *The energy spectrum of cosmic rays in the range $3 \cdot 10^{17} - 4 \cdot 10^{18}$ eV as measured with the Haverah Park array*. Astropart. Phys. 19, 47, 2003.
- [13] EGOROVA, V. P. et al.; *The spectrum features of UHECRs below and surrounding GZK*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 136, 3, 2004.
- [14] SHINOZAKI, K. et al. (The AGASA Collaboration); *AGASA results*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 136, 18, 2004.
<http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/papers.html>

- [15] BIRD, D. J. et al. (The Flys Eye Collaboration); *The Cosmic-Ray Energy Spectrum Observed by the Flys Eye*. *Astrophys. J.* 424, 491, 1994.
- [16] <http://www.cosmic-ray.org/>
<http://www.cosmic-ray.org/resall.html>
- [17] GINSBURG, V. L.; SYROVATSKII, S. I.; *The Origin of Cosmic Rays*. Pergamon Press, 1964.
- [18] The Pierre Auger Collaboration. *Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects* *Science* 9 318, n 5852, 938, 2007.
- [19] BHATTACHARJEE, P.; SIGL, G.; *Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays*. *Phys. Reports* 327, 109, 2000.
- [20] TORRES, D. F.; ANCHORDOQUI, L. A.; *Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays*. *Rep. Prog. Phys.* 67, 1663, 2004.
- [21] WATSON, A. A.; *The mass composition of cosmic rays above 10^{17} eV*. *Nucl. Physics B (Proc. Suppl.)* 151, 83, 2004.
- [22] STANEV, T.; *Ultra high energy cosmic rays: A review*. arXiv:1011.1872, 2010.
- [23] BIRD, D. J. et al. (The Flys Eye Collaboration); *Detection of a Cosmic Ray with Measured Energy Well Beyond the Expected Spectral Cutoff due to Cosmic Microwave Radiation*. *Astrophys. J.* 441, 144, 1995.
- [24] ABBASI, R. U. et al. (The HiRes Collaboration); *A Study of the Composition of Ultra High-Energy Cosmic Rays Using the High-Resolution Flys Eye*. *Astrophys. J.* 622, 910, 2005.
- [25] ABBASI, R. U. et al. (The HiRes Collaboration); *Indications of Proton-Dominated Cosmic-Ray Composition above 1.6 EeV*. *Phys. Rev. Lett.* 104, 161101, 2010.
- [26] ABRAHAM, J. et al. (The Pierre Auger Collaboration); *Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers Above 10^{18} eV*. *Phys. Rev. Lett.* 104, 091101, 2010.
- [27] BETEMPS, M. A.; *Efeitos da Alta Densidade em Processos Drell-Yan de Altas Energias*. Porto Alegre: Instituto de Física da UFRGS, 2002, Dissertação de Mestrado.
- [28] BETEMPS, M. A.; *A Produção de Dileptons no Condensado de Vidros de Cor*. Porto Alegre: Instituto de Física da UFRGS, 2007, Tese de Doutorado.
- [29] OLIVEIRA, E. G.; *Efeitos nucleares no processo Drell-Yan: formalismos de dipolos de cor e de momentum transversal intrínseco*. Porto Alegre: Instituto de Física da UFRGS, 2010, Tese de Doutorado.
- [30] HALZEN, F.; MARTIN, A. D.; *Quarks & Leptons: an introductory course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, 1984.

- [31] BETHKE, S.; *The 2009 World Average of α_s* . Eur. Phys. J. 64, 689, 2009.
- [32] NEWMAN, P.; *Deep inelastic lepton nucleon scattering at HERA*. J. Mod. Phys. A 19, 1061, 2004.
- [33] DOKSHITZER, Y. L.; *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics*. Sov. Phys. JETP 46, 641, 1977.
- [34] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N.; *Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory*. Sov. J. Nucl. Phys. 15, 438, 1972.
- [35] ALTARELLI, G.; PARISI, G.; *Asymptotic Freedom in Parton Language*. Nucl. Phys. B 126, 298, 1977.
- [36] MARTIN, A. D.; *Proton Structure, Partons, QCD, DGLAP and Beyond*. Acta Phys. Polon. 39, 2025, 2008.
- [37] <http://www.phys.psu.edu/cteq/>
- [38] PUMPLIN, J.; LAI, H. L.; TUNG, W. K.; *Charm Parton content of the nucleon*. Phys. Rev. D 75, 054029, 2007.
- [39] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G.; *Factorization of hard processes in QCD*. Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. 5, 1, 1988.
- [40] MULLER, A. H.; *Perturbative quantum chromodynamics*. Singapore: World Scientific, 91, 1989.
- [41] DRELL, S.D.; YAN, T. M.; *Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies*. Phys. Rev. Lett. 25, 316, 1970.
- [42] HAWKER, E. A. et al.; *Measurement of the light antiquark flavor asymmetry in the nucleon sea*. Phys. Rev. Lett. 80, 3715, 1998.
- [43] GRIFFITHS, D.; *Introduction to Elementary Particles*. Wile-VHC Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2008.
- [44] KOPELIOVICH, B. Z.; *Soft component of hard reactions and nuclear shadowing*. arXiv:hep-ph/9609385v1.
- [45] BARONE, V.; PREDAZZI, E.; *High-Energy Particle Diffraction* Verlag Berlin Heidelberg New York: Springer, 2001.
- [46] MENESES, A. R.; *Fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-próton no Grande Colisor de Hádrons*. Pelotas: Instituto de Física e Matemática da UFPel, 2011, Dissertação de Mestrado.
- [47] GRIEP, M. T.; *Determinação da distribuição de glúons nuclear na fotoprodução de quarkonium no RHIC e no LHC*. Pelotas: Instituto de Física e Matemática da UFPel, 2010, Dissertação de Mestrado.

- [48] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. V. T.; RAUFEISEN, J.; *Investigating the Drell-Yan transverse momentum distribution in the color dipole approach*, Physical Review D 67, 114008, 2003.
- [49] KOPELIOVICH, B. Z.; RAUFEISEN, J.; TARASOV, A.; *The color dipole picture of the Drell-Yan process*. Phys.Lett. B 503, 91, 2001.
- [50] BRODSKY, S. J.; HEBECKER, A.; QUACK, E.; *The Drell-Yan Process and Factorization in Impact Parameter Space*. Phys. Rev. D 55, 2584, 1987.
- [51] RAUFEISEN, J.; PENG, J. C.; NAYAK, G. C.; *Parton model versus color dipole formulation of the Drell-Yan process*. Phys. Rev. D 66, 034024, 2002.
- [52] KOPELIOVICH, B. Z.; RAUFEISEN, J.; TARASOV, A. V.; JONHSON, M. B.; *Nuclear effects in the Drell-Yan process at very high energies*. Phys. Rev. C 67, 014903, 2003.
- [53] GELIS, F.; JALILIAN-MARAN, J.; *Dilepton production from the color glass condensate* Phys. Rev. D 66, 094014, 2002.
- [54] BETEMPS, M.A.; GAY DUCATI, M. B.; *Dilepton low p_T suppression as an evidence of the color glass condensate*. Phys. Rev. D 70, 116005, 2004.
- [55] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M. B.; *Dilepton p_T suppression in the color glass condensate*. Eur. Phys. J. C 43, 365, 2005.
- [56] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M. B.; *Using dileptons to probe the color glass condensate*. Phys. Lett. B 636, 46, 2006.
- [57] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M. B.; DE OLIVEIRA, E. G.; *Dilepton distributions at backward rapidities*. Phys. Rev. D 74, 094010, 2006.
- [58] GAY DUCATI, M. B.; DE OLIVEIRA, E. G.; *Backward dilepton production in color dipole and parton models*. Phys. Rev. D 81, 054015, 2010.
- [59] KUGERATSKI, M. S.; *Dipolos de cor e interações a altas energias*. São Paulo: Curso de Pós-Graduação em Física - USP, 2007, Tese de doutorado.
- [60] GONÇALVES, V. P.; *A Cromodinâmica Quântica para sistemas densos*. Porto Alegre: Curso de Pós-Graduação em Física - UFRGS, Tese de Doutorado, 2000.
- [61] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G.; *Semihard processes in QCD* . Phys. Rep. 100, 1, 1983.
- [62] BALITSKY, I.; *Operator expansion for high-energy scattering*. Nucl. Phys. B 463, 99, 1996.
- [63] KOVCHEGOV, Y.V.; *Small- x F_2 structure function of a nucleus including multiple Pomeron exchanges*. Phys. Rev. D 60, 034008, 1999.

- [64] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S.; *Pomeranchuk singularity in asymptotically free theories*. Phys. Lett. B 60, 50, 1975.
- [65] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S.; *Multi Reggeon processes in the Yang-Mills theory*. Sov. Phys. JETP 44, 443, 1976.
- [66] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S.; *The Pomeranchuk singularity in nonAbelian gauge theories*. Sov. Phys. JETP 45, 199, 1977.
- [67] BALITSKY, Y.; LIPATOV, L. N.; *Pomeranchuk singularity in quantum chromodynamics*. Sov. J. Nucl. Phys. 28, 822, 1978.
- [68] GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; *Constraining the free parameter of the high parton density effects*. Phys.Lett. B 487, 110, 2000.
- [69] McLERRAN, L. D.; VENUGOPALAN, R.; *Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei*. Phys. Rev. D 49, 2233, 1994.
- [70] McLERRAN, L. D.; VENUGOPALAN, R.; *Gluon distribution functions for very large nuclei at small transverse momentum*. Phys. Rev. D 49, 3352, 1994.
- [71] IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L.; *Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate: I*. Nucl. Phys. A 692, 583, 2001.
- [72] FERREIRO, E.; IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L. D.; *Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. 2*. Nucl. Phys. A 703, 489, 2002.
- [73] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; LEONIDOV, A.; WEIGERT, H.; *The BFKL equation from the Wilson renormalization group*. Nucl. Phys. B 504, 415-431, 1997.
- [74] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; LEONIDOV, A.; WEIGERT, H.; *Wilson renormalization group for low x physics: Towards the high density regime*. Phys. Rev. D 59, 014014, 1998.
- [75] IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L. D.; *The Renormalization group equation for the color glass condensate*. Phys. Lett. B 510, 133, 2001.
- [76] RUMMUKAINEN, K.; WEIGERT, H.; *Universal features of JIMWLK and BK evolution at small x* . Nucl.Phys. A 739, 183, 2004.
- [77] LEVIN, E.; TUCHIN, K.; *Solution to the evolution equation for height parton density QCD*. Nucl. Phys. B 573, 833, 2000.
- [78] ALBACETE, J. L.; ARMESTO, N.; MILHANO, J. G.; SALGADO, C. A.; *Non-linear QCD meets data: A Global analysis of lepton-proton scattering with running coupling BK evolution*. Physical Review D 80, 034031, 2009.
- [79] GOLEC-BIERNAT, K. J.; MOTYKA, L.; STASTO, A. M.; *Diffusion into infrared and unitarization of the BFKL pomeron*. Phys. Rev. D 65, 074037, 2002.

- [80] BALITSKY, I. I.; *Quark Contribution to the Small- x Evolution of Color Dipole*. Phys. Rev. D 75, 014001, 2007.
- [81] KOVCHEGOV, Y.; WEIGERT, H.; *Triumvirate of Running Couplings in Small- x Evolution*. Nucl. Phys. A 784, 188, 2007.
- [82] BALITSKY, I.; *Quark contribution to the small- x evolution of color dipole*. Phys. Rev. D 75, 014001, 2007.
- [83] ALBACETE, J. L.; KOVCHEGOV, Y. V.; *Solving The High Energy Evolution Equation Including Running Coupling Corrections*. Phys. Rev. D 75, 125021, 2007
- [84] BETEMPS, M. A.; GONCALVES, V. P., DE SANTANA AMARAL, J. T.; *Testing Non-linear Evolution with Running Coupling Corrections in ep and pp collisions*. arXiv:0907.3416v2, 2009.
- [85] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T.; MENESES, A. R.; *Non-linear QCD dynamics and exclusive production in ep collisions*. Eur. Phys. J. C 68, 133, 2010.
- [86] GOLEC-BIERNAT, K.; WUSTHOFF, M.; *Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction*. Physical Review D 59, 014017, 1998.
- [87] GLAUBER, R.J.; *in Lectures in Theoretical Physics*. W. E. Brittin, L. G. Duham, New York: Interscience, 1959.
- [88] GRIBOV, V.N.; *Interaction of gamma quanta and electrons with nuclei at high-energies*. Sov. Phys. JETP 30, 709, 1970.
- [89] ARMESTO, N.; *A simple model for nuclear structure functions at small x in the dipole picture*. Eur. Phys. J. C 26, 35, 2002.
- [90] CAZAROTO, E. R.; GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. S.; *Heavy quark production at LHC in the color dipole formalism*. Nucl. Phys. A 872, 196, 2011.
- [91] CAZAROTO, E. R.; CARVALHO, F.; GONCALVES, V. P.; KUGERATSKI, M. S.; NAVARRA, F. S.; *Exclusive processes in electron-ion collisions*. Phys. Lett. B 696, 473, 2011.
- [92] GONCALVES, V. P.; KUGERATSKI, M. S.; NAVARRA, F. S.; *Heavy quark production in deep inelastic electron-nucleus scattering*. Phys. Rev. C 81, 065209, 2010.
- [93] KUGERATSKI, M. S.; GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. S.; *Probing the color glass condensate in an electron-ion collider*. Eur. Phys. J. C 46, 465, 2006.
- [94] KUGERATSKI, M. S.; GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. S.; *Saturation in diffractive deep inelastic eA scattering*. Eur. Phys. J. C 46, 413, 2006.