

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



Dissertação

**Título: Produção de Bósons W e Z em Colisões Próton-Chumbo
no LHC**

Lucas Viana Oliveira

Pelotas, 2021

Lucas Viana Oliveira

Produção de Bósons W e Z em Colisões Próton-Chumbo no LHC

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

Orientador: Mário Luiz Lopes da Silva

Coorientador: Victor Paulo Barros Gonçalves

Pelotas, 2021

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas
Catalogação na Publicação

O48p Oliveira, Lucas Viana

Produção de bósons W e Z em colisões próton-chumbo no LHC / Lucas Viana Oliveira ; Mário Luiz Lopes da Silva, orientador ; Victor Paulo Barros Gonçalves, coorientador. — Pelotas, 2021.

88 f. : il.

Dissertação (Mestrado) — Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2021.

1. Bósons W^\pm e Z^0 . 2. LHCb. 3. Pseudo-rapidez. 4. PDFs. I. Silva, Mário Luiz Lopes da, orient. II. Gonçalves, Victor Paulo Barros, coorient. III. Título.

CDD : 539.721

Lucas Viana Oliveira

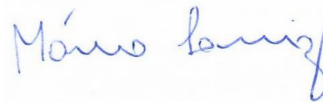
Título: Produção de Bósons W e Z em Colisões Próton-Chumbo no LHC

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

Data da Defesa: 19 de novembro de 2021

Banca examinadora:

Mário Luiz Lopes da Silva (Orientador)



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Rafael Cavagnoli



Doutor em Física
Universidade Federal de Pelotas

Bruno Duarte da Silva Moreira



Doutor em Ciências
Universidade do Estado de Santa Catarina

“As leis da física são a tela que Deus estendeu para pintar sua maior obra prima: o Universo”.

LUCAS VIANA OLIVEIRA.

À minha mãe e meus amigos verdadeiros

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pela vida e saúde, por me permitir está concluindo essa etapa importante em minha vida.

Agradeço aos meus pais, Jeane Maria Viana Oliveira e Waldir Pinheiro pelo apoio incondicional, conselhos e por sempre acreditarem na importância dos meus estudos. Aproveito para agradecer aos meus avós por todo carinho que sentem por mim e pela força e encorajamento, e por todos os momentos simples e maravilhosos que tem passado comigo, que são muito especiais.

Especialmente, agradeço ao meu amigo Mateus Rêgo, tem sido fundamental para o meu crescimento pessoal, sempre deixou claro seu carinho, apoio e admiração por mim, me ajudando a progredir na carreira acadêmica e desenvolvimento pessoal, agradeço pela amizade construída desde o tempo que estudamos juntos na graduação em física, estou concluindo o mestrado em física na UFPel devido a você ter me informado sobre o edital da seleção. Sou grato pela ajuda que tem me dado com seu conhecimento em Corel Draw e LaTeX na atualização de alguns diagramas e equações, obrigado de verdade, somos amigos de verdade, mas te considero um irmão de outra mãe. E fico super feliz pelos anos de amizade que possuímos, pelos que virão e pelo carinho que minha mãe sente por você.

Quero aproveitar para agradecer ao meu amigo Yuri N. Lima, vendo a minha dificuldade com programação me ajudou bastante a aprender o LaTeX e termos técnicos para a escrita da dissertação, sou muito grato por dedicar seu tempo para me ajudar, pois sei o quanto é ocupado. Uma pessoa humilde e de grande caráter.

Aproveito para agradecer a minha melhor amiga Luiza Rayara, quero dizer que sou eternamente grato a Deus por ter sua amizade verdadeira e única, e por mais simples que sejam, todos os momentos que passamos são carregados de alegria, afeto, desabafos e a reciprocidade que há entre nós dois. Não importa os momentos que passamos, sempre estamos conectados e torcendo pelo sucesso um do outro.

Agradeço aos professores e colegas do grupo GAME, pela convivência, seminários e alguns deliciosos churrascos, ao meu orientador Prof. Dr. Mario Silva por acreditar em mim e fazer dar certo o tópico de pesquisa maravilhoso que me propôs. Também agradeço ao meu coorientador Prof. Dr. Victor Gonçalves pela disponibilidade em sanar minhas dúvidas, revisar os programas e gráficos e por todos os conselhos construtivos com o intuito de melhorar meu conhecimento na minha pesquisa e pelo estímulo em me fazer estudar cada vez mais a física de partículas.

Quero agradecer também as minhas amigas Aline Mendes, Camylle Vichória e Ellyzamma Sousa pela maravilhosa amizade construída ao longo desses quase quatro anos, pelos conselhos compartilhados e por sempre se mostrarem dispostas a me escutar quando eu precisei, e pelos momentos que passaram juntas comigo nas duas ocasiões em que estive de volta a minha terra natal durante o período do mestrado.

Também gostaria de agradecer à Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES pelo auxílio financeiro para a realização deste trabalho e agradeço a Universidade Federal de Pelotas, ao Grupo de Altas e Médias Energias - GAME e ao Programa de Pós Graduação em Física por me acolher durante estes dois anos.

RESUMO

VIANA OLIVEIRA, Lucas, **Produção de Bósons W e Z em Colisões Próton-Chumbo no LHC** 2021, 86p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2021.

Uma das questões de interesse da física de partículas é a produção dos bósons W^\pm e Z^0 , mediadores da interação fraca. Isto é importante pelo fato de poder nos ajudar a compreender como são as distribuições de quarks e glúons no próton e no núcleo. Por isso, neste trabalho nos concentramos na produção desses bósons por meio de colisões próton-próton e próton-chumbo. Pretendemos utilizar os cortes cinemáticos para o detector LHCb, que consiste em um detector frontal e assimétrico que cobre um maior intervalo de pseudo-rapidez se comparado ao ALICE, ATLAS e CMS, permitindo assim ao LHCb explorar os efeitos nucleares na região cinemática de pequeno x . Nesta análise, vamos obter as distribuições em rapidez para a seção de choque de produção desses bósons. E estes resultados nos permitirão estudar as distribuições de quarks e glúons no núcleo atômico, e vincular a descrição dos efeitos nucleares. Os dados experimentais que já existem nos indicam que há efeitos nucleares, apenas não existe um modelo fixo para descrever estes diferentes efeitos. O que justifica utilizarmos neste trabalho as parametrizações EPPS16 e nCTEQ15. Com o auxílio de dados do LHCb, poderemos determinar qual parametrização das distribuições de partons nucleares melhor se ajusta aos dados. Através dos dados de W^\pm e Z^0 em grande rapidez, constatou-se que tendem a PDFs nucleares para regiões de antisombreamento e sombreamento em pequeno x , e ao calcularmos a razão pPb/Ppb quanto ao tratamento da região cinemática em pequeno e grande x , foi constatado que há uma razoável incerteza na modelagem dos efeitos nucleares preditos pela EPPS16 e nCTEQ15. Vamos mostrar os resultados para energias de 8.8 TeV e 63 TeV, que representam energias do LHC e do futuro FCC respectivamente.

Palavras Chave: Bósons W^\pm e Z^0 , LHCb, pseudo-rapidez, PDFs, pp, pA

ABSTRACT

VIANA OLIVEIRA, Lucas, **Production of W and Z Bosons in Proton-Lead Collisions at the LHC** 2021, 86p. Dissertation (Master Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2021.

One of the issues of interest in particle physics is the production of the bosons W^\pm and Z^0 , mediators of the weak interaction. This is important because it can help us understand the distributions of quarks and gluons in the proton and nucleus. Therefore, in this work we focus on the production of these bosons through proton-proton and proton-lead collisions. We intend to use the kinematic slices for the LHCb detector, which consists of a frontal and asymmetric detector that covers a greater pseudo-rapidity range compared to ALICE, ATLAS and CMS, thus allowing the LHCb to explore nuclear effects in the small x kinematic region. In this analysis, we will obtain the speed distributions for the production cross section of these bosons. And these results will allow us to study the distributions of quarks and gluons in the atomic nucleus, and link the description of nuclear effects. The experimental data that already exist indicate that there are nuclear effects, there is just no fixed model to describe these different effects. What justifies the use of EPPS16 and nCTEQ15 parameterizations in this work. With the help of data from the LHCb, we will be able to determine which parameterization of the nuclear parton distributions best fits the data. Through the data of W^\pm and Z^0 at great rapidity, it was found that nuclear PDFs tend to anti-shadowing and small x shadowing regions, and when calculating the pPb/PbP ratio regarding the treatment of the kinematic region in small and large x , it was found that there is a reasonable uncertainty in the modeling of nuclear effects predicted by EPPS16 and nCTEQ15. We will show the results for energies of 8.8 TeV and 63 TeV, which represent energies of the LHC and the future FCC respectively.

Key-words: Bosons W^\pm and Z^0 , LHCb, pseudo-rapidity, PDFs, pp, pA

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	23
2	CONCEITOS BÁSICOS	27
2.1	O Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares	27
2.2	Cromodinâmica Quântica	29
2.3	Espalhamento Profundamente Inelástico	34
2.4	DGLAP e PDFs para o próton	38
2.5	Efeitos Nucleares	44
2.6	PDFs para o núcleo	49
2.7	Conclusão	52
3	PRODUÇÃO DE BÓSONS DE CALIBRE MASSIVOS	55
3.1	Descrição do processo	55
3.2	Resultados para colisores pp	62
3.3	Resultados para colisores pA	66
3.4	Conclusão	74
4	CONCLUSÃO	77
A	APÊNDICE A - Variáveis de Mandelstam	79
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	81

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Modelo Padrão da Física de Partículas [2]	27
2.2 Decaimento beta [4]	28
2.3 Diagramas elementares da QCD [10]	30
2.4 Diagramas de Feynman para os espinores do quark e antiquark [10]	31
2.5 Diagramas de Feynman para os propagadores da QCD [10]	31
2.6 Regras de Feynman da QCD para os vértices dos diagramas [10]	32
2.7 Comportamento da constante de acoplamento α_s em função da escala de energia Q [15]	33
2.8 Espalhamento elétron-próton profundamente inelástico [17]	34
2.9 Diagramas de Feynman das equações DGLAP para o setor de quarks [10]	38
2.10 Diagramas de Feynman das equações DGLAP para o setor de glúons [10]	38
2.11 Espalhamento profundamente inelástico para o modelo de pártons [25]	40
2.12 Razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d para ^{40}Ca e ^{56}Fe dados provenientes de NMC, SLAC e BCDMS [36]	46
2.13 Esquerda: dados de NMC para a razão F_2^{Sn}/F_2^C . Em grande x dados de SLAC para F_2^{Ag}/F_2^C são adicionados. Direita: resultados para o slope logarítmico $d(F_2^{Sn}/F_2^C)/d \ln Q^2$ de NMC. A barra de erro indica as incertezas estatísticas, a banda indica o tamanho de erros sistemáticos. [36]	47
2.14 Efeitos nucleares [37]	48
2.15 Razão Nuclear de quarks de mar, quarks de valência e glúons em $Q^2 = 1.69 \text{ GeV}^2$ para núcleos de Pb predita pelas parametrizações EKS98, nDS, H7N07, EPS08 e EPS09 [50]	52
3.1 Diagramas de Feynman da produção dos bósons W^+ e Z^0 [3]	55
3.2 Subprocessos de produção dos bósons W^+ e W^- [51]	56
3.3 Subprocesso de produção do bóson Z^0 [51]	57
3.4 Experimento LHCb - CERN [56]	59
3.5 Região cinemática explorada pelo LHCb [55]	60
3.6 Esquerda: CTEQ6 PDFs. Direita: CT14 PDFs	63
3.7 Esquerda: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks u no interior do próton. Direita: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks d no interior do próton	63
3.8 Esquerda: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks c no interior do próton. Direita: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks s no interior do próton	64

3.9	Esquerda: Resultados da parametrização CTEQ6 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Resultados da parametrização CT14 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV	65
3.10	Esquerda: Resultados da parametrização CTEQ6 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Resultados da parametrização CT14 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	66
3.11	Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV	67
3.12	Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	67
3.13	Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV	68
3.14	Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	68
3.15	Comparação das PDFs nCTEQ15 e EPPS16 utilizando todos os conjuntos de dados em colisões pPb para o conteúdo de quarks u e d [58]	69
3.16	Comparação das PDFs nCTEQ15 e EPPS16 utilizando todos os conjuntos de dados em colisões pPb para o conteúdo de quarks \bar{u} e \bar{d} [58]	70
3.17	Comparação das PDFs nCTEQ15 e EPPS16 utilizando todos os conjuntos de dados em colisões pPb para o conteúdo de quarks g e s [58]	70

3.18	Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV	71
3.19	Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV	71
3.20	Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV	72
3.21	Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	72
3.22	Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	73
3.23	Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	73
3.24	Esquerda: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	74
3.25	Esquerda: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	75

3.26	Esquerda: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV	75
------	--	----

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Espalhamento lépton-núcleo e processos duros relacionados (cujos dados são usados na análise global da distribuição de partóns) e sua sensibilidade à distribuição de partons [28]	44

1 INTRODUÇÃO

Apesar de não descrever a gravidade, o modelo padrão é uma teoria quântica de campos que descreve as interações entre as partículas, nos permitindo entender com sucesso a interação nuclear forte, interação eletromagnética e interação nuclear fraca. A teoria eletrofraca que unifica a interação eletromagnética e nuclear fraca desenvolvida na década de 70 por Glashow, Weinberg e Salam, exige a existência de quatro bósons de calibre: fótons mediadores da interação eletromagnética, glúons mediadores da interação nuclear forte e bósons W^\pm e Z^0 mediadores da interação nuclear fraca. Esta previu a massa dos bósons W^\pm e Z^0 , além de indicar precisamente em que partículas mais leves estes bósons deveriam decair e de que forma isso deveria ocorrer. Com o objetivo de detectar esses bósons e comprovar experimentalmente a existência da interação eletrofraca, se estabeleceu um processo de dois estágios, inicialmente foi anunciada a descoberta de correntes neutras no espalhamento de neutrinos pela colaboração de Gargamelle do CERN em 1973, 10 anos depois foi anunciada em 1983 a detecção dos bósons W^\pm e Z^0 em colisões próton-antipróton através das experiências UA1 e UA2 montadas no SPS (Super Proton Synchrotron) do CERN (European Organization for Nuclear Research), que agraciou Carlo Rubbia e Simon van der Meer laureados com o Prêmio Nobel de Física em 1984 [1].

Nosso objetivo neste trabalho é estudar o processo de produção dos bósons W^\pm e Z^0 em colisões próton-núcleo (pA) no LHC, mais precisamente pretendemos descrever este processo para a região cinemática do LHCb. Este detector nos permite investigar os efeitos nucleares de sombreamento e antisombreamento presentes na região cinemática de pequeno x que é coberta por seus dados, visto que possui uma escala de pseudorapidez superior ($+2 \leq \eta \leq +4.5$) em comparação com os experimentos ALICE ($-2.0 \leq \eta \leq +2.0$), ATLAS ($-2.5 \leq \eta \leq +2.5$) e CMS ($-2.5 \leq \eta \leq +2.5$) do LHC, onde esperamos que os efeitos nucleares possam ser estudados através do cálculo da seção de choque de produção dos bósons W^\pm e Z^0 em colisões pA. Para o desenvolvimento deste cálculo é necessário o estudo da Cromodinâmica Quântica (QCD), do Espalhamento Profundamente Inelástico (Deep Inelastic Scattering - DIS), das equações de evolução DGLAP e por fim as funções de distribuições partônicas (PDFs) para o próton e funções de distribuições partônicas nucleares (nPDFs) para o núcleo.

O trabalho está organizado em quatro capítulos, em que no capítulo 1 apresentamos a introdução em que destacamos os objetivos a serem alcançados no estudo da produção dos bósons W^\pm e Z^0 .

No capítulo 2 apresentamos a revisão dos conceitos básicos fundamentais que são essenciais para a compreensão desta dissertação. Inicialmente foram abordados aspectos gerais

do Modelo Padrão que nos permite entender a estrutura partônica dos hádrons. Na Cromodinâmica Quântica (QCD - Quantum Chromodynamics) entendemos que os pártons correspondem aos quarks e glúons que interagem via força nuclear forte. No limite de altas energias o DIS (Deep Inelastic Scattering) Espalhamento Profundamente Inelástico investiga a estrutura hadrônica e através do limite de Bjorken nos introduz ao modelo de pártons. Devido a sua importância, a QCD prevê a evolução das funções de distribuições partônicas (PDFs) denominadas de equações DGLAP (de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) que nos possibilita obter um conjunto universal de PDFs via dados de diversos processos em altas energias com o intuito de obtermos o método de ajuste das PDFs, denominado de análise global. Investigamos os efeitos nucleares e introduzimos as funções de distribuições partônicas para o núcleo (nPDFs). Portanto, através da revisão desses conceitos básicos fundamentais nos permite efetuarmos o cálculo da seção de choque para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 em colisões próton-próton e próton-chumbo.

No capítulo 3 apresentamos a descrição do processo de produção dos bósons W^\pm e Z^0 via colisões pp (próton-próton) e pPb (próton-chumbo) para as energias de 8.8 TeV e 63 TeV. Com o objetivo de compreender como são as distribuições de quarks e glúons no próton e no núcleo, calculamos as distribuições de rapidez em termos das seções de choque de produção mediante uso das parametrizações CTEQ6 e CT14 em colisões pp, EPPS16 e nCTEQ15 em colisões pPb. Além disso, de acordo com a seção de choque $\sigma_{pPb \rightarrow W/Z}$ apresentada no decorrer do texto, as frações de momento x_a e x_b indicam que estão diretamente relacionadas com a variável cinemática rapidez denotada por Y , além de caracterizarem e diferenciarem um experimento do outro devido a configuração dos mesmos para cobrirem intervalos de pseudo-rapidez (η) devido a região cinemática coberta por cada experimento, onde o detector frontal e assimétrico LHCb se mostrou exclusivo e de grande valor para este trabalho. No que se refere ao tratamento da estrutura do próton foi observado uma certa sensibilidade devido a diferença entre as duas previsões utilizadas, gerando imagens diferentes para o conteúdo de quarks e glúons no interior do próton. Para as colisões pPb, os dados experimentais que já existem nos indicam que há efeito nuclear, apenas não existe um modelo fixo para descrever esses diferentes efeitos. O que justificou utilizarmos neste trabalho as parametrizações EPPS16 e nCTEQ15. Com o auxílio de dados do LHCb, poderemos determinar qual parametrização das distribuições de pártons nucleares melhor se ajusta aos dados. Através dos dados de W^\pm e Z^0 em grande rapidez, constatou-se que tendem a PDFs nucleares para regiões de antisombreamento e sombreamento em pequeno x , e ao calcularmos a razão pPb/Pbp quanto ao tratamento da região cinemática em pequeno e grande x , foi constatado que há uma razoável incerteza na modelagem dos efeitos nucleares preditos pela EPPS16 e nCTEQ15.

Por fim no capítulo 4 apresentamos nossas conclusões e perspectivas para este trabalho

2 CONCEITOS BÁSICOS

Neste capítulo revisamos aspectos gerais do Modelo Padrão, Cromodinâmica Quântica (QCD) e Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS). Através da equação de evolução DGLAP (de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) entendemos a importância da análise global para compreendermos o modelo de partons e conseqüentemente as funções de distribuições partônicas (PDFs) para o próton e as regiões de sombreamento e antisombreamento no estudo dos efeitos nucleares e suas funções de distribuições partônicas nucleares (nPDFs).

2.1 O Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares

Na natureza existem quatro forças fundamentais que regem todas as leis do universo e o mantém em equilíbrio, essas quatro forças são: nuclear forte, nuclear fraca, eletromagnética e gravitacional. Apesar de ser a teoria mais conceituada da física por explicar como o mundo macroscópico das partículas interagem entre si, o modelo padrão não é capaz de explicar a interação gravitacional. O Modelo Padrão consiste na existência de partículas fundamentais que se dividem em 2 tipos: férmions e bósons conforme a Fig.2.1.

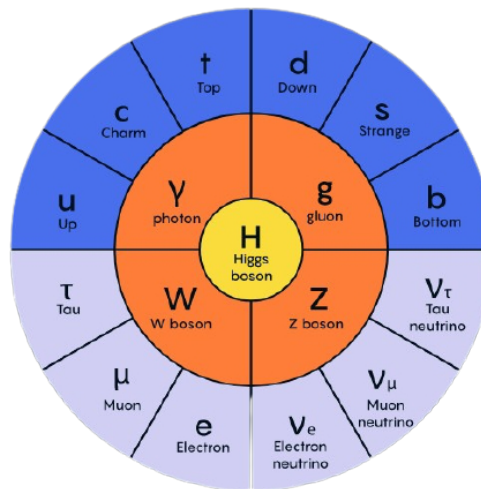


Figura 2.1 - Modelo Padrão da Física de Partículas [2]

Vale destacar que os férmions (quarks e léptons) constituem a matéria, não possuem estrutura interna, obedecem ao princípio da exclusão de Pauli, ou seja, férmions iguais não podem ocupar o mesmo estado quântico, possuem spin semi-inteiro e obedecem a estatística de Fermi-Dirac. Os quarks possuem 6 sabores: up,down, strange,charm, bottom e top (u,d,s,c,b,t), possuem carga de cor: vermelho, verde e azul, isso significa que cada quark pode apresentar três cores, logo há 18 quarks. Além de possuírem carga elétrica

fracional: $+2/3$ para quarks u , c e t , e $-1/3$ para quarks d , s e b . Os léptons possuem carga elétrica inteira e não apresentam carga de cor, e se subdividem em elétron (e), múon (μ) e tau (τ), todos de carga -1 , e os respectivos neutrino do elétron (ν_e), neutrino do múon (ν_μ) e neutrino do tau (ν_τ), todos de carga nula. Considerando que cada partícula possui a sua antipartícula, existem 12 léptons e 36 quarks. Os bósons são as partículas responsáveis pela interação entre os férmions, logo mediam as interações fundamentais descritas pelo modelo padrão, e obedecem a estatística de Bose-Einstein por ter spin inteiro. Os bósons são as partículas mediadoras das interações fundamentais: temos o fóton na interação eletromagnética, glúons na interação forte, grávitons (ainda não detectados) na interação gravitacional e os bósons W^+ , W^- e Z^0 na interação fraca, estes possuem spin inteiro, além de possuírem massa devido o decaimento beta presente na interação fraca [3]. No decaimento β representado na Fig. 2.2, é responsável por transformar um nêutron em um próton, liberando um elétron e um anti-neutrino, este decaimento é mediado pela troca de um bóson W^- .

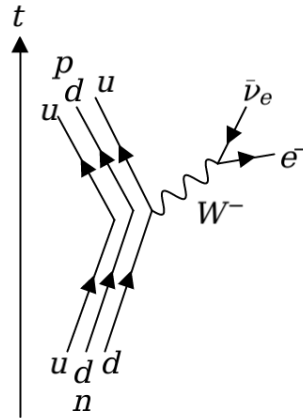


Figura 2.2 - Decaimento beta [4]

A força nuclear fraca, objeto de estudo deste trabalho é responsável pelo decaimento radioativo, atua a curtas distâncias e é a única interação fundamental capaz de transformar uma partícula em outra (mudança de sabor) podendo transformar um quark up em um quark down e vice-versa.

Os léptons participam das interações eletromagnética e nuclear fraca, o lépton mais conhecido é o elétron. Enquanto os quarks participam das quatro interações fundamentais,

são os constituintes básicos que formam a matéria.

Na natureza os quarks up e down compõem os prótons e nêutrons, que são hádrons, por possuírem estrutura interna, onde os prótons correspondem a uma ligação gluônica entre dois quarks up e um quark down e os nêutrons consistem em uma ligação gluônica entre dois quarks down e um quark up. Além disso, temos os bárions que são formados por três quarks ou três antiquarks, mésons quando constituídos por um quark e um antiquark.

2.2 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica é a teoria que descreve a interação forte entre quarks e glúons [5]. A interação forte obedece a simetria do grupo de calibre SU(3) para o grau de liberdade carga de cor. Os quarks e glúons se encontram na natureza como estados ligados sem carga líquida de cor. Os estados ligados se denominam hádrons e se dividem em bárions e mésons.

Através de observações experimentais temos que a densidade lagrangiana da QCD proposta por Fritzsche, Gell-Mann e Leutwyler [6], Gross e Wilczek [7, 8] e Weinberg [9], é dada por:

$$\mathcal{L} = \underbrace{\sum_{N_f}^{f=1} \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi^f}_{\mathcal{L}_1} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}}_{\mathcal{L}_2} \quad (2.2)$$

com

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a \quad (2.3)$$

Temos que \mathcal{L}_1 engloba o termo cinético e massa dos quarks e explica a interação com os 8 glúons (interação do campo fermiônico ψ^f com o campo de calibre A_μ^a (a=1,...,8) corresponde aos 8 campos de calibre, de spin 1 e massa nula.

O termo \mathcal{L}_2 é o termo cinético do campo de glúons, e $F_{\mu\nu}^a$ é o tensor intensidade do campo forte, dado por:

$$F_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.4)$$

o que garante que a lagrangiana da QCD seja invariante sob transformações locais de calibre não-abelianas. Os fatores f^{abc} são as constantes de estrutura que caracterizam a álgebra do grupo $SU(3)$ a qual obedece às relações de comutação:

$$[\lambda^a, \lambda^b] = if^{abc} \lambda^c \quad (2.5)$$

As matrizes de Gell-Mann são os geradores da álgebra de Lie correspondente ao grupo $SU(3)$, que consistem em oito matrizes hermitianas linearmente independentes, $\lambda_1 \cdots, \lambda_8$, com $\det \lambda_i = 1$. Junto com os autovetores de cor, geram os oito estados de cor dos glúons, além de que os geradores de grupo não comutam, o que comprova o caráter não-abeliano da QCD.

Portanto, a lagrangiana completa da QCD é dada por [10]:

$$L_{QCD} = L_{clássica} + L_{fixação} + L_{fantasma} \quad (2.6)$$

Com o objetivo de evitar contribuições infinitas no cálculo de propagadores foi adicionado este termo de fixação de calibre, que atua sobre as componentes longitudinais do campo de glúons, e estas componentes longitudinais contribuem para os laços de glúons e devem ser subtraídas. Através dessa subtração é introduzido um campo fictício que cancela a contribuição não física da escolha de calibre. O qual se denomina campo fantasma de Faddeev-Popov [11]. Para cada laço de glúon, inclui-se um laço de campo fantasma, o qual cancela exatamente a parte longitudinal dos glúons.

Podemos observar abaixo os diagramas básicos da QCD representando interações entre quarks e glúons, e entre os glúons [10]:

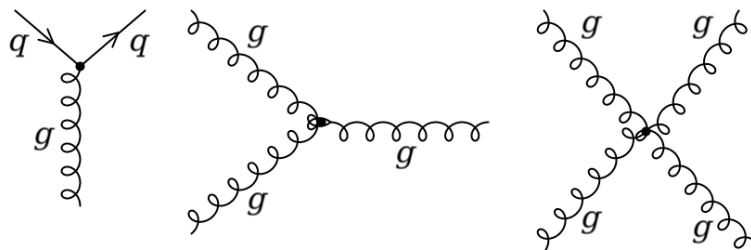


Figura 2.3 - Diagramas elementares da QCD [10]

O diagrama a esquerda representa o vértice de interação glúon quark, ao centro o vértice de interação entre 3 glúons e à direita o vértice de interação entre 4 glúons.

Utilizando regras de Feynman provenientes da lagrangiana da QCD via espaço de momentos, usaremos letras gregas para índices de espaço-tempo, p para *momentum*, letras latinas $i, j, \dots = 1, 2, 3$ para a carga de cor dos quarks e $a, b, \dots = 1, \dots, 8$ para a carga de cor dos glúons. Inicialmente vamos partir das linhas externas (estado inicial e final), u e v são, respectivamente, os espinores do quark e do antiquark conforme abaixo:

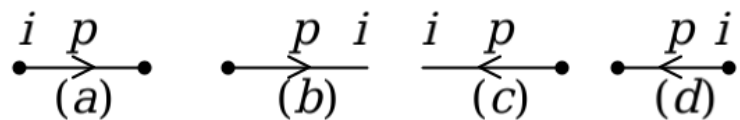


Figura 2.4 - Diagramas de Feynman para os espinores do quark e antiquark [10]

Além disso, temos:

- (a) indica o quark entrando $u^i(p)$;
- (b) indica o quark saindo $\bar{u}^{-i}(p)$;
- (c) indica o antiquark entrando $\bar{v}^{-i}(p)$;
- (d) indica o antiquark saindo $v^i(p)$.

Os diagramas de Feynman para os propagadores da QCD são dados abaixo:

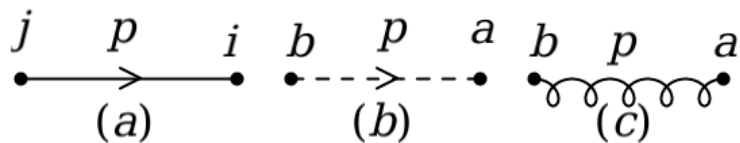


Figura 2.5 - Diagramas de Feynman para os propagadores da QCD [10]

Além disso, temos:

- (a) indica o propagador do quark $\frac{i(\not{p} + m_f)}{p^2 - m_f^2 + i\epsilon} \delta^{if}$;

(b) indica o propagador fantasma $\frac{i}{p^2 + i\epsilon}\delta^{ab}$;

(c) indica o propagador do glúon $\frac{iD_{\mu\nu}(p)}{p^2 + i\epsilon}\delta^{ab}$.

As regras de Feynman da QCD para os vértices de interação são dados abaixo:

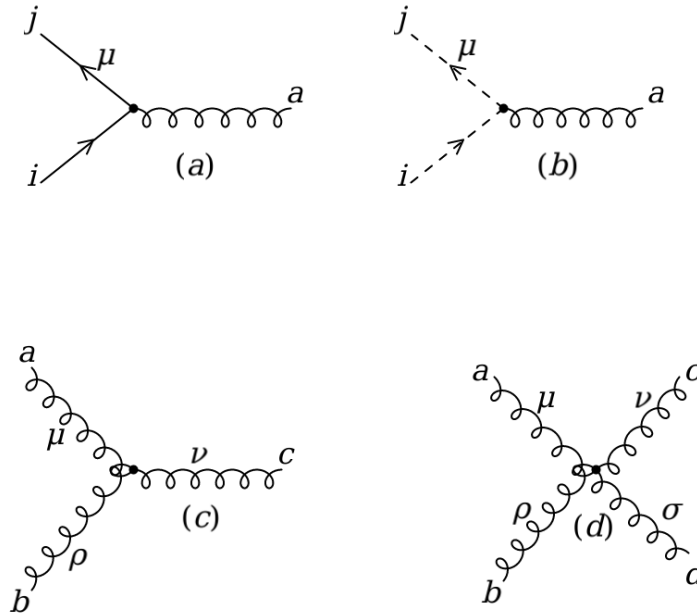


Figura 2.6 - Regras de Feynman da QCD para os vértices dos diagramas [10]

(a) indica o vértice de interação quark-glúon $ig_s\gamma^\mu(\lambda^a/2)_{ji}$;

(b) indica o vértice de interação fantasma-glúon (apenas no calibre de Lorentz) $g_s p^\mu f^{abc}$;

(c) indica o vértice de interação entre 3 glúons:

$$-g_s f^{abc} [(p_1 - p_3)^v g^{\mu\rho} + (p_2 - p_1)^\rho g^{\mu\nu} + (p_3 - p_2)^\mu g^{v\rho}];$$

(d) indica o vértice de interação entre 4 glúons:

$$-ig_s^2 [f^{abe} f^{cde} (g^{\mu\rho} g^{v\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{v\rho}) + f^{ace} f^{bde} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{v\rho}) + f^{ade} f^{bce} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{v\sigma})].$$

Considerando os vértices de interação de três e quatro glúons, temos que a constante de acoplamento da QCD, α_s , que dá a intensidade da interação, é a solução para o grupo de renormalização que demonstra as propriedades da *liberdade assintótica* [10,12,13] comportando-se de forma diferente a da QED (Eletrodinâmica Quântica), portanto, para

ordem mais baixa, temos [14]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (2.7)$$

O termo $\beta_0 = 11N_c - 2N_f/12\pi$, o parâmetro Λ_{QCD} é obtido via dados experimentais. Para a QCD, $N_c=3$ cores e $N_f \leq 6$ férmions, inevitavelmente $\beta_0 > 0$. Fazendo com que o efeito de antibrindagem domine e a constante de acoplamento diminua drasticamente com o aumento de Q^2 .

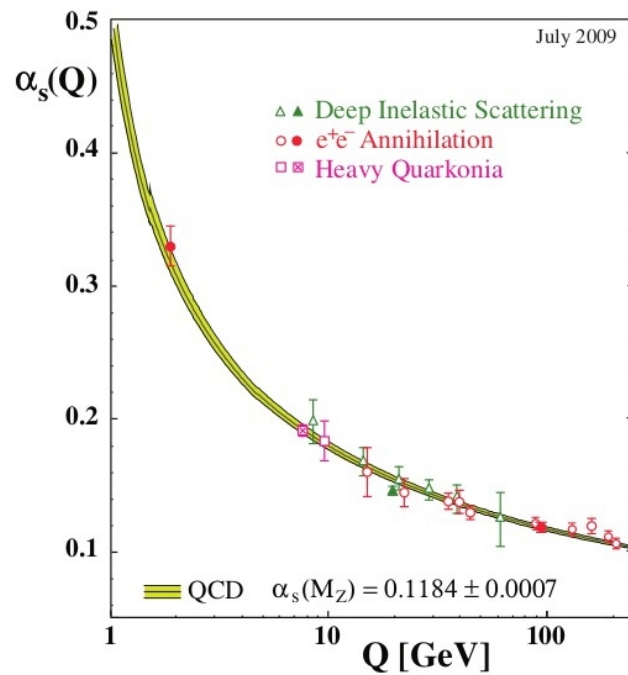


Figura 2.7 - Comportamento da constante de acoplamento α_s em função da escala de energia Q [15]

Por isso fica evidente na Fig.2.7 que a força forte a curtas distâncias tem baixa intensidade, logo a constante de acoplamento torna-se menos intensa. E isso é nítido na Fig.2.7 em razão que na escala de energia $|Q| > 100$ GeV a constante de acoplamento $\alpha_s \approx 0,1$ valor extremamente pequeno o que impossibilita testar a teoria de perturbação [14], característica da QCD denominada liberdade assintótica [10]. Para maiores distâncias (e menores energias), a intensidade de α_s obriga os quarks a ficarem presos no interior dos hádrons e esta propriedade é conhecida como *confinamento*, assim são utilizados cálculos não-perturbativos considerando a QCD na rede. O tratamento perturbativo da QCD (perturbative Quantum Chromodynamics-pQCD) compreende a escrever cada observável físico como uma série de potências na constante de acoplamento forte. Isto é válido quando

α_s é pequeno, em razão que, quanto maior a potência de α_s , menor a contribuição de tal diagrama no processo estudado.

2.3 Espalhamento Profundamente Inelástico

De acordo com o limite de altas energias, a estrutura hadrônica é estudada via processo de espalhamento profundamente inelástico (deep inelastic scattering - DIS) lépton-núcleon que pode ser entendido da seguinte forma [16]:

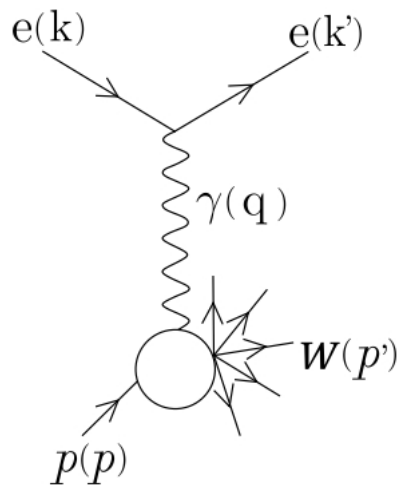


Figura 2.8 - Espalhamento elétron-próton profundamente inelástico [17]

Temos que p é o momentum do próton e p' é o momentum do estado final X , k é o momentum inicial do elétron, γ consiste na emissão do fóton pelo elétron que interage com o próton e seus constituintes, q é o momentum do fóton que é trocado entre o próton e elétron.

Após conhecermos as variáveis cinemáticas, observando a Fig.2.8 o elétron com energia E é espalhado por um próton, com isso é gerado um estado final hadrônico, o próton de massa M é fragmentado em várias partículas que estão associadas a uma massa invariante M_X .

A seção de choque para o referencial de Laboratório (próton em repouso) é dada por: [10, 14, 18]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} \Big|_{ep \rightarrow eX} = \left(\frac{\alpha_{em}^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \frac{1}{4EE'} L_{eletron}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{proton} \quad (2.8)$$

onde $\alpha_{em} = e^2/4\pi$ é a constante de acoplamento eletromagnética, através de uma abordagem mais geral, incluindo os vetores de polarização do fóton, nos permite separar a seção de choque em termos de seções de choque transversal e longitudinal: onde $\sigma_T = \sigma_0 W_1(v, q^2)$, θ é o ângulo de espalhamento do elétron que colide com o próton, Ω é o ângulo sólido de espalhamento deste elétron, $L_{\mu\nu}^{electron}$ e $W_{\mu\nu}^{proton}$ tensor leptônico e tensor hadrônico. De acordo com a Fig.2.8 temos as energias de centro de massa ao quadrado: $s = (k + p)^2$ para o sistema lépton-próton e $W^2 = (q + p)^2$ para o sistema fóton-hádron. O vértice hadrônico depende de três variáveis cinemáticas p , p' e q , em razão da conservação de momentum existe um vínculo de conservação entre essas variáveis, o que justifica escrevermos $p+q=p'$. Por depender de duas variáveis independentes, o tensor hadrônico $W^{\mu\nu}$ pode ser expresso da seguinte forma:

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

A contribuição antissimétrica foi omitida para $W^{\mu\nu}$ em razão de ser contraído na presença do tensor leptônico $L_{\mu\nu}$ na seção de choque de espalhamento elétron-próton. Os quatro W_i não são independentes em virtude da conservação de corrente no vértice hadrônico, $q^\nu W_{\nu\mu} = q^\mu W_{\nu\mu}$, temos que dentre as quatro, duas funções de estrutura são independentes. Portanto temos para W_4 e W_5 :

$$W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1 \quad (2.10)$$

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1 \quad (2.11)$$

Assim:

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

O vértice superior da Fig.2.8 contribui para a seção de choque com o tensor leptônico $L_{\mu\nu}$ que é obtido através das regras de Feynman para QED:

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{spins} \left[\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \right] \left[\bar{u}(k) \gamma^\nu u(k') \right]^\dagger \quad (2.13)$$

Temos que u é o spinor associado ao elétron entrando no vértice, \bar{u} é o spinor associado ao elétron saindo do vértice e γ^μ as matrizes de Dirac. Através do truque de Casimir escrevemos a média sobre os spins em termos dos traços das matrizes de Dirac e dos *momenta*, assim temos a expressão para o tensor leptônico [11]:

$$L^{\mu\nu} = 2 \left[k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu + g^{\mu\nu}(m^2 - k' \cdot k) \right] \quad (2.14)$$

Através dos tensores $W^{\mu\nu}$ e $L^{\mu\nu}$ escrevemos a amplitude de espalhamento não polarizado $\langle |M|^2 \rangle$, corresponde a média sobre todos os spins iniciais com a soma sobre todos os spins finais:

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{e^4}{q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (2.15)$$

Temos o produto destes tensores para o referencial de laboratório:

$$L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = 4EE' \left[W_2(v, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(v, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.16)$$

Em que E energia do elétron incidente, E' energia do elétron espalhado e θ é o ângulo de espalhamento entre estes dois elétrons, $v = p \cdot q/M$.

Ao contrairmos o tensor hadrônico com o tensor leptônico, obtemos a seção de choque para o referencial de laboratório [18]:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha_{em}^2}{q^4} E'^2 \left\{ 2\sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(v, Q^2) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(v, Q^2) \right\} \quad (2.17)$$

temos que:

$$-Q^2 = q^2 = (k - k')^2 < 0 \rightarrow \text{momento transferido} \quad (2.18)$$

$$v = \frac{p \cdot q}{M} = E - E' \rightarrow \text{energia transferida} \quad (2.19)$$

que correspondem respectivamente à virtualidade do bóson trocado, e energia para o referencial de repouso do núcleon e θ é o ângulo de espalhamento do elétron. Além disso,

se define a inelasticidade, que mede a razão da energia do bóson trocado em relação a energia do lépton incidente no referencial de repouso do núcleon, expresso por $y = v/E$. Devido o interesse no regime de altas energias, nas expressões apresentadas a massa do elétron foi negligenciada. Considerando as variáveis de Mandelstam, temos:

$$s = (p + k)^2 = E_{CM}^2, \quad (2.20)$$

$$t = (k - k')^2 = -Q^2, \quad (2.21)$$

$$u = (k - p)^2, \quad (2.22)$$

com

$$s + t + u = m^2 + m'^2 + M^2 + W^2, \quad (2.23)$$

O que nos permite escrever a seção de choque para o espalhamento profundamente inelástico como:

$$\frac{d\sigma}{dtdu} = \frac{4\pi\alpha^2}{s^2t^2} \frac{1}{s+u} [-(s+u)tm_NW_1(v,Q^2) - usvW_2(v,Q^2)] \quad (2.24)$$

temos que o limite de Bjorken [10] definido por $Q^2 \rightarrow \infty$ e $v \rightarrow \infty$, com $x = Q^2/m_Nv$ fixo, logo as funções de estrutura do DIS são independentes de Q^2 e v individualmente, passando a ser funções dependentes da variável x :

$$\lim_{Q^2, v \rightarrow \infty} = m_N W_1(v, Q^2) = F_1(x) \quad (2.25)$$

e

$$\lim_{Q^2, v \rightarrow \infty} = m_N W_2(v, Q^2) = F_2(x) \quad (2.26)$$

Portanto, no espalhamento profundamente inelástico que ocorre em altas energias, o limite de Bjorken acarreta o desaparecimento da dependência em Q^2 , indicando que a interação ocorre com o conteúdo de partículas do próton, os pártons [19]. Esta é a base para o modelo de pártons [10, 20].

2.4 DGLAP e PDFs para o próton

As equações DGLAP (de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) foram obtidas de forma independente por Gribov e Lipatov [21], Altarelli e Parisi [22] e Dokshitzer [23] e descrevem a evolução da densidade de quarks e glúons na QCD com a escala de resolução, já que no DIS se associa à virtualidade do fóton.

Para a densidade dos quarks a equação DGLAP é dada por:

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q_i(y, Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, Q^2) \right] \quad (2.27)$$

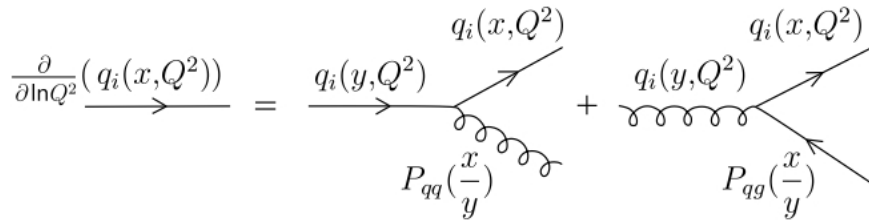


Figura 2.9 - Diagramas de Feynman das equações DGLAP para o setor de quarks [10]

De acordo com a equação 2.27 e a Fig.2.9, a evolução da densidade dos quarks ocorre quando um quark de fração de momento y emite outro quark de fração de momento x , um glúon de fração de momento y pode se desdobrar em dois quarks, dentre esse par de quarks um representa fração de momento x e o outro representa a fração de momento y .

Para a densidade dos glúons a equação DGLAP é dada por:

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) q_i(y, Q^2) + P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, Q^2) \right] \quad (2.28)$$

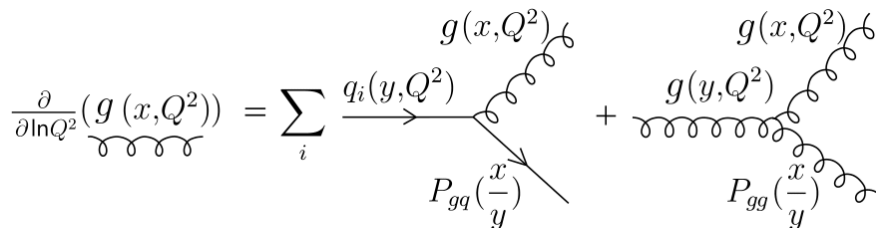


Figura 2.10 - Diagramas de Feynman das equações DGLAP para o setor de glúons [10]

De acordo com a equação 2.28 e a Fig2.10, a evolução da densidade dos glúons ocorre quando um quark de fração de momento y emite um glúon de fração de momento x , um glúon de fração de momento y se divide em dois glúons, dentre esse par de glúons um apresenta fração de momento x e o outro representa a fração de momento y .

Temos que $P_{ij}(\frac{x_1}{x_2})$ correspondem as funções de desdobramento que determina a densidade de probabilidade de um pártion do tipo i de fração de momento x_1 ser emitido por um pártion do tipo j de fração de momento x_2 .

Portanto, as funções $P_{ij}(ij = qq, gq, qg, gg)$ são as funções de desdobramento. E podem ser interpretadas como a probabilidade de um pártion i emitir um pártion j e, em ordem dominante (*Leading Order* - LO) em α_s apresentam singularidade em $z=1$, assim são dadas por:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} + 2\delta(1-z) \quad (2.29)$$

$$P_{qg}(z) = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{z-1} + z(z-1) \right] \quad (2.30)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{3}{4} \frac{1+(1-z)^2}{z} \quad (2.31)$$

$$P_{gg} = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) \right] + \left[\frac{11}{2} - \frac{N_f}{3} \right] \delta(1-z) \quad (2.32)$$

Onde P_{qq} é a probabilidade de um quark de fração de momentum x_1 ser emitido por um quark de fração de momentum x_2 , P_{qg} é a probabilidade de um quark de fração de momentum x_1 ser emitido por um glúon de fração de momentum x_2 , P_{gq} é a probabilidade de um glúon de fração de momentum x_1 ser emitido por um quark de fração de momentum x_2 , P_{gg} é a probabilidade de um glúon de fração de momentum x_1 ser emitido por um glúon de fração de momentum x_2 .

Temos que N_f é o número de sabores, $z = \frac{x}{y}$ e as distribuições $+$ (prescrição $+$) se definem por:

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z} \quad (2.33)$$

A QCD perturbativa determina a evolução das distribuições partônicas através das equações DGLAP, mas os parâmetros iniciais para a evolução são de natureza não-perturbativa, por essa razão devem ser extraídas experimentalmente em uma escala de virtualidade inicial Q_0^2 . Portanto, reconhecendo que as distribuições partônicas são universais e independentes do processo considerado, após determinar um certo valor de Q^2 , utilizando as equações DGLAP, determinamos seus valores para outras escalas de virtualidade e dessa forma aplicar no cálculo do processo de interesse.

O modelo de pártons (Fig.2.11) foi formulado por Feynman [24] e Bjorken [20,25] antes do advento da QCD. Feynman supõe que o próton é composto de partículas puntiformes, que passaram a ser denominadas de pártons e se caracteriza pela interação entre um próton que é sondado por um fóton de baixo comprimento de onda, em que os quarks do próton interagem com o fóton, esses quarks são espalhados pelo fóton, possuem spin 1/2 e podem ser considerados como livres (aproximadamente $1/Q$) durante o tempo característico da interação eletromagnética. [26]

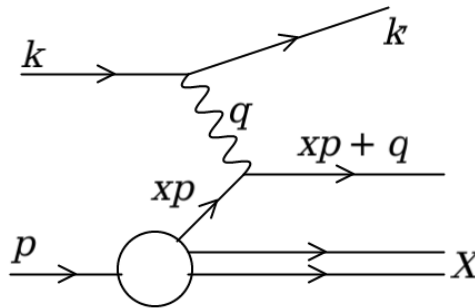


Figura 2.11 - Espalhamento profundamente inelástico para o modelo de pártons [25]

As funções de estrutura associadas ao próton apresentavam um comportamento constante conforme o aumento de Q^2 . Esse comportamento foi denominado de escalonamento de Bjorken e assume a forma [10]:

$$\lim_{x, Q^2 \rightarrow \infty} F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \quad (2.34)$$

$$\lim_{x, Q^2 \rightarrow \infty} F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) \quad (2.35)$$

Esta propriedade foi justificada por Bjorken quando descreveu o DIS aplicando o modelo

de quarks e pártons.

De acordo com o escalonamento de Bjorken, o modelo de pártons apresenta as seguintes características:

1. Em um sistema de momentum infinito $p \rightarrow \infty$, os hádrons interagem como um conjunto de partículas pontuais, carregadas e quase livres: os pártons. Estes pártons deslocam-se paralelamente ao hádron com momentum transversal $\bar{p}_T = 0$ portando fração de momentum x_i de forma que $\sum_i x_i p_i = p$, temos que p_i é o momentum portado pelo quark q_i .

2. A seção de choque de espalhamento inelástico lépton-hádron $l + N \rightarrow l + X$ corresponde a soma de probabilidades do espalhamento lépton-párton $l + q_i \rightarrow l + q_i$. E isso só possui sentido para um referencial onde o momentum do hádron seja muito maior que a massa e o momentum transversal p_T das partículas (os pártons):

$$|p| \gg M, m, p_T \quad (2.36)$$

Partindo deste modelo, $q_i(x_i)$ é definido como a função de distribuição partônica (Parton Distribution Function - PDF) de encontrarmos um párton do tipo i no interior do hádron de fração de momentum $x_i = p_i/p$. Assim, o número de pártons i no hádron é dado por:

$$N_i = \sum_i \int_0^1 q_i(x) dx_i = 1 \quad (2.37)$$

e a conservação de momentum implica:

$$\sum_i \int_0^1 x_i q_i(x) dx_i = 1 \quad (2.38)$$

onde a soma é realizada sobre todos os pártons que constituem os hádrons. O modelo de pártons nos permite escrever a seção de choque diferencial do espalhamento lépton-próton em função da seção de choque diferencial do espalhamento lépton-párton para o processo descrito na Fig.2.11 e é expresso por:

$$\frac{d\sigma}{dt du}^{\text{lépton-hádron } i} = \sum_i \int_0^1 q_i(x) \frac{d\sigma}{dt du}^{\text{lépton-párton } i} \quad (2.39)$$

A seção de choque elástica para o espalhamento lépton-párton $l + q_i \rightarrow l + q_i$ em termos das variáveis de Mandelstam é expressa por:

$$\frac{d\sigma^{\text{lépton-párton } i}}{dtdu} = x_i \frac{d\sigma}{d\hat{t}d\hat{u}} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{t^2} x_i \left(\frac{s^2 + u^2}{s^2} \right) \delta[t + x_i(s + u)] \quad (2.40)$$

onde e_i é a fração de carga do elétron, considerando o limite de altas energias (limite de Bjorken):

Espalhamento lépton-hádron:

$$s = 2k \cdot p \quad (2.41)$$

$$t = -2k \cdot k' \quad (2.42)$$

$$u = -2k' \cdot p \quad (2.43)$$

Espalhamento lépton-párton $l + q_i \rightarrow l + q_i$:

$$\hat{s} = 2k \cdot p_i = x_i s \quad (2.44)$$

$$\hat{t} = -2k \cdot k' = t \quad (2.45)$$

$$\hat{u} = -2k' \cdot p_i = x_i u \quad (2.46)$$

Para o espalhamento lépton-párton $l + q_i \rightarrow l + q_i$. Considerando a Eq.(2.40) na Eq.(2.39), e comparando com o resultado da Eq.(2.24), obtemos as funções de estrutura:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (2.47)$$

$$F_2(x) = \sum_i x_i e_i^2 q_i(x) \quad (2.48)$$

A proporcionalidade entre $F_1(x)$ e $F_2(x)$ é denominada de relação de Callan-Gross [27].

onde:

$$x_i = \frac{-t}{s + u} = \frac{Q^2}{2M_v} = x \quad (2.49)$$

Temos que x_i é a fração de carga do elétron carregada pelo párton de sabor i . A conservação de momentum no processo elástico (a função δ na Eq.(2.40)) impõe a identificação da

variável cinemática x com a fração de momentum do párton x_i . Também é obtida através da colisão do fóton de momentum q com um párton de momentum $x'p$ gerando um párton de momentum p' . A conservação de quadrimomentum implica:

$$x'p + q = p' \rightarrow 2x'p \cdot q = -q^2 = Q^2 \quad (2.50)$$

e

$$x' = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = x, \quad (2.51)$$

onde é negligenciada a massa dos quarks. A expressão (2.47) é denominada relação de Callan-Gross, e surge diretamente da hipótese dos pártons que interagem com o fóton possuírem spin 1/2.

A Equação (2.49) destaca a equivalência entre a fração de momentum portada pelo párton interagente com a variável de Bjorken.

Através do que foi exposto, obtemos as PDFs via análises globais dos dados do espalhamento profundamente inelástico (DIS) (o que nos permite investigar a estrutura hadrônica no limite de altas energias) e processos relacionados [14], e por meio dessas análises incluímos o maior número possível de observáveis com o intuito de restringir as várias PDFs, visto que cada processo fornece uma informação específica para cada distribuição em uma região cinemática, conforme é observado na Tab.2.1

Estas análises globais utilizam dados experimentais de vários processos aliado a aplicação das equações DGLAP, isso garante a obtenção de um conjunto universal de PDFs que se ajustam aos dados existentes.

O procedimento normalmente utilizado para as análises globais envolve os seguintes passos [28, 29]:

1. Desenvolver um programa que resolva numericamente as equações de evolução DGLAP;
2. Escolher um conjunto de dados experimentais que melhor vincule as distribuições partônicas;
3. Selecionar o esquema de fatorização (DIS ou MS) e optar por um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;

Tabela 2.1 - Espalhamento lépton-núcleo e processos duros relacionados (cujos dados são usados na análise global da distribuição de partóns) e sua sensibilidade à distribuição de partóns [28]

Processos	Principais subprocessos	PDFs vinculados
$l^\pm N \rightarrow l^\pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	$g(x < 0.01), q, \bar{q}$
$l^+(l^-)N \rightarrow \bar{\nu}(v)X$	$W^* q \rightarrow q'$	"
$(\bar{\nu})N \rightarrow l^-(l^+)X$	$W^* q \rightarrow q'$	"
$\nu N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$W^* s \rightarrow c \rightarrow \mu^+$	s
$lN \rightarrow lQX$	$\gamma^* Q \rightarrow Q$	$Q = c, b$
	$\gamma^* g \rightarrow Q\bar{Q}$	$g(x < 0.01)$
$pp \rightarrow lQX$	$qg \rightarrow \gamma q$	g
$pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*$	\bar{q}
$pp, pn \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*$	$\bar{u} - \bar{d}$
	$u\bar{d}, d\bar{u} \rightarrow \gamma^*$	
$ep, en \rightarrow e\pi X$	$\gamma^q \rightarrow q$	
$p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow l^\pm X$	$ud \rightarrow W$	$u, d, u/d$
$p\bar{p} \rightarrow jet + X$	$gg, qg, qq \rightarrow 2j$	$q, g(0.01 < x < 0.5)$

4. Especificar uma condição inicial, vincular os parâmetros e ajustar os dados.

De acordo com a Tabela.2.1 observamos alguns processos utilizados na análise global, bem como as distribuições vinculadas por cada processo. Além disso, a Tabela.2.1 mostra as distribuições de quark up e do glúon preditos pelos grupos CTEQ [30](The Coordinated Theoretical Experimental Project on QCD), MSTW [31] e GRV [32] para $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$. Observamos que para cada grupo a predição difere para uma mesma PDF, principalmente na região de pequeno x, região onde a distribuição de glúons domina, a qual não é vinculada pelos dados atuais. Portanto, cada grupo apresenta sua curva característica em virtude de cada uma utilizar diferentes pressupostos na análise global para obter assim o conteúdo de partículas no interior do próton.

2.5 Efeitos Nucleares

Para as distribuições partônicas no núcleo, analisamos as parametrizações CTEQ (The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) [33] e MSTW (Martin, Roberts, Stirling e Thorne) [31], que se diferenciam em alguns pontos:

Para a equação de evolução DGLAP: A MSTW soluciona a DGLAP em ordem dominante (LO), assim como além da ordem dominante (NLO e NNLO), enquanto que a CTEQ soluciona a DGLAP em LO e NLO; [34]

Para a escala de valor inicial a MSTW usa $Q_0 = 1 \text{ GeV}$ enquanto que a CTEQ usa

$$Q_0 = 1.3 \text{ GeV};$$

A parametrização inicial assume a forma:

$$\text{MSTW: } f_i(x, Q_0^2) = A_i x^{a_i} [1 + b_i \sqrt{x} + c_i x] (1 - x)^{d_i}$$

$$\text{CTEQ: } x f(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1 - x)^{A_2} e^{A_3} (1 + e^{A_4} x)^{A_5}$$

Quanto a quantidade de parâmetros livres: MSTW possui 20 parâmetros livres e a CTEQ possui 15 parâmetros livres.

Essas parametrizações são aplicadas na análise global em dados dos processos DIS, Drell-Yan e produção de jatos.

A colaboração EMC descobriu que a função de estrutura F_2 do ferro diferencia da função de estrutura correspondente ao deuteron, e isso vai além das correções triviais para o movimento de Fermi. Experimentos dedicados aos efeitos nucleares do DIS foram realizados no SLAC, CERN e FNAL no intuito de analisar a diferença entre o deutério e as funções de estrutura nuclear [34–37]. A razão das funções de estrutura nuclear é dada por:

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{\frac{1}{A_2} F_2^{A_2}(x, Q^2)}{\frac{1}{A_1} F_2^{A_1}(x, Q^2)} \quad (2.52)$$

Temos que A_1 e A_2 indicam o número de núcleons no núcleo e $F_2^{A_1}$ e $F_2^{A_2}$ são as funções de estrutura nuclear.

De acordo com a Fig.2.12 são apresentados dados das funções de estrutura F_2^A/F_2^d para o intervalo $0 \leq x \leq 1$, onde F_2^A é a função de estrutura por núcleon de um núcleo com número de massa A e F_2^d refere-se ao deutério. E para ausência de efeitos nucleares, a razão é normalizada um a um. Além disso, regiões com efeitos nucleares característicos podem ser identificados: para $x < 0.1$ há uma redução em F_2^A/F_2^d , denominado sombreamento nuclear. De acordo com a Fig.2.12 o declive para o intervalo $0.3 < x < 0.8$ é denominado de efeito EMC. O enaltecimento entre regiões EMC e sombreamento denomina-se antisombreamento. No intervalo $x > 0.8$ o aumento reforçado na função de estrutura corresponde ao movimento de Fermi nuclear [34].

De acordo com as informações existentes sobre os efeitos nucleares nas funções de estrutura [35, 37], temos que:

Região de sombreamento:

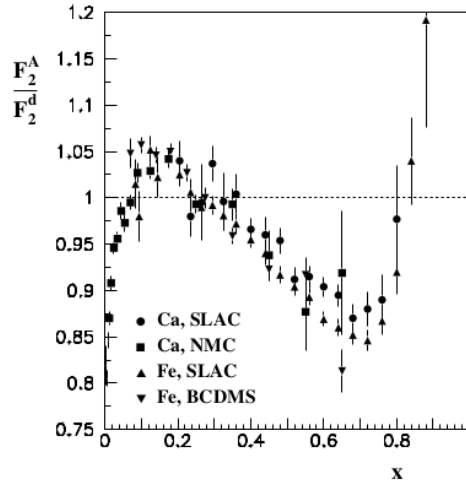


Figura 2.12 - Razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d para ^{40}Ca e ^{56}Fe dados provenientes de NMC, SLAC e BCDMS [36]

Na região $5 \times 10^{-3} < x < 0.1$ a razão das funções de estrutura diminui com o decréscimo de x . A região de sombreamento aumenta de acordo com o número de massa nuclear. O efeito de sombreamento depende exclusivamente do momentum transferido Q^2 . Com o intuito de verificar a veracidade desta dependência foi realizada uma investigação de forma mais precisa para a razão das funções de estrutura de Sn e C conforme destacado na Fig.2.13 que indica que o sombreamento decresce linearmente em $\ln Q^2$ para $x < 0.1$. Aumentando o x a taxa de crescimento diminui [34]. O sombreamento é causado por flutuações no bóson intermediário. As flutuações hadrônicas sofrem diversos espalhamentos a partir dos núcleons da superfície, apesar de serem invisíveis aos núcleons mais profundos no núcleo. Esse fenômeno gera um termo de interferência na seção de choque, diminuindo assim as funções de estrutura dos núcleons ligados [38]. Em outras palavras, a interação com um dado núcleon ligado é sombreado pela probabilidade de ter interações anteriores com outros núcleons [39].

Região de antisombreamento:

Os dados de efeito EMC têm estabelecido um pequeno mas significativo reforço da razão das funções de estrutura em $0.1 < x < 0.2$. O reforço observado é da ordem de poucos por cento. Para carbono e cálcio isso equivale a 2%. No intervalo $0.2 < x < 0.3$ observamos um decréscimo na razão das funções de estrutura. Uma medida mais aproximada desse reforço foi obtida de F_2^{Sn}/F_2^C , de acordo com a Fig.2.13. Dentro da precisão dos dados, foi encontrada nessa região uma dependência não significativa em Q^2 [34]. O antisombreamento é a região onde diversas interações têm seção de choque muito pequena para que uma venha a sombreadar a outra, somente as flutuações hadrônicas têm tempo de vida

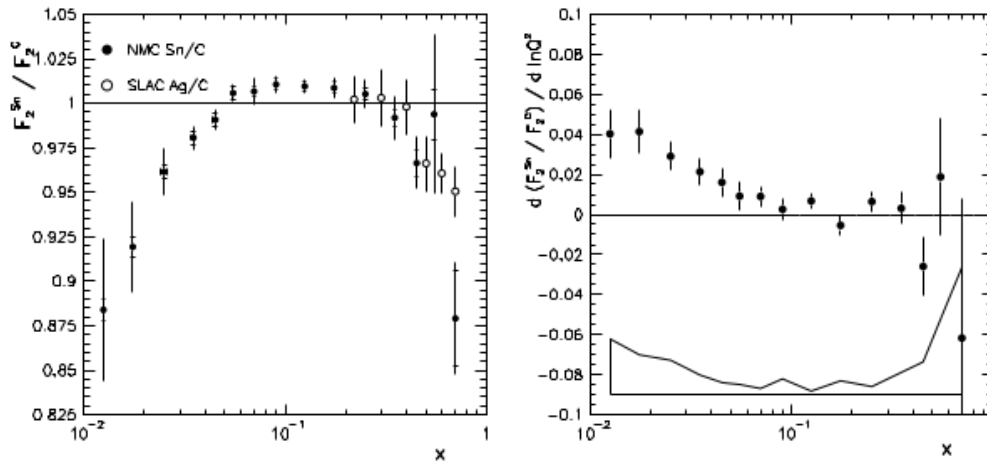


Figura 2.13 - Esquerda: dados de NMC para a razão F_2^{Sn}/F_2^C . Em grande x dados de SLAC para F_2^{Ag}/F_2^C são adicionados. Direita: resultados para o slope logarítmico $d(F_2^{Sn}/F_2^C)/d \ln Q^2$ de NMC. A barra de erro indica as incertezas estatísticas, a banda indica o tamanho de erros sistemáticos. [36]

longo o suficiente para realizar múltiplas interações, e que duas amplitudes em núcleons diferentes podem interferir. Caso a interferência seja destrutiva ocorre o sombreamento, mas se for interferência construtiva ocorre o antisombreamento [38, 39].

Região de Efeito EMC:

A região intermediária para o intervalo $0.2 < x < 0.8$ destacando que há uma redução na função de estrutura nuclear, foi explorado pela primeira vez em 1983 pelo (*European Muon Collaboration-EMC*), o que justifica o nome de efeito EMC. Para a região cinemática $2\text{GeV}^2 < Q^2 < 15\text{GeV}^2$, os dados foram tomados pela colaboração E139 para diversos alvos nucleares entre deutério e ouro. A medida da razão de estrutura decresce com o aumento de x e tem um mínimo em $x \approx 0.6$. A magnitude da diminuição cresce logaritmicamente com o número de massa nuclear. O efeito observado concorda com os dados da razão das funções de estrutura do ferro e nitrogênio com deutério em BCDMS, tomados com grandes valores de Q^2 , $14\text{GeV}^2 < Q^2 < 200\text{GeV}^2$. Portanto estes dados implicam em uma forte dependência em Q^2 devido a razão das funções de estrutura ser excluída [34]. Não há explicação universalmente exata para a causa desse efeito, apesar de várias hipóteses propostas, incluindo modificações nas PDFs de núcleons livres com funções de ondas nucleares para a derivação das PDFs nucleares fenomenologicamente. O que se entende que o efeito EMC é uma função da densidade local do núcleo, onde núcleos maiores exibem o efeito mais intensamente em relação ao deutério do que núcleos menores [38, 39].

Região de Movimento de Fermi:

Para $x > 0.8$ a razão das funções de estrutura cresce acima de 1, apesar da informação experimental ser bastante escassa. A função de estrutura do núcleon livre F_2^N decresce com $(1-x)^3$ quando se aproxima o seu limite cinemático para $x=1$. Portanto, esses efeitos nucleares cada vez menores aparecem nesse limite cinemático, quando apresentado na forma da razão F_2^A/F_2^N [34]. Como $x > 0.8$, a influência dos quarks de valência dominam as funções de estrutura para núcleons livres. E como esse efeito é causado pelo fato de que qualquer núcleon no núcleo pode ter x até no mínimo $x=A$, A é o número de núcleons no núcleo. Isso significa que núcleons confinados em núcleos pesados têm acesso a x maiores que aqueles ligados a núcleos menores. Em processos DIS o movimento de Fermi é difícil de ser observado, exceto para Q^2 altos, devido o evento se aproximar de ser mais inelástico. Os experimentos tem limite para Q^2 altos devido a energia do feixe ser limitada [38,39].

Portanto, temos:

$R_{F_2}^A > 1$ para $x > 0.8 \rightarrow$ região de movimento de Fermi;

$R_{F_2}^A < 1$ para $0.25 - 0.3 < x < 0.8 \rightarrow$ região EMC;

$R_{F_2}^A > 1$ para $0.1 < x < 0.25 - 0.3 \rightarrow$ região de antisombreamento;

$R_{F_2}^A < 1$ para $x < 0.1 \rightarrow$ região de sombreamento.

Conforme a Fig.2.14 temos a representação dessas regiões:

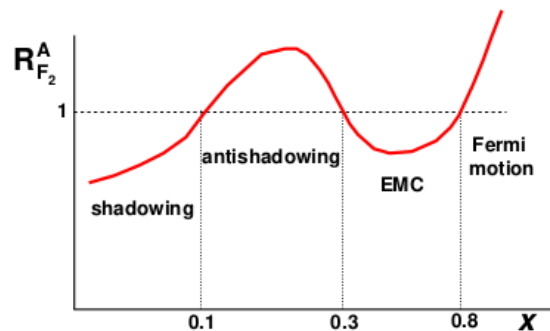


Figura 2.14 - Efeitos nucleares [37]

Em nosso trabalho, estamos interessados na região cinemática de pequeno x , por isso é essencial abordarmos as regiões de sombreamento (shadowing) e antisombreamento (antishadowing) pois é esperado encontrar os efeitos nucleares nessa região forward (avançada).

2.6 PDFs para o núcleo

Em colisões hádron-núcleo, um estado inicial distinto é apresentado, já que os núcleons estão ligados e tem sua função de onda alterada em relação ao próton (que é um núcleon livre). Portanto, as funções de distribuições partônicas nucleares (nPDFs) são diferentes daquelas para o próton livre. O meio nuclear pode induzir perdas de energia partônicas tanto no estado inicial, alterando a seção de choque párton-pártion, como no estado final, modificando a fragmentação. Diante disso, as incertezas relativas a física não perturbativa envolvida aumentam. As distribuições partônicas nucleares são obtidas via resultados experimentais disponíveis de diferentes processos nucleares [40].

As colisões pA (próton-núcleo) possuem natureza assimétrica o que garante um bom entendimento das PDFs nucleares, e vale destacar que as funções de distribuição de pártions nucleares (nPDFs) diferem em magnitude das PDFs do próton, e com isso os seus efeitos de saturação nuclear passam a ser quadráticos [41]

As funções de distribuição para prótons livres e ligados em núcleos expressos respectivamente por f_i^p e f_i^A se relacionam por meio da razão R_i^A [42, 43]:

$$f_i^A(x, Q^2) = R_i^A(x, Q^2) f_i^p(x, Q^2) \quad (2.53)$$

Sabemos que as PDFs do próton são obtidas via análise global em virtude de se trabalhar com aplicação da equação de evolução DGLAP devido a gama de resultados experimentais provenientes desta partícula, mas quando se trata de trabalhar com as nPDFs essa situação se complica devido a carência de resultados experimentais. Apesar disso, existe o método geral de ajuste global para as nPDFs que é feito por meio da utilização da equação de evolução DGLAP, além de estabelecer vínculos que são proporcionados pelos resultados experimentais para a distribuição dos diferentes sabores, em especial a distribuição de glúons [40]. Portanto é necessário o uso de diferentes parametrizações que nos possibilita prever os efeitos nucleares.

Com o objetivo de compreender as distribuições partônicas nucleares assumimos as parametrizações EPS (Eskola, Paukkunen e Salgado) [44], EKS (Eskola, Kolhinen e Ruuskanen) [43], HKN (Hirai, Kumano e Nagai) [45] e DS (de Florian e Sassot) [46], que se diferenciam da seguinte forma [37]:

1) Em sua forma na escala inicial: Temos que EPS e EKS o sombreamento satura para x muito pequeno, o que é contrário a DS. Estes vínculos restringem as contribuições de mar e de valência em regiões de antisombreamento em EPS e EKS, mas não mostram

antisombreamento para o mar de quarks em HKN. Além disso, o valor de Q_0^2 varia, por exemplo, de $\sim 0.4 \text{ GeV}^2$ (DS) até 2.25 GeV^2 (EPS, EKS); [34]

2) Utilizando diferentes conjuntos de dados experimentais. Como exemplo temos que dados provenientes de Drell-Yan são utilizados em EKS, EPS e DS, mas não em HKN. Temos que dados da dependência em Q^2 da razão nuclear são incluídos em EPS, EKS e DS, mas não em HKN. Fator este que vincula a distribuição de glúons em pequeno e moderado x ; [34]

3) Para a ordem de evolução DGLAP a evolução é feita em EPS e EKS em NLO em HKN e DS, o que ocasiona a modificação da dependência em Q^2 da razão nuclear; [34]

Com o intuito de entender o método geral de ajuste global para as funções de distribuições partônicas nucleares, vamos apresentar uma breve descrição da análise global da parametrização EKS.

A parametrização EKS [42, 43] realiza um ajuste global aos dados de experimentos com alvo fixo, usando as equações DGLAP. As condições iniciais são ajustadas para descrever os dados do DIS em colisões lépton-núcleo e processos DY (Drell-Yan) em colisões próton-núcleo. Os efeitos nucleares nas distribuições partônicas são determinadas da seguinte forma [40]:

Inicialmente se determina uma certa escala inicial $Q_0^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$. Quando as equações DGLAP evoluem em Q^2 , a escolha da distribuição de entrada, com o valor de x fixo, é o que determina o efeito nuclear. Os resultados experimentais utilizados pela parametrização EKS para a região de pequeno x ($x < 10^{-2}$) estão numa região não-perturbativa, de pequeno Q^2 [40].

Com a fixação da escala inicial, podemos esquematizar o restante do procedimento realizado pelo grupo EKS:

1. Baseado nos resultados experimentais para o processo DIS, determina-se um valor para a razão $R_{F_2}^A(x, Q_0^2) = F_2^A / F_2^N$.

2. A razão $R_{F_2}^A(x, Q_0^2)$ é decomposta em parte de valência $R_V^A(x^2, Q_0^2)$ e mar $R_S^A(x, Q_0^2)$, limitando a razão $R_V^A(x, Q_0^2)$ com a conservação do número bariônico da forma [40]:

$$\int_0^1 [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] R_V^A(x, Q_0^2) = \int_0^1 dx [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] = 3 \quad (2.54)$$

3. A razão para a distribuição de glúons $R_g^A(x, Q_0^2)$ é limitada pela conservação de momentum. Definindo:

$$R_g^A(x, Q^2) = g_A(x, Q^2)/g_N(x, Q^2) \quad (2.55)$$

temos que:

$$1 = \int_0^1 dx x \{ g_N(x, Q_0^2) R_g^A(x, Q_0^2) + [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] R_V^A(x, Q_0^2) + 2[\bar{u}(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2) + s(x, Q_0^2)] R_S^A(x, Q_0^2) \}. \quad (2.56)$$

Apenas a conservação de momentum não determina a razão R_g^A . Em razão de desconhecermos $xg(x, Q^2)$ na região de pequeno x, os autores limitam o Comportamento de R_G nesta região, usando a aproximação $R_g^A(x, Q^2) \approx R_{F_2}^A(x, Q_0^2)$. Esta aproximação pode ser considerada para todos os valores de x, verificando-se, porém, que para grandes núcleos (A=208), alguma quantidade de momentum é perdida. Portanto, a conservação de momentum exige um grande efeito de anti-sombreamento nas distribuições de glúons [40].

4. A dependência na variável x e no número de núcleons no núcleo está parametrizada de acordo com a região analisada. Conforme o efeito nuclear presente, tem-se uma função com diferentes parâmetros [40].

5. A partir dos resultados experimentais para o processo DY, as razões $R_S^A(x, Q^2)$ e $R_V^A(x, Q_0^2)$ são determinadas para uma região distinta do plano $x - Q^2$ [40].

6. A evolução DGLAP das distribuições partônicas é efetuada considerando as regras de conservação de momentum e número bariônico [40].

Portanto, através do procedimento apresentado, a parametrização EKS obtém uma razão para as distribuições partônicas [40], e estas dependem do número de núcleons A, de Q^2 e x. Além disso, as demais parametrizações de efeitos nucleares utilizam métodos semelhantes a EKS na análise global baseada na evolução DGLAP: HKM [47], HIJING [48,49], nDS [46].

De acordo com a Fig.2.15 observamos o comportamento da distribuição de glúons para pequeno x que se encontra indeterminado, devido as parametrizações possuírem predições distintas de magnitude dos efeitos nucleares.

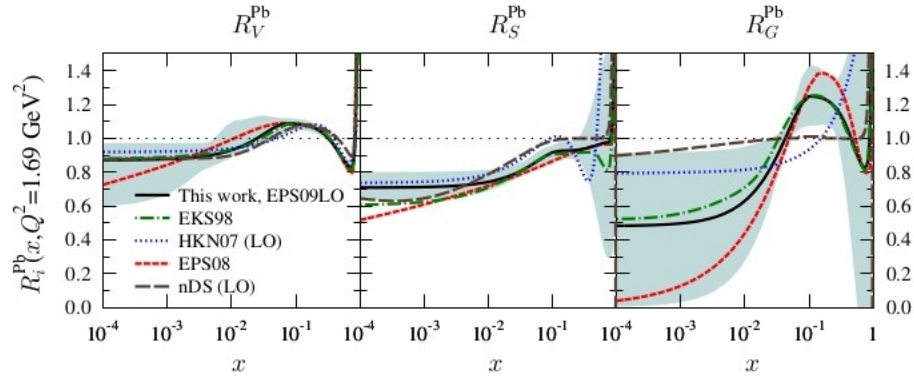


Figura 2.15 - Razão Nuclear de quarks de mar, quarks de valência e glúons em $Q^2 = 1.69 \text{ GeV}^2$ para núcleos de Pb predita pelas parametrizações EKS98, nDS, H7N07, EPS08 e EPS09 [50]

2.7 Conclusão

Neste capítulo, fizemos uma revisão do formalismo usado para descrever a função de estrutura do próton e núcleo, começando pela cromodinâmica quântica. Na sequência, foi apresentado o espalhamento profundamente inelástico e as propriedades da equação de evolução DGLAP, bem como a fenomenologia do modelo de pártons, das PDFs e introduzimos também as nPDFs para caracterizarmos os efeitos nucleares nessas colisões de íons pesados. Verificamos que a função de estrutura é diretamente proporcional à densidade de glúons nesta região, e deve aumentar fortemente com o decréscimo de x , pondo à prova a aplicabilidade do tratamento perturbativo, e que em pequeno x irá permitir compreender melhor as distribuições de quarks e glúons no próton e no núcleo.

3 PRODUÇÃO DE BÓSONS DE CALIBRE MASSIVOS

Este capítulo é destinado a apresentar a descrição do processo de produção dos bósons W^\pm e Z^0 , além dos resultados para colisões pp e pA em que vamos analisar as curvas de acordo com as parametrizações CTEQ6, CT14, EPPS16 e nCTEQ15 provenientes das funções de distribuições partônicas evidenciando as diferenças devido a magnitude destas predições.

3.1 Descrição do processo

A teoria eletrofraca desenvolvida na década de 70 por Glashow, Weinberg e Salam exige a existência de quatro bósons de calibre. Entre eles temos o fóton mediador da interação eletromagnética, que possui massa nula o que justifica a interação eletromagnética ter alcance infinito. Os outros três são os bósons mediadores da interação nuclear fraca que correspondem aos respectivos bósons W^+ , W^- e Z^0 bósons com massas da ordem de cem vezes maiores que a massa do próton, conforme a Fig.3.1. Portanto, em razão disso esses bósons possuem alcance ilimitado de 10^{-13} cm, logo a força nuclear fraca é de curto alcance.

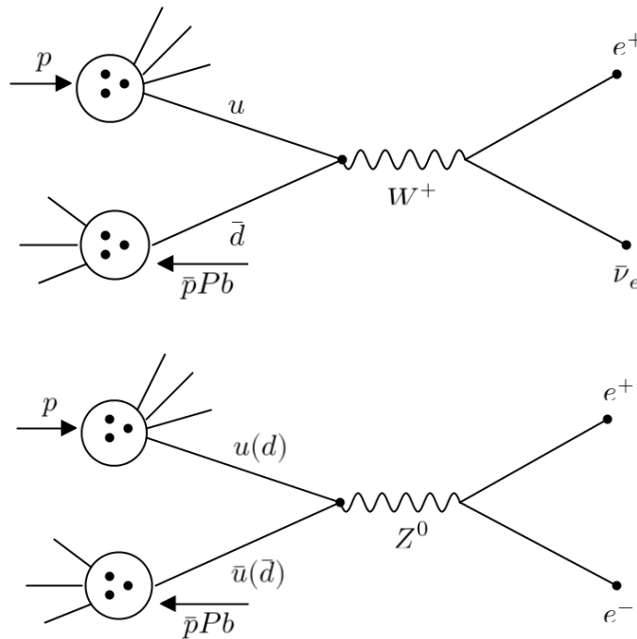


Figura 3.1 - Diagramas de Feynman da produção dos bósons W^+ e Z^0 [3]

Os diagramas de Feynman presentes na Fig.3.1 nos mostram a produção de W^\pm e Z^0 , em que o par u, \bar{d} colidem e se aniquilam, produzindo W^+ e temos o par quark-antiquark que

se aniquilam produzindo Z^0 . Em ambos os casos temos o processo de interação fraca, e a diferença básica que para W^\pm é a produção de uma partícula carregada por conservação de carga $u(+\frac{1}{2})\bar{d}(+\frac{1}{2}) \rightarrow W^+$. No caso do Z^0 qualquer aniquilação do par quark-antiquark de mesmo sabor $u(+\frac{1}{2})\bar{u}(-\frac{1}{2}) \rightarrow Z^0$.

$$\bar{d}u \rightarrow W^+, d\bar{u} \rightarrow W^-, u\bar{u} \rightarrow Z, d\bar{d} \rightarrow Z \quad (3.1)$$

A teoria eletrofraca previu a massa de W^+ e W^- em 83 GeV e a do Z^0 em 93 GeV, além de indicar precisamente em que partículas mais leves deveriam decair e de que forma isso deveria ocorrer. Em 1983 as experiências UA1 e UA2 montadas no acelerador SPS (Super Proton Synchrotron) do CERN anunciaram a detecção dos bósons W e Z o que rendeu o prêmio nobel para Carlo Rubbia e Simon van der Meer em 1984, o que garantiu maior apoio a teoria eletrofraca devido esse grandioso feito [1].

Para o modelo de párons, aproximadamente 50% do momentum de um próton de alta energia é transportado, em média, por três quarks de valência, e o restante por glúons. Esses quarks de valência carregam cerca de 1/6 do momentum do próton, com isso é necessário uma energia total de centro de massa igual a seis vezes as massas dos bósons W^\pm e Z^0 (500 GeV-600 GeV) para a sua produção em um colisor pp. Temos que a produção dos bósons W^\pm e Z^0 em um colisor de íons pesados ocorre principalmente devido a aniquilação do par quark-antiquark conforme é observado na Fig.3.2 e Fig.3.3:

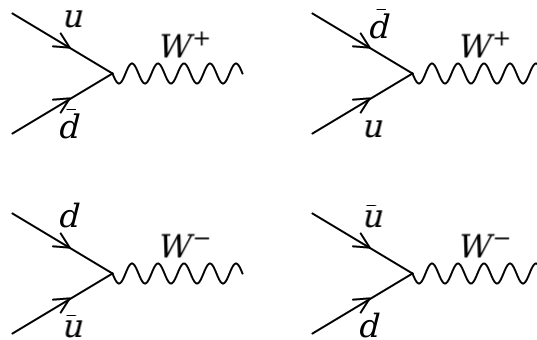


Figura 3.2 - Subprocessos de produção dos bósons W^+ e W^- [51]

A expressão geral para determinarmos a seção de choque em LO (*Leading Order*) para a produção dos bósons W e Z em ordem dominante é dada por [52, 53]:

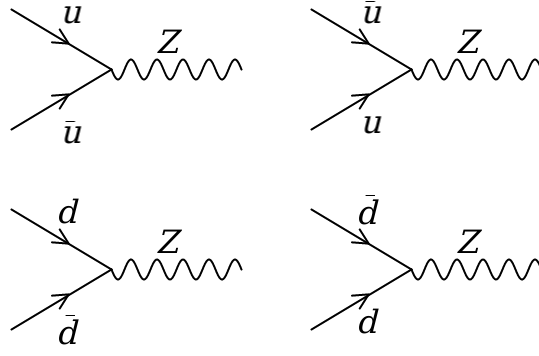


Figura 3.3 - Subprocesso de produção do bóson Z^0 [51]

$$\sigma_{AB \rightarrow W/Z} = \sum_{a,b} \int dx_a \int dx_b f_a/A(x_a, Q^2) f_b/B(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z} \quad (3.2)$$

De acordo com essa seção de choque estabelecemos o ponto crucial de analisar essas partículas em termos da fração de momentum (LHCb):

$$\sigma_{pPb \rightarrow W/Z} = \sum_{a,b} \int dx_a \int dx_b f_a/p(x_a, Q^2) f_b/Pb(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z} \quad (3.3)$$

Temos que $\sigma_{pPb \rightarrow W/Z}$ corresponde à seção de choque dos hádrons pPb que geram os bósons W e Z. x_a e x_b são as frações de momento carregadas pelos pártons de sabores a e b ao colidirem com os hádrons p e Pb e $f_a/p(x_a, Q^2)$ e $f_b/Pb(x_b, Q^2)$ são as respectivas funções de distribuições partônicas para os pártons de sabores a e b. Q é a virtualidade e está associado a escala de fatorização delimitada por $\mu_F = M_{W/Z}$ que determina a massa dos bósons W^\pm e Z^0 .

Além disso, observando na seção de choque, as frações de momento x_a e x_b estão diretamente relacionadas com a variável cinemática rapidez denotada por Y, além de caracterizarem e diferenciarem um experimento do outro, temos que as respectivas frações de momento assumem a seguinte forma:

$$x_1 = \frac{M_{W,Z}}{\sqrt{s}} e^Y \quad (3.4)$$

$$x_2 = \frac{M_{W,Z}}{\sqrt{s}} e^{-Y} \quad (3.5)$$

$M_{W,Z}$ corresponde as respectivas massas de 80,399 GeV e 91,188 GeV para W^\pm e Z^0 . A rapidez é uma variável associada a energia da partícula, e é dada por:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (3.6)$$

Onde p_z é o momentum longitudinal que está associado a direção do feixe $p_z \approx E \cos \theta$. Para a condição em que queremos negligenciar a massa da partícula, obtemos:

$$Y \approx \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] = \eta \quad (3.7)$$

No limite ultra-relativístico Y e η são aproximadamente idênticos, η é a pseudo-rapidez pelo qual depende unicamente de θ que corresponde ao ângulo de espalhamento em relação ao eixo Z .

A produção de partículas em experimentos de alta energia é geralmente definida em termos da pseudo-rapidez [54]:

$$\eta = -\ln \left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (3.8)$$

Temos que θ é o ângulo de espalhamento que a partícula assume em relação ao eixo do feixe, essas partículas tendem a ser produzidas em direção ao feixe incidente: que são aglomeradas em pequenos valores de θ , enquanto que em termos de η elas são espalhadas de forma mais uniforme. Portanto a pseudo-rapidez é importante em virtude de indicar que em colisões de alta energia as grandezas envolvidas são a energia e o ângulo de espalhamento.

O LHCb (ver Fig.3.4) cobre o intervalo de pseudo-rapidez $2 < \eta < 5$, enquanto que o ATLAS e CMS cobrem apenas o intervalo $-2.5 < \eta < 2.5$. Em razão disso o LHCb consegue explorar a física eletrofraca via produção de bósons W^\pm e Z^0 , bem como fótons virtuais. Este experimento pode acionar e reconstruir múons de baixo momentum $p_\mu < 5$ GeV e momentum transversal $p_{T_\mu} > 1$ GeV, dando acesso a valores baixos de pares de múons de massa invariante $m_{\mu\mu} > 2,5$ GeV, além disso, gatilhos de disparo podem explorar massas invariantes inferiores a 2.5 GeV em ambiente de baixa multiplicidade, o que garante medidas em regiões cinemáticas antes inexploradas. Portanto o LHCb pode sondar regiões cinemáticas em pequeno x [55].

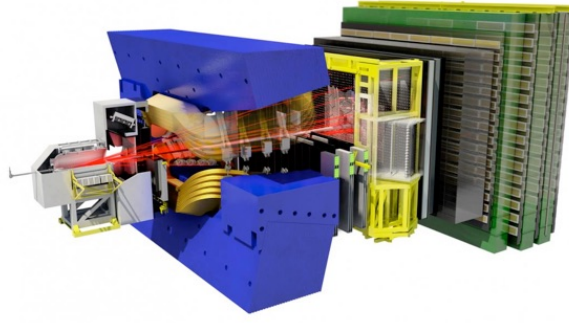


Figura 3.4 - Experimento LHCb - CERN [56]

De acordo com a Fig.3.5 temos a região cinemática explorada pelo LHCb ($x - Q^2$) em termo de x destacada em rosa em comparação com ATLAS e CMS em verde, bem como as medições anteriores. A região angular medida pelos diferentes detectores é distinta, consequentemente os detectores medem diferentes distribuições de rapidez. Apesar do LHCb ser um detector cilíndrico, ele não consegue produzir partículas em qualquer ângulo, possui limitações, a região cinemática mapeada por cada detector é distinta, o que naturalmente limita os valores de η que são cobertos, e isso define as regiões cinemáticas medidas pelos diferentes detectores conforme representado na Fig.3.5. O LHCb por ser assimétrico, x_1 é grande e x_2 é pequeno, ou seja, cobre duas regiões cinemáticas: x_1 grande (já mapeado por experimentos anteriores indicado à direita) e x_2 pequeno (à esquerda) que está além da medição da região cinemática não mapeada pelos demais experimentos, o que caracteriza a região forward, um grande diferencial do LHCb [55]. Esse detector consegue medir o conteúdo de partículas dentro do próton nessa região inexplorada. Ao estudar a produção de W^\pm e Z^0 , a escala usual é a massa de W^\pm ou Z^0 , a de $(Z^0)^2$ é praticamente $100^2 = 10^4$ equivalente à $Q^2 = 10^4$.

As seções de choque partônicas $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z}$ são dadas por [51]:

$$\sigma^{q\bar{q}' \rightarrow W} = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} M_W^2 \left| V_{ff'} \right|^2 \delta(\hat{s} - M_W^2) \quad (3.9)$$

$$\sigma^{q\bar{q}' \rightarrow Z} = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} M_Z^2 (V_f^2 + A_f^2) \delta(\hat{s} - M_Z^2) \quad (3.10)$$

As seções de choque partônicas $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z}$ mostram que quando se está produzindo partículas, logo há ressonância, e isso acontece quando $\sqrt{\hat{s}}$ do sistema quark-antiquark for exatamente igual a massa da partícula, o que justifica a presença de δ nas duas equações,

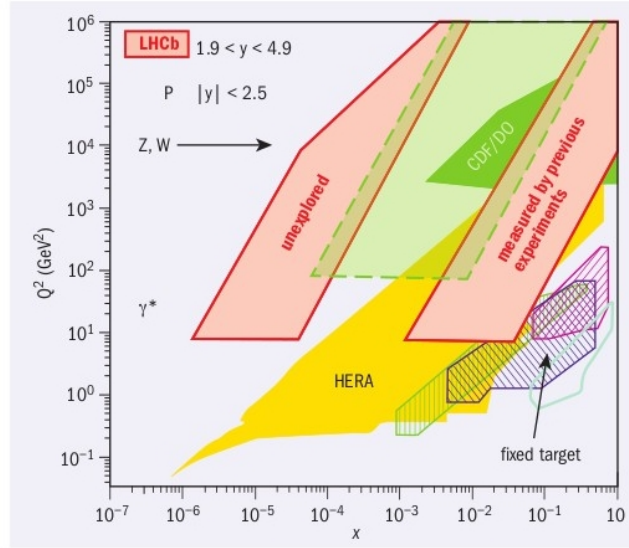


Figura 3.5 - Região cinemática explorada pelo LHCb [55]

indicando que há conservação de energia, \hat{s} consiste na energia do centro de massa do sub-processo quark-antiquark, deve ser igual a massa do W para produzir o W, o mesmo vale para Z. Portanto o sistema no estado inicial que está produzindo W e Z tem momentum 0, considerando a soma do momentum do quark com o antiquark, logo W e Z gerados tem momentum 0, e no estado final possuem apenas energia de repouso. Assim, a conservação de energia se faz presente, visto que a energia no estado inicial portado pelo par $q\bar{q}$ tem que ser exatamente igual a massa do bóson produzido.

Temos que nas seções de choque partônicas $\hat{\sigma}_{ab} \rightarrow W/Z$ o acoplamento fraco está presente na constante de Fermi G_F , onde $G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, $|V_{ff'}|$ são os elementos da matriz CKM que conecta sabores diferentes para criação de novas partículas, o que justifica a sua importância, pois é ela que define os pares de quarks interagentes $q\bar{q}$ que se aniquilam para produzir W, $V_f \rightarrow V_f = T_f^3 - 2Q_f \text{sen}^2\theta_w$ é o acoplamento vetorial do férmion f para o bóson Z. $A_f = T_f^3 \rightarrow T_f^3 = \pm \frac{1}{2}$ é o acoplamento axial do férmion f para o bóson Z (sendo + para os quarks up e - para os quarks down), vale destacar que para a produção do bóson Z^0 , não é necessário sabores diferentes, devem ser iguais devido Z^0 possuir carga 0, dependendo assim do acoplamento vetorial e axial, $\text{sen}^2\theta_w = 0,23$ é o ângulo de mistura fraco, Q_f é expresso em unidades da carga elétrica do pósitron $e = g_w \text{sen}\theta_w$.

No modelo padrão da física de partículas, a matriz CKM contém a informação sobre a probabilidade de um quark mudar de sabor através da interação fraca, onde podemos representá-la da seguinte forma:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

A partir dos dados atuais do Particle Data Group de junho de 2020 [57], a melhor determinação das grandezas dos elementos da matriz CKM são:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,974 & 0,226 & 0,004 \\ 0,226 & 0,973 & 0,041 \\ 0,008 & 0,039 & 0,999 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Para fazer o cálculo da produção de W^\pm , se faz necessária a informação dos elementos da matriz CKM. A matriz CKM representa a transição de um sabor com outro. É mais provável de u transitar no quark d, do que no quark b. Na maioria dos eventos que t decai, a probabilidade é maior de decair em b. A probabilidade de u em V_{ud} interagir com d produzindo W vai ser muito maior que u de V_{ub} interagir com b produzindo W. A seção de choque partônica $\sigma^{q\bar{q}} \rightarrow W$ depende diretamente de $|V_{ff'}|$. Esta matriz é essencial para a compreensão da violação CP, processo no qual as partículas que são trocadas por suas antipartículas são considerados equivalentes a imagem espelhada do processo original.

As seções de choque diferencial em colisões pp e pPb para a produção dos bósons W^+ , W^- e Z^0 são respectivamente [52]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pPb \rightarrow W^+ X) &= \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ |V_{ud}|^2 [u(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)u(x_2)] + \\ &+ |V_{us}|^2 [u(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)u(x_2)] + |V_{cs}|^2 [c(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)c(x_2)] + \\ &+ |V_{cd}|^2 [c(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)c(x_2)] + |V_{ub}|^2 [u(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)u(x_2)] + \\ &+ |V_{cb}|^2 [c(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)c(x_2)] \} \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pPb \rightarrow W^- X) &= \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ |V_{ud}|^2 [\bar{u}(x_1)d(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2)] + \\ &+ |V_{us}|^2 [\bar{u}(x_1)s(x_2) + s(x_1)\bar{u}(x_2)] + |V_{cs}|^2 [\bar{c}(x_1)s(x_2) + s(x_1)\bar{c}(x_2)] + \\ &+ |V_{cd}|^2 [\bar{c}(x_1)d(x_2) + d(x_1)\bar{c}(x_2)] + |V_{ub}|^2 [\bar{u}(x_1)b(x_2) + b(x_1)\bar{u}(x_2)] + \\ &+ |V_{cb}|^2 [\bar{c}(x_1)b(x_2) + b(x_1)\bar{c}(x_2)] \} \end{aligned} \quad (3.14)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pPb \rightarrow Z^0 X) = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ & g_u^2 [u(x_1)\bar{u}(x_2) + \bar{u}(x_1)u(x_2) + c(x_1)\bar{c}(x_2)] + \\ & + \bar{c}(x_1)c(x_2)] + g_d^2 [d(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)d(x_2) + s(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)s(x_2)] + \\ & + b(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)b(x_2)] \} \end{aligned} \quad (3.15)$$

As constantes g_u^2 e g_d^2 assumem os seguintes valores:

$$g_u^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{8}{3} \text{sen}^2 \theta_\omega + \frac{32}{9} \text{sen}^4 \theta_\omega \right) \quad (3.16)$$

$$g_d^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4}{3} \text{sen}^2 \theta_\omega + \frac{8}{9} \text{sen}^4 \theta_\omega \right) \quad (3.17)$$

As PDFs fornecem informações importantes das previsões teóricas das seções de choque no LHC, e estas dominam as incertezas nos cálculos teóricos em NNLO. Portanto é essencial aplicarmos no estudo das colisões de íons pesados.

3.2 Resultados para colisores pp

No que se refere ao tratamento da estrutura do próton há uma certa sensibilidade que depende de como se modela a estrutura do próton, seja pela CTEQ6 ou CT14 com suas PDFs indicadas na Fig.3.6, o que faz com que essas previsões difiram. No momento que se calcula a produção dos bósons de calibre se constata que de acordo com as parametrizações há a diferença do conteúdo de quarks u, d, c e s no interior do próton, CTEQ6 e CT14 diferem na região de pequeno x sobre o conteúdo desses quarks, já que a seção de choque é proporcional ao conteúdo de quarks u, d, c e s no interior do próton, essa diferença se apresenta nas curvas, sendo a diferença maior na região de pequeno x. Note que aumentando a rapidez, vai para x pequeno, logo observamos que as curvas para W^+ , W^- e Z^0 para CTEQ6 e CT14 diferem em razão do conteúdo de quarks u, d, c e s no interior do próton. Dessa forma, estudar a produção de W e Z é importante para discriminar o conteúdo de partículas dentro do próton.

De acordo com a Fig.3.6 há uma dominância de quarks de valência u e d na região de grande x, na região de pequeno x há o crescimento do conteúdo de quarks, além de haver uma dominância do conteúdo de glúons, além de uma certa sensibilidade no que se refere ao tratamento da estrutura do próton, o qual depende de como se modela a estrutura do próton, seja pela parametrização CTEQ6 ou CT14, isso faz com que as previsões difiram.

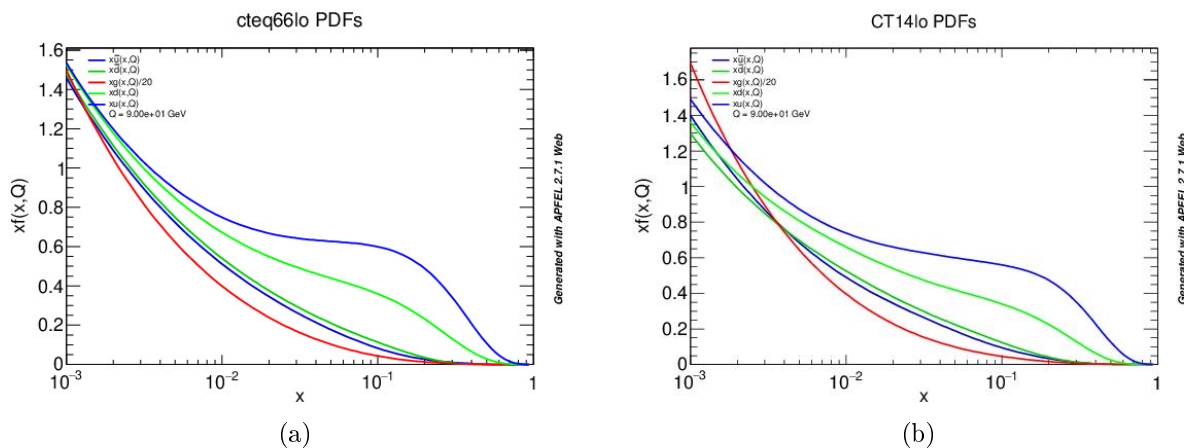


Figura 3.6 - Esquerda: CTEQ6 PDFs. Direita: CT14 PDFs

A seção de choque depende da escala de $Q=90$ GeV e é proporcional ao conteúdo de quarks u, d, c e s na escala das massas dos bósons de calibre conforme as Fig.3.7 e Fig.3.8 destacam, além disso como u e d são dominantes na seção de choque de produção dos bósons W e Z, na região de pequeno x e para rapidez frontal, essa diferença entre as duas predições é mais evidente:

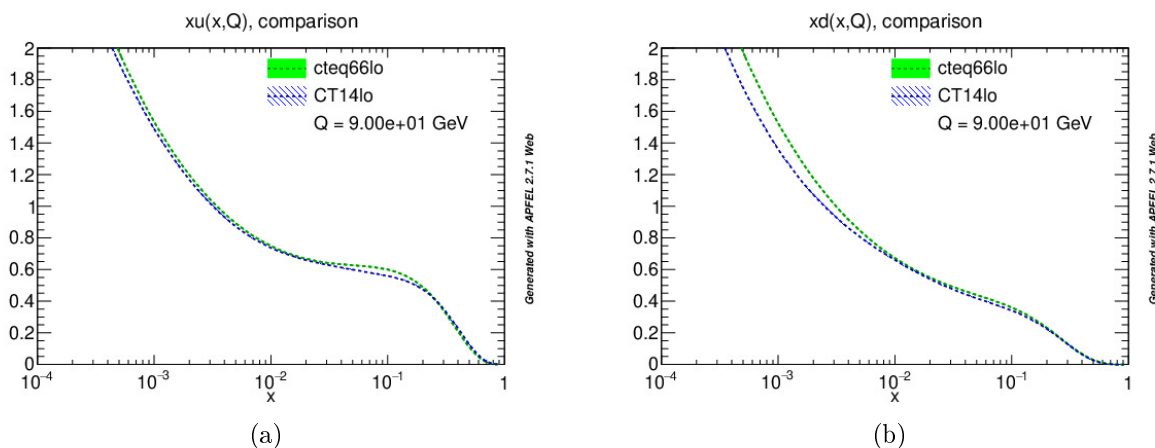


Figura 3.7 - Esquerda: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks u no interior do próton. Direita: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks d no interior do próton

O objetivo de comparar CTEQ6 e CT14 é o de demonstrar que o observável da seção de choque para W^+ , W^- e Z^0 é sensível a imagem do próton. Em um primeiro momento calculamos distribuição de rapidez em termos da seção de choque em colisões pp para a produção dos bósons W e Z.

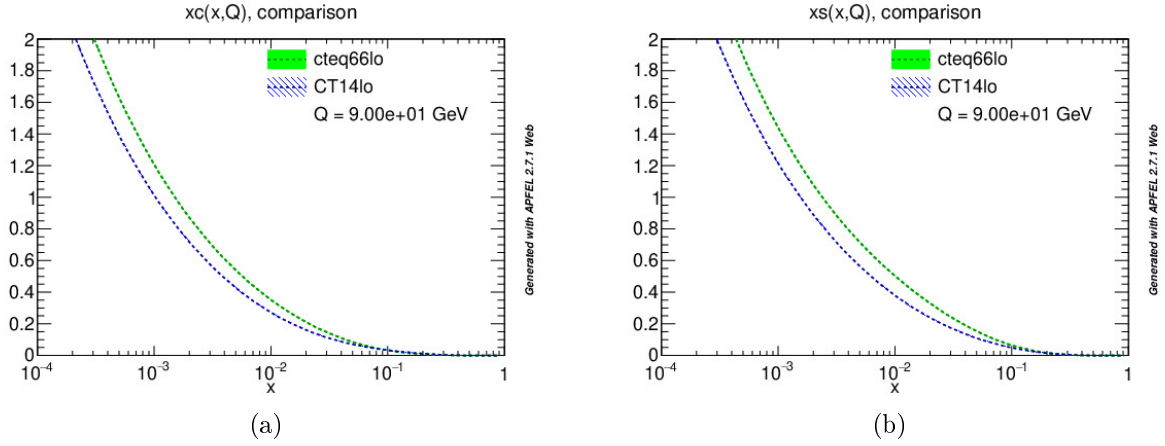


Figura 3.8 - Esquerda: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks c no interior do próton. Direita: Comparação entre CTEQ6 e CT14 para a distribuição de quarks s no interior do próton

$$\sigma_{pp \rightarrow W/Z} = \sum_{a,b} \int dx_a \int dx_b f_{a/p}(x_a, Q^2) f_{b/p}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z} \quad (3.18)$$

As seções de choque diferencial em colisões pp para a produção dos bósons W^+ , W^- e Z^0 são respectivamente [52]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow W^+ X) = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ & |V_{ud}|^2 [u(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)u(x_2)] + \\ & + |V_{us}|^2 [u(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)u(x_2)] + |V_{cs}|^2 [c(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)c(x_2)] + \\ & + |V_{cd}|^2 [c(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)c(x_2)] + |V_{ub}|^2 [u(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)u(x_2)] + \\ & + |V_{cb}|^2 [c(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)c(x_2)] \} \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow W^- X) = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ & |V_{ud}|^2 [\bar{u}(x_1)d(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2)] + \\ & + |V_{us}|^2 [\bar{u}(x_1)s(x_2) + s(x_1)\bar{u}(x_2)] + |V_{cs}|^2 [\bar{c}(x_1)s(x_2) + s(x_1)\bar{c}(x_2)] + \\ & + |V_{cd}|^2 [\bar{c}(x_1)d(x_2) + d(x_1)\bar{c}(x_2)] + |V_{ub}|^2 [\bar{u}(x_1)b(x_2) + b(x_1)\bar{u}(x_2)] + \\ & + |V_{cb}|^2 [\bar{c}(x_1)b(x_2) + b(x_1)\bar{c}(x_2)] \} \end{aligned} \quad (3.20)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow Z^0 X) = & \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{g_u^2 [u(x_1)\bar{u}(x_2) + \bar{u}(x_1)u(x_2) + c(x_1)\bar{c}(x_2)] + \\ & + \bar{c}(x_1)c(x_2)] + g_d^2 [d(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)d(x_2) + s(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)s(x_2)] + \\ & + b(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)b(x_2)]\} \end{aligned} \quad (3.21)$$

A distribuição de rapidez para a produção dos bósons de calibre em colisões pp advém de duas imagens diferentes. O observável Φ que está medindo no experimento é sensível ao conteúdo de partículas no interior do próton. Há ainda uma certa incerteza na imagem do próton, nas análises globais que estão sendo realizadas, foram usados dados de W^\pm e Z^0 que nos permite ter uma imagem mais precisa do conteúdo de quarks no interior do próton.

Conforme se observa nos gráficos que se segue, quanto aos bósons W^\pm , apesar de possuírem a mesma massa, há uma maior produção de W^+ e isso se justifica devido a assimetria natural nos acoplamentos, logo as curvas são diferentes. De acordo com as Fig.3.9 e Fig.3.10 temos a produção dos bósons W^\pm e Z^0 em função das distribuições de rapidez para as energias de $\sqrt{s} = 8.8$ TeV e $\sqrt{s} = 63$ TeV considerando as parametrizações CTEQ6 e CT14.

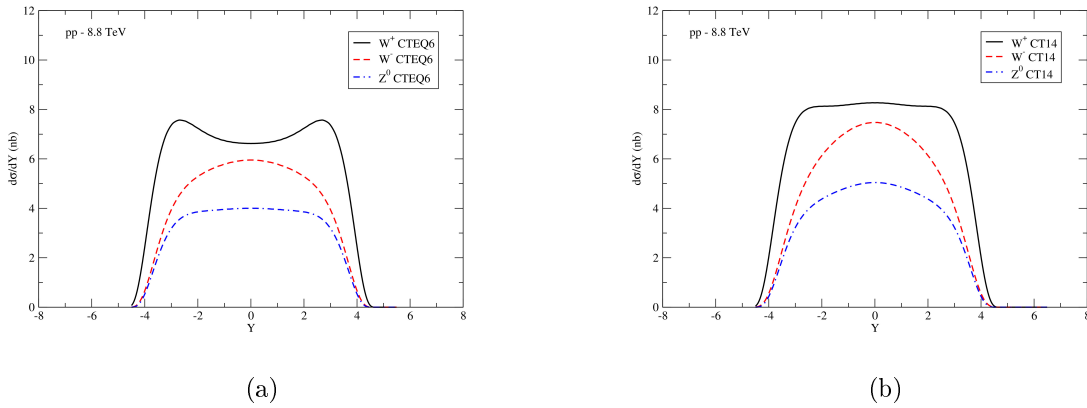


Figura 3.9 - Esquerda: Resultados da parametrização CTEQ6 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Resultados da parametrização CT14 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV

A produção de W^\pm e Z^0 é sensível quanto ao modelo de PDF escolhido, em razão do conjunto de dados experimentais disponíveis para fazer a análise dessa extração diferiu

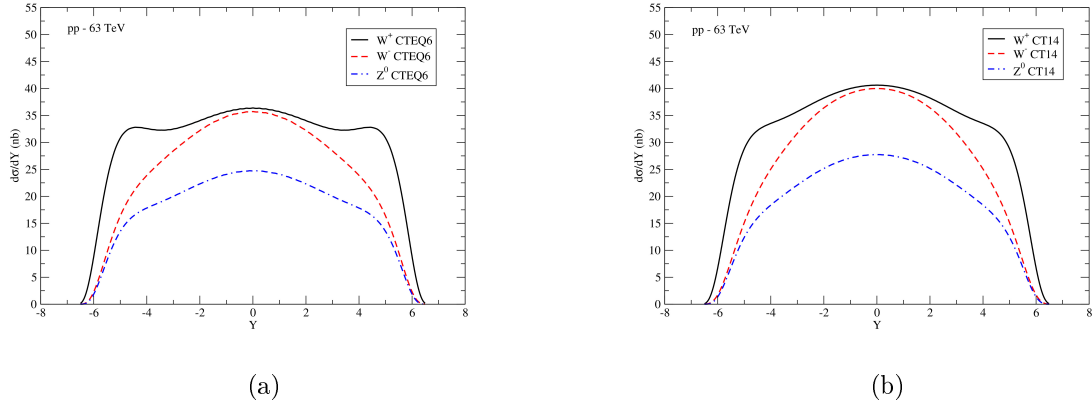


Figura 3.10 - Esquerda: Resultados da parametrização CTEQ6 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Resultados da parametrização CT14 em colisão pp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

drasticamente, por isso a imagem construída do próton foi diferenciada. Como a parametrização CTEQ6 é mais antiga e a CT14 é mais atual e portanto mais realista, é de se esperar imagens diferentes para o conteúdo de quarks e glúons no interior do próton.

3.3 Resultados para colisores pA

As colisões pA possuem natureza assimétrica o que garante um bom entendimento das PDFs nucleares, por isso foi utilizada as parametrizações EPPS16 e nCTEQ15 com o intuito de analisarmos os efeitos nucleares e como estamos trabalhando com a região cinemática em pequeno x nos permite entender as regiões de sombreamento e antisombreamento [38].

O nosso objetivo é vincular a descrição dos efeitos nucleares, os dados experimentais que já existem nos indicam que há efeito nuclear, apenas não existe um modelo fixo para descrever esses diferentes efeitos. O que justifica utilizarmos neste trabalho a EPPS16 e nCTEQ15, que são duas parametrizações utilizadas para estudar os efeitos nucleares. Ao se calcular a produção de W^\pm e Z^0 se constata que a EPPS16 e nCTEQ15 diferem quanto ao conteúdo de quarks u e d no interior do núcleo.

De acordo com as Fig.3.11, Fig.3.12, Fig.3.13 e Fig.3.14, temos a produção dos bósons W^\pm e Z^0 em função das distribuições de rapidez em colisão pPb e PbP para as energias de $\sqrt{s} = 8.8$ TeV e $\sqrt{s} = 63$ TeV considerando as parametrizações EPPS16 e nCTEQ15.

De acordo com as Fig.3.15, Fig.3.16 e Fig.3.17 que indicam a comparação entre as PDFs

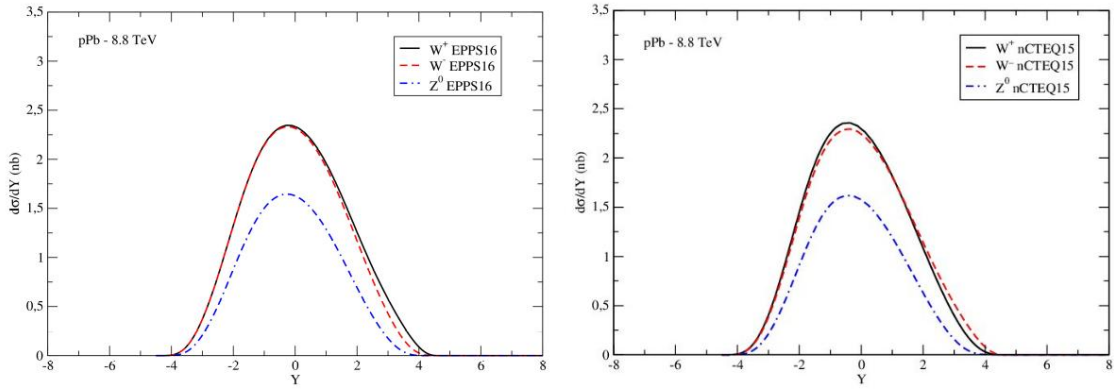


Figura 3.11 - Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV

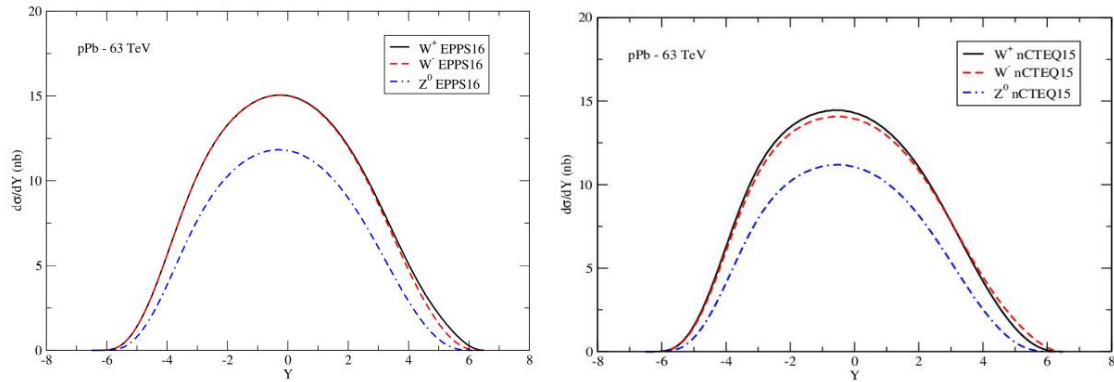


Figura 3.12 - Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão pPb para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

da EPPS16 e nCTEQ15 em termos de x , além de indicar uma comparação qualitativa, devido o conjunto de dados usados nestes dois estudos serem diferentes. Outra diferença importante é que a EPPS16 possui mais parâmetros livres (20) comparado a análise da nCTEQ15 (16), e isso fornece a EPPS16 flexibilidade adicional para acomodar todos os dados considerados [58, 59]. Essas comparações correspondem a imagem do conteúdo de partículas dentro do núcleo, e na região cinemática de pequeno x , as distribuições de g e s na EPPS16 e nCTEQ15 apresentam valores centrais muito próximos. No intervalo intermediário com x próximo de (3×10^{-2}) , os valores centrais da EPPS16 e nCTEQ15 coincidem e suas faixas de incerteza são também semelhantes (com exceção do quark s). Na região cinemática de grande x , as diferenças são mais presentes. O valor absoluto das

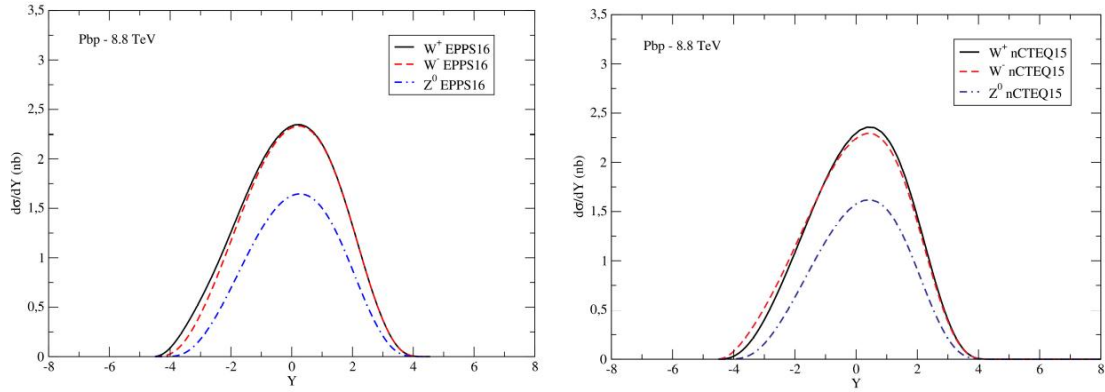


Figura 3.13 - Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV

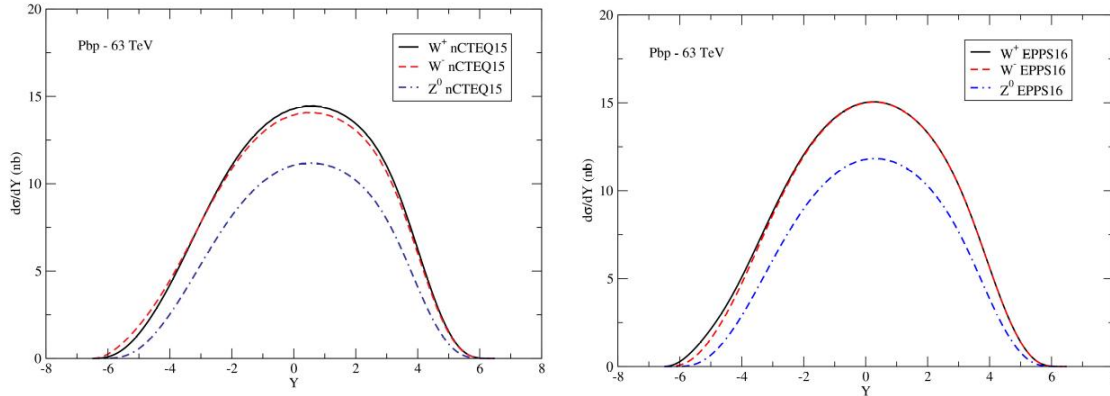


Figura 3.14 - Esquerda: Resultados da parametrização EPPS16 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Resultados da parametrização nCTEQ15 em colisão Pbp para a produção dos bósons W^\pm e Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

PDFs é pequeno, e a parametrização nCTEQ15 pode não ser suficientemente flexível para acomodar os novos dados.

Por fim, observamos que as nPDFs da EPPS16 têm faixas de incerteza ligeiramente maiores, principalmente em pequeno x . Enquanto que nesta região de pequeno x as bandas de incerteza da nCTEQ15 são basicamente extrapoladas em comparação com resultados de x grande [60]. A EPPS16 possui laços incertos o que provavelmente é uma avaliação mais realista. Estimar as PDFs para o setor nuclear é um enorme desafio, pois há menos dados experimentais e mais graus de liberdade, diferentemente das PDFs do próton. A solução comum é impor suposições sobre os parâmetros das nPDFs, ou para limitar a flexibilidade da parametrização, para nos permitir estimar a incerteza. Portanto se faz necessário a

inclusão de novos dados do LHC na análise das nPDFs, o que ajudará a determinar os ajustes centrais, além de fornecer uma estimativa de erro mais confiável. E que esses dados nos permitam discriminar diferentes modelos para este conteúdo [58].

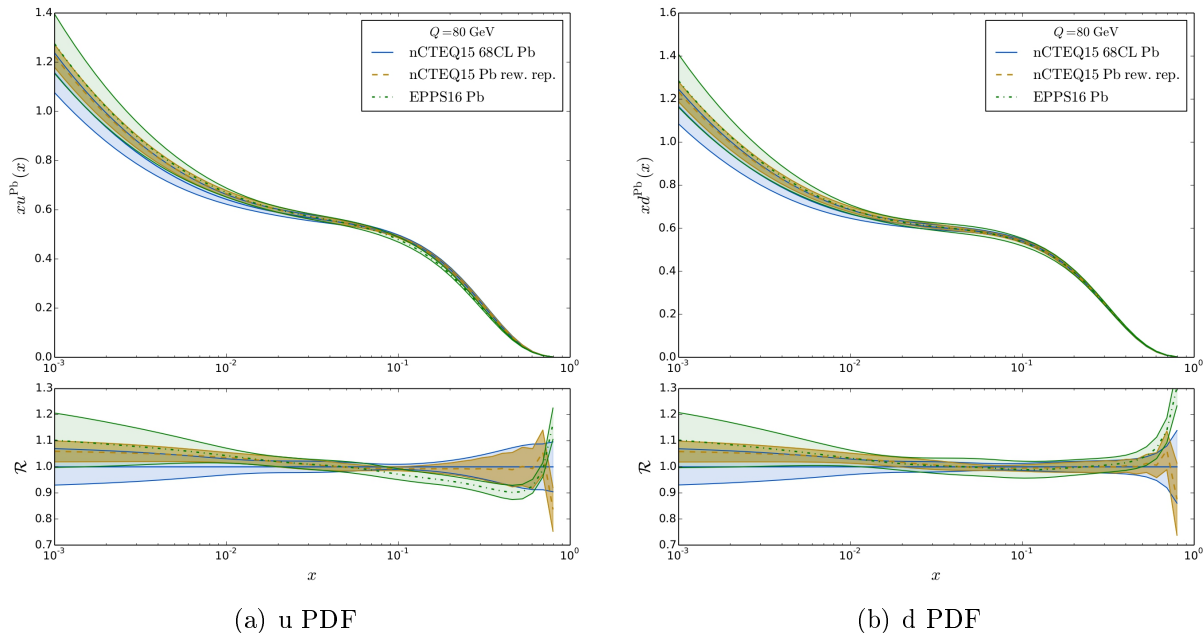


Figura 3.15 - Comparação das PDFs nCTEQ15 e EPPS16 utilizando todos os conjuntos de dados em colisões pPb para o conteúdo de quarks u e d [58]

A EPPS16 e nCTEQ15 modelam o efeito da presença de um meio nuclear no conteúdo de partículas a se obter. O núcleo de chumbo é 208 vezes a imagem do próton no núcleon, e essa imagem é distorcida, e depende da região cinemática em x . A escala de Q^2 depende diretamente de x e da fração de momentum portada pelos hádrons constituintes.

Existe uma incerteza presente na imagem de quem são os constituintes do núcleo conforme representado nas Fig.3.18, Fig.3.19, Fig.3.20, Fig.3.21, Fig.3.22 e Fig.3.23, incerteza essa que se propaga pelas duas previsões, no momento que se olha qual a previsão de quarks u e d no núcleo, e qual é a incerteza nessas duas previsões, e se calcula o observável, essa incerteza nessa imagem se propaga neste observável que consistem nestas bandas. O tamanho da banda e de onde se faz mais significativo depende da região cinemática. A maior incerteza dos constituintes no núcleo se faz presente em pequeno x . Em colisão pPb, x_1 é a fração de momentum portada pelos constituintes do próton, e x_2 é a fração de momentum portada pelos constituintes do núcleo, cabe destacar que quando se vai para rapidez positiva, x_1 cresce e x_2 diminui. Logo, em rapidez positiva se está variando os constituintes do núcleo em pequeno x , onde ele se apresenta maior, por isso a banda de

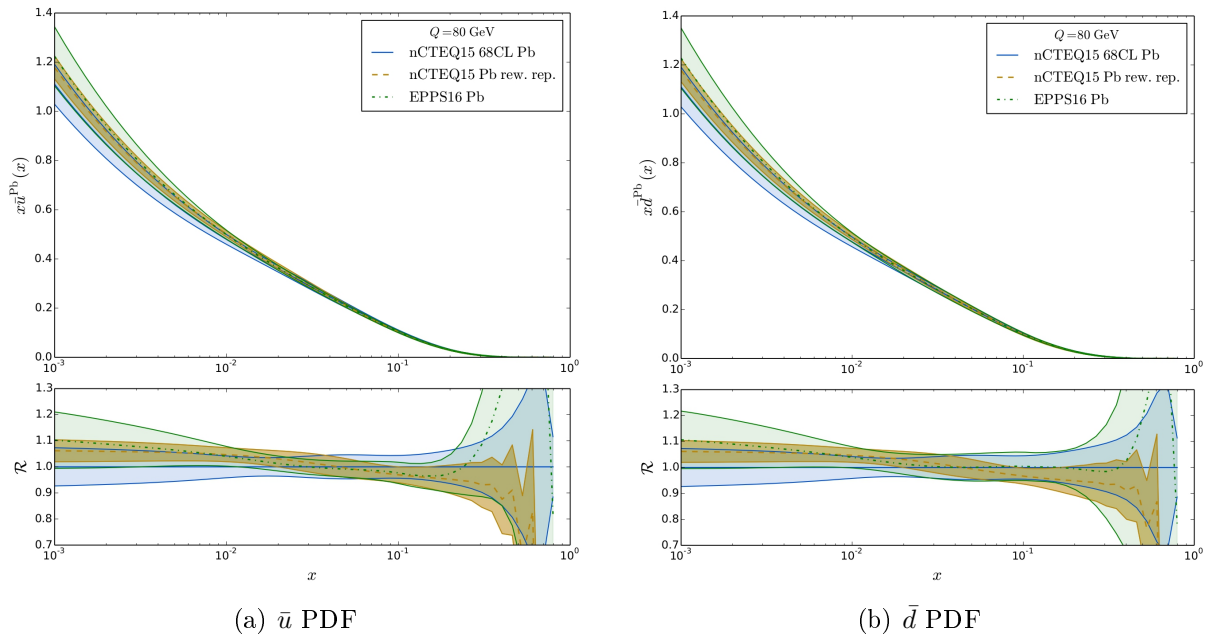


Figura 3.16 - Comparação das PDFs nCTEQ15 e EPPS16 utilizando todos os conjuntos de dados em colisões pPb para o conteúdo de quarks \bar{u} e \bar{d} [58]

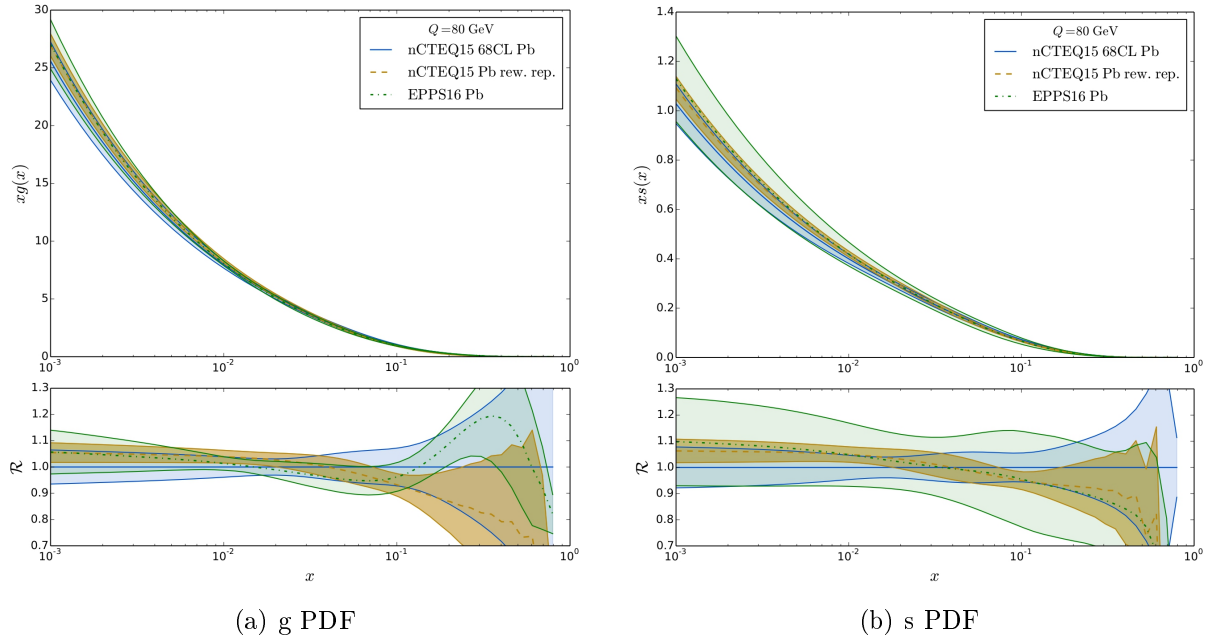
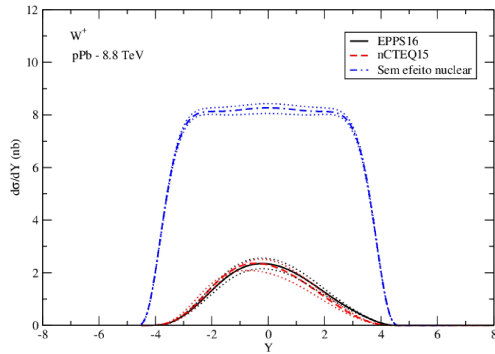


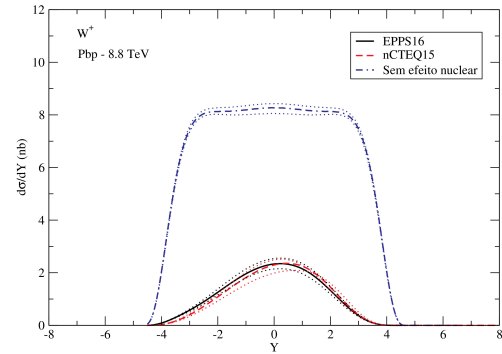
Figura 3.17 - Comparação das PDFs nCTEQ15 e EPPS16 utilizando todos os conjuntos de dados em colisões pPb para o conteúdo de quarks g e s [58]

incerteza começa a crescer.

Por que calcular a razão? No LHC os experimentos realizam colisões pA considerando o

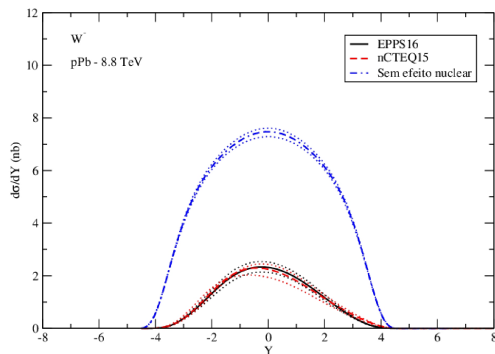


(a)

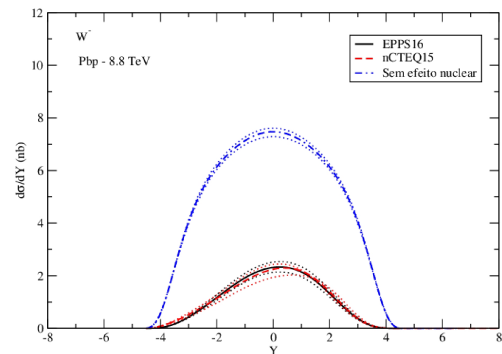


(b)

Figura 3.18 - Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV



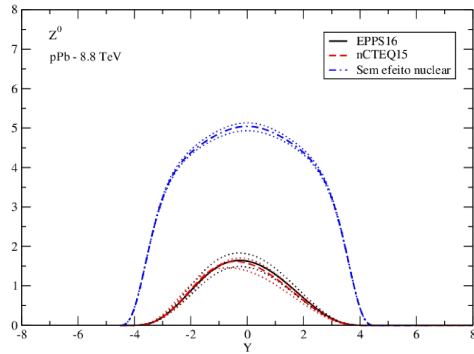
(a)



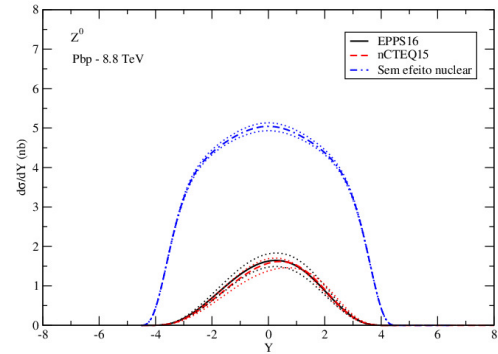
(b)

Figura 3.19 - Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV

núcleo girando próximo dos dois sentidos possíveis, ou seja, colisões pPb e Pbp, o que justifica as distribuições em rapidez para pPb e Pbp. O LHCb por ser assimétrico, ele visualiza essas colisões de forma diferente, em comparação com os detectores centrais ALICE ($-2.0 \leq \eta \leq +2.0$), ATLAS ($-2.5 \leq \eta \leq +2.5$) e CMS ($-2.5 \leq \eta \leq +2.5$), visto que

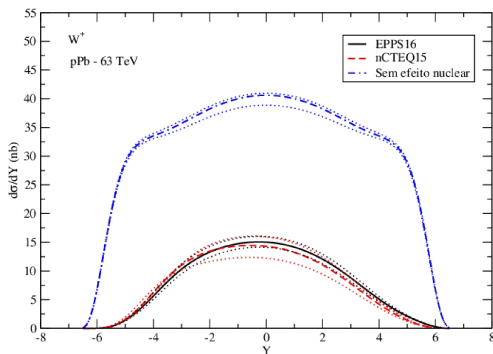


(a)

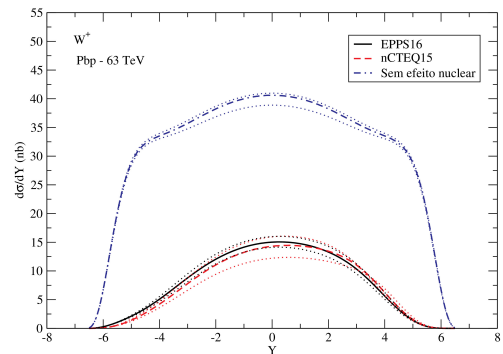


(b)

Figura 3.20 - Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV



(a)



(b)

Figura 3.21 - Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

fazem colisões para rapidez próxima de 0, onde se está considerando uma região cinemática em que trocar pPb por Pbp não gera nenhum efeito, em especial para $Y=0$. Entretanto, o LHCb está realizando as colisões na faixa de $(+2 \lesssim \eta \lesssim +4.5)$, bem próximo de 5, por ser um detector frontal, possui uma direção preferencial em seu feixe, uma assimetria, assim,

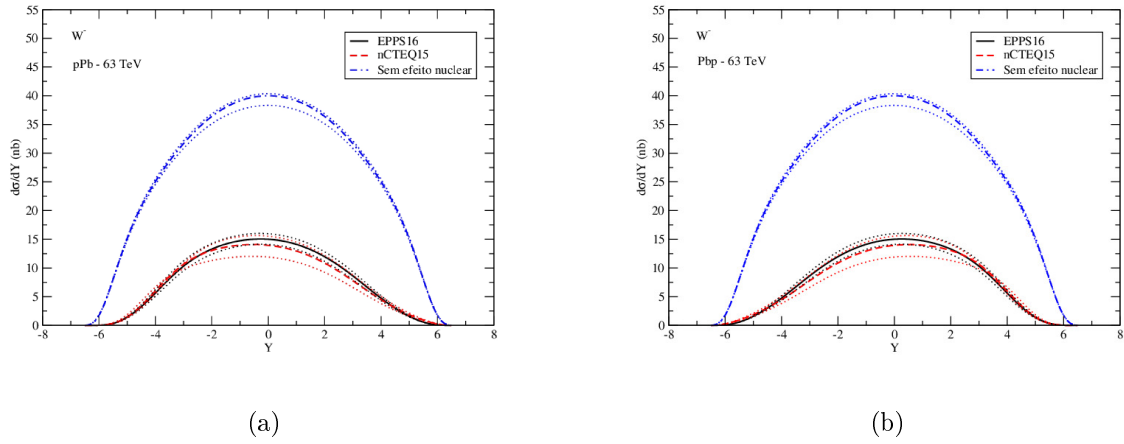


Figura 3.22 - Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

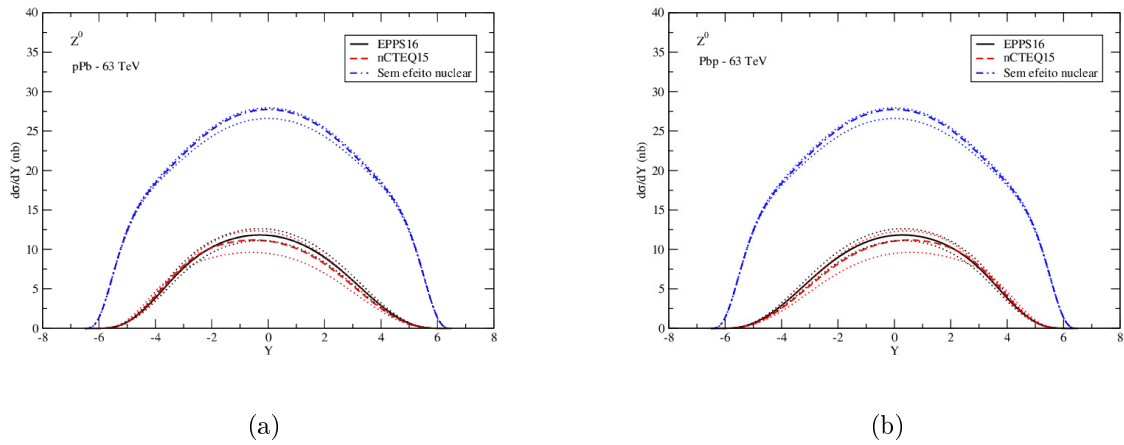


Figura 3.23 - Esquerda: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão pPb para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV. Direita: Comparação entre as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e CT14 (Sem efeito nuclear) em colisão Pbp para a produção dos bósons Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

as colisões pPb e Pbp são interpretadas pelo LHCb de forma distinta.

O que nos motiva usar esses dois conjuntos de dados para calcular uma razão, e essa razão será sensível, porque os dados de colisão pPb no LHCb provam a região de pequeno x no núcleo, o que significa que esses dados de colisões pPb são sensíveis a modelagem dos

efeitos nucleares na região cinemática denominada de sombreamento (shadowing). Em colisões Pbp no LHCb os dados provam a região de grande x no núcleo, o que significa que esses dados de colisões Pbp são sensíveis a modelagem dos efeitos nucleares na região cinemática de grande x .

Portanto ao efetuar a razão entre o tratamento de pequeno x com o de grande x , nos permite provar que a modelagem dos efeitos nucleares em pequeno x e grande x são razoavelmente distintas na EPPS16 e nCTEQ15. Conseqüentemente, é esperado que ao se efetuar o cálculo dessa razão, as diferenças entre essas duas modelagens sejam amplificadas, e de acordo com as Fig.3.24, Fig.3.25 e Fig.3.26, quando se vai para o intervalo de $(2 \vdash Y \vdash 4)$, isso é parcialmente constatado, e quando se vai para $Y=0$ as curvas coincidem.

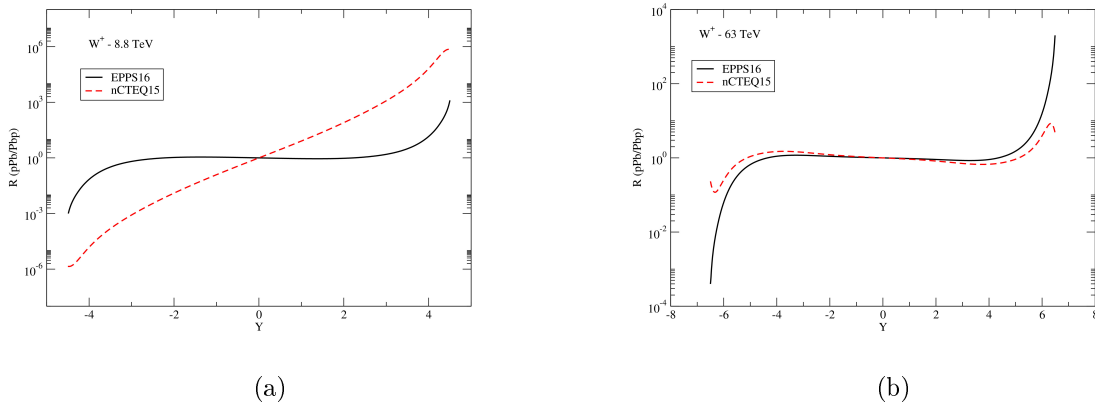
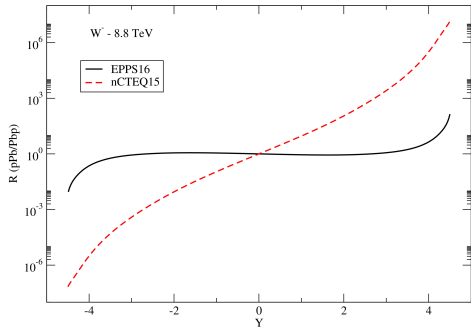


Figura 3.24 - Esquerda: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^+ com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

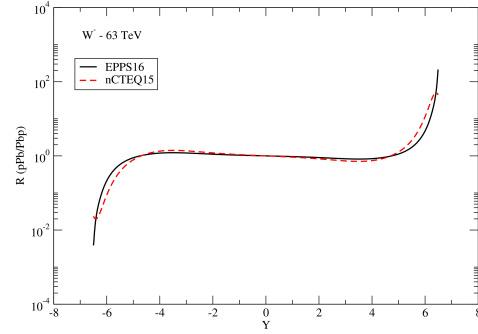
As razões entre pPb e Pbp devem dar 1, o qual se justifica devido se está no regime onde pPb e Pbp são equivalentes. Contudo, se espera que a diferença entre as contas da EPPS16 e nCTEQ15 comecem a diferir no momento que o LHCb vai colher os dados considerando a região cinemática de $(+2 \vdash \eta \vdash +4.5)$, devido a razão ser sensível a modelagem das duas regiões cinemáticas.

3.4 Conclusão

Neste capítulo, comparamos as distribuições de rapidez para as seções de choque de produção dos bósons W^\pm e Z^0 em colisões pp e pPb. Observamos que ambas as seções de choque para produzir os bósons W^\pm e Z^0 em pp também valem para pPb. As previsões recentes das nPDFs provenientes da nCTEQ15 são geralmente compatíveis com os dados

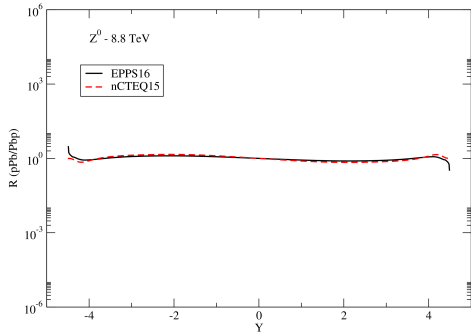


(a)

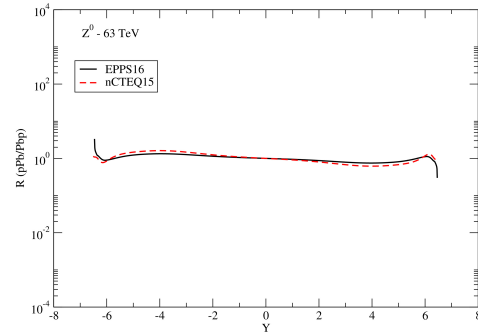


(b)

Figura 3.25 - Esquerda: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de W^- com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV



(a)



(b)

Figura 3.26 - Esquerda: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.8$ TeV. Direita: Razão pPb/Pbp entre EPPS16 e nCTEQ15 para a produção de Z^0 com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 63$ TeV

experimentais do LHC, o que ocorre devido as incertezas de ambos os dados das correções nucleares. Se constatou tendência de produção de W^\pm em colisões pPb para grande rapidez. O que pode impor restrições influentes nos ajustes das nPDFs à medida que as incertezas experimentais são reduzidas. Os dados de W/Z em grande rapidez tendem a PDFs nucleares para regiões de antisombreamento e sombreamento em pequeno x. E que ao efetuarmos a razão entre o tratamento de pequeno x com o de grande x, nos permitiu provar que a modelagem dos efeitos nucleares em pequeno x e grande x são razoavelmente distintas na EPPS16 e nCTEQ15.

4 CONCLUSÃO

Nesta dissertação entendemos que o LHCb possibilita estudar uma região cinemática na qual esperamos uma maior distinção entre as distribuições partônicas nucleares. Além disso, o LHCb nos possibilitou calcular as distribuições em rapidez em termos das seções de choque de produção dos bósons W^\pm e Z^0 para as energias de $\sqrt{s} = 8.8$ TeV e $\sqrt{s} = 63$ TeV provenientes das colisões pp e pPb.

Calculamos as seções de choque de produção dos bósons W^\pm e Z^0 para colisões pp e pPb e neste cálculo utilizamos quatro parametrizações de distribuições partônicas, sendo duas para descrever a estrutura do próton: PDFs CTEQ6 e CT14, e duas para descrever a estrutura do núcleo: nPDFs EPPS16 e nCTEQ15. Podemos observar que existem diferenças entre as descrições fornecidas pelas diferentes PDFs, gerando assim imagens distintas para o conteúdo de quarks e glúons na constituição do próton e do núcleo.

Entendemos que nas colisões pPb a diferença principal na seção de choque para esses observáveis é dizer qual o conteúdo de partículas no interior do núcleo. A produção de W^\pm e Z^0 será sensível a esta imagem, embora a incerteza de quem são os constituintes do próton seja razoável, a incerteza do conteúdo de partículas no interior do núcleo é muito maior, dessa forma, analisar a produção de W^\pm e Z^0 é fundamental para vincular essa imagem do núcleo. Através dos dados de W^\pm e Z^0 em grande rapidez, constatou-se que tendem a PDFs nucleares para regiões de antisombreamento e sombreamento em pequeno x , e que ao efetuarmos o cálculo da razão pPb/Pbp considerando o tratamento da região cinemática em pequeno e grande x , com o intuito de provar a modelagem dos efeitos nucleares entre a EPPS16 e nCTEQ15, mostrou-se razoavelmente distintas. Portanto, há a necessidade de coletar dados mais precisos para processos que envolvam o núcleo, e que esses dados nos permitam discriminar diferentes modelos para este conteúdo diminuindo assim a incerteza na imagem do conteúdo de quarks e glúons no interior do núcleo. Portanto, para o futuro, visamos ampliar nossos resultados utilizando o método de Monte Carlo para efetuar o cálculo da parte nuclear, e através da obtenção dos novos resultados, iremos obter uma análise mais precisa sobre a estrutura do núcleo.

A APÊNDICE A - Variáveis de Mandelstam

Neste apêndice vamos descrever as Variáveis de Mandelstam introduzidas em 1958 pelo físico americano Stanley Mandelstam [61], que são produtos escalares de quadrivetores que podem ser analisados em qualquer referencial e permitem que a seção de choque seja escrita em termo dessas quantidades invariantes de Lorentz:

$$\text{Canal s: } s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

$$\text{Canal t: } t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2$$

$$\text{Canal u: } (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2$$

onde s é o quadrado da energia no centro de massa, t é o quadrado do quadrimomento transferido. Para encontrar o valor da variável u , é estabelecido a seguinte relação entre essas variáveis s , t e u :

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \quad (\text{A.1})$$

onde u satisfaz a conservação do quadrimomento.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] LELLA, L. D.; RUBBIA, C. The Discovery of the W and Z Particles. **Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.**, v. 23, p. 137–163, 2015. 23, 56
- [2] WOLCHOVER, N.; VELASCO, S.; READING-IKKANDA, L. A New Map of All the Particles and Forces. **Quanta magazine**, Oct 2020. 17, 27
- [3] ENDLER, A. M. F. **Introdução a Física de Partículas**. [S.l.]: Livraria da Física, 2010. 120 p. 17, 28, 55
- [4] IVANOV, A. N.; HÖLLWIESER, R.; TROITSKAYA, N. I.; WELLENZOHN, M.; BERDNIKOV, Y. A. Precision theoretical analysis of neutron radiative beta decay to order $o(\alpha^2/\pi^2)$. **Phys. Rev. D.**, American Physical Society, v. 95, p. 113006, Jun 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.113006>>. 17, 28
- [5] MARCIANO, W. J.; PAGELS, H. Quantum Chromodynamics. **Phys. Rev. Lett.**, v. 36, p. 137, 1978. 29
- [6] FRITZSCH.; GELL-MANN, M.; LEUTWYLER, H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. **Phys. Rev. Lett.**, p. 365–368, 1973. 29
- [7] GROSS, D. J.; WILCZEK, F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. **Phys. Rev. Lett.**, v. 30, p. 1343–1346, 1973. 29
- [8] GROSS, D.; WILCZEK, F. Asymptotically Free Gauge Theories. **Phys. Rev. Lett.**, v. 30, p. 3633–3652, 1973. 29
- [9] WEINBERG, S. Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 31, p. 494–497, 1973. 29
- [10] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. Quarks and Leptons: a introductory course in modern particle physics. **John Wiley**, 1984. 17, 30, 31, 32, 33, 34, 37, 38, 40
- [11] FADDEEV, L.; POPOV, V. Feynman Diagrams for the Yang-Mills Field. **Phys. Rev. Lett.**, v. 31, p. 494–497, 1967. 30, 36
- [12] T, M. **Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories**. 2. ed. Massachusetts: World Scientific, 1997. 32
- [13] GREINER, W.; S., S.; E., S. **Quantum Chromodynamics**. [S.l.]: Springer, 2002. 32

- [14] THOMSON, M. **Modern Particle Physics**. Cambridge: University Press, 2013. 33, 34, 43
- [15] BETHKE, S. The 2009 World Average of $\alpha(s)$. **Europ. Phys. J.**, p. 689–703, 2009. 17, 33
- [16] GONÇALVES, V. P. **A obtenção da distribuição de glúons na QCD para pequeno x** . Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física da UFRGS, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1997. 34
- [17] FEYNMAN, R. P. Very high-energy collisions of hadrons. **Phys. Rev. Lett.**, v. 23, p. 1415–1417, 1969. 17, 34
- [18] ANSELMINO, M.; CARUSO, F.; J, R. O.; O, V. **Introdução a QCD perturbativa**. [S.l.]: LTC, 2013. 34, 36
- [19] AVILA, Y. L. **Fotoprodução de Quarks Pesados em Colisões Próton-Próton no Grande Colisor de Hádrons**. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física e Matemática da UFPel, Universidade Federal de Pelotas, 2014. 37
- [20] J, D. B.; E, E. P. Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon. **Phys. Rev. Lett.**, v. 185, p. 1975–1982, Sep 1969. 37, 40
- [21] V, N. G.; L, N. L. Deep Inelastic e p scattering in perturbation theory. **Sov. J. Nucl. Phys.**, v. 15, p. 438–450, 1972. 38
- [22] ALTARELLI.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. **Nucl. Phys.**, p. 298, 1977. 38
- [23] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. **Sov. Phys. JETP**, v. 46, p. 641–653, 1977. 38
- [24] R, F. **Photon-Hadron Interactions**. 1. ed. Massachusetts: CRC Press, 1972. 300 p. 40
- [25] J, D. B. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. **Phys. Rev. Lett.**, p. 179, 1547, 1968. 17, 40
- [26] A, L. A. **Análise dos Efeitos Nucleares em Processos Lépton-Núcleo e Hádron-Núcleo de Alta Energia a x pequeno**. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física da UFRGS, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1991. 40

- [27] CALLAN, C. G.; GROSS, D. J. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. **Phys. Rev. Lett**, v. 22, p. 156, 1969. 42
- [28] MARTIN, A. D. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. **Acta. Phys. Polon.**, p. 2025–2062, 2008. 21, 43, 44
- [29] FORTE, S. Parton distributions at the dawn of the LHC. **Acta. Phys. Polon.**, p. 2859–2920, 2010. 43
- [30] TUNG, W.; LAI, H.; BELYAEV, A.; J., P.; STUMP, D. Heavy Quark Mass Effects in Deep Inelastic Scattering and Global QCD Analysis. **JHEP**, v. 0702, p. 053, 2007. 44
- [31] MARTIN, A.; STIRLING, W.; THORNE, R.; WATT, G. Parton distributions for the LHC. **Eur. Phys. J.**, p. 189–285, 2009. 44
- [32] GLUCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Parton distributions for high-energy collisions. **Z. Phys.**, p. 127–134, 1992. 44
- [33] PUMPLIN, J.; STUMP.; DANIEL.; HOUSTON.; JOEY.; LAI.; HUNG-LIANG.; NADOLSKY.; PAVEL.; TUNG.; WU-KI. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. **J. High. Energy. Phys.**, v. 33, 01 2002. 44
- [34] GRIEP, M. T. **Determinação da distribuição de glúons nuclear na fotoprodução de quarkonium no RHIC e no LHC**. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física e Matemática da UFPel, Universidade Federal de Pelotas, 2010. 44, 45, 46, 47, 48, 50
- [35] ARNEODO, M. Nuclear effects in structure functions. **Phys. Rept.**, v. 240, p. 301, 1994. 45
- [36] PILLER, G.; WEISE, W. Nuclear Deep-Inelastic Lepton Scattering and Coherence Phenomena. **Phys. Rept.**, v. 330, p. 1, 2000. 17, 45, 46, 47
- [37] ARMESTO, N. Nuclear shadowing. **J. Phys. G.**, v. 32, p. 367, 2006. 17, 45, 48, 49
- [38] SARATE, R. E. **Funções de estrutura e correções nucleares para espalhamento neutrino-núcleo no regime de altas energias**. 46, 47, 48, 66
- [39] KOPELIOVICH, B. Z.; MORFÍN, J. G.; SCHMIDT, I. Nuclear shadowing in electro-weak interactions. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 68, p. 314–372, Jan 2013. 46, 47, 48
- [40] MACKEDANZ, L. F. **Produção e Propagação de Pártons Energéticos no Meio Nuclear**. Tese (Doutorado) — Instituto de Física da UFRGS, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2008. 49, 50, 51

- [41] DUCATI, M. B. G.; GONÇALVES, V. P.; MACKEDANZ, L. F. Additional J/psi suppression from high density effects. **Eur. Phys. J. C.**, v. 34, p. 229–236, May 2004. 49
- [42] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; RUUSKANEN, P. V. Scale evolution of nuclear parton distributions. **Nucl. Phys. B.**, v. 535, p. 351–371, Dec 1998. 49, 50
- [43] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; SALGADO, C. A. The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. **Eur. Phys. J. C.**, v. 9, p. 61–68, June 1999. 49, 50
- [44] ESKOLA, K. J.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. An Improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. **JHEP**, v. 0807, p. 102, 2008. 49
- [45] HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T. H. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order. **Phys. Rev. C.**, v. 76, p. 065207, 2007. 49
- [46] FLORIAN, D. de; SASSOT, R. Nuclear parton distributions at next to leading order. **Phys. Rev. D.**, v. 69, Apr 2004. 49, 51
- [47] HIRAI, M.; KUMANO, S.; MIYAMA, M. Determination of nuclear parton distributions. **Phys. Rev. D.**, v. 64, p. 15p, Aug 2001. 51
- [48] LI, S. Y.; WANG, X. N. Gluon shadowing and production at RHIC. **Phys. Lett. B.**, v. 527, p. 85–91, Feb 2002. 51
- [49] WANG, X. N.; GYULASSY, M. H. A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA and AA collisions. **Phys. Rev. D.**, v. 44, p. 3501–3516, Dec 1991. 51
- [50] PAUKKUNEN, H. **Global analysis of nuclear parton distribution functions at leading and next-to-leading order perturbative QCD**. Tese (Doutorado) — Department of Physics, University of Jyväskylä, 2009. 17, 52
- [51] GOLEC-BIERNAT, K.; LUSZCZAK, A. Diffractive production of electroweak vector bosons at the LHC. **Phys. Rev. Lett.**, p. 1–6, Jan 2010. 17, 56, 57, 59
- [52] HALZEN, F.; JEONG, Y. S.; KIM, C. Charge Asymmetry of Weak Boson Production at the LHC and the Charm Content of the Proton. **Phys. Rev.**, p. 073013, 2013. 56, 61, 64

- [53] BAILAS, G. P. **Implicações Fenomenológicas do Charme Intrínseco no Grande Colisor de Hádrons**. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física e Matemática da UFPel, Universidade Federal de Pelotas, 2015. 56
- [54] COLLINS, J. C. Light cone variables, rapidity and all that. 5 1997. 58
- [55] SHEARS, T. Lhcb looks forward to electroweak physics. **CERN Cour**, v. 52N3, p. 34–36, 2012. 17, 58, 59, 60
- [56] BELYAEV, I.; CARBONI, G.; HARNEW, N.; TEUBERT, C. M. F. **The history of LHCb**. 2021. 17, 59
- [57] ZYLA, P. A.; ARGUIN, J. F.; BARNETT, R. M.; COPIC, K.; DAHL, O.; GROOM, D. E. CKM quark-mixing matrix. **Rev. Part. Phys**, June 2020. 61
- [58] KUSINA, A.; LYONNET, F.; CLARK, D. B.; GODAT, E.; Ježo, T.; Kovařík, K.; OLNESS, F. I.; SCHIENBEIN, I.; YU, J. Y. Vector boson production in pPb and PbPb collisions at the LHC and its impact on nCTEQ15 PDFs. **European Physical Journal C**, v. 77, p. 488, jul 2017. 18, 67, 69, 70
- [59] PAUKKUNEN, H. Nuclear PDFs Today. **PoS**, HardProbes2018, p. 14, 2018. 67
- [60] ESKOLA, K. J.; PAAKKINEN, P.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. EPPS16: nuclear parton distributions with LHC data. **The European Physical Journal C**, v. 77, Mar 2017. 68
- [61] FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. **Quantum chromodynamics and the pomeron**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009. ISBN 978-0-511-89326-1, 978-0-521-56880-7. 79

