

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



Dissertação

**Título: Implicações Fenomenológicas do Charme Intrínseco no
Grande Colisor de Hádrons**

Gabriela Bailas

Pelotas, 2015

Gabriela Bailas

**Implicações Fenomenológicas do Charme Intrínseco no Grande
Colisor de Hádrons**

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

Orientador: Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves

Coorientador: Dr. Mário Luiz Lopes da Silva

Pelotas, 2015

Gabriela Bailas

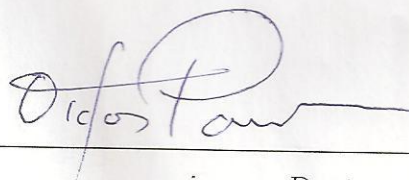
Título: Implicações Fenomenológicas do Charme Intrínseco no Grande Colisor de Hádrons

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

Data da Defesa: 31 de julho de 2015

Banca examinadora:

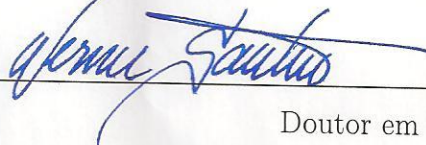
Victor Gonçalves (Orientador)



Doutor em Ciências

Universidade Federal de Pelotas

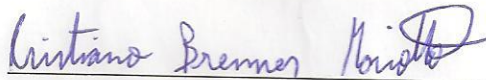
Werner Sauter



Doutor em Ciências

Universidade Federal de Pelotas

Cristiano Mariotto



Doutor em Ciências

Universidade Federal do Rio Grande

*O sol nos esclarece
Esqueço o escuro e saio [...]
A busca nos persegue
O mistério nos cerca
A mosca explora o mapa
Que nada significa
Motim na minha cabeça
Naufragam velhas rotas
Ilhas de descobertas
Coisas que ninguém explica
Reconquistar a força pra remar
E navegar em mares de cerveja
Embebedar o medo de arriscar
E navegar em mares de cerveja.
A BARATA ORIENTAL*

À minha família.

AGRADECIMENTOS

Começo agradecendo a todas as pessoas que de alguma forma contribuíram para que esse trabalho fosse possível.

Agradeço aos meus pais, Rui Krzyk Bailas e Margareth Padilha Bailas, que sempre me deram apoio, que nunca deixaram de acreditar no meu potencial, mesmo quando eu mesmo não acreditava. Meus pais nunca falaram não para os meus sonhos, porque eles sempre sonharam comigo e contribuíram de todas as formas possíveis para que eu pudesse alcançar todos os meus objetivos. O amor e carinho de vocês só me fez continuar e chegar aonde estou.

Especialmente, agradeço ao meu irmão, Hérico Bailas, que sempre deixou claro todo carinho e admiração que sente por mim, porém quem se orgulha e sente muito carinho de ter uma pessoa tão especial perto sou eu. Obrigado por todos os momentos de descontração, risadas e por todos os conselhos que, evidentemente, demonstram que alguém me entende mais do que eu mesma. Eu não escolhi ter um irmão, mas escolhi torná-lo meu amigo e isso será para sempre.

Meu muito obrigado aos colegas e professores do GAME, que conviveram comigo nesses últimos anos, principalmente, ao meu orientador Prof. Victor Gonçalves que confiou no meu potencial como estudante de Física, que me deu um tópico de pesquisa maravilhoso, que me fez querer descobrir mais sobre a física de partículas. Agradeço por fazer o possível para responder todas as minhas dúvidas, revisar meus programas, meus gráficos, enfim, por ser a primeira pessoa a me ensinar o que é pesquisar Física. Também agradeço ao Prof. Werner Sauter por fazer parte da banca da minha pré-dissertação e por, novamente, estar presente na minha defesa de mestrado. Além disso, Prof. Werner obrigado por instalar todos os programas que precisei no meu computador e por estar sempre disponível para ajudar no que fosse preciso.

Quero agradecer ao Prof. Cristiano Mariotto, que acompanha minha história na Física desde 2010. Acredito, que poucas pessoas sabem o que é ser um professor de verdade e ele é uma dessas pessoas. Um professor não deve apenas estar presente na sala de aula, existem momentos que ele precisa ser pai, precisa ser amigo, precisa ser psicólogo e eu agradeço sempre pelo Prof. Cristiano ter sido tudo isso pra mim e continuar sendo. Obrigado pela disponibilidade em participar da minha banca, fico muito contente com isso. Além disso, quero agradecer ao Prof. Victor e ao Prof. Cristiano pelas inúmeras cartas de recomendação enviadas para as possíveis bolsas para meu doutorado. Sei que eu dei bastante trabalho durante esse processo, mas felizmente tudo acabou bem e agradeço

a ajuda de vocês em tornar o meu sonho possível.

Quero agradecer também a algumas pessoas que um dia foram colegas na Física, porém hoje eu os chamo de amigos. Primeiro, quero agradecer ao meu amigo Maurício Moreira que tive o prazer de conhecer nos nossos tempos em Portugal e para minha grande alegria nossa amizade estendeu-se para Pelotas. Obrigado por todas as conversas, momentos de brincadeiras, bobagens, por encontrar todos os artigos impossíveis que eu não encontrava, enfim por me escutar quando eu precisava falar. Nossa amizade transcendeu o Atlântico uma vez e, agora para minha felicidade irá retornar as origens, onde eu aproveito para desejar toda sorte do mundo nessa tua nova jornada como doutorando em Coimbra.

Quero agradecer também a minha amiga Evelin Garcia que foi minha companheira inseparável durante todo o mestrado, que me escutou reclamar de muitas coisas e chorar as mágoas, mas que sempre esteve me dando apoio e incentivo para que eu concluísse meu trabalho.

Agradeço a minha amiga Bruna Folador, que dividiu quarto comigo durante três semanas em Natal por 'obrigação', mas que hoje faz questão de fazer parte da minha vida, assim como eu da dela.

Agradeço ao meu amigo Gustavo Gil que tive o prazer de conhecer melhor nesse último semestre, que além de estar disposto a me escutar quando eu precisei, me ajudou na busca pelo meu doutorado, além de estar sempre disponível para me ajudar nas minhas dúvidas no LaTeX e no ROOT (obrigado por sentar duas tardes comigo para me ensinar). Não são todas as pessoas que possuem essa paciência e estão dispostas a deixar de lado o que estão fazendo para ajudar alguém, então tens o meu muito obrigado.

Por fim, agradeço a CAPES pelo auxílio financeiro para a realização deste trabalho e agradeço a Universidade Federal de Pelotas e ao Programa de Pós Graduação em Física por me acolher durante estes dois anos.

RESUMO

BAILAS, Gabriela, **Implicações Fenomenológicas do Charme Intrínseco no Grande Colisor de Hádrons** 2015, 88p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2015.

O Modelo Padrão da Física de Partículas descreve os hádrons em termos dos quarks e dos glúons. Em especial, o conhecimento preciso das componentes de quarks é fundamental na determinação da presença de Física além do Modelo Padrão. A maioria das análises globais assume que as distribuições partônicas para o quark charme são geradas perturbativamente devido à divisão de um glúon, porém na literatura encontramos predições que acreditam que existe uma componente não perturbativa de quarks pesados intrínseca à função de onda do próton. É importante distinguirmos dois tipos de contribuições dos quarks à estrutura do hádron: extrínseca e intrínseca. O quark extrínseco é gerado de forma perturbativa, através da evolução da QCD e porta pequena fração de momentum, por isso popula regiões de pequena fração de momentum x . O quark intrínseco é gerado de forma não perturbativa, estando relacionado com os quarks de valência do hádron e porta grande fração de momentum, por isso popula regiões de grande x . Neste trabalho, estamos investigando a existência de uma componente de charme intrínseco no próton. Atualmente, não existe evidência experimental da existência do charme intrínseco, ou seja, este tema está em aberto e em constante debate. Neste trabalho, estudamos as implicações fenomenológicas do charme nos processos envolvendo os bósons de calibre W e Z e para processos que envolvem bósons de calibre associados a quarks pesados, no caso $p+p \rightarrow \gamma+c$ e $p+p \rightarrow Z+c$, onde analisamos suas seções de choque utilizando as parametrizações do grupo CTEQ, considerando os diversos modelos que predizem a existência do charme intrínseco. Nossos resultados apontam que a melhor região cinemática para provar experimentalmente o charme intrínseco é a região de rapidez frontal, para um momento transversal grande e uma energia de centro de massa pequena.

Palavras Chave: charme intrínseco, quarks pesados, PDFs, altas energias, fenomenologia em altas energias, LHC

ABSTRACT

BAILAS, Gabriela, **Phenomenological Implications of the Intrinsic Charm at the LHC** 2015, 88p. Dissertation (Mester Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2015.

The Standard Model of Particle Physics describes the hadron in terms of quarks and gluons. Especially, the precise knowledge about quarks components is fundamental to determine physics Beyond the Standard Model. Most of the global analyses assume that the charm quark distribution functions are generated perturbatively by gluon splitting, however in the literature we find predictions that believe in a non-perturbative heavy quarks component intrinsic to the proton wavefunction. It is important to distinguish two types of contributions to the hadron quark distributions: extrinsic and intrinsic. The extrinsic quark is generated perturbatively by QCD evolution and carries small fraction of momentum, because of this we find extrinsic components in small rapidity regions. The intrinsic quark is generated non-perturbatively and is related with hadron light quarks and intrinsic components carries large fraction of momentum and they are found in large rapidity regions. In this work, we investigate the existence of an intrinsic charm component in the proton. Nowadays, it does not exist an experimental evidence about intrinsic charm, so this is an open topic and in constant discussion. In this thesis, we study the phenomenological implications of charm in cases involving the gauge bosons W and Z and to processes involving gauge bosons associated with the charm quark, $p + p \rightarrow \gamma + c$ e $p + p \rightarrow Z + c$, where we analyzed the cross sections using the CTEQ parametrizations, considering all intrinsic charm models. Our results indicate that the best kinematic regions to prove experimentally the intrinsic charm is the forward rapidity region with a large-transverse-momentum and a small center of mass energy.

Key-words: intrinsic charm, heavy quarks, PDFs, high energies, high energies phenomenology

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

1	INTRODUÇÃO	21
2	A ESTRUTURA DO PRÓTON	25
2.1	O Modelo Padrão da Física de Partículas	25
2.2	Cromodinâmica Quântica	27
2.3	Espalhamento Profundamente Inelástico	31
2.4	As equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi	36
2.5	Análises globais para as distribuições partônicas	38
2.6	Conclusões	41
3	MODELOS PARA QUARKS PESADOS INTRÍNSECOS	43
3.1	Histórico	43
3.2	Charme extrínseco e charme intrínseco	46
3.3	O modelo de Brodsky-Hoyer-Peterson-Sakai	47
3.4	Modelo da nuvem de mésons	49
3.5	Modelo Tipo-Mar	51
3.6	A parametrização CTEQ	51
3.7	Conclusões	53
4	IMPLICAÇÕES FENOMENOLÓGICAS DO CHARME INTRÍNSECO NA PRODUÇÃO DE BÓSONS DE CALIBRE	55
4.1	Seção de choque de produção	55
4.2	Resultados	58
4.3	Conclusões	61
5	IMPLICAÇÕES FENOMENOLÓGICAS DO CHARME INTRÍNSECO NA PRODUÇÃO ASSOCIADA DE BÓSONS DE CALIBRE E QUARKS PESADOS	63
5.1	Seção de choque de produção	63
5.2	Resultados para a produção associada de $\gamma + c$	66
5.3	Resultados para a produção associada de $Z + c$	72
5.4	Conclusões	76

6	CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS	81
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	83

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Modelo Padrão da Física de Partículas.	26
2.2 Diagramas elementares da QCD.	27
2.3 Diagramas de Feynman para os espinores do quark e do antiquark.	29
2.4 Diagramas de Feynman para os propagadores da QCD.	30
2.5 Regras de Feynman da QCD para os vértices dos diagramas.	30
2.6 Comportamento da constante de acoplamento α_s em função da escala de energia Q	31
2.7 Espalhamento profundamente inelástico para o elétron-próton.	32
2.8 Espalhamento profundamente inelástico para o elétron-próton, considerando a estrutura partônica do próton.	34
2.9 Representação, utilizando diagramas de Feynman, das equações DGLAP para o setor de quarks (2.25).	37
2.10 Representação, utilizando diagramas de Feynman, das equações DGLAP para o setor de glúons (2.26).	37
2.11 Espalhamento lépton-nucleon e processos duros relacionados (cujos dados são usados na análise global da distribuição de pártons) e sua sensibilidade a distribuição de pártons.	39
2.12 Distribuições do quark up e do glúon preditas pelos grupos CTEQ, MSTW e GRV para $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$	40
2.13 Análise global do grupo CTEQ para os diferentes quarks.	40
3.1 Resultados experimentais para o comportamento da função de estrutura charmosa.	45
3.2 Diagramas de Feynman para as componentes extrínsecas de charme (esquerda) e intrínsecas (direita).	45
3.3 Produção de mésons D em colisões $\pi - Be$ para 200 GeV/c no ACCMOR. . .	46
3.4 Diagramas de Feynman para as componentes extrínsecas de charme (esquerda) e intrínsecas (direita).	46
3.5 Representação da componente extrínseca e intrínseca da função de onda do próton.	47
3.6 Componente de Charme intrínseco para o MCM.	50
3.7 Distribuição de momento de charme intrínseco no próton para os diferentes modelos de IC, evoluindo em Q^2	53
4.1 Subprocessos de produção dos bósons W^+ e Z^0	56
4.2 Contribuição do charme na seção de choque para a produção do bóson W^+ . .	59

4.3	Contribuição do charme na seção de choque para a produção do bóson Z^0 . . .	59
4.4	Distribuição de rapidez para a seção de choque do bóson W^+ para $\sqrt{s} = 14$ TeV (curvas superiores) e $\sqrt{s} = 7$ TeV (curvas inferiores).	60
4.5	Distribuição de rapidez para a seção de choque do bóson Z^0 para $\sqrt{s} = 14$ TeV (curvas superiores) e $\sqrt{s} = 7$ TeV (curvas inferiores).	61
4.6	$B(Y)$ em função de Y para $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	62
5.1	Espalhamento Compton.	64
5.2	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ para $\sqrt{s}=1.96$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	67
5.3	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita). .	67
5.4	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ na região de rapidez mista para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita). .	68
5.5	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita). .	68
5.6	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T\gamma} = 10$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	69
5.7	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T\gamma} = 10$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	69
5.8	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T\gamma} = 50$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	70
5.9	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T\gamma} = 50$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	70

5.10	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 100$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	71
5.11	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 100$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	71
5.12	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ com $y_c = 0$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	72
5.13	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ com $y_c = 3$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	72
5.14	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ com $y_c = 6$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	73
5.15	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T_Z}$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de p_{T_Z} na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	73
5.16	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T_Z}$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de p_{T_Z} na região de rapidez mista para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	74
5.17	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T_Z}$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de p_{T_Z} na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV e e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	74
5.18	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 10$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	75
5.19	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 10$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	76
5.20	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 50$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	76
5.21	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 50$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV.	77

5.22	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 100$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	77
5.23	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 100$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	78
5.24	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de y_Z com $y_c = 0$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	78
5.25	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de y_Z com $y_c = 3$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	79
5.26	Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de y_Z com $y_c = 6$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).	79

1 INTRODUÇÃO

O Modelo Padrão da Física de Partículas descreve as forças forte, fraca e eletromagnética, além de descrever as partículas fundamentais que constituem a matéria. Ele descreve dois tipos de partículas: férmions e bósons. Os férmions são as partículas que constituem a matéria, enquanto que os bósons são as partículas responsáveis por mediar as interações fundamentais. O Modelo Padrão considera que o átomo é constituído de elétrons, prótons e nêutrons, onde os prótons e nêutrons são constituídos de outras partículas denominadas quarks, que interagem pela troca de glúons. Os quarks possuem várias propriedades, como carga elétrica, massa, carga de cor e spin. Eles são as únicas partículas elementares no Modelo Padrão que experimentam as quatro forças fundamentais (eletromagnética, gravitacional, forte e fraca). Os quarks são encontrados na natureza em seis sabores: up (u), down (d), strange (s), charm (c), top (t) e bottom (b). Para cada sabor de quark existe uma antipartícula denominada antiquark. Os quarks são classificados em quarks leves ($q = u, d \text{ e } s$) e quarks pesados ($Q = c, t \text{ e } b$). Normalmente, os quarks pesados decaem rapidamente em quarks mais leves, por isso, os quarks leves são mais comuns no universo, enquanto os quarks pesados só podem ser produzidos em colisões de alta energia nos aceleradores de partículas. Outra propriedade importante dos quarks é possuir uma carga de cor que pode ser vermelha, verde ou azul e para cada cor há uma anticor (mais detalhes em [1, 2]).

Os quarks se agrupam formando hádrons, como por exemplo, o próton, sendo ele formado por três quarks de valência, dois quarks up e um quark down. Estes quarks se mantêm unidos através da interação forte. Além dos quarks de valência podemos encontrar na estrutura do próton os quarks de mar (encontrados em pares de quark-antiquark), sendo estes irradiados pelos glúons. Os quarks de mar também são denominados sabores extrínsecos, pois são gerados pela evolução dinâmica do sistema. Os glúons são bósons vetoriais responsáveis por mediar a força forte. A teoria que descreve a interação forte entre quarks e glúons (também conhecidos como pártons) é denominada Cromodinâmica Quântica [3, 4].

Nosso objetivo neste trabalho é estudar a possibilidade da existência de uma componente intrínseca de quarks pesados na função de onda do próton, i.e., além dos três quarks de valência poderíamos encontrar, por exemplo, um par $c\bar{c}$. Uma das propriedades mais impressionantes do estado de quark pesado intrínseco é que se estiverem presentes na função de onda do hádron os constituintes pesados tendem a carregar a maior parte da fração de momento do hádron. Consequentemente, em contraste com a produção usual de quarks pesados através da QCD perturbativa (pQCD), os quais surgem com momento longitudinal pequeno, a componente de charme intrínseco (IC) dá origem à quarks com

grandes frações de momento relativo ao feixe de partículas (veja por exemplo [5]). A existência de flutuações de quarks pesados intrínsecos no próton tem um substancial e crescente suporte, porém conclusões mais definitivas permanecem não sendo possíveis.

O estudo das funções de distribuições partônicas (PDFs) é muito importante para validar processos do Modelo Padrão e para apontar possíveis sinais envolvendo Nova Física [6]. Este trabalho visa fornecer mais informações sobre a influência da componente de quark charme no interior do próton. Conhecer o comportamento das componentes de quarks pesados é muito importante para entender aspectos fundamentais sobre a estrutura do nucleon [7]. Atualmente, estamos em um período com constante obtenção de dados experimentais, realizadas pelos aceleradores do CERN, onde nosso trabalho se torna extremamente importante por prever e sugerir regiões cinemáticas que poderão validar a existência de uma componente de charme intrínseco no próton. Nos próximos capítulos iremos estudar os modelos que descrevem a componente intrínseca do charme no próton e analisar suas possíveis implicações fenomenológicas estudando os processos envolvendo a produção de bósons de calibre e a produção de bósons de calibre associados a quarks pesados.

Esta dissertação está organizada como se segue: No Capítulo 1 iremos apresentar alguns conceitos básicos para compreendermos a estrutura partônica dos hádrons e assim será possível realizarmos previsões para processos no Modelo Padrão e além do Modelo Padrão em colisores hadrônicos.

Como consideramos a existência de uma componente intrínseca de charme no próton, no Capítulo 2 elucidamos melhor o que significa existir uma componente de sabor extrínseca e uma componente de sabor intrínseca, além de explicar suas diferenças e apresentar os modelos existentes que predizem a existência do charme intrínseco e suas características.

Nos capítulos 4 e 5 estudamos as seções de choque para diferentes processos envolvendo o quark charme, onde verificamos as implicações fenomenológicas do charme intrínseco na produção dos bósons de calibre e logo após na produção de bósons de calibre associados a quarks pesados. Neste último caso, os subprocessos $g + c \rightarrow \gamma + c$ e $g + c \rightarrow Z + c$ determinam, em ordem dominante, as seções de choque onde analisamos o comportamento dos modelos dependentes do charme intrínseco e levamos em consideração diferentes observáveis e diferentes regiões cinemáticas. Esses processos são importantes de serem analisados, pois a seção de choque no estado inicial depende exclusivamente do quark charme, onde para estes casos além de estimarmos a seção de choque como função do momento transversal do fóton ou do bóson Z utilizando os diferentes modelos de charme intrínseco, também fixamos alguns valores para o momento transversal do γ ou do Z e

para a rapidez a fim de indicar a melhor região cinemática para definir a influência do charme intrínseco no próton. Além disso, ambos processos ainda não foram estudados no LHC e a contribuição de uma componente intrínseca é uma questão em aberto.

Por fim, apresentamos nossas conclusões e as perspectivas para este trabalho.

2 A ESTRUTURA DO PRÓTON

Neste capítulo iremos fazer uma breve revisão dos aspectos importantes para compreendermos a estrutura do próton. No Modelo Padrão da Física de Partículas, o próton é um hádron composto por três quarks de valência, glúons e por quarks de mar. Os quarks são partículas elementares e combinam-se entre si para formarem hádrons. Os glúons também são partículas elementares e agem como partículas de troca para a interação forte entre os quarks, i.e., os glúons são os responsáveis por mediar a força forte de quarks na Cromodinâmica Quântica (QCD). A QCD é uma teoria de calibre que descreve a interação forte e respeita a simetria do grupo $SU(3)$, conservando a simetria de cor. As partículas presentes nesta teoria portam carga de cor. Ela também nos fornece as equações responsáveis por descrever a evolução das distribuições partônicas dentro do nucleon, denominadas equações Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi, com a escala de resolução. Para caracterizarmos as distribuições partônicas na QCD perturbativa utilizamos análises globais dos dados de diferentes processos, considerando o maior número de processos e observáveis para encontrarmos a forma característica das distribuições partônicas. Assumindo a universalidade destas distribuições, tais podem ser utilizados para prever as seções de choque dos processos que serão analisados em futuros colisores.

2.1 O Modelo Padrão da Física de Partículas

O Modelo Padrão da Física de Partículas consiste nas teorias quânticas de campos que descrevem as interações forte, fraca e eletromagnética. Além disso, o Modelo Padrão descreve os dois tipos de partículas fundamentais existentes na natureza: os férmions e os bósons. Os férmions são partículas elementares que constituem a matéria, possuem spin semi-inteiro e obedecem o princípio de exclusão de Pauli, no qual os férmions idênticos não podem ocupar o mesmo estado quântico. Os férmions estão subdivididos em léptons e quarks. Existem seis tipos (sabores) de quarks - up (u), down (d), strange (s), charm (c), top (t) e bottom (b) - e seis tipos de léptons - elétron, múon, tau e seus neutrinos correspondentes. Ao todo existem vinte e quatro diferentes tipos de férmions, quando consideramos as antipartículas correspondentes, como mostrado na Fig.2.1.

Os quarks são partículas que interagem através da força eletrofraca e forte, pois possuem um número quântico chamado cor, enquanto os léptons não o possuem, por isso suas interações são eletrofracas e eletromagnéticas. A carga de cor pode ser vermelha (r), verde (g) ou azul (b), onde cada cor possui sua anticor e cada quark apresenta uma dessas três cores.

As partículas responsáveis pelas interações entre os férmions são conhecidas como bósons,

Tabela 2.1 - As forças do Modelo Padrão

Força	Bóson	Carga	Intensidade
Força Forte	glúons	cor	1
Eletromagnetismo	fóton	carga	10^{-3}
Força Fraca	W^+, W^-, Z	carga fraca	10^{-8}
Gravidade	gráviton	massa	10^{-37}

também conhecidas como partículas mediadoras ou partículas de troca, como mostrado na Tab. 2.1. Os bósons possuem spin inteiro e não obedecem o princípio de exclusão de Pauli. O fóton é responsável pela interação eletromagnética e interage com todas as partículas que apresentam carga elétrica. Os glúons são responsáveis pela interação forte e esta atua apenas com quarks, pois possuem carga de cor. Os glúons, além de serem mediadores da interação, eles interagem entre si, pois eles são objetos bicolores, pois cada glúon carrega uma combinação de uma carga de cor e uma carga de anticor. Os bósons W^+ , W^- e Z^0 são responsáveis pela interação fraca. Por fim, o gráviton é o mediador da força com menor intensidade, a força gravitacional, onde esta é responsável pela atração dos objetos astronômicos, porém ainda não foi observada experimentalmente.

A intensidade das forças fundamentais é representada por uma constante de acoplamento dos campos físicos, α , de forma que seu valor é associado aos vértices das interações dos diagramas de Feynman. No caso da QED, $\alpha_{em} = 1/137$ o que permite descrever os processos de interação usando métodos perturbativos com grande precisão. Por outro lado, a constante de acoplamento da QCD possui um comportamento distinto, como veremos na próxima seção.

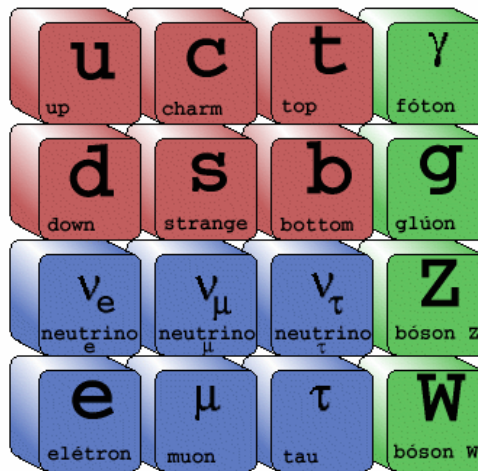


Figura 2.1 - Modelo Padrão da Física de Partículas.

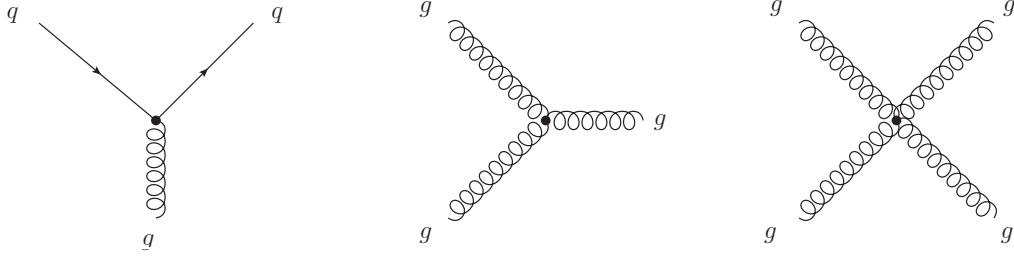


Figura 2.2 - Diagramas elementares da QCD.

2.2 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica é a teoria que descreve a interação forte entre quarks e glúons [8]. O caráter da interação forte é determinado por uma simetria especial entre as partículas portadoras da carga de cor e esta simetria é conhecida como o grupo de calibre $SU(3)$. Os quarks e os glúons não são encontrados livremente na natureza, sempre são encontrados como estados ligados sem carga líquida de cor.

Dada a existência das interações entre os glúons e entre quarks e glúons, abaixo ilustramos os diagramas básicos da QCD. Na Fig.2.2, o diagrama à esquerda mostra o vértice glúon quark, ao centro vemos o vértice de três glúons e à direita o vértice de quatro glúons. Para maior clareza sobre o assunto, podemos relacionar a QCD com a teoria de calibre que descreve a interação eletromagnética, a Eletrodinâmica Quântica (QED) (maiores detalhes em [2]). Como o glúon é um objeto bicolor, além de mediar a interação forte ele participa da mesma originando o vértice glúon-glúon, diferentemente da QED onde existe o vértice elétron-fóton, mas não existe a interação fóton-fóton, sendo esta uma das principais diferenças entre estas duas teorias.

A (densidade) lagrangiana da QCD foi proposta por Fritzsche, Gell-Mann e Leutwyler [9], Gross e Wilczek [3, 10] e Weinberg [11], sendo dada por

$$\mathcal{L} = \underbrace{\sum_{N_f}^{f=1} \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi^f}_{\mathcal{L}_1} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}}_{\mathcal{L}_2} \quad (2.1)$$

com

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a \quad (2.2)$$

onde λ_a representam as matrizes de Gell-Mann e g_s caracteriza a intensidade da interação, $A_\mu^a (a = 1, \dots, 8)$ são oito campos de calibre, com massa nula e spin 1. Na Eq. (2.1), \mathcal{L}_1 contém o termo cinético e de massa dos quarks, além de descrever a interação com os oito glúons (interação do campo fermiônico ψ^f com o campo de calibre A_μ^a).

O termo \mathcal{L}_2 , na Eq. (2.1), é o termo cinético do campo de glúons. O tensor intensidade do campo forte, $F_{\mu\nu}^a$, é dado por

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

O último termo da equação acima garante que esta seja invariante sob transformações locais de calibre não-abelianas, além de ser o responsável pela autointeração dos campos de glúons A_μ^a . Os fatores f^{abc} representam as constantes de estrutura que caracterizam a álgebra do grupo $SU(3)$, obedecendo às relações de comutação

$$[\lambda^a, \lambda^b] = if^{abc} \lambda^c \quad (2.4)$$

onde as matrizes de Gell-Mann são as geradoras da álgebra de Lie correspondente ao grupo $SU(3)$. Visto que os geradores do grupo não comutam, podemos ver o caráter não-abeliano da QCD.

A lagrangiana completa da QCD é dada por [2]:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \mathcal{L}_{\text{clássica}} + \mathcal{L}_{\text{fixação de calibre}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}} \quad (2.5)$$

O termo de fixação de calibre é adicionado a lagrangiana clássica da QCD para evitar contribuições infinitas no cálculo de propagadores. A fixação do calibre atua sobre as componentes longitudinais (não físicas) do campo de glúons, sendo assim essas compo-

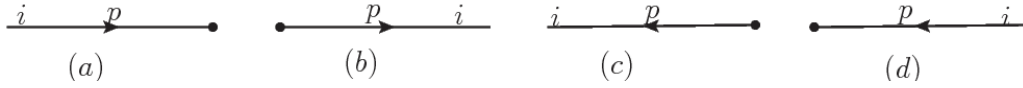


Figura 2.3 - Diagramas de Feynman para os espinores do quark e do antiquark.

nentes contribuem para os laços de glúons e devem ser subtraídas. Tal subtração é feita ao introduzirmos um campo fictício que irá cancelar a contribuição não física proveniente da escolha de calibre. Esse campo fictício é denominado campo fantasma de Faddeev-Popov [12]. Para cada laço de glúon inclui-se um laço do campo fantasma, o qual cancela exatamente a parte longitudinal dos glúons. Vale frizar, que as partículas artificiais introduzidas pelos campos fantasmas não possuem significado físico e apresentam seus próprios propagadores e fatores de acomplamento [13].

Iremos definir algumas regras de Feynman, no espaço de momentos, obtidas através da lagrangiana da QCD. Usaremos letras gregas para definir os índices de espaço-tempo, p para o 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.

As linhas externas, para os estados finais e iniciais, onde u e v são, respectivamente, os espinores do quark e do antiquark, representadas na Fig.2.3, onde

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

Os propagadores são representados pela Fig.2.4, onde

- (a) representa o propagador do quark $\frac{i(\not{p}+m_f)}{p^2-m_f^2+i\epsilon}\delta^{ij}$
- (b) representa o propagador fantasma $\frac{i}{p^2+i\epsilon}\delta^{ab}$
- (c) representa o propagador do glúon $\frac{iD_{\mu\nu}(p)}{p^2+i\epsilon}\delta^{ab}$

Para os fatores de vértice dos diagramas de Feynman, Fig.2.5, temos as seguintes regras:

- (a) representa o vértice quark-glúon e é dada por $ig_s\gamma^\mu(\lambda^a/2)_{ji}$;

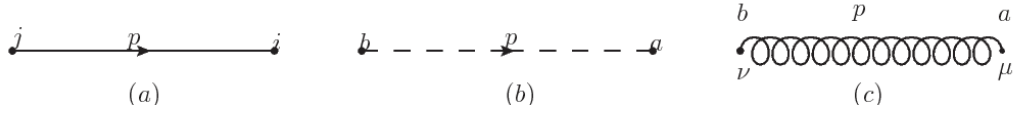


Figura 2.4 - Diagramas de Feynman para os propagadores da QCD.

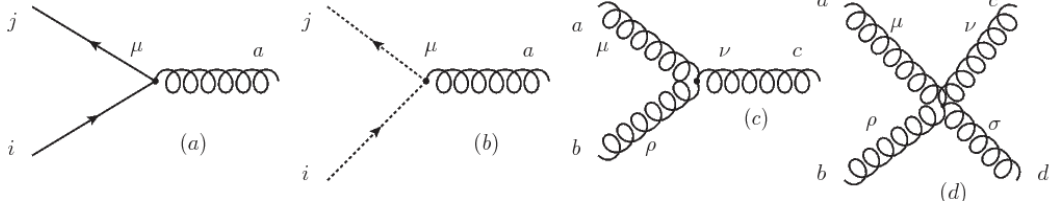


Figura 2.5 - Regras de Feynman da QCD para os vértices dos diagramas.

- (b) representa o vértice fantasma-glúon (apenas no calibre de Lorentz) e é dada por $g_s p^\mu f^{abc}$;
- (c) representa o vértice de 3 glúons e é dada por $-g_s f^{abc} [(p_1 - p_3)^\nu g^{\mu\rho} + (p_2 - p_1)^\rho g^{\mu\nu} + (p_3 - p_2)^\mu g^{\nu\rho}]$;
- (d) representa o vértice de 4 glúons e a equação do vértice é dada por $-ig_s^2 [f^{abe} f^{cde} (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f^{ace} f^{bde} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f^{ade} f^{bce} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma})]$.

Como consequência da existência dos vértices de três e quatro glúons, tem-se que a constante de acoplamento da QCD comporta-se de forma distinta a da QED. A constante de acoplamento da QCD, α_s , que nos dá a intensidade da interação, surge de um processo de renormalização [2, 14] e, em ordem mais baixa, assume a forma [1],

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)} \quad (2.6)$$

onde $\beta_0 = 11N_c - 2N_f/12\pi$. O parâmetro Λ_{QCD} não é predito pela QCD, então seu valor deve ser inferido de dados experimentais. Na QCD, temos $N_c = 3$ cores e $N_f \leq 6$ férmions, logo β será sempre maior que zero. O comportamento da constante de acoplamento forte, α_s , em função da escala de energia Q pode ser vista na Fig.2.6. Além disso, podemos ver com a Eq. (2.6) que para altas energias, i.e., curtas distâncias, a constante de acoplamento torna-se menos intensa. Por exemplo, para a escala de energia $|Q| > 100$ GeV encontramos $\alpha_s \approx 0,1$ que é um valor suficientemente pequeno para que a teoria de perturbação

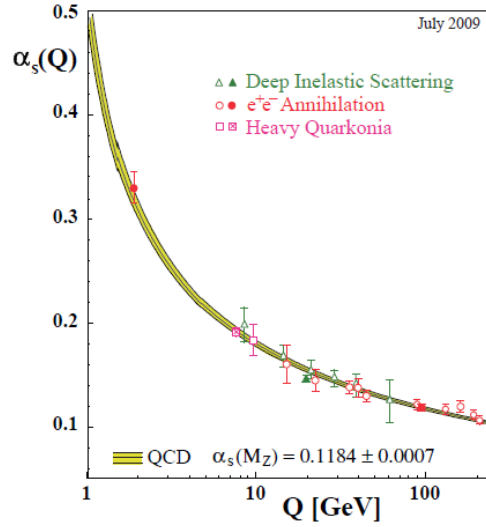


Figura 2.6 - Comportamento da constante de acoplamento α_s em função da escala de energia Q [15].

possa ser aplicada, sendo esta característica da QCD conhecida como liberdade assintótica [1]. Para energias menores, i.e., maiores distâncias, a constante de acoplamento torna-se mais intensa obrigando os quarks a ficarem presos dentro dos hádrons e esta propriedade da QCD é conhecida como confinamento, onde neste regime utilizamos cálculos não-perturbativos e consideramos a QCD na rede. Os hádrons são estados ligados de quarks e podem ser classificados como bárions ou mésons. Os bárions são formados por três quarks ou antiquarks e possuem spin semi-inteiro, enquanto os mésons são compostos por par quark-antiquark e possuem spin inteiro [1]. Devido ao confinamento, os quarks e os glúons nunca são vistos livremente na natureza.

O tratamento perturbativo da QCD (perturbative Quantum Chromodynamics - pQCD) escreve cada observável físico como uma série de potências na constante de acoplamento forte. Esse processo só é válido para α_s pequeno, pois para esse caso, quanto maior a potência de α_s , menor será a contribuição do diagrama considerado no processo.

2.3 Espalhamento Profundamente Inelástico

No limite de altas energias, estudamos a estrutura dos hádrons através do processo de espalhamento profundamente inelástico (DIS) elétron-próton representado na Fig. 2.7, onde consideramos k como o momentum inicial do elétron, k' o momentum final do elétron após a colisão, γ é o fóton emitido pelo elétron que irá interagir com o próton e seus constituintes, q é o momentum transferido pelo fóton, p é o momentum do próton e p' é o momentum do estado hadrônico final X . O elétron com energia E é espalhado por um próton, onde no estado final hadrônico o próton de massa M se fragmenta em várias

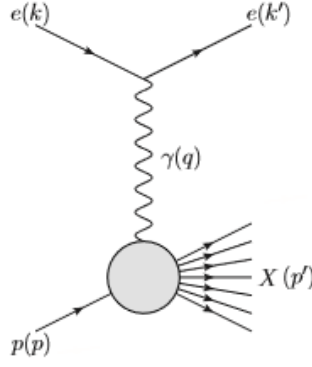


Figura 2.7 - Espalhamento profundamente inelástico para o elétron-próton.

partículas que estão associadas a uma massa invariante M_X .

Assim, para a seção de choque ep no referencial de laboratório (próton em repouso), encontramos [1, 2, 16]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} \big|_{ep \rightarrow eX} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \frac{1}{4EE'} L_{eletron}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{proton} \quad (2.7)$$

sendo α_{em} a constante de acoplamento eletromagnética, θ o ângulo de espalhamento do elétron em relação a direção do próton, Ω é o ângulo sólido de espalhamento deste elétron, $L_{eletron}^{\mu\nu}$ e $W_{\mu\nu}^{proton}$, respectivamente, os tensores leptônico e hadrônico.

Na Fig. 2.7, podemos identificar 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. Além disso, temos que o tensor leptônico está associado ao vértice superior (ou vértice leptônico), onde este representa a interação entre o lépton e o fóton. No vértice inferior (ou vértice hadrônico) temos a representação da interação do fóton com o hádron. O vértice hadrônico depende de três variáveis cinemáticas p , p' e q , porém devido a conservação de momentum existe um vínculo de conservação entre tais variáveis e podemos escrever $p + q = p'$. Sendo assim, o tensor hadrônico depende de apenas duas variáveis independentes e pode ser escrito como [2]:

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{M^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{M^2} (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) \quad (2.8)$$

Nesse caso temos que a contribuição assimétrica para $W^{\mu\nu}$ foi omitida, dado que este tensor aparece sempre contraído com o tensor simétrico $L_{\mu\nu}$ na seção de choque de espalhamento elétron-próton.

A conservação de corrente para o vértice hadrônico $q^\nu W_{\nu\mu} = q^\mu W_{\nu\mu}$, implica que os quatro W_i não são independentes, somente duas das quatro funções de estrutura são independentes. Logo, teremos para W_5 e W_4 , respectivamente,

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (2.9)$$

e

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

Assim, podemos escrever W_4 e W_5 em função de W_1 e W_2 ,

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^\mu + \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu + \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu \right) \quad (2.11)$$

Ao contrairmos o tensor hadrônico com o tensor leptônico, encontramos a seguinte equação [16] para a seção de choque no referencial de laboratório:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha_{em}^2}{q^4} E'^2 \left\{ 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(\nu, Q^2) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, Q^2) \right\} \quad (2.12)$$

onde

$$-Q^2 = q^2 = (k - k')^2 < 0 \rightarrow \text{momento transferido} \quad (2.13)$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} = E - E' \rightarrow \text{energia transferida} \quad (2.14)$$

correspondem a virtualidade do bóson trocado e a sua energia no referencial de repouso

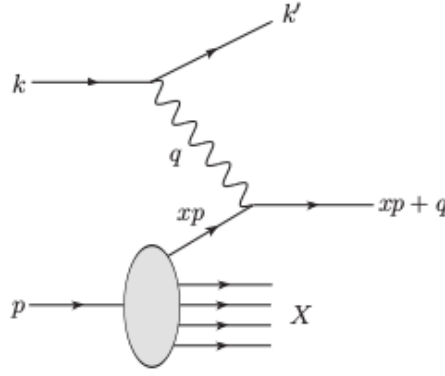


Figura 2.8 - Espalhamento profundamente inelástico para o elétron-próton, considerando a estrutura partônica do próton.

do núcleon, respectivamente, θ é o ângulo de espalhamento do elétron.

Considerando que o próton possui uma subestrutura, sendo composto por pártons (nesse caso, pelos quarks uud), podemos analisar as colisões de hádrons a alta energia através do espalhamento dos constituintes internos do hádron com um fóton virtual. Analisamos tal processo em um referencial onde o próton se move muito rapidamente, de modo que a dilatação do tempo diminui a taxa que os quarks interagem uns com os outros. Deste modo, vemos um quark livre durante o curto espaço de tempo (aproximadamente $1/Q$) em que ele interage com o fóton. Ao tratarmos o DIS desta forma, podemos descrever a interação partônica como na Fig. 2.8.

Neste caso, as funções de estrutura do próton são [2]:

$$2W_1^{\text{pontual}} = \frac{Q^2}{2m^2} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m} \right) \quad (2.15)$$

$$W_2^{\text{pontual}} = \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m} \right) \quad (2.16)$$

onde m é a massa do párton. Podemos reescrever $2W_1^{\text{pontual}}$ e W_2^{pontual} em termos de $Q^2/2m\nu$. Além disso devemos trocar a massa m do párton pela massa M do próton. Sendo assim, (2.15) e (2.16) são escritas apenas como função da variável x ,

$$x = \frac{Q^2}{2q \cdot p} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.17)$$

isto é, para grande Q^2 temos

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x) \quad (2.18)$$

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

A dependência das variáveis de estrutura apenas em x e não mais em Q e ν foi proposta por Bjorken para um nucleon contituído de férmions puntiformes não interagentes [17]. Esta propriedade é denominada escalonamento de Bjorken e a variável x (chamada de x de Bjorken), é identificada como a fração de momentum do próton portata pelo párton.

Podemos reescrever (2.18) e (2.19) em função de (2.15) e (2.16),

$$2W_1^{\text{pontual}} = \frac{Q^2}{2m^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (2.20)$$

$$W_2^{\text{pontual}} = \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (2.21)$$

onde $f_i(x)$ é definida como a função de distribuição partônica (PDF), representando a densidade de probabilidade de encontrar um párton i carregando uma fração x do momentum longitudinal do próton. Considerando correções ao modelo de pártons descrito acima, a QCD prediz a violação do escalonamento de Bjorken de tal forma que $F_i \rightarrow F_i(x, Q^2)$, tal que a seção de choque diferencial para o DIS expressa em termos de $F_1(x, Q^2)$ e $F_2(x, Q^2)$ é dada por [1],

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

com $y = \nu/E$.

Por fim, é importante enfatizar que podemos relacionar a seção de choque γ^*p com F_2 , onde consideramos a estrutura partônica do próton, a seção de choque é dada por [2]:

$$\sigma(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_2^p(x, Q^2) \quad (2.23)$$

onde a função de estrutura do próton é

$$F_2^p(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 [xq_i(x, Q^2) + x\bar{q}_i(x, Q^2)] \quad (2.24)$$

Atualmente, não podemos calcular as PDFs utilizando primeiros princípios da QCD, porém podemos calcular sua dependência em Q^2 utilizando as equações de evolução DGLAP, que serão discutidas na próxima seção.

2.4 As equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

As equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) são responsáveis por descrever a evolução da densidade de quarks e glúons na QCD com a escala de resolução, onde no DIS esta associada à virtualidade do fóton. As equações DGLAP foram obtidas separadamente por Gribov e Lipatov [18], Altarelli-Parisi [19] e Dokshitzer [20].

A equação de DGLAP para a densidade dos quarks com sabor i , é

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q_i(y, Q^2) + P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right] \quad (2.25)$$

Esta equação nos fornece a evolução da densidade de quarks, onde temos que um quark com fração de momento y pode irradiar outro quark com uma fração de momento x e que um glúon com fração de momento y pode se desdobrar em dois quarks, onde um deles possui uma fração x do momento. Para maior clareza, expressamos simbolicamente esta equação na Fig.2.9.

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \left(\overrightarrow{q_i(x, Q^2)} \right) = \overrightarrow{q_i(y, Q^2)} \begin{array}{c} \nearrow q_i(x, Q^2) \\ \text{---} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} g(y, Q^2) \\ \text{---} P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \end{array} \begin{array}{c} \nearrow q_i(x, Q^2) \\ \searrow \end{array}$$

Figura 2.9 - Representação, utilizando diagramas de Feynman, das equações DGLAP para o setor de quarks (2.25).

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \left(\text{---} g(x, Q^2) \right) = \sum_i \overrightarrow{q_i(y, Q^2)} \begin{array}{c} \text{---} g(x, Q^2) \\ \text{---} P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} g(y, Q^2) \\ \text{---} P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \end{array} \begin{array}{c} \text{---} g(x, Q^2) \\ \searrow \end{array}$$

Figura 2.10 - Representação, utilizando diagramas de Feynman, das equações DGLAP para o setor de glúons (2.26).

Para a densidade de glúons a equação DGLAP é dada por

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

onde representamos simbolicamente esta equação na Fig.2.10. Nesta equação temos que um quark com fração de momento y pode irradiar um glúon com uma fração de momento x e que um glúon com fração de momento y pode se desdobrar em dois glúons, onde um deles possui uma fração x do momento.

As funções $P_{ij}(x_1/x_2)$ são chamadas de funções de desdobramento e são interpretadas como a densidade de probabilidade de um párton do tipo i com fração de momento x_1 ser irradiado por um párton do tipo j com fração de momento x_2 . As funções de desdobramento, em ordem dominante de α_s , são dadas por [2]:

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

$$P_{qg}(z) = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right], \quad (2.28)$$

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

e

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) \right] + \left(\frac{11}{2} - \frac{N_f}{3} \right) \delta(1-z) \quad (2.30)$$

onde N_f representa o número de sabores, $z = x/y$ e as distribuições $+$, também conhecidas como prescrição $+$, são definidas como

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

A QCD perturbativa permite determinar somente a evolução das distribuições partônicas através das equações DGLAP, entretanto os parâmetros iniciais para a evolução são de natureza não-perturbativa, por isso devem ser extraídos experimentalmente para uma dada virtualidade inicial Q_0^2 . Assumindo que as distribuições partônicas são universais e independem do processo considerado, por isso após determiná-las para um certo valor de Q^2 podemos, utilizando as equações DGLAP, determinar seus valores para outras escalas de resolução e assim utilizá-las no cálculo do processo de interesse.

2.5 Análises globais para as distribuições partônicas

As funções de distribuições partônicas (PDFs) em altas energias não são completamente determinadas pela QCD perturbativa (pQCD), apenas a sua evolução na escala Q^2 pode ser determinada. Por isso, as PDFs são normalmente determinadas através de análises globais dos dados do espalhamento profundamente inelástico (DIS) (onde este nos permite investigar a estrutura hadrônica no limite de altas energias [1]) e processos relacionados. Estas análises incluem o maior número possível de observáveis para restringir as várias distribuições partônicas, pois cada processo fornece uma informação específica para uma dada distribuição em uma região cinemática, como podemos ver na Fig.2.11.

A análise global consiste em utilizar dados experimentais de vários processos, juntamente com as equações DGLAP, pois assim é possível encontrar um conjunto de distribuições partônicas universal que se ajuste aos dados existentes. Podemos, então, utilizar estas PDFs para prever outros observáveis físicos de interesse. O procedimento normalmente utilizado para a análise global envolve os seguintes passos (para mais detalhes veja: [21–23]):

- Desenvolver um programa que resolva numericamente as equações de evolução, as quais são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas: equações DGLAP;

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

Figura 2.11 - Espalhamento lépton-nucleon e processos duros relacionados (cujos dados são usados na análise global da distribuição de pártons) e sua sensibilidade a distribuição de pártons [22].

- Escolher um conjunto de dados experimentais que melhor vincule as distribuições partônicas;
- Selecionar o esquema de fatorização e optar por um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;
- Especificar uma condição inicial, vincular os parâmetros e ajustar os dados.

Na Fig.2.11 podemos ver alguns processos utilizados na análise global, bem como as distribuições vinculadas por cada processo. A Fig.2.12 mostra as distribuições do quark up e do glúon preditas pelos grupos CTEQ [24] (The Coordinated Theoretical - Experimental Project on QCD - CTEQ Collaboration), MSTW [25] e GRV [26] para $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$. Notamos que a predição de cada grupo para uma mesma PDF difere, principalmente na região de pequeno x a qual não é vinculada pelos dados atuais. Cada grupo apresenta sua curva característica, pois cada um deles utiliza diferentes pressupostos na análise global.

Em geral, as análises globais possuem como condição inicial que os quarks pesados são iguais a zero, ou seja, todos os quarks pesados seriam provenientes do mar. Na Fig.2.13 mostramos os resultados da análise global obtida pelo grupo CTEQ [27], onde podemos verificar o comportamento do glúon, dos quarks de valência (up e down) e do quark charme no interior do próton. De acordo com esta parametrização, os quarks up e down populam as regiões de grande x e a curva para os quarks u e d é descrita por $u = u_v + u_s$ e $d = d_v + d_s$, ou seja, as curvas para os quarks up e down são uma combinação dos quarks

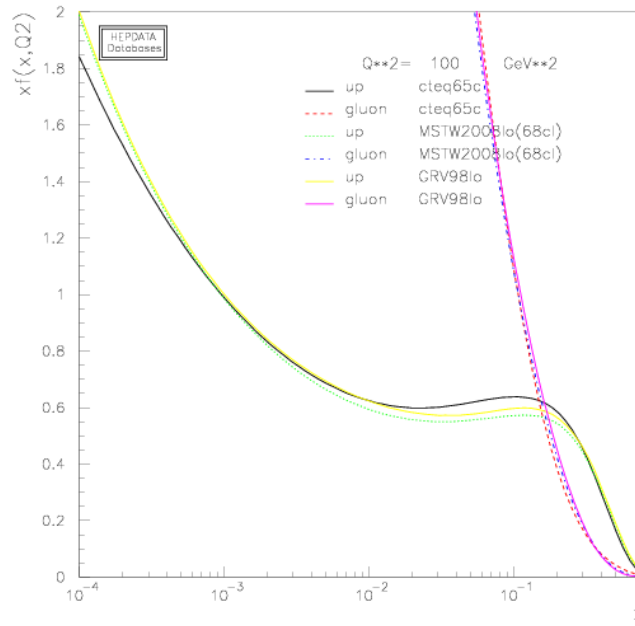


Figura 2.12 - Distribuições do quark up e do glúon preditas pelos grupos CTEQ, MSTW e GRV para $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$.

de valência e dos quarks provenientes do mar. Para o quark charme a curva é descrita por $c = c_s$ (onde considera-se apenas a contribuição proveniente do mar), populando regiões de pequeno x . As curvas características para os demais quarks de mar se comportam da mesma forma que a curva do quark charme e essas partículas são sabores extrínsecos.

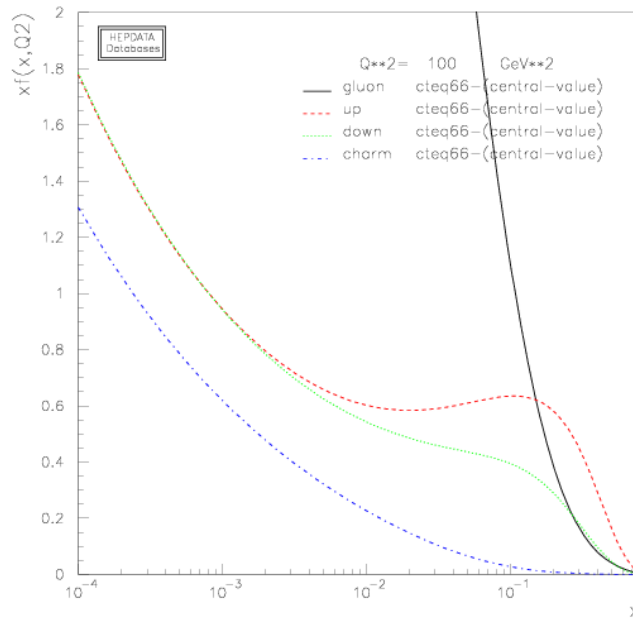


Figura 2.13 - Análise global do grupo CTEQ para os diferentes quarks.

Como podemos ver, existem diversos grupos, utilizando diferentes procedimentos para definir as parametrizações para as PDFs, porém neste trabalho iremos utilizar a parametrização proposta pelo grupo CTEQ, cuja escolha será explicada no capítulo 3.

2.6 Conclusões

Neste capítulo apresentamos uma descrição do Modelo Padrão da Física de Partículas e estudamos os conceitos elementares do espalhamento profundamente inelástico. Além disso, definimos as funções de estrutura do próton e sua relação com a seção de choque. Ainda, discutimos alguns aspectos da QCD, mas focamos nos pontos de interesse para o nosso trabalho. Como vimos, a QCD perturbativa prediz apenas a evolução das PDFs, a determinação destas para alguma escala $Q^2 = Q_0^2$ deve ser feita a partir de experimentos. Este procedimento consiste em parametrizar a dependência em x de f_i para algum Q_0^2 , sendo este grande o suficiente para que a QCD perturbativa possa ser aplicada e, então evoluir em Q^2 usando as equações DGLAP. Os parâmetros utilizados nesse processo são dados pelo ajuste aos dados experimentais obtidos no DIS e processos relacionados, com o objetivo de determinar as densidades partônicas para todo x e Q^2 onde existem dados experimentais, os quais estas podem ser usadas para caracterizar as funções de estrutura e para calcular as seções de choque de outros processos de alta energia. As distribuições utilizadas para esse processo foram discutidas quando estudamos as análises globais. Também definimos sabores extrínsecos e verificamos que estes populam regiões de pequeno x . Sendo assim, no próximo capítulo iremos estudar o que são sabores intrínsecos, particularmente o charme intrínseco e quais os modelos que predizem sua existência.

3 MODELOS PARA QUARKS PESADOS INTRÍNSECOS

A existência de uma componente de quarks pesados intrínsecos no nucleon é uma predição rigorosa da QCD [28,29]. Atualmente, existem muitos estudos que afirmam que a imagem de que os hádrons leves (bárions) são constituídos apenas por três quarks de valência, quarks de mar e glúons está incompleta [28]. Os dados do DIS revelaram uma ampla estrutura de partículas provenientes do mar dentro nucleon, sendo que os experimentos mostraram, em particular, que uma grande parte do *spin* do nucleon é carregado por componentes desconhecidas do mar. Além disso, tais experimentos sugerem que existe uma componente intrínseca não perturbativa e não nula presente nos hádrons leves [30,31].

Em contraste com as contribuições extrínsecas que derivam da divisão de um glúon, a contribuição intrínseca está relacionada com os quarks de valência do próton e são de natureza não perturbativa na função de onda do próton. Porém, a existência de uma componente intrínseca é uma predição na literatura, ainda não foi encontrada nenhuma evidência experimental que prove tal fato. Por isso, este é um assunto em constante debate.

Neste capítulo iremos estudar os modelos que predizem a existência do charme intrínseco: Modelo Brodsky-Hoyer-Peterson-Sakai (BHPS), Modelo da Nuvem de Mésons (MCM) e o Modelo Tipo-Mar, onde todos consideram como condição inicial a existência de quarks pesados (no caso desta dissertação, o quark charme) na sua condição inicial. Também, neste capítulo, estudaremos as características de cada um destes modelos, bem como suas diferenças.

A colaboração CTEQ fez a primeira análise global completa para as PDFs assumindo a existência do charme intrínseco e considerando os modelos BHPS, MCM e Tipo-Mar nas Refs. [7] e [32]. Tais estudos forneceram a primeira estimativa do quão grande é a magnitude do charme intrínseco. Neste capítulo, também estudaremos alguns conceitos básicos da parametrização CTEQ.

3.1 Histórico

Existem diversos estudos que apontam a possibilidade da existência de uma componente de charme intrínseco não perturbativa ao estado inicial do próton [33]. Um observável que é diretamente relacionado com a componente intrínseca do charme é a função de estrutura do charme $F_2^c(x, Q^2)$. Podemos salientar que existem dados do EMC (*European Muon Collaboration*) [34] para este observável na região de grande x . Tais dados contradizem algumas predições da QCD perturbativa e nos dão uma evidência favorável para a existência de uma componente de charme intrínseco para grande x [6].

A contribuição das componentes extrínsecas de quarks pesados no próton possuem um papel importante nas regiões de pequeno x , ou seja conforme nos aproximamos das regiões de grande x a contribuição das componentes de mar (ou extrínsecas) deveria ser nula, porém alguns dados experimentais para $F_2^c(x, Q^2)$ indicam a presença de uma componente adicional de quark charme na região de grande x , onde acreditamos que essa componente é intrínseca a função de onda do próton. Na Fig.3.1 apresentamos um gráfico de $F_2^c(x, Q^2)$ em função de x , onde as curvas tracejadas indicam as previsões teóricas para as componentes extrínsecas, onde conforme nos aproximamos das regiões de grande x tais curvas tendem a zero. As componentes extrínsecas estão relacionadas com o diagrama de Feynman apresentado na Fig.3.2 (esquerda). Enquanto as curvas sólidas do gráfico representado na Fig.3.1 indicam as medidas experimentais realizadas e suas curvas estão relacionadas com a componente intrínseca de charme, representada no diagrama de Feynman apresentado na Fig.3.2 (direita). As curvas experimentais mostram um comportamento diferente do esperado, pois existem pontos experimentais nas regiões de grande x , indicando uma possível componente adicional de quark charme para essas regiões: a componente de charme intrínseco. Nesse caso, a função de estrutura charmosa seria

$$F_2^c(x, Q^2) \propto c(x, Q^2) \quad (3.1)$$

onde

$$c = c_s + c_{INT} \quad (3.2)$$

ou seja, a contribuição do quark charme na função de estrutura do próton não se daria apenas pela contribuição dos quarks de mar, mas também pela contribuição intrínseca do quark charme.

Em colisões hadrônicas, uma forma de verificarmos a possibilidade de uma componente intrínseca de charme é analisar a produção dos mésons D , pois este méson contém quarks charme, por exemplo, $D^+ = c\bar{d}$, $D^0 = c\bar{u}/u\bar{c}$, etc [35]. A Fig.3.3 nos mostra a seção de choque diferencial em função da variável de Feynman x_F em colisões pp , onde $x_F = x_1 - x_2$, ou seja, para grandes valores de x_1 teremos grandes valores de x_F . A curva sólida indica a previsão teórica para as componentes de charme e está relacionada com a componente extrínseca de charme, onde tal componente pode ser representada pelo diagrama de Feynman apresentado na Fig.3.4 (esquerda). A curva tracejada está relacionanda a componente intrínseca de charme e pode ser representada pelo diagrama de Feynman apresentado na Fig.3.4 (direita). Podemos ver pontos experimentais na região de grande x_F , indicando uma componente adicional de charme, onde esta componente poderia ser a componente de charme intrínseco. Tais resultados tem motivado a que diversos grupos investiguem a

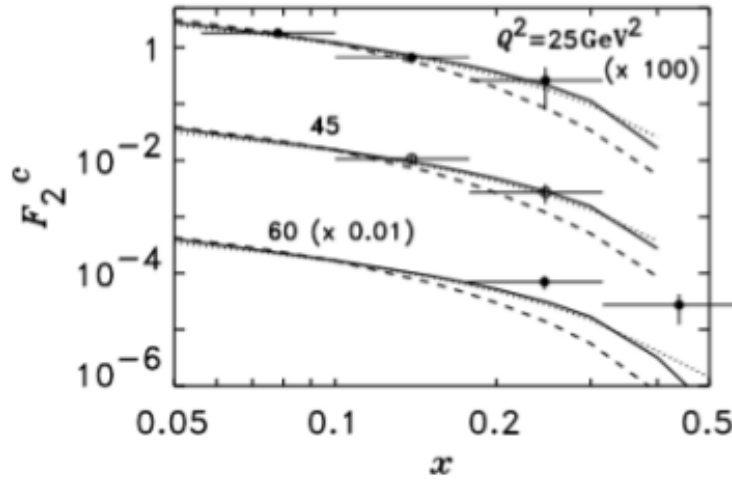


Figura 3.1 - Resultados experimentais para o comportamento da função de estrutura charmosa [33].

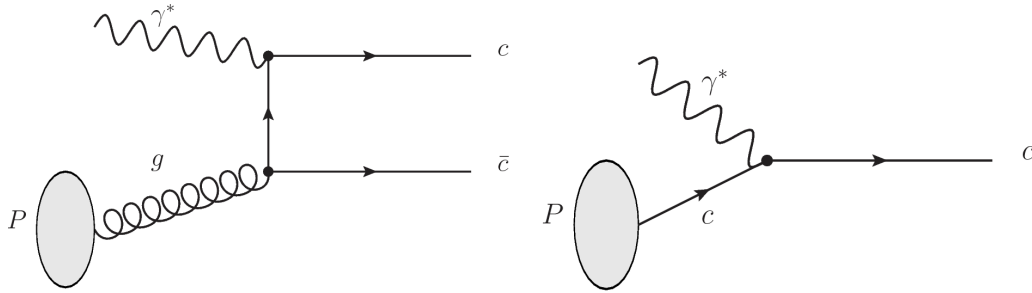


Figura 3.2 - Diagramas de Feynman para as componentes extrínsecas de charme (esquerda) e intrínsecas (direita).

existência de uma componente de charme intrínseco no próton determina a sua magnitude.

Além disso, outro processo que é sensível à PDF dos quarks pesados é a produção de fótons associada com um jato de quarks pesados [36]. Dados do experimento $D\phi$ do Tevatron [37] não condizem com as previsões da QCD para um grande momento transversal do fóton, onde a inclusão de uma componente pesada de quarks intrínsecos pode reduzir a diferença entre a teoria e o experimento [6]. Um estudo detalhado da produção de $\gamma + Q$ pode ser visto em [38], onde podemos ver que a existência do charme intrínseco pode ser visível para grande momento transversal do fóton associados a jatos de quarks pesados. Este resultado motivou a análise deste processo no LHC, o qual será apresentado no capítulo 5.

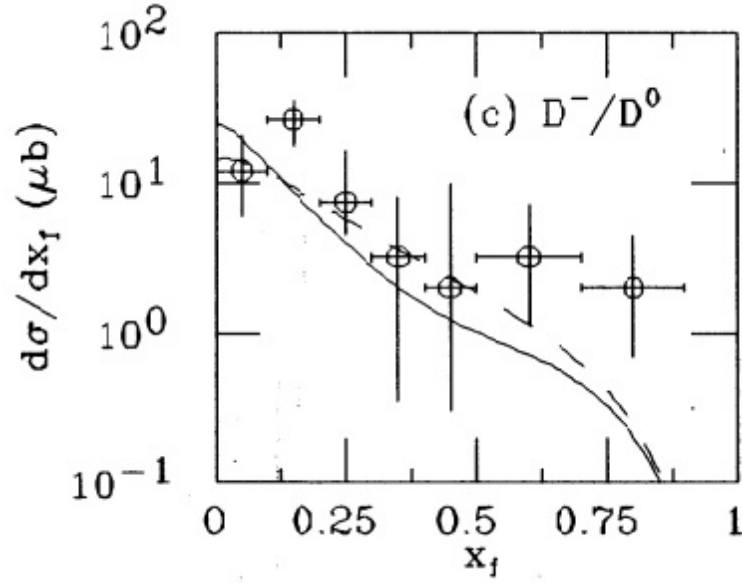


Figura 3.3 - Produção de mésons D em colisões $\pi - Be$ para 200 GeV/c no ACCMOR [35].

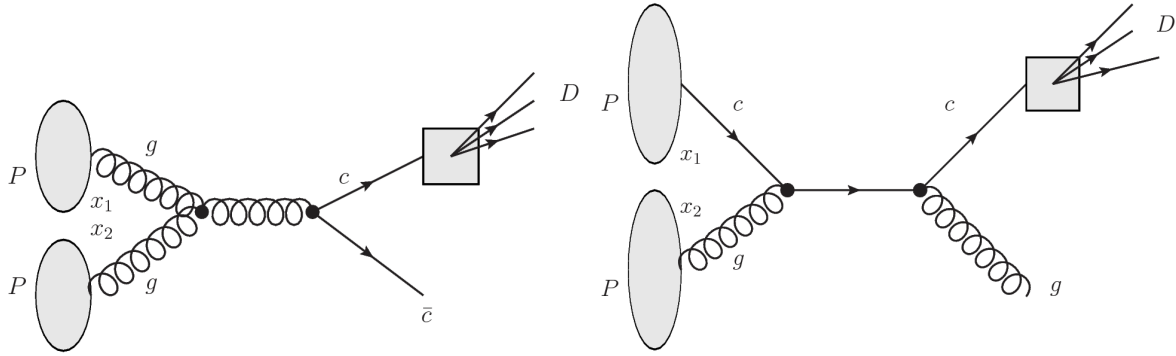


Figura 3.4 - Diagramas de Feynman para as componentes extrínsecas de charme (esquerda) e intrínsecas (direita).

3.2 Charme extrínseco e charme intrínseco

Ao longo dos anos, avançamos substancialmente no conhecimento sobre a contribuição de quarks pesados para a estrutura do próton. Vários grupos têm proposto diferentes esquemas para determinar essas distribuições considerando que a componente de quarks pesados nas PDFs podem ser geradas perturbativamente por desdobramentos de glúons. Esta componente normalmente é denominada componente extrínseca de quarks pesados, como mostrado à esquerda na Fig.3.5. Esta componente não considera a existência do quark charme na sua condição inicial Q_0^2 .

Por outro lado, espera-se a presença de uma componente de quarks pesados intrínsecos à função de onda do próton, a qual é uma consequência natural das flutuações quânticas

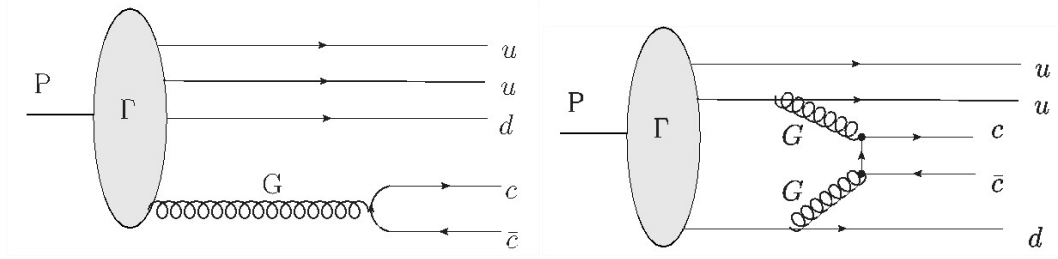


Figura 3.5 - Representação da componente extrínseca e intrínseca da função de onda do próton.

inerentes a QCD significa assumir a existência de um par quark-antiquark pesado ($Q\bar{Q} = c\bar{c}, b\bar{b}, t\bar{t}$) como uma componente não-perturbativa na função de onda do hádron [30, 39]. Uma das propriedades mais importantes do estado de quark pesado intrínseco é que os constituintes pesados tendem a carregar a maior parte da fração de momento do hádron e que esta modifica, por exemplo, a distribuição de x_F e a distribuição em rapidez das partículas charmosas [5, 40]. Além disso, isso pode levar à produção de bóson de Higgs em grande x_F [41]. Muitos desses aspectos foram discutidos em trabalhos pioneiros em charme intrínseco [40, 42, 43]. A representação da componente intrínseca do quark charme pode ser vista à direita na Fig.3.5.

Na Fig.3.5 (esquerda), verificamos a produção do charme extrínseco. Através das flutuações do próton surgem, por exemplo, glúons, onde esses podem se dividir em pares de quarks de mar. Um desses pares pode ser o par $c\bar{c}$, caracterizando o charme extrínseco. O par $c\bar{c}$ extrínseco possui uma fração de momento x pequena comparada aos quarks de valência e ao glúon, por isso popula regiões de pequeno x . Agora, ao analisarmos a Fig.3.5 (direita), percebemos que o par $c\bar{c}$ está associado aos quarks de valência e não mais a um único glúon, ou seja, este par $c\bar{c}$ possui uma fração de momento maior que o par extrínseco e irá popular regiões de maior x e é definido como charme intrínseco.

3.3 O modelo de Brodsky-Hoyer-Peterson-Sakai

O primeiro modelo a propor a presença do charme intrínseco no próton foi proposto por Brodsky-Hoyer-Peterson-Sakai (BHPS) em 1980 [30]. Esta predição surge para tentar explicar porque encontramos grandes seções de choque para a produção de partículas do quark charme nas regiões de grande x_F , em colisões hadrônicas [30]. De acordo com o modelo BHPS, a componente intrínseca de quarks pesados na função de onda do próton, $|uudc\bar{c}\rangle$, é gerada através de interações virtuais como $gg \rightarrow c\bar{c}$ [29], onde os pares de glúons estão ligados aos quarks de valência e a probabilidade dos pares $c\bar{c}$ existirem é dada pelo inverso do quadrado da massa invariante do sistema [5].

Na QCD, a função de onda dos hádrons pode ser representada como uma superposição de quarks e glúons nos estados de Fock [29]. No modelo BHPS, os estados de Fock em mais baixa ordem de energia além de possuírem o estado ligado de três quarks, também possuem uma configuração com um estado ligado de cinco quarks. A representação do estado quântico do próton proposta pelo modelo BHPS é dada por

$$|p\rangle = a_0|uud\rangle_v + a_1|uudg\rangle + a_2|uudg(q\bar{q})_s\rangle + \dots + a_n|uudg(q\bar{q})_sg\dots g\rangle + \text{contribuições de quarks pesados} \quad (3.3)$$

onde $|uud\rangle_v$ é a contribuição dos quarks de valência no interior do próton e $(q\bar{q})_s$ representa a contribuição dos quarks de mar, provenientes das evoluções dos estados de Fock, onde na função de onda do próton existe uma componente de charme intrínseco, como podemos ver à direita na Fig.3.5.

A probabilidade de um próton com massa M realizar uma transição do tipo $p \rightarrow uudc\bar{c}$ pode ser estimada usando teoria de perturbação. No referencial de momento infinito, onde o momento carregado pelo hádron é muito maior que a massa das partículas envolvidas no processo, a energia ¹ do denominador pode ser expressa em termos das massas e das frações de momento x_i envolvidas no processo. Então, para nosso caso teremos [30]

$$P(p \rightarrow uudc\bar{c}) \approx \left[m_p^2 - \sum_{i=1}^5 \frac{m_{\perp i}^2}{x_i} \right]^{-2} \quad (3.5)$$

onde $m_{\perp i}^2$ é a massa transversa e o par $c\bar{c}$ é designado pelos índices 4 e 5. O modelo BHPS não considera nenhuma dependência do momento no denominador da equação acima e também considera que a massa do charme é muito maior que a massa do núcleon e dos quarks de valência, então a probabilidade de encontrarmos um quark c no próton é derivada analiticamente [33],

$$P(x) = \frac{1}{2}Nx^2 \left[\frac{1}{3}(1-x)(1+10x+x^2) + 2x(1+x)\ln(x) \right] \quad (3.6)$$

¹A transição de probabilidade utilizando a teoria de perturbação é dada por [30]:

$$P(A \rightarrow B_1\dots B_n) = \left| \frac{\langle B_1\dots B_n|M|A \rangle}{E_1 - E_{B_1} - \dots - E_{B_n}} \right| \quad (3.4)$$

Na equação (3.6) temos que a probabilidade de charme e anticharme dentro do próton são simétricas, i.e., no modelo BHPS há a mesma possibilidade de encontrar tanto c quanto \bar{c} no interior do próton.

Além disso, este modelo prediz a forma da função de estrutura charmosa considerando o charme intrínseco [29], dada por

$$F_{2c}^{IC}(x) = \left(\frac{8}{9}x\right) \frac{1}{2}N_5x^2 \times \left[\frac{1}{3}(1-x)(1+10x+x^2+2x(1+x)\ln x)\right] \quad (3.7)$$

Se a contribuição do charme intrínseco na PDF do próton for de 1%, teremos $N_5 = 36$ [29].

3.4 Modelo da nuvem de mésons

O Modelo da Nuvem de Mésons (MCM) [39] é um modelo hadrônico para a existência do charme intrínseco no interior do próton. O modelo MCM, considera o estado de Fock de cinco quarks como uma combinação, predominantemente, dada por $\bar{D}^0 + \Lambda_c^+$ [33], ou seja, neste modelo o nucleon flutua em um estado composto por um bárion charmoso mais um méson charmoso [44].

Diferentemente do BHPS, o MCM representado na Fig.3.6 assume que o próton é um objeto que pode flutuar em diferentes estados hadrônicos, i.e, onde algumas vezes pode flutuar em um nêutron mais um pión, outras vezes em um híperon estranho mais um kaon, etc [39]. Podemos ter qualquer combinação de hádrons virtuais desde que tenhamos os números quânticos corretos. Em particular, se o par de charme intrínseco já existe no estado inicial do próton, ele pode flutuar no seguinte processo:

$$p \rightarrow \Lambda_c + \bar{D} \rightarrow p \quad (3.8)$$

onde p representa o próton e este, ainda, pode ser decomposto em uma série de estados de Fock,

$$|p\rangle = Z[|p_0\rangle + \dots + |MB\rangle + \dots + |\Lambda_c\bar{D}^0\rangle + |\Sigma_c^{++}D^-\rangle] \quad (3.9)$$

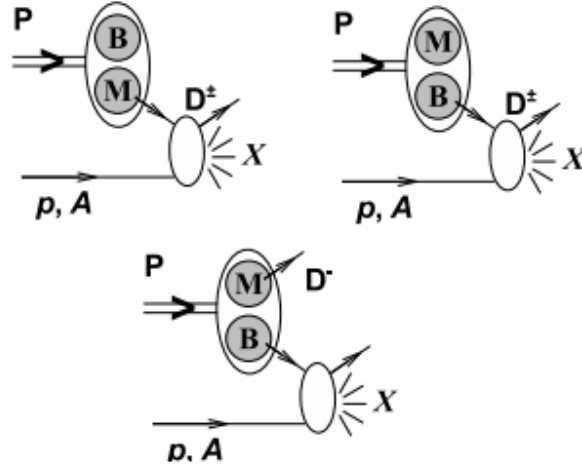


Figura 3.6 - Componente de Charme intrínseco para o MCM [45].

onde Z é uma constante de normalização, $|p_0\rangle$ é o próton no estado inicial e $|MB\rangle$ representam todas as possibilidades para os estados de mésons e bárions no próton. Na equação (3.9) os mésons D^- e D^0 são constituídos, respectivamente, pelos quarks $\bar{c}d$ e $\bar{c}u$ e os híperons Λ_c e Σ_c^{++} são constituídos, respectivamente, pelos quarks udc e uuc .

Neste modelo, a exata dependência em x não é dada por um fórmula simples, pois temos que levar em consideração as distribuições dos mésons e bárions charmosos no próton [7], porém as distribuições de probabilidade para c e \bar{c} no interior do nucleon são diferentes e dadas, aproximadamente, pela equação abaixo [46],

$$\begin{aligned} c(x) &= Ax^{1,897}(1-x)^{6,095} \\ \bar{c}(x) &= \bar{A}x^{2,511}(1-x)^{4,929} \end{aligned} \quad (3.10)$$

onde A e \bar{A} são constantes de normalização. Para o MCM, o quark \bar{c} presente em \bar{D}^0 carrega mais momentum que o quark c presente no bárion charmoso [29]. De fato, informações experimentais para $c(x) \neq \bar{c}$ podem ser extraídas em processos de produção de hádrons charmosos (que contém em sua estrutura pelo menos um quark charme) e são uma evidência para a existência de uma componente de charme não perturbativa [45, 47, 48].

A probabilidade de observarmos a componente de charme intrínseco no hádron, P_{ic} , foi estimada através de análises fenomenológicas como sendo menor que 1%, como no BHPS, onde alguns dados afirmam que esta seria igual a 0.3% [39]. O MCM calcula a probabili-

dade de observarmos o charme intrínseco no hádron e este valor é dado por,

$$P_{ic} = \frac{|r_c^2|}{r_p^2} = 0,9\% \quad (3.11)$$

aqui P_{ic} é a razão entre a área do charme e a área total do próton.

3.5 Modelo Tipo-Mar

Nas predições descritas acima, BHPS e MCM, a distribuição de charme é considerada como uma distribuição de valência (não singular para pequeno x), no entanto o modelo Tipo-Mar [7] (do inglês *Sea-Like*) considera esta mesma distribuição como sendo do tipo mar, sendo singular para pequeno x . O modelo Tipo-Mar é puramente fenomenológico e a distribuição de probabilidades é dada, de forma simplificada, por:

$$c(x) = \bar{c} \propto \bar{d}(x) + \bar{u}(x) \quad (3.12)$$

Neste modelo, o conteúdo de charme e anticharme presente no próton depende diretamente do conteúdo dos antiquarks de mar \bar{u} e \bar{d} .

3.6 A parametrização CTEQ

Por muito tempo nenhuma análise foi feita para a função de estrutura charmosa. Os dados do EMC são os únicos que mediram a função de estrutura charmosa para um regime relevante em (x, Q^2) e são os únicos dados do DIS citados como evidência para a existência do charme intrínseco [6, 29]. Salientamos que os dados de HERA para F_2^c provaram apenas a região de pequeno x .

A primeira análise global feita para as PDFs do próton levando em consideração a componente de charme intrínseca foi feita pela colaboração CTEQ [7]. Por isso, neste trabalho iremos utilizar a parametrização CTEQ6.5 ², pois ela considera a existência de uma componente de charme intrínseco na função de onda do próton. A CTEQ resolve a DGLAP em ordem dominante (LO) e além da ordem dominante (NLO). O valor da escala inicial utilizado pela CTEQ é $Q_0 = m_c = 1,3 \text{ GeV}$ e ela possui 15 parâmetros livres. A CTEQ

²Existem versões mais modernas da CTEQ6, as quais não alteram de forma significativa as predições para as distribuições de charme.

utiliza na análise global processos como DIS, Drell Yan e produção de jatos.

O grupo CTEQ caracteriza a magnitude da componente de charme intrínseco ($c(x, Q^2)$) da seguinte forma [7],

$$x_{c+\bar{c}} = \int_0^1 dx x [c(x, Q_0^2) + \bar{c}(x, Q_0^2)] \quad (3.13)$$

e

$$\int_0^1 c(x, Q_0^2) dx = \int_0^1 \bar{c}(x, Q_0^2) dx \quad (3.14)$$

onde (3.13) é a fração de momento do próton portada pelo quark charme e (3.14) nos diz que a probabilidade de encontrarmos o charme e o anticharme no próton é a mesma.

Na Fig.3.7, podemos ver a forma das diferentes parametrizações do charme intrínseco (utilizando a CTEQ6.5), para diferentes valor de Q^2 e para uma melhor comparação apresentamos também a distribuição *no-IC*, onde o conteúdo de charme presente no núcleon advém somente da evolução DGLAP.

Ao analisar a Fig.3.7 (para $Q^2 = 2, 25 \text{ GeV}^2$) podemos ver que para as regiões de pequeno x , apenas o modelo *Sea-Like* possui um comportamento diferente, pois ele é singular para $x \rightarrow 0$. Conforme vamos nos aproximando das regiões de maior x , ($x > 0.1$), os modelos BHPS e MCM vão se diferenciando do modelo *no-IC* e do *Sea-Like* e podemos ver uma maior influência do charme intrínseco nessas regiões, pois a componente intrínseca de charme carrega uma fração de momento maior que as componentes extrínsecas (quarks de mar), possuindo o mesmo comportamento dos quarks de valência. Ao evoluirmos as PDFs em Q^2 (para $Q^2 = 25, 50$ ou 100 GeV^2), verificamos que a contribuição da componente extrínseca cresce, pois, para valores grandes de Q^2 , a distribuição é dominada por glúons que geram pares $c\bar{c}$ de mar. Além disso, a diferença entre o modelo *no-IC* e os demais diminui, porque a contribuição dos quarks de mar e dos glúons se torna muito grande suprimindo a influência do sabor intrínseco, mas ainda sim podemos que existem contribuições provenientes das componentes intrínsecas.

A existência de uma componente de charme intrínseco na função de onda do próton pode nos levar a diversas consequências (explicações detalhadas em [49]). Por exemplo, a existência do par charmoso não perturbativo no próton altera as distribuições já conhecidas de momentum para os quarks de valência e para os quarks de mar. Além disso a

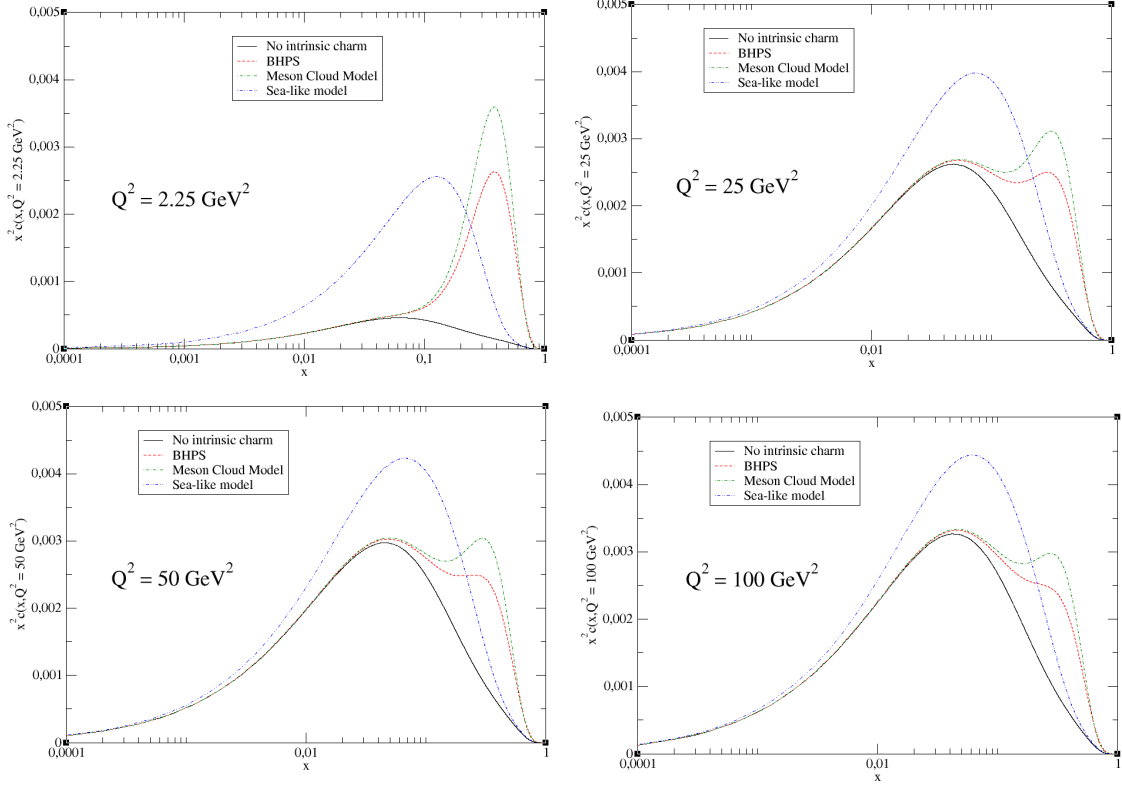


Figura 3.7 - Distribuição de momento de charme intrínseco no próton para os diferentes modelos de IC, evoluindo em Q^2 .

probabilidade de encontrar um quark charme portando uma grande fração de momento x é diferente de zero. A existência do charme intrínseco nos dá uma nova perspectiva da estrutura hadrônica, nos levando a um conhecimento mais profundo do Modelo Padrão, além de causar impactos na condição inicial das equações DGLAP e nas análises globais.

3.7 Conclusões

A existência de discrepâncias entre a teoria e dados experimentais levaram a estudos sobre uma possível componente não perturbativa de quarks pesados na função de onda do próton. Neste capítulo, estudamos as características que nos fazem distinguir a componente extrínseca e a componente intrínseca de quarks pesados, em particular, do quark charme. Os quarks extrínsecos (ou quarks de mar) populam regiões de pequeno x e estão relacionados com a divisão dos glúons em pares $Q\bar{Q}$, onde estes pares são provenientes das flutuações do próton. Os quarks intrínsecos populam regiões de grande x e o surgimento destes pares está relacionado com os quarks de valência do próton no estado inicial. Também caracterizamos os modelos que predizem a existência do charme intrínseco e, por fim, estudamos os pontos importantes da parametrização CTEQ. No próximo capítulo estudaremos a influência do charme intrínseco na produção dos bósons de calibre W^+ e Z^0 ,

utilizando os modelos BHPS, MCM e Tipo-Mar.

4 IMPLICAÇÕES FENOMENOLÓGICAS DO CHARME INTRÍNSECO NA PRODUÇÃO DE BÓSONS DE CALIBRE

Podemos examinar algumas propriedades das PDFs partônicas utilizando a dependência de rapidez na seção de choque para a produção dos bósons W^+ , W^- e Z^0 . Particularmente, a assimetria presente nas distribuições de rapidez para os bósons W^+ e W^- está vinculada com a diferença existente nas distribuições de $u(x)$ e $d(x)$ e, pode determinar $u(x)/d(x)$ [50]. Com base neste primeiro estudo para as distribuições de $u(x)$ e $d(x)$, foi proposto um estudo para determinar a distribuição de pártons para o charme na produção dos bósons W e Z , utilizando as distribuições de rapidez para esses bósons medidas pelo Tevatron [50, 51].

Nesta dissertação, focamos no artigo [50] que é o mais recente e analisa as assimetrias presentes nas distribuições de rapidez para os bósons W e Z , utilizando os dados fornecidos pelo LHC. A energia do LHC de centro de massa é de $\sqrt{s} = 7$ TeV e é muito mais alta que a do Tevatron que é de $\sqrt{s} = 1,8$ TeV, por isso a taxa de produção de partículas é mais alta e, por consequência, podemos acessar regiões de pequeno x , populadas pelos quarks de mar, que no Tevatron não eram possíveis por causa das baixas energias. Este artigo nos motivou a realizar um estudo similar ao proposto em [50], porém estendendo o estudo para os modelos que consideram a existência do charm intrínseco no interior do próton.

Neste capítulo, iremos avançar nossos estudos na compreensão do conteúdo de quarks pesados no interior do próton. Para tanto, estudamos a produção de bósons de gauge massivos em colisões próton-próton no Grande Colisor de Hádrons, considerando diferentes modelos para as distribuições de quarks. Em particular, estimamos a distribuição de rapidez para a produção dos bósons W^+ e Z^0 e seções de choque total em colisões pp para energias de centro-de-massa de 7 e 14 TeV. Além disso, estimamos o comportamento de algumas razões entre seções de choque diferenciais, as quais são mais sensíveis à contribuição da componente charmosa na função de onda do próton.

4.1 Seção de choque de produção

Os bósons de calibre W^+ e Z^0 , mediadores da interação fraca, são produzidos, em ordem dominante, em um colisor hadrônico através da interação entre um quark e um antiquark. O quark (ou antiquark) está associado a um próton e o antiquark (ou quark) a outro, como podemos ver na Fig.4.1, onde estão representados os processos básicos em ordem dominante.

A expressão geral para determinarmos a seção de choque para a produção dos bóson W

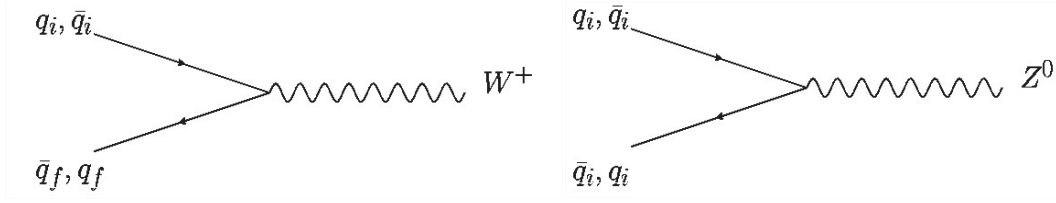


Figura 4.1 - Subprocessos de produção dos bósons W^+ e Z^0 .

e Z , em ordem dominante, é dada por

$$\sigma_{AB \rightarrow W/Z} = \sum_{a,b} \int dx_a \int dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z} \quad (4.1)$$

onde $x_{a(b)}$ são as frações de momento carregadas pelos pártons $a(b)$ ao colidirem com os hádrons $A(B)$ e $f_{a/A}(x_a, Q^2)$ e $f_{b/B}(x_b, Q^2)$ são as funções de distribuições partônicas para os sabores a e b , respectivamente. A virtualidade Q está relacionada com a escala de fatorização, μ_F , e aqui assumimos que $\mu_F = M_{W/Z}$.

As frações de momento partônicas, $x_1 = x_a$ e $x_2 = x_b$, são relacionadas com a variável cinemática rapidez Y , através das equações

$$x_1 = \frac{M_{W,Z}}{\sqrt{s}} e^Y \quad (4.2)$$

e

$$x_2 = \frac{M_{W,Z}}{\sqrt{s}} e^{-Y} \quad (4.3)$$

sendo $M_{W,Z}$ são as massas dos bósons W e Z , fixadas em $M_W = 80,399$ GeV e $M_Z = 91,188$ GeV. A constante de Fermi é $G_F = 1,166 \times 10^{-5}$ GeV $^{-2}$ e $\sin^2 \theta_W = 0,23$. A rapidez de uma partícula é dada por:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (4.4)$$

e para o caso em que podemos negligenciar a massa da partícula, i.e, $E^2 = p^2 + m^2 \approx p^2$,

teremos

$$Y \approx \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) = \eta \quad (4.5)$$

onde η é a pseudo-rapidez. Portanto, para altas energias $E \gg m$, a rapidez e a pseudo-rapidez são equivalentes. Em (4.2) e (4.3) os limites inferiores e superiores da rapidez Y são $-\ln(\sqrt{s}/M_{W,Z})$ e $\ln(\sqrt{s}/M_{W,Z})$, respectivamente. Para verificarmos a existência do charme intrínseco devemos explorar regiões de grande x , por isso, por exemplo, em (4.2) verificamos que para grandes valores de Y , temos valores altos de x_1 .

As seções de choque partônicas $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z}$ calculadas em [52] são dadas por

$$\sigma^{q\bar{q}' \rightarrow W} = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} M_W^2 |V_{ff'}|^2 \delta(\hat{s} - M_W^2) \quad (4.6)$$

$$\sigma^{q\bar{q}' \rightarrow Z} = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} M_Z^2 (V_f^2 + A_f^2) \delta(\hat{s} - M_Z^2) \quad (4.7)$$

onde $|V_{ff'}|$ é o elemento apropriado da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Além disso, $V_f = T_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_W$ e $A_f = T_f^3$ são os acoplamentos vetoriais e axiais do férmion f para o bóson Z , respectivamente, onde $T_f^3 = \pm \frac{1}{2}$, sendo (+) para os quarks up e (−) para os quarks down. Por fim, temos que Q_f é dado em unidades da carga elétrica do pósitron $e = g_w \sin \theta_W$.

A matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) contém a informação necessária sobre a probabilidade de um quark mudar de sabor através da interação fraca, onde podemos representá-la da seguinte forma [53]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

As seções de choque diferencial em colisões pp para a produção dos bósons W e Z são [50], respectivamente,

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow W^+ X) = & \frac{2\pi G_f}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ |V_{ud}|^2 [u(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)u(x_2)] + \\
& + |V_{us}|^2 [u(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)u(x_2)] + |V_{cs}|^2 [c(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)c(x_2)] + \\
& + |V_{cd}|^2 [c(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)c(x_2)] + |V_{ub}|^2 [u(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)u(x_2)] + \\
& + |V_{cb}|^2 [c(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)c(x_2)] \} \quad (4.9)
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow ZX) = & \frac{2\pi G_f}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ g_u^2 [u(x_1)\bar{u}(x_2) + \bar{u}(x_1)u(x_2) + c(x_1)\bar{c}(x_2) + \\
& + \bar{c}(x_1)c(x_2)] + g_d^2 [d(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)d(x_2) + s(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)s(x_2) + \\
& + b(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)b(x_2)] \} \quad (4.10)
\end{aligned}$$

onde incluímos as contribuições entre quarks do tipo valência-mar e mar-mar. No caso em que estamos trabalhando (em ordem dominante), não há contribuições do tipo valência-valência em colisões pp . As constantes g_u^2 e g_d^2 são, respectivamente,

$$g_u^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{32}{9} \sin^4 \theta_w \right) \quad (4.11)$$

$$g_d^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{8}{9} \sin^4 \theta_w \right) \quad (4.12)$$

4.2 Resultados

Em um primeiro momento estudamos as contribuições do charme na seção de choque para a produção dos bósons W^+ e Z^0 . Na Fig.4.2 apresentamos a seção de choque parcial para a produção de W^+ em função da rapidez considerando apenas as interações dependentes do quark charme, i.e.,

$$\begin{aligned}
\left. \frac{d\sigma}{dY} \right|_{\text{charme}}^{W^+} = & \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ |V_{cs}|^2 [c(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)c(x_2)] + \\
& + |V_{cd}|^2 [c(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)c(x_2)] + |V_{cb}|^2 [c(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)c(x_2)] \} \quad (4.13)
\end{aligned}$$

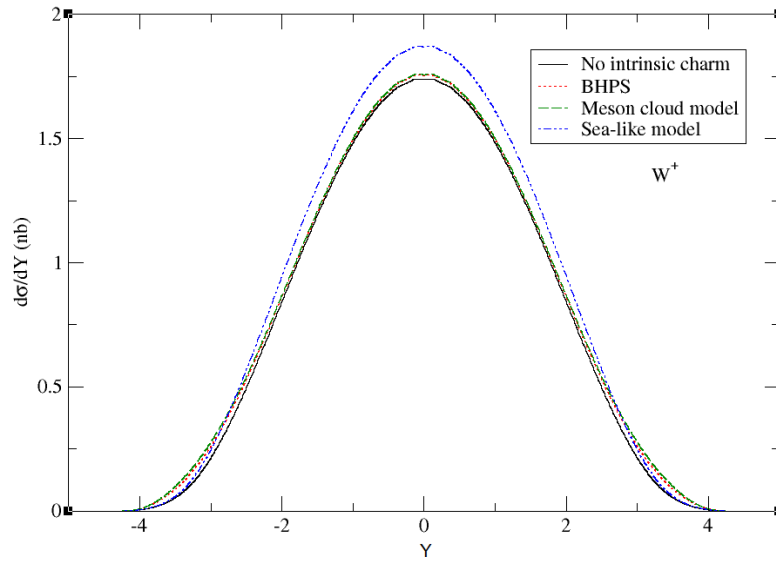


Figura 4.2 - Contribuição do charme na seção de choque para a produção do bóson W^+ .

Na Fig.4.3, também consideramos apenas as contribuições do quark charme na seção de choque para a produção do bóson Z^0 , dada por:

$$\left. \frac{d\sigma}{dY} \right|_{\text{charm}}^Z = \frac{2\pi G_F}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{g_u^2 [c(x_1)\bar{c}(x_2) + \bar{c}(x_1)c(x_2)]\} \quad (4.14)$$

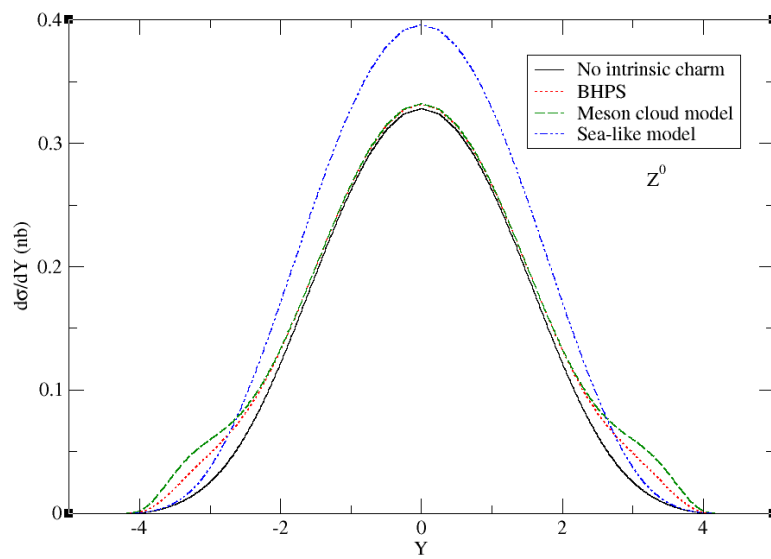


Figura 4.3 - Contribuição do charme na seção de choque para a produção do bóson Z^0 .

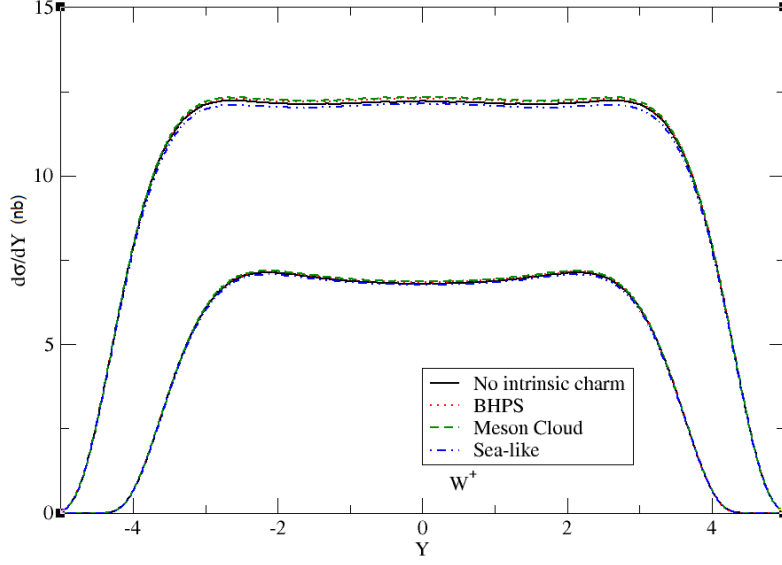


Figura 4.4 - Distribuição de rapidez para a seção de choque do bóson W^+ para $\sqrt{s} = 14$ TeV (curvas superiores) e $\sqrt{s} = 7$ TeV (curvas inferiores).

Nas figuras 4.2 e 4.3 podemos ver uma comparação entre os diferentes modelos que pre dizem a existência do charme intrínseco, para a energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV. Notamos uma contribuição maior do charme nas regiões de grande rapidez e de rapidez central. Na Fig.4.3, podemos ver uma maior diferença entre as curvas, em comparação com a Fig.4.2, porém se verificarmos a Eq.(4.14) percebemos que a única contribuição existente nesse caso é de $c\bar{c}$, enquanto que na Eq.(4.13) encontramos interações entre $c\bar{s}$, $c\bar{d}$ e $c\bar{b}$.

Nas figuras 4.4 e 4.5 mostramos as distribuições para as seções de choque apresentadas nas equações (4.9) e (4.10) levando em conta todas as interações entre os quarks, não apenas as que levam em consideração o quark charme, como feito anteriormente. Aqui, estamos utilizando energias de centro de massa de $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 14$ TeV.

As interações mar-mar dominam as regiões de rapidez central, enquanto as interações valência-mar dominam as regiões de rapidez frontal e traseira, por isso vemos diferenças no formato das distribuições das figuras 4.4 e 4.5. Das equações (4.2) e (4.3) podemos concluir em um primeiro momento que quanto maior a energia de centro de massa, menor será o valor de x e, conseqüentemente, as interações mar-mar se tornam mais importantes que as de valência-mar para altas energias. Em um segundo momento concluimos que esse efeito domina as regiões de rapidez central. Verificamos nas figuras 4.4 e 4.5 que o efeito dos diferentes modelos de charme intrínseco é quase imperceptível, isso se deve ao fato que os quarks de valência e de mar, u e d , influenciam mais fortemente na seção de choque que os quarks charme.

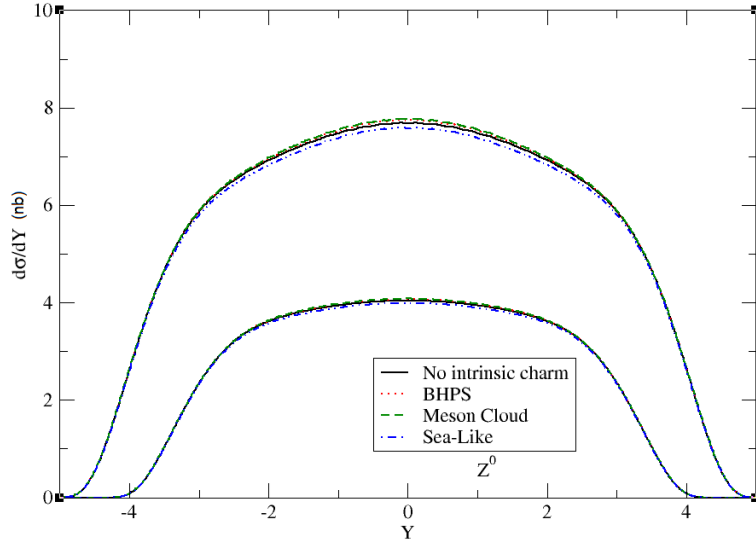


Figura 4.5 - Distribuição de rapidez para a seção de choque do bóson Z^0 para $\sqrt{s} = 14$ TeV (curvas superiores) e $\sqrt{s} = 7$ TeV (curvas inferiores).

Para estimarmos a influência do charme no próton, estudamos a variável $B(Y)$ definida por,

$$B(Y) = \frac{d\sigma_{W^+}/dY + d\sigma_{W^-}/dY}{d\sigma_Z/dY} \quad (4.15)$$

Esta variável proposta em [51] é uma candidata para definir a magnitude das distribuições de charme no próton para a produção dos bósons W e Z . A variável $B(Y)$ é um bom parâmetro para estudar o comportamento da PDF do charme, pois ela é definida experimentalmente, pois as seções de choque em função da rapidez para os bósons W e Z são extraídas do LHC e, também, pode ser analisada diretamente das expressões em ordem dominante dadas por (4.9) e (4.10). Neste trabalho, decidimos expandir o estudo de $B(Y)$ levando em consideração os modelos dependentes de charme intrínseco, apresentando nossos resultados na Fig.4.6. Vale salientar que $B(Y)$ pode ser analisado utilizando cálculos além da ordem dominante [50]. Nossos resultados indicam que a variável $B(Y)$ não é fortemente alterada pela presença ou não de uma componente intrínseca.

4.3 Conclusões

Neste capítulo, comparamos as distribuições de rapidez para as seções de choque para a produção dos bósons W^+ e Z^0 , em colisões pp . Além disso, analisamos a quantidade $B(Y)$ que é uma candidata para definir a magnitude das distriubuições de charme no próton,

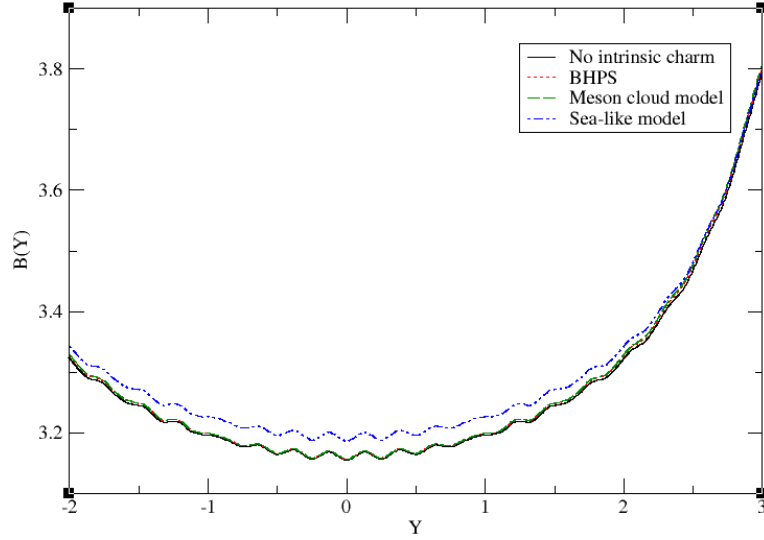


Figura 4.6 - $B(Y)$ em função de Y para $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$.

porém esta não se mostrou muito eficiente para determinar a presença ou não do charme intrínseco, por isso iremos investigar outros observáveis. Em um primeiro momento, consideramos apenas as interações dependentes do charme e logo após todas as interações: dependentes ou não do quark charme. Podemos concluir, que quando estudamos a seção de choque total a influência do charme é muito pequena, logo para provarmos a existência do charme intrínseco na função de onda do próton devemos considerar a produção do charme em outros estados finais como, onde as seções de choque dependam exclusivamente do quark charme, como por exemplo, para a produção de $\gamma + c$ e $Z + c$ (estudadas no próximo capítulo).

5 IMPLICAÇÕES FENOMENOLÓGICAS DO CHARME INTRÍNSECO NA PRODUÇÃO ASSOCIADA DE BÓSONS DE CALIBRE E QUARKS PESADOS

Muitas evidências de Nova Física em colisores hadrônicos envolvem os bósons de gauge (W , Z e γ) e jatos contendo quarks pesados (c, b) [54]. Estudos envolvendo a produção do bóson Z ou γ associado com jatos de quarks pesados ajudam a testar cálculos da QCD perturbativa [54]. A produção do bóson Z em colisões $p\bar{p}$ e pp nos fornece informações importantes para estudar a estrutura interna do próton, pois possui assinaturas experimentais limpas e além disso o bóson Z é produzido em elevada taxa no Tevatron e no LHC [55]. Neste trabalho, estudaremos as seções de choque, em ordem dominante, para a produção de um bóson Z ou de um γ associado a um quark charme considerando os subprocessos $g + c \rightarrow Z + c$ e $g + c \rightarrow \gamma + c$. Estudar e medir a magnitude da seção de choque para estes processos é importante, pois permite uma comparação mais precisa entre a teoria e dados experimentais. O colisor Tevatron mediu a seção de choque para estes dois processos, onde podemos encontrar as análises experimentais em [56].

Nossos cálculos são realizados em ordem dominante para colisões hadrônicas no LHC e no colisor Tevatron. Logo após estimamos a seção de choque diferencial como função do momento transversal do fóton ou do bóson Z para os dois casos em questão, utilizando os diferentes modelos para o charme intrínseco. Além disso, fixamos alguns valores para o momento transversal do fóton e do bóson Z e também fixamos valores para a rapidez do quark charme, a fim de obter as melhores regiões cinemáticas para definirmos a influência do charme intrínseco no próton. Por fim, calculamos a razão entre os modelos que consideram a existência do charme intrínseco e os que não consideram a fim de obter qual é a magnitude do charme intrínseco no próton.

5.1 Seção de choque de produção

A produção associada de um bóson de calibre e um quark charme é descrita, em ordem dominante, pelo subprocesso $g + Q \rightarrow B + Q$ e é representado na Fig.5.1. Dependendo do caso que estaremos analisando o B pode ser relacionando ao fóton γ ou ao bóson Z .

Este processo é da ordem de $\alpha_{em}\alpha_s$ [57], onde α_{em} é a constante de acoplamento da interação eletromagnética e α_s é a constante de acoplamento da interação forte. Para o nosso estudo estamos considerando $Q = c$.

Para o processo $g + c \rightarrow \gamma + c$ as amplitudes são

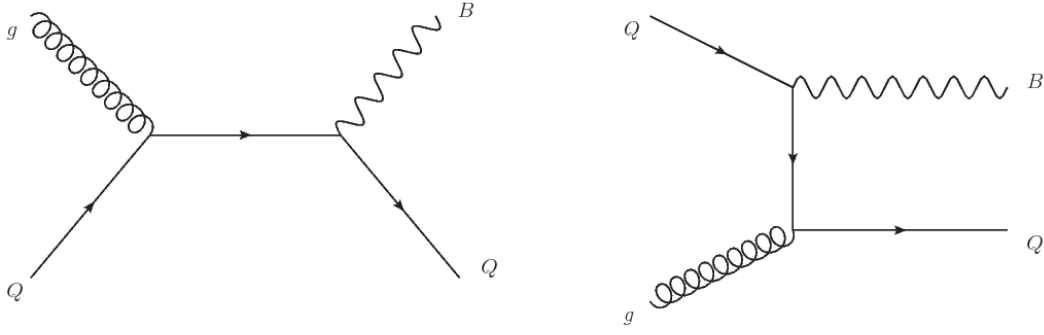


Figura 5.1 - Espalhamento Compton.

$$iM_{q1} = ig_s Q e \bar{u}(p_4, s_4) (\gamma^\mu) (\gamma^\nu T^a) \frac{\not{p}_a}{p_a^2} u(p_1, s_1) \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu \quad (5.1)$$

$$iM_{q2} = -ig_s Q e \bar{u}(p_4, s_4) (\gamma^\mu) \frac{\not{p}_c}{p_c^2} (\gamma^\nu T^a) u(p_1, s_1) \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu \quad (5.2)$$

onde Q é a virtualidade do fóton, $p_a = p_2 - p_4$ e $p_c = p_1 + p_2$.

Para $g + c \rightarrow Z + c$, sendo a amplitude de produção a soma de dois elementos de matriz M_{q1} e M_{q2} :

$$iM_{q1} = i \frac{g_s g_z}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_4, s_4) \frac{i \not{p}_a}{p_a^2} (\gamma^\mu) (R_q(1 + \gamma^5) + L_q(1 - \gamma^5)) u(p_1, s_1) \epsilon_\nu \epsilon_\mu^* \quad (5.3)$$

$$iM_{q2} = i \frac{g_s g_z}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_4, s_4) (\gamma^\mu) (R_q(1 + \gamma^5) + L_q(1 - \gamma^5)) \frac{i \not{p}_c}{p_c^2} (\gamma^\nu T^a) u(p_1, s_1) \epsilon_\nu \epsilon_\mu^* \quad (5.4)$$

onde $p_a = p_2 - p_4$ e $p_c = p_1 + p_2$ e

$$g_z^2 = \frac{\pi \alpha}{2x_w(1 - x_w)} \quad (5.5)$$

com $x_w \equiv \sin^2 \theta_w \approx 0,23$ (ângulo de Weinberg) e $\alpha_{em} \approx 1/137$.

A amplitude quadrada, $|M_g|^2 = |M_{q1} + M_{q2}|^2$ para ambos processos, é dada por:

$$|M_g|^2 = \frac{16\pi^2 \alpha_s \alpha (R_q^2 + L_q^2)}{9x_w(1 - x_w)} \left(\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2 + 2\hat{s}m_Z^2}{\hat{t}\hat{u}} \right) \quad (5.6)$$

onde $\alpha_s = g_s^2/4\pi$. Para $g + Q \rightarrow Z + Q$, as constantes R_q^2 e L_q^2 , serão

$$R_q^2 = 4e_q^2 \sin^4 \theta_w \quad (5.7)$$

$$L_q^2 = \tau_q^2 - 4e_q \tau_q \sin^2 \theta_w + 4e_q^2 \sin^4 \theta_w \quad (5.8)$$

onde τ_q é o isospin do quark q (sendo $\tau = 1$ para os quarks u, c, t e $\tau = -1$ para d, s, b) e e_q é a carga fracionária do quark q . Para o caso $g + Q \rightarrow \gamma + Q$, teremos

$$\frac{(R_q^2 + L_q^2)}{x_w(1 - x_w)} \rightarrow 2e_q^2 \quad (5.9)$$

e a amplitude quadrada $|M_g|^2$, será [58]

$$\overline{|M_{gc \rightarrow c\gamma}|^2} = e_q^2 \frac{1}{N_c} \left[-\frac{\hat{s}}{\hat{u}} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right] \quad (5.10)$$

onde \hat{s} e \hat{u} são as variáveis de Mandelstam do processo, e_q é a fração de carga portada pelos quarks e $N_c = 3$ representa o número de cores dos quarks. As variáveis y_γ e p_{T_γ} (ou y_c e p_{T_c}) representam, respectivamente, a rapidez e o momento transversal do fóton (ou do quark charme).

A seção de choque para estes processos é

$$\frac{d\sigma}{dP_{TZ} dy_Z dy_c dP_{T_\gamma}} = \sum_{g,q,\bar{q}} f(\bar{x}_1, \mu^2) f(\bar{x}_2, \mu^2) \frac{|M_g|^2}{(2\pi)^2 4\bar{x}_1 \bar{x}_2 s^2} \quad (5.11)$$

onde s é o quadrado da energia de centro de massa das colisões hadrônicas, x_1 e x_2 são as frações de momento dos prótons e as PDFs do nucleon são $f(\bar{x}_1, \mu^2)$ e $f(\bar{x}_2, \mu^2)$. As frações de momento para o subprocesso $g + c \rightarrow B + c$, são

$$\bar{x}_1 = \frac{m_{TB} e^{y_B} + p_{T_c} e^{y_c}}{\sqrt{s}} \quad (5.12)$$

$$\bar{x}_2 = \frac{m_{TB} e^{-y_B} + p_{T_c} e^{-y_c}}{\sqrt{s}} \quad (5.13)$$

com $m_T = \sqrt{p_{T_B}^2 + m_B^2}$. No caso do fóton $m_B^2 = 0$.

5.2 Resultados para a produção associada de $\gamma + c$

No que segue, iremos inicialmente estimar a seguinte seção de choque diferencial,

$$\frac{d\sigma}{dp_{T_\gamma}} = \int dy_c \int dp_{T_c} \int dy_\gamma \frac{d\sigma}{dp_{T_c} dy_c dp_{T_\gamma} dy_\gamma} \quad (5.14)$$

Utilizando a Eq.(5.14), obtemos os gráficos das figuras 5.2 e 5.3 (esquerda) onde vemos como as diferentes parametrizações afetam a seção de choque estudada para as energias de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV e 7 TeV respectivamente. Estamos integrando, para ambos os casos, na região de rapidez central, integrando a rapidez do charme e do fóton entre $-1 < y_{\gamma,c} < 1$ e o $10 < p_{T_c} < 100$ GeV. Na Fig.5.2 estamos considerando a energia de centro de massa do Tevatron que é $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, onde na Fig.5.2 (direita) podemos ver o gráfico das razões para os diferentes modelos (divisão entre os modelos que consideram o charme intrínseco e o que não considera) e verificamos uma diferença grande entre as PDFs para quase todos os valores de p_{T_γ} . A diferença não é tão grande para valores pequenos do momento transversal, porém quando aumentamos p_{T_γ} essa diferença se torna mais visível e isso é esperado devido as próprias diferenças existentes entre os modelos de charme intrínseco para maiores valores de x . Tais resultados concordam com aqueles apresentados em [57].

Ao aumentarmos a energia do centro de massa para $\sqrt{s} = 7$ TeV que é a energia do LHC no run I, como na Fig.5.3 à esquerda, não percebemos uma diferença significativa entre as diferentes PDFs, pois quando aumentamos os valores de energia vamos para regiões de menor x (de acordo com a Eq.(5.12)), onde fica mais difícil verificar o efeito dos diferentes modelos de charme intrínseco. Na Fig.5.3 (direita) apresentamos a razão entre as diferentes parametrizações do charme intrínseco, onde podemos verificar que o modelo *Sea-Like* possui uma diferença muito grande quando comparado com o BHPS e o MCM, pois como estamos trabalhando na região de rapidez central, consequentemente, estamos olhando para regiões de pequeno x , onde o *Sea-Like* apresenta maior conteúdo de charme que os outros modelos.

Na Fig.5.4 consideramos uma região de rapidez mista, onde o charme está na região de rapidez frontal ($2 < y_c < 4.5$), enquanto o fóton está na região de rapidez central ($-1 < y_\gamma < 1$). Já na Fig.5.5 tanto o fóton quanto o charme estão na região de rapidez frontal ($2,0 < y_{c,\gamma} < 4,5$). Ao compararmos as duas últimas figuras podemos verificar que para regiões de rapidez frontal a diferença entre os diferentes modelos de IC é maior que na região de rapidez mista, pois estamos trabalhando em regiões de grande x , onde

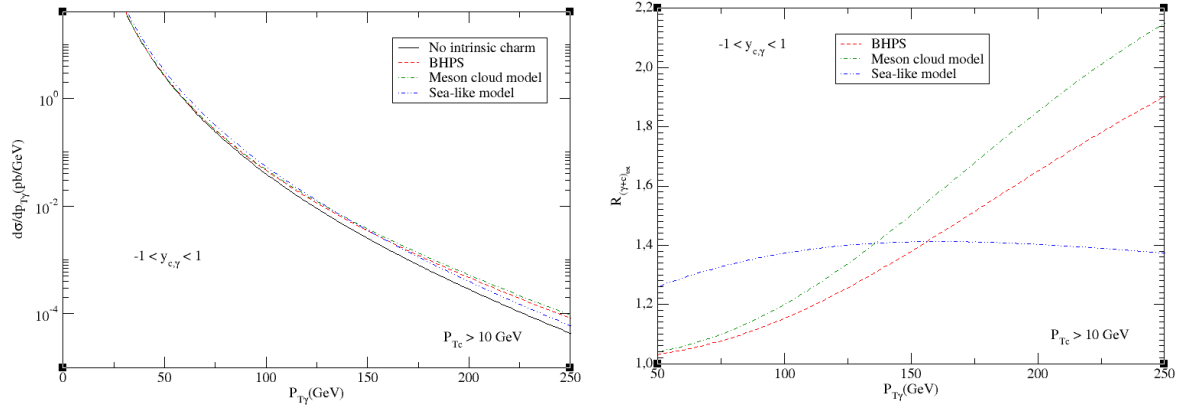


Figura 5.2 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ para $\sqrt{s}=1.96$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

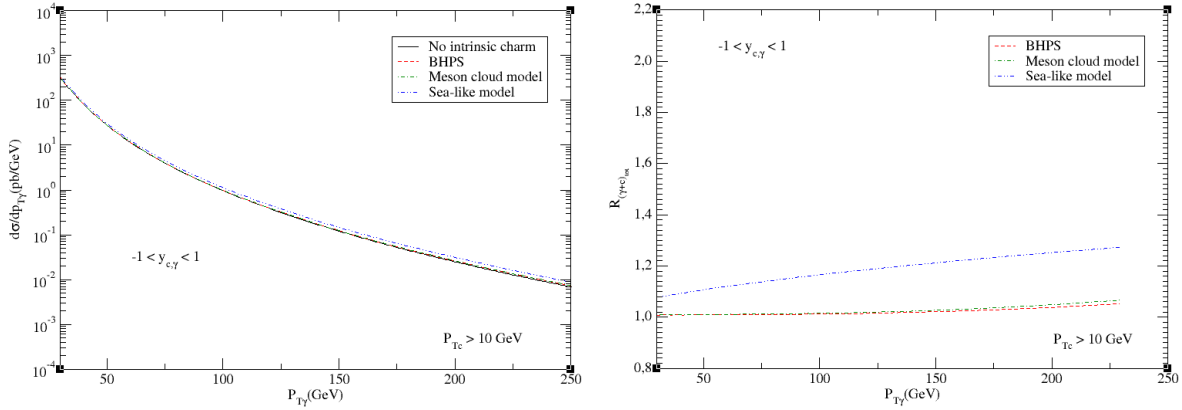


Figura 5.3 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

a influência do charme intrínseco é maior, como mostrado na Fig.3.7. Se observarmos a Fig.5.5, podemos verificar que para seção de choque diferencial em função de $p_{T\gamma}$, existe uma diferença maior entre o modelo *Sea-Like* e os demais modelos, pois ao trabalharmos em regiões de grande x o *Sea-Like* comporta-se como o *no-IC*. Nas figuras 5.4 e 5.5 à direita, encontramos a razão para as diferentes parametrizações de IC e podemos concluir que para a região de rapidez frontal a influência do charme intrínseco é maior que na região de rapidez mista ou central. Essa diferença é acentuada para os modelos BHPS e MCM, nas regiões de rapidez central, principalmente para $100 \text{ GeV} < p_{T\gamma} < 150 \text{ GeV}$, pois nas regiões de grande x esses modelos apresentam seu maior pico.

Agora, iremos analisar o comportamento dos modelos de charme intrínseco para alguns valores fixos do momento transversal do fóton, $p_{T\gamma}$, dado pela equação

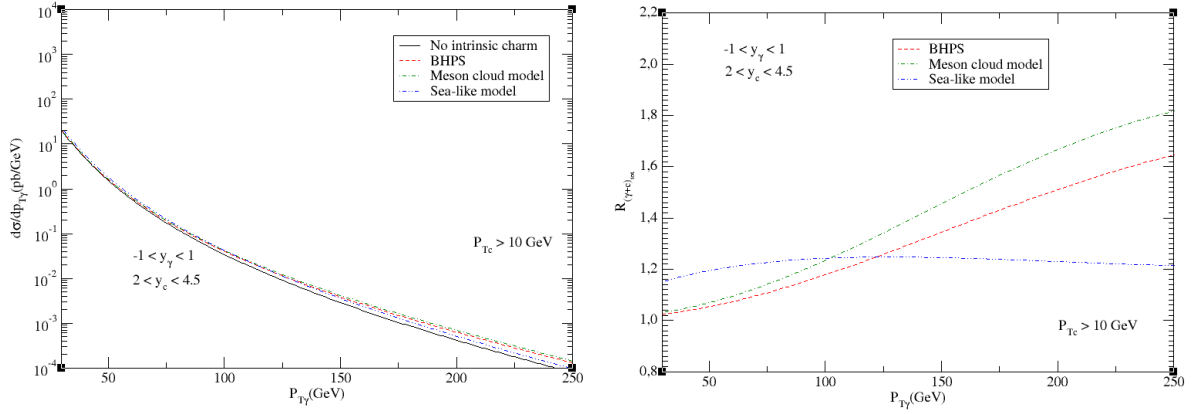


Figura 5.4 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ na região de rapidez mista para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

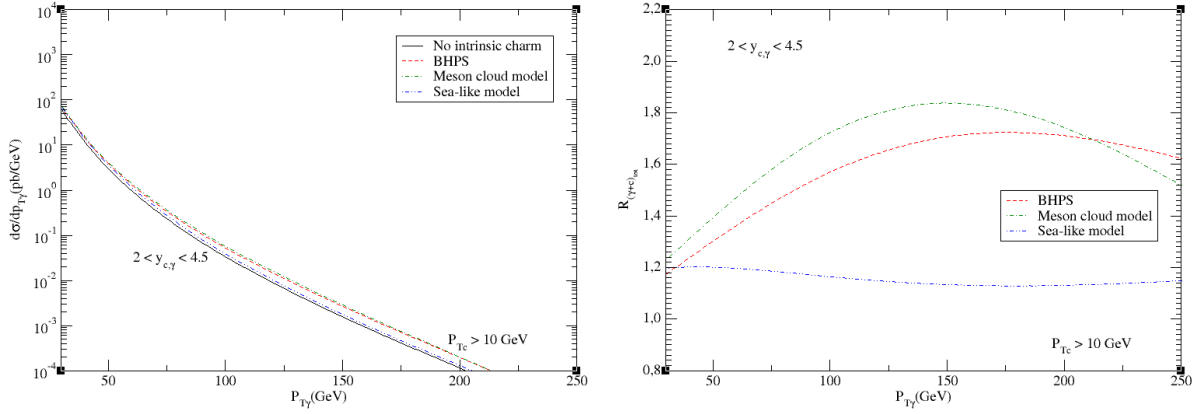


Figura 5.5 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T\gamma}$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de $p_{T\gamma}$ na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

$$\frac{d\sigma}{dy_\gamma dp_{T\gamma}} = \int dy_c \int dp_{Tc} \frac{d\sigma}{dp_{Tc} dy_c dp_{T\gamma} dy_\gamma} \quad (5.15)$$

Estamos considerando que $p_{T\gamma}$ terá valores fixos de 10, 50 ou 100 GeV e estamos integrando para as regiões de rapidez central ($-1 < y_{\gamma,c} < 1$) e frontal ($2 < y_{\gamma,c} < 4,5$). A região de rapidez do fóton varia entre 0 e 6, conforme mostram os gráficos abaixo.

Para os gráficos de $p_{T\gamma}$ fixo, podemos verificar qual a melhor região cinemática para investigarmos a influência do charme intrínseco analisando o gráfico da razão (esquerda) para $p_{T\gamma} = 10, 50$ ou 100 GeV. Podemos verificar $p_{T\gamma} = 10$ GeV representado nas Figs. 5.6 e 5.7,

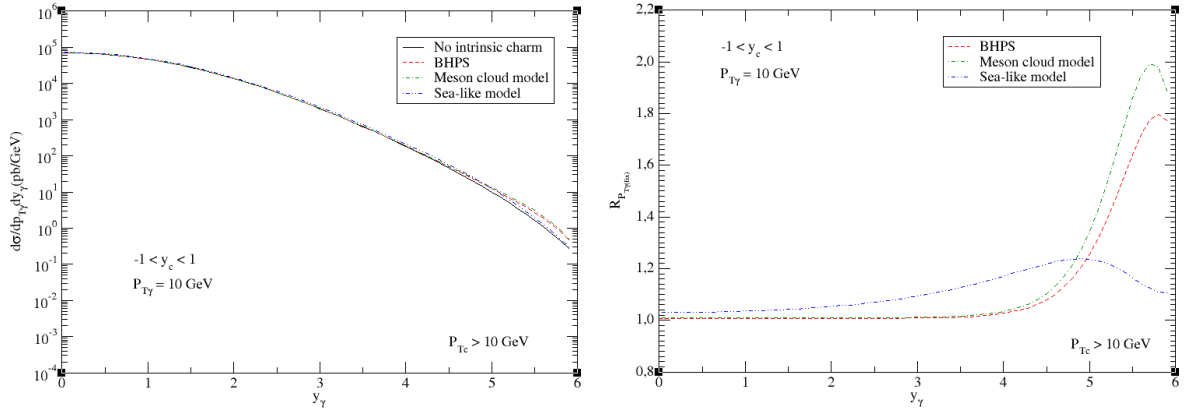


Figura 5.6 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 10$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

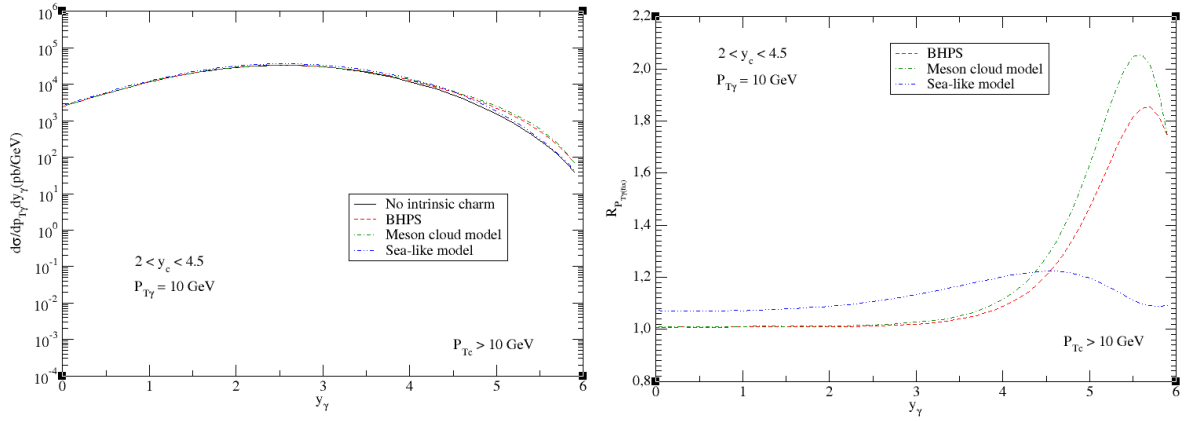


Figura 5.7 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 10$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

onde integramos para a região de rapidez central e frontal, respectivamente. Comparando as figuras 5.6 e 5.7 verificamos que existe uma diminuição da seção de choque. Porém para a razão ambas regiões de rapidez apresentam um pico entre $5 < y_\gamma < 6$. Entretanto esta região de rapidez não é ideal para procurarmos experimentalmente a influência do charme intrínseco, pois os detectores atuais não atuam nesta região de rapidez.

Ao aumentarmos o valor do p_{T_γ} , notamos um deslocamento do pico de rapidez para as regiões mais centrais do gráfico, como nos resultados apresentados nas Figs. 5.8 e 5.9, onde a maior diferença entre os modelos ocorre na região de $2,5 < y_\gamma < 4,5$. As Figs. 5.10 e 5.11 a direita, para $p_{T_\gamma} = 100$ GeV mostram uma maior diferença entre os modelos estudados na região de rapidez entre $2,5 < y_\gamma < 4,5$, com um pico em $y_\gamma = 3$. Com nossos estudos não notamos nenhum comportamento fora do padrão para alguma região

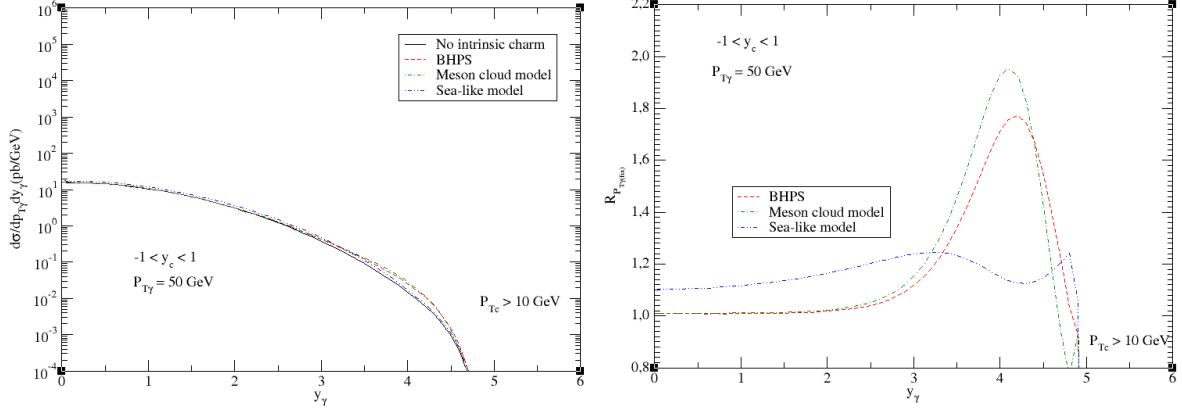


Figura 5.8 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 50$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

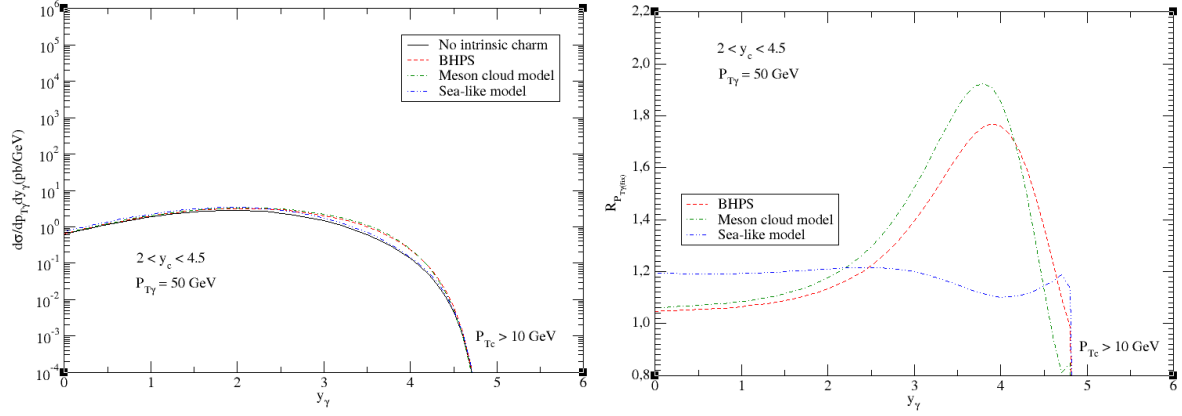


Figura 5.9 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 50$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

cinemática específica, mas podemos provar em quais regiões existe uma diferença mais significativa entre os modelos que consideram a existência do charme intrínseco e o modelo que não considera sabores intrínsecos.

Para finalizar nosso estudo do subprocesso $g + c \rightarrow \gamma + c$, fixamos o valor da rapidez do charme nos seguintes valores representativos $y_c = 0, 3$ ou 6 e integramos a seguinte seção de choque diferencial

$$\frac{d\sigma}{dy_\gamma dy_c} = \int dp_{T_\gamma} \int dp_{T_c} \frac{d\sigma}{dp_{T_c} dy_c dp_{T_\gamma} dy_\gamma} \quad (5.16)$$

Ao fixarmos o valor de y_c em $0, 3$ ou 6 , podemos verificar nas Figs. 5.12, 5.13 e 5.15 que

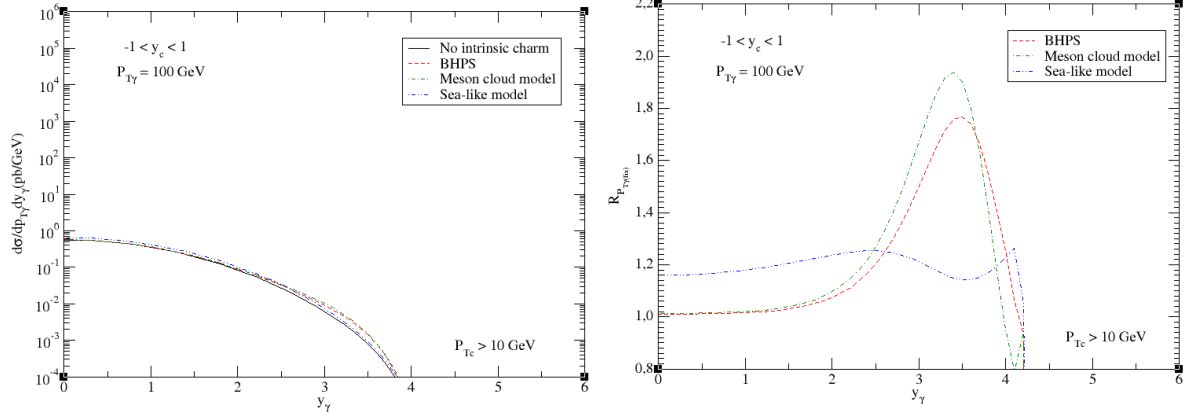


Figura 5.10 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 100$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

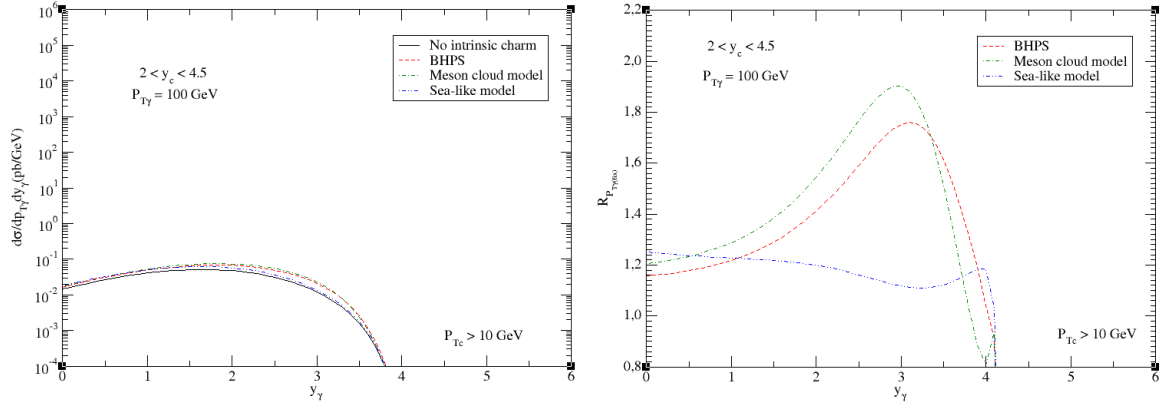


Figura 5.11 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ e $p_{T_\gamma} = 100$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

a região de rapidez do fóton entre 2,5 e 4,5 é a região onde a diferença entre os modelos que consideram ou não a existência do charme intrínseco se mostra mais explícita. Com os gráficos mostrados nessa seção podemos salientar que o modelo *Sea-Like* se comporta de maneira diferente dos demais modelos, pois este possui seu pico em regiões de menor rapidez, enquanto o BHPS e o *Meson-Cloud* se mostram mais acentuados em regiões de maior rapidez.

Para todas regiões cinemáticas estudadas nesta seção analisamos a razão entre os modelos de charme intrínseco, onde apontamos que a magnitude das razões fica na ordem de 2.

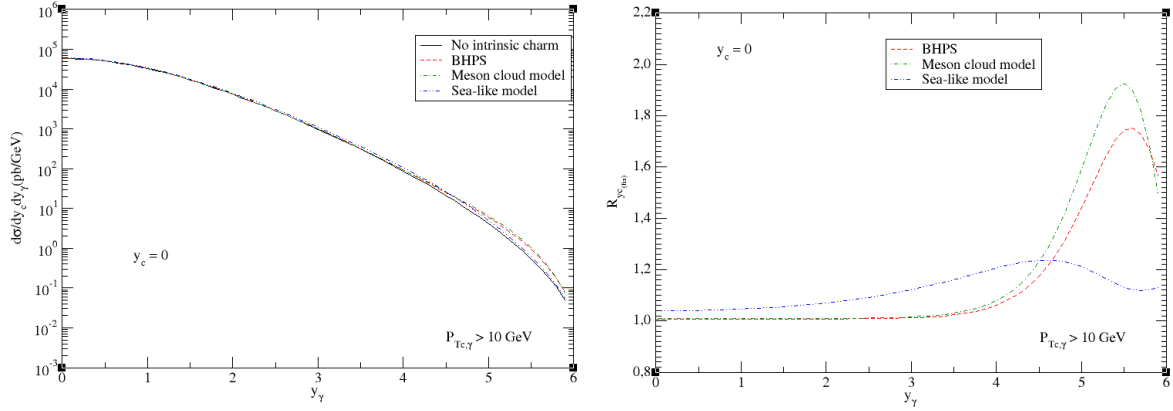


Figura 5.12 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ com $y_c = 0$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

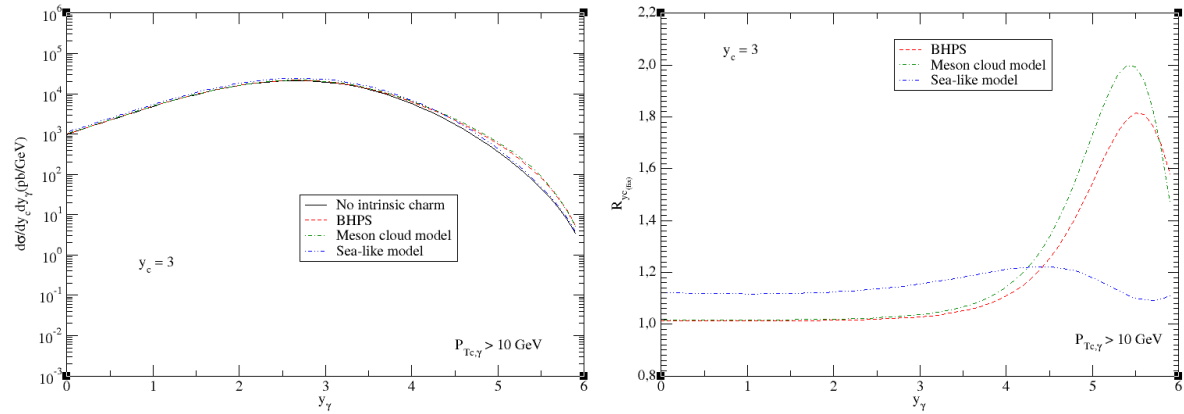


Figura 5.13 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ com $y_c = 3$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

5.3 Resultados para a produção associada de $Z + c$

Nesta seção apresentamos nossos resultados para a produção associada de um bóson Z e um quark charme, em ordem dominante, para o subprocesso $g + c \rightarrow Z + c$. A seção de choque para esse processo, especialmente na região frontal, nos fornece informações importantes sobre a distribuição partônica do quark charme no interior do próton [59].

No que segue iremos estimar a seguinte seção de choque diferencial,

$$\frac{d\sigma}{dp_{T_Z}} = \int dy_c \int dp_{T_c} \int dy_Z \frac{d\sigma}{dp_{T_c} dy_c dp_{T_Z} dy_Z} \quad (5.17)$$

Nos gráficos apresentamos nossas previsões para as regiões de rapidez central ($-1 < y_{\gamma,c} <$

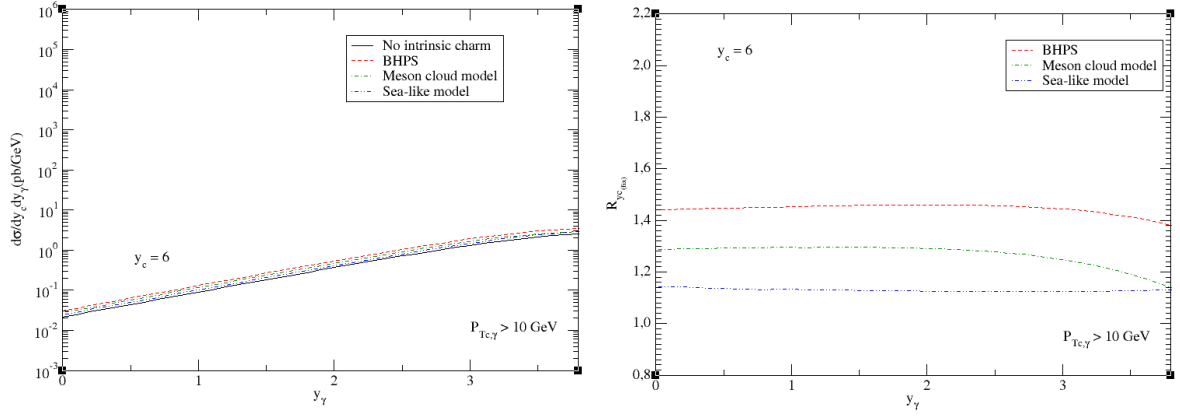


Figura 5.14 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_\gamma$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_γ com $y_c = 6$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

1), frontal ($2 < y_{\gamma,c} < 4,5$) e mista ($-1 < y_\gamma < 1$ e $2 < y_c < 4,5$). Podemos perceber que na Fig.5.17 (direita), onde estamos considerando a região frontal de rapidez, existe uma diferença maior entre os modelos que consideram o charme intrínseco quando comparado as Figs. 5.15 e 5.16 que consideram as regiões de rapidez centra e mista, respectivamente. Como dito anteriormente, podemos verificar uma maior influência do charme intrínseco na região de rapidez frontal, pois este porta uma fração de momento maior que os quarks de mar, populando regiões de grande x . Considerando subprocesso $g + c \rightarrow Z + c$, podemos atingir regiões de maior x , devido a influência da massa do bóson Z , como vemos na equação (5.12).

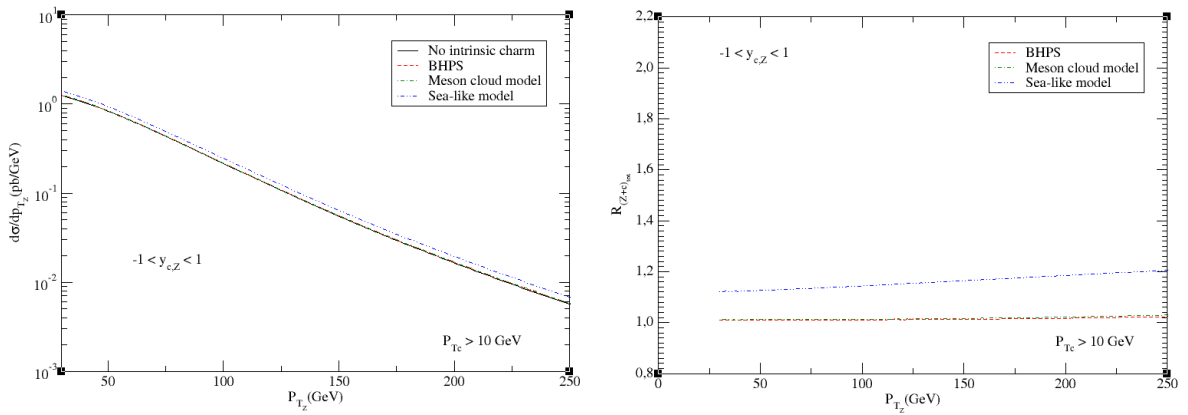


Figura 5.15 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T_Z}$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de p_{T_Z} na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV (esquerda) e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

Neste momento, estudaremos o comportamento dos modelos de charme intrínseco para

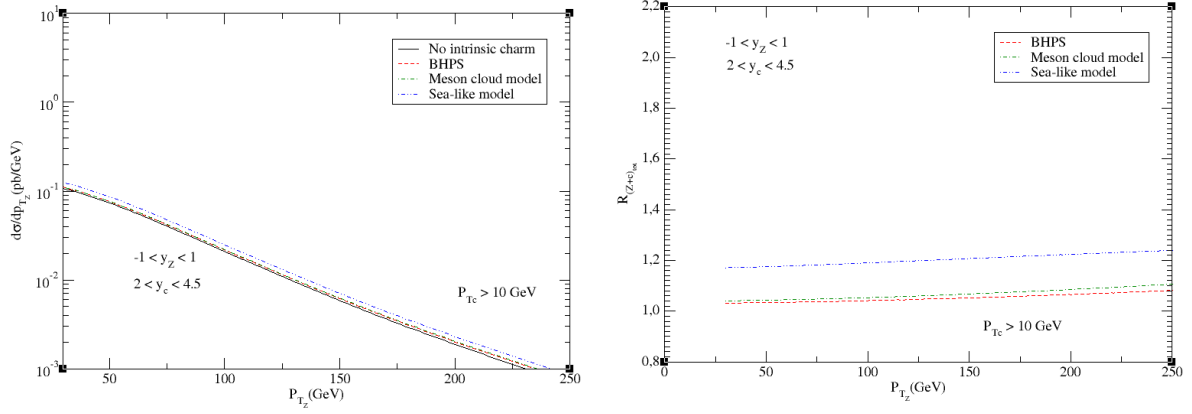


Figura 5.16 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T_Z}$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de p_{T_Z} na região de rapidez mista para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

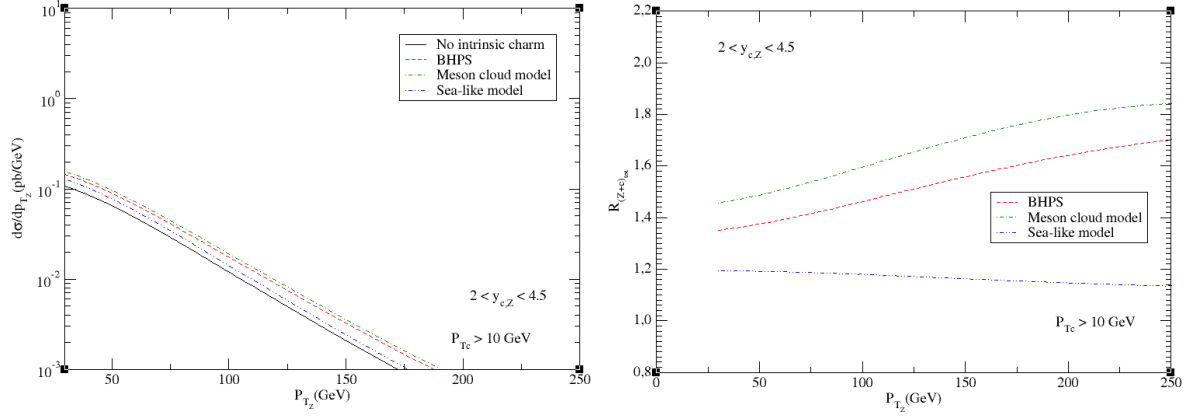


Figura 5.17 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dp_{T_Z}$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de p_{T_Z} na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

alguns valores fixos do momento transversal do bóson Z, p_{T_Z} ,

$$\frac{d\sigma}{dy_Z dp_{T_Z}} = \int dy_c \int \frac{d\sigma}{dp_{T_c} dy_c dp_{T_Z} dy_Z} \quad (5.18)$$

Estamos considerando que p_{T_Z} terá valores fixos de 10, 50 ou 100 GeV e estamos integrando para as regiões de rapidez central e frontal. A região de rapidez do bóson Z varia entre 0 e 6, conforme vemos da Fig.5.18 até a Fig.5.23. As Figs.5.18 e 5.19 mostram a seção de choque para $Z + c$, com $p_{T_Z} = 10$ GeV para a região central e frontal, respectivamente, onde percebemos que os modelos mostram uma maior magnitude na região de rapidez

4, $5 < y_Z < 6$, entretanto esta região não é a melhor para provarmos experimentalmente a presença do charme intrínseco, pois não existem dados para uma rapidez tão alta. Agora, se analisarmos as Figs.5.20 e 5.21 para um $p_{T_Z} = 50$ GeV, notamos um deslocamento do pico de rapidez para a região $3 < y_Z < 5$ e se observarmos as Figs.5.22 e 5.23 percebemos que o pico de rapidez se desloca para a região $2, 5 < y_Z < 4$. Esta última região de rapidez é uma região bem propícia para compararmos com os dados experimentais, especialmente, porque o detector LHCb mede nesta região de rapidez [60].

Podemos salientar também uma diferença bem significativa entre a magnitude do modelo *Sea-Like* e os modelos BHPS e Meson Cloud, onde o primeiro possui uma contribuição mais expressiva para regiões de pequeno x e os demais modelos populam regiões de grande x , acreditamos que essa diferença pode ser um ponto importante para determinar experimentalmente qual o melhor modelo para descrever a influência do charme intrínseco no próton. Além disso, podemos ver diferenças significativas entre os modelos de charme intrínseco nos gráficos para p_{T_Z} fixo.

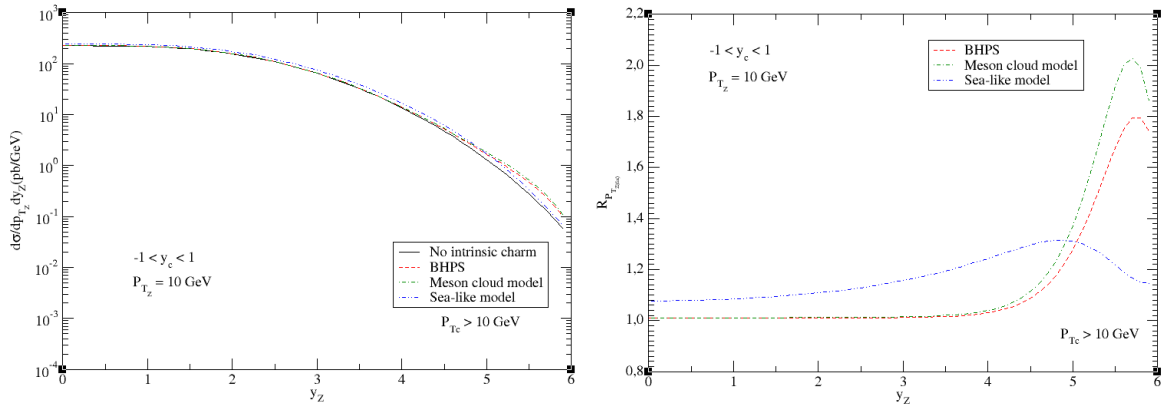


Figura 5.18 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 10$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

Para finalizar nosso estudo do processo $p + p \rightarrow Z + c$, fixamos o valor da rapidez do charme para $y_c = 0, 3$ ou 6 e integramos a seguinte seção de choque diferencial

$$\frac{d\sigma}{dy_Z dy_c} = \int dp_{T_Z} \int dp_{T_c} \frac{d\sigma}{dp_{T_c} dy_c dp_{T_Z} dy_Z} \quad (5.19)$$

Nas Figs. 5.22, 5.23 e 5.24 onde fixamos alguns valores para a rapidez do charme, podemos verificar um comportamento similar para os diferentes valores de rapidez, inclusive verificamos magnitudes semelhantes para os gráficos da razão. Como no caso da produção

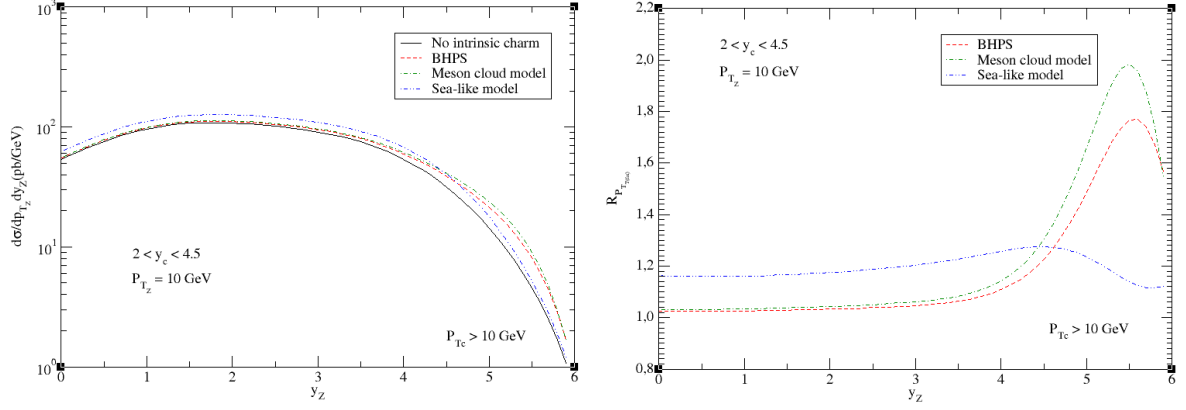


Figura 5.19 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 10$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

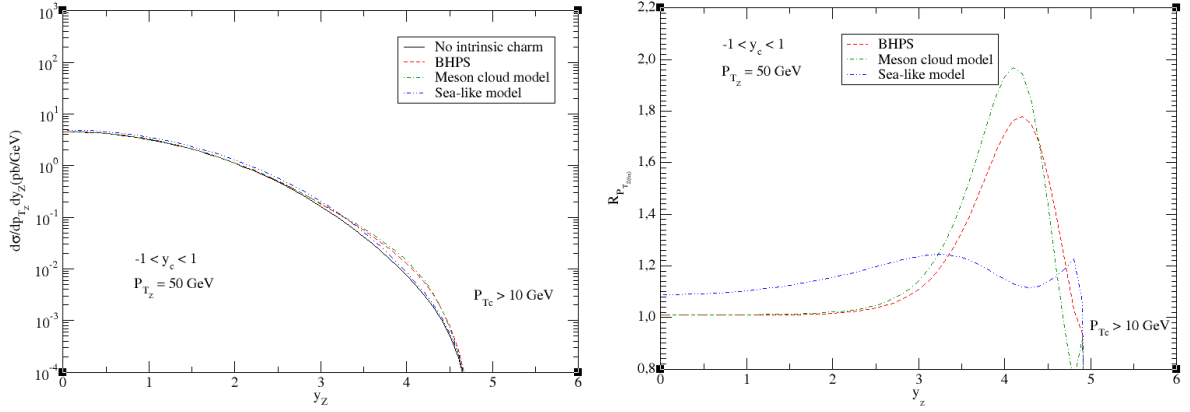


Figura 5.20 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 50$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

de $\gamma + c$, aqui analisamos para todas regiões cinemáticas estudadas nesta seção a razão entre os modelos de charme intrínseco, onde apontamos que a magnitude das razões fica na ordem de 2.

5.4 Conclusões

Neste capítulo estudamos, em um primeiro momento, a seção de choque para a produção de um fóton associado a um quark charme considerando o subprocesso $g + c \rightarrow \gamma + c$ para as diferentes regiões de rapidez: frontal, central e mista. Para esse estudo, concluímos que a região de rapidez frontal nos mostra uma maior influência do charme intrínseco, visto que estamos analisando regiões de grande x . Além disso, estudamos o processo $p + p \rightarrow Z + c$, que nos mostra que a diferença entre os modelos que consideram a existência do charme

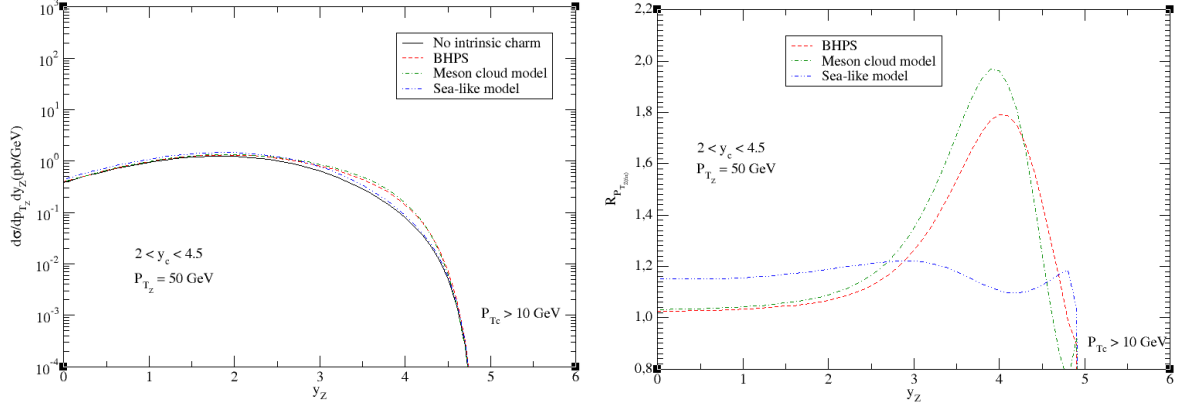


Figura 5.21 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 50$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV.

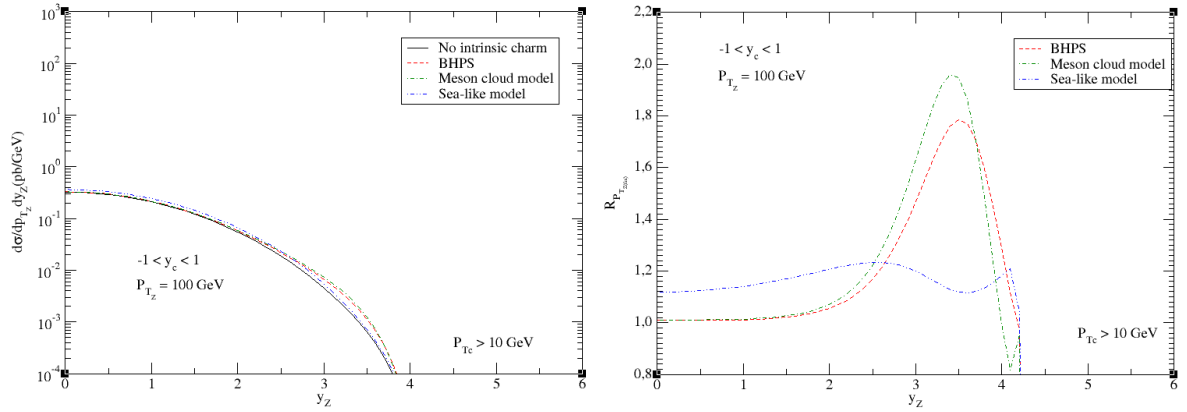


Figura 5.22 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 100$ GeV na região de rapidez central para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

intrínseco no próton e o modelo que não o considera pode ser da ordem de um fator 2.

Verificamos que tanto na produção de $\gamma + c$ quanto na produção de $Z + c$ a influência do charme intrínseco está presente. Como dito anteriormente neste trabalho, a melhor região cinemática para validar a existência do charme intrínseco é para regiões de grande x e podemos salientar que tanto na produção de $\gamma + c$ quanto de $Z + c$, podemos indicar que a magnitude da razão para $\sqrt{s} = 7$ TeV para as diferentes regiões cinemáticas fica na ordem de 2. O acesso a grande x no run II do LHC ($\sqrt{s} = 13 - 14$ TeV) somente será possível para grandes valores de rapidez e/ou momento transversal. Tais fatores dificultam a discriminação entre estes diferentes modelos de charme intrínseco. Uma alternativa que poderá se tornar viável no futuro é a análise da produção associada de bósons de calibre e jatos charmosos e/ou mésons D no experimento AFTER@LHC [61], que estudará colisões pp com $\sqrt{s} = 112$ GeV. Nossos resultados preliminares demonstram que para

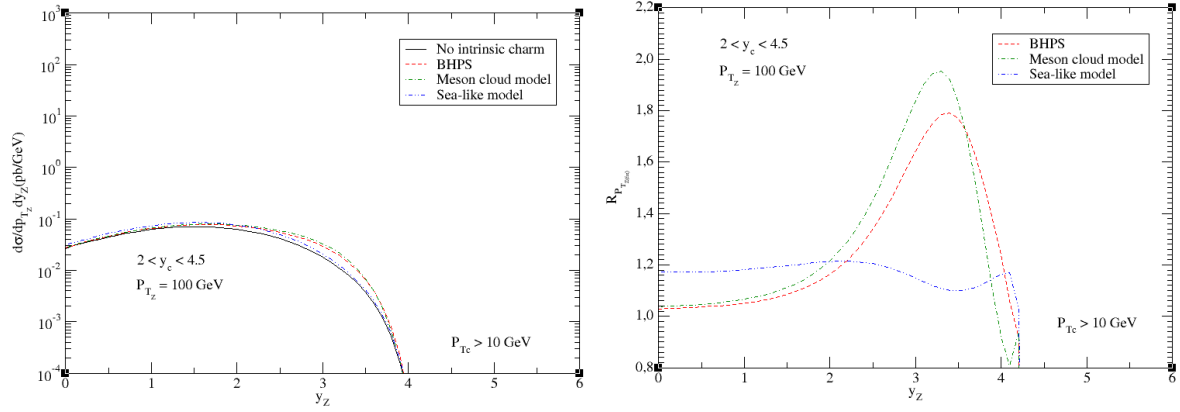


Figura 5.23 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um fóton e um quark charme como função de y_Z e $p_{T_Z} = 100$ GeV na região de rapidez frontal para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

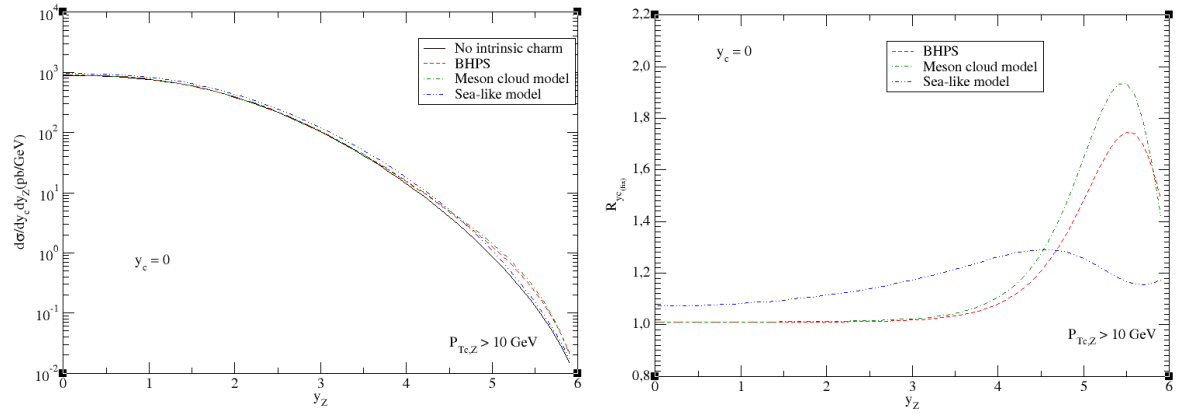


Figura 5.24 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de y_Z com $y_c = 0$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

estas energias a razão IC/no-IC pode atingir valores muito maiores em algumas regiões cinemáticas, viabilizando assim, de forma mais simples, a caracterização da presença ou não de sabores intrínsecos.

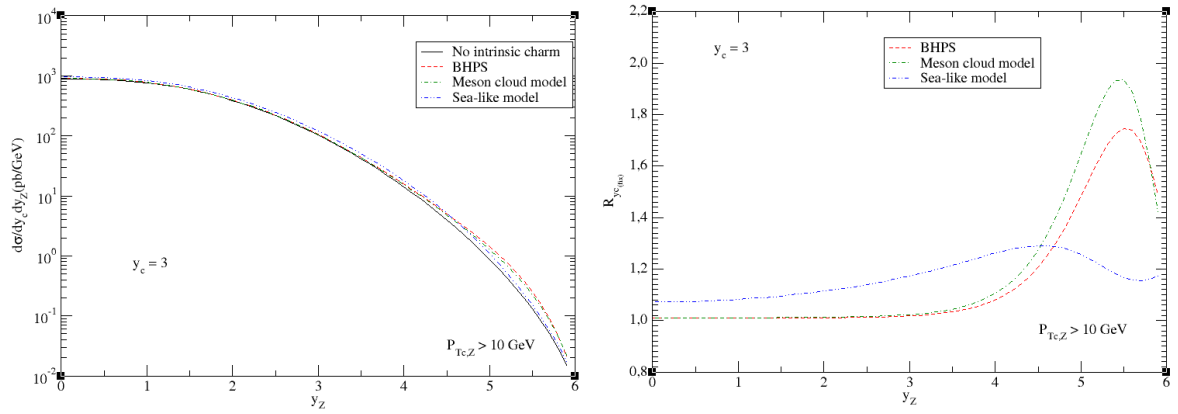


Figura 5.25 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de y_Z com $y_c = 3$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

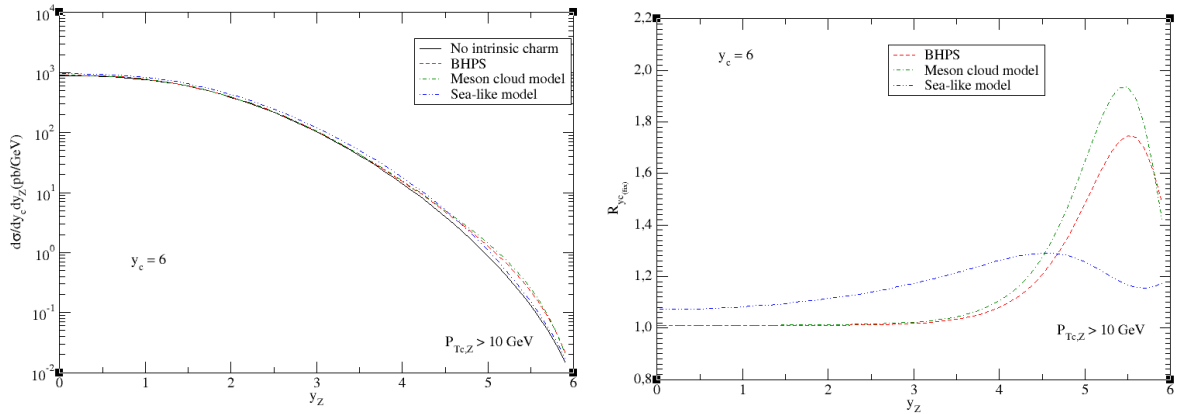


Figura 5.26 - Seção de choque diferencial, $d\sigma/dy_Z$, para a produção de um bóson Z e um quark charme como função de y_Z com $y_c = 6$ para $\sqrt{s}=7$ TeV e razão entre os diferentes modelos de charme intrínseco (direita).

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS

Nesta dissertação, fizemos uma revisão sobre as características mais importantes da estrutura hadrônica em altas energias, além de explicarmos o processo de análise global das distribuições partônicas. Também focamos na parametrização CTEQ, que é importante para o nosso trabalho por considerar uma componente não perturbativa à função de onda do próton. Estudar a existência de uma componente de charme intrínseco é muito importante para entendermos melhor a estrutura do nucleon. Salientamos que uma das maiores diferenças entre o charme intrínseco e o extrínseco é que a componente intrínseca porta maior fração de momento (populando regiões de grande x) que a extrínseca por estar relacionada com os quarks de valência e não com a divisão do glúon como no caso dos sabores extrínsecos (que populam regiões de pequeno x). Explicamos as diferenças entre os modelos que predizem a existência de uma componente não perturbativa a função de onda do próton (BHPS, MCM e Sea-Like), onde existem, inclusive, experimentos que indicam a existência desta componente adicional de charme no próton.

Estudamos, em um primeiro momento, as implicações fenomenológicas do charme intrínseco na produção dos bósons de calibre W^+ e Z^0 , em colisões pp . Nos baseamos em um estudo que afirma que as assimetrias presentes nas distribuições de rapidez para a produção dos bósons W e Z podem provar o conteúdo de charme no próton, mas nesta dissertação estudamos a análise para o caso do charme intrínseco no próton. Concluimos que ao analisar a seção de choque total para este processo a influência do charme intrínseco é muito pequena.

Em um segundo momento, analisamos as implicações fenomenológicas do charme intrínseco para a produção do quark charme associado a um bóson de calibre, cuja seção de choque é determinada em ordem dominante pelo conteúdo de charme no estado inicial. Para esse processo analisamos diferentes regiões cinemáticas e podemos concluir que a melhor região cinemática para provarmos o charme intrínseco é na região de rapidez frontal, com valores grandes de momento transversal e para energias mais baixas.

Para o futuro, visamos ampliar nossos resultados calculando a seção de choque para a produção de $Z + c$ além da ordem dominante, utilizando o Monte Carlo (MCFM). Além disso, iremos calcular as seções de choque para os processos estudados nesta dissertação para os parâmetros do AFTER@LHC e por fim, iremos considerar a hadronização e/ou tratamento da produção de jatos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] THOMSON, M. **Modern Particle Physics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2013. 21, 30, 31, 32, 35, 38
- [2] HALZEN, F.; MARTIN, A. **Quarks e Leptons: An introductory Course in Modern Particle Physics**. [S.l.]: Wiley, 1984. 21, 27, 28, 30, 32, 34, 36, 37
- [3] GROSS, D. J.; WILCZEK, F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. **Phys.Rev.Lett.**, v. 30, p. 1343–1346, 1973. 21, 27
- [4] POLITZER, H. D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? **Phys.Rev.Lett.**, v. 30, p. 1346–1349, 1973. 21
- [5] GONCALVES, V.; NAVARRA, F.; ULLRICH, T. Looking for intrinsic charm in the forward region at BNL RHIC and CERN LHC. **Nucl.Phys.**, A842, p. 59–71, 2010. 22, 47
- [6] LYONNET, F.; KUSINA, A.; JEZO, T.; KOVARIK, K.; OLNESS, F.; SCHIENBEIN, I.; YU, J.-Y. On the intrinsic bottom content of the nucleon and its impact on heavy new physics at the LHC. **JHEP**, v. 07, p. 141, 2015. 22, 43, 45, 51
- [7] PUMPLIN, J.; LAI, H.; TUNG, W. The Charm Parton Content of the Nucleon. **Phys.Rev.**, D75, p. 054029, 2007. 22, 43, 50, 51, 52
- [8] MARCIANO, W. J.; PAGELS, H. Quantum Chromodynamics: A Review. **Phys.Rept.**, v. 36, p. 137, 1978. 27
- [9] FRITZSCH, H.; GELL-MANN, M.; LEUTWYLER, H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. **Phys.Lett.**, B47, p. 365–368, 1973. 27
- [10] GROSS, D.; WILCZEK, F. Asymptotically Free Gauge Theories. 1. **Phys.Rev.**, D8, p. 3633–3652, 1973. 27
- [11] WEINBERG, S. Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions. **Phys.Rev.Lett.**, v. 31, p. 494–497, 1973. 27
- [12] FADDEEV, L.; POPOV, V. Feynman Diagrams for the Yang-Mills Field. **Phys.Lett.**, B25, p. 29–30, 1967. 29
- [13] MUTA, T. Foundations of quantum chromodynamics: An Introduction to perturbative methods in gauge theories. **World Sci.Lect.Notes Phys.**, v. 5, p. 1–409, 1987. 29

- [14] GREINER W., S. S.; STEIN, E. **Quantum Chromodynamics**. [S.l.]: Springer, 2002. 30
- [15] BETHKE, S. The 2009 World Average of $\alpha(s)$. **Eur.Phys.J.**, C64, p. 689–703, 2009. 31
- [16] ANSELMINO M.; CARUSO, F. M. J. R. O. V. **Introducao a QCD perturbativa**. [S.l.]: LTC, 2013. 32, 33
- [17] BJORKEN, J. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. **Phys.Rev.**, v. 179, p. 1547–1553, 1969. 35
- [18] GRIBOV, V.; LIPATOV, L. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. **Sov.J.Nucl.Phys.**, v. 15, p. 438–450, 1972. 36
- [19] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. **Nucl.Phys.**, B126, p. 298, 1977. 36
- [20] 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. 36
- [21] FORTE, S. Parton distributions at the dawn of the LHC. **Acta Phys.Polon.**, B41, p. 2859–2920, 2010. 38
- [22] MARTIN, A. D. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. **Acta Phys.Polon.**, B39, p. 2025–2062, 2008. 38, 39
- [23] ROECK, A. D.; THORNE, R. Structure Functions. **Prog.Part.Nucl.Phys.**, v. 66, p. 727–781, 2011. 38
- [24] TUNG, W.; LAI, H.; BELYAEV, A.; PUMPLIN, J.; STUMP, D. et al. Heavy Quark Mass Effects in Deep Inelastic Scattering and Global QCD Analysis. **JHEP**, v. 0702, p. 053, 2007. 39
- [25] MARTIN, A.; STIRLING, W.; THORNE, R.; WATT, G. Parton distributions for the LHC. **Eur.Phys.J.**, C63, p. 189–285, 2009. 39
- [26] GLUCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Parton distributions for high-energy collisions. **Z.Phys.**, C53, p. 127–134, 1992. 39
- [27] PUMPLIN, J.; STUMP, D.; HUSTON, J.; LAI, H.; NADOLSKY, P. M. et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. **JHEP**, v. 0207, p. 012, 2002. 39

- [28] FRANZ, M.; POLYAKOV, M. V.; GOEKE, K. Heavy quark mass expansion and intrinsic charm in light hadrons. **Phys.Rev.**, D62, p. 074024, 2000. 43
- [29] BRODSKY, S.; KUSINA, A.; LYONNET, F.; SCHIENBEIN, I.; SPIESBERGER, H. et al. A review of the intrinsic heavy quark content of the nucleon. **MITP/15-027, LPSC-15-082, SLAC-PUB-16258**, 2015. 43, 47, 48, 49, 50, 51
- [30] BRODSKY, S.; HOYER, P.; PETERSON, C.; SAKAI, N. The Intrinsic Charm of the Proton. **Phys.Lett.**, B93, p. 451–455, 1980. 43, 47, 48
- [31] HOFFMANN, E.; MOORE, R. Subleading Contributions to the Intrinsic Charm of the Nucleon. **Z.Phys.**, C20, p. 71, 1983. 43
- [32] NADOLSKY, P. M.; LAI, H.-L.; CAO, Q.-H.; HUSTON, J.; PUMPLIN, J. et al. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. **Phys.Rev.**, D78, p. 013004, 2008. 43
- [33] STEFFENS, F. Charm in the nucleon. **Nucl.Phys.**, A663, p. 275–278, 2000. 43, 45, 48, 49
- [34] AUBERT, J. et al. Production of charmed particles in 250-GeV μ^+ - iron interactions. **Nucl.Phys.**, B213, p. 31, 1983. 43
- [35] VOGT, R.; BRODSKY, S. J.; HOYER, P. Systematics of charm production in hadronic collisions. **Nucl.Phys.**, B383, p. 643–684, 1992. 44, 46
- [36] KOVARIK, K.; STAVREVA, T. Constraining the Intrinsic Heavy Quark PDF via Direct Photon Production in Association with a Heavy Quark Jet. In: **Proceedings, 20th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2012)**. [s.n.], 2012. p. 815–818. [815(2012)]. Disponível em: <http://inspirehep.net/record/1117865/files/arXiv:1206.2175.pdf>. 45
- [37] ABAZOV, V. et al. Measurement of the photon+ b -jet production differential cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. **Phys.Lett.**, B714, p. 32–39, 2012. 45
- [38] BEDNYAKOV, V.; DEMICHEV, M.; LYKASOV, G.; STAVREVA, T.; STOCKTON, M. Searching for intrinsic charm in the proton at the LHC. **EPJ Web Conf.**, v. 60, p. 20047, 2013. 45
- [39] NAVARRA, F.; NIELSEN, M.; NUNES, C.; TEIXEIRA, M. On the intrinsic charm component of the nucleon. **Phys.Rev.**, D54, p. 842–846, 1996. 47, 49, 50
- [40] INGELMAN, G.; THUNMAN, M. Signals for intrinsic charm in high-energy interactions. **Z.Phys.**, C73, p. 505–515, 1997. 47

- [41] BRODSKY, S. J.; KOPELIOVICH, B.; SCHMIDT, I.; SOFFER, J. Diffractive Higgs production from intrinsic heavy flavors in the proton. **Phys.Rev.**, D73, p. 113005, 2006. 47
- [42] VOGT, R.; BRODSKY, S. Charmed hadron asymmetries in the intrinsic charm coalescence model. **Nucl.Phys.**, B478, p. 311–334, 1996. 47
- [43] BARGER, V. D.; HALZEN, F.; KEUNG, W.-Y. The Central and Diffractive Components of Charm Production. **Phys.Rev.**, D25, p. 112, 1982. 47
- [44] PAIVA, S.; NIELSEN, M.; NAVARRA, F.; DURAES, F.; BARZ, L. Virtual meson cloud of the nucleon and intrinsic strangeness and charm. **Mod.Phys.Lett.**, A13, p. 2715–2724, 1998. 49
- [45] CAZAROTO, E.; GONCALVES, V.; NAVARRA, F.; NIELSEN, M. On the energy dependence of the D^+/D^- production asymmetry. **Phys.Lett.**, B724, p. 108–114, 2013. 50
- [46] PUMPLIN, J. Light-cone models for intrinsic charm and bottom. **Phys.Rev.**, D73, p. 114015, 2006. 50
- [47] CATANI, S.; FLORIAN, D. de; RODRIGO, G.; VOGELSANG, W. Perturbative generation of a strange-quark asymmetry in the nucleon. **Phys.Rev.Lett.**, v. 93, p. 152003, 2004. 50
- [48] HOBBS, T. J. **The Nonperturbative Structure of Hadrons**. Tese (Doutorado) — Indiana U., 2014–08. Disponível em: <http://inspirehep.net/record/1312182/files/arXiv:1408.5463.pdf>. 50
- [49] BRODSKY, S. J.; PETERSON, C.; SAKAI, N. Intrinsic Heavy Quark States. **Phys.Rev.**, D23, p. 2745, 1981. 52
- [50] 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.**, D88, p. 073013, 2013. 55, 57, 61
- [51] HAGIWARA, K.; HALZEN, F.; KIM, C. Weak boson production by charm quarks. **Phys.Rev.**, D41, p. 1471–1475, 1990. 55, 61
- [52] GOLEC-BIERNAT, K.; LUSZCZAK, A. Diffractive production of electroweak vector bosons at the LHC. **Phys.Rev.**, D81, p. 014009, 2010. 57
- [53] OLIVE, K. A. et al. Review of Particle Physics. **Chin. Phys.**, C38, p. 090001, 2014. 57

- [54] CAMPBELL, J. M.; ELLIS, R. K.; MALTONI, F.; WILLENBROCK, S. Associated production of a Z Boson and a single heavy quark jet. **Phys.Rev.**, D69, p. 074021, 2004. 63
- [55] NADOLSKY, P. M. Theory of W and Z boson production. **AIP Conf.Proc.**, v. 753, p. 158–170, 2005. 63
- [56] ABAZOV, V. M. et al. Measurement of the differential photon + c -jet cross section and the ratio of differential photon+ c and photon+ b cross sections in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. **Phys.Lett.**, B719, p. 354–361, 2013. 63
- [57] STAVREVA, T.; OWENS, J. Direct Photon Production in Association With A Heavy Quark At Hadron Colliders. **Phys.Rev.**, D79, p. 054017, 2009. 63, 66
- [58] KANG, Z.-B.; VITEV, I. Photon-tagged heavy meson production in high energy nuclear collisions. **Phys.Rev.**, D84, p. 014034, 2011. 65
- [59] AAIJ, R. et al. Observation of associated production of a Z boson with a D meson in the forward region. **JHEP**, v. 1404, p. 091, 2014. 72
- [60] ALVES A. AUGUSTO, J. et al. The LHCb Detector at the LHC. **JINST**, v. 3, p. S08005, 2008. 75
- [61] BRODSKY, S.; FLEURET, F.; HADJIDAKIS, C.; LANSBERG, J. Physics Opportunities of a Fixed-Target Experiment using the LHC Beams. **Phys.Rept.**, v. 522, p. 239–255, 2013. 77

