

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Graduação Bacharel em Física

DISTRIBUIÇÕES PARTÔNICAS

Talitha Bueno Motter

Trabalho de Conclusão de Curso realizado
sob a orientação da
Dra. Maria Beatriz de Leone Gay.
GFPAE - Grupo de Física de Partículas de Altas Energias

Porto Alegre
2007

Agradecimentos

- À Dra. Maria Beatriz de Leone Gay pela orientação.
- Ao Emmanuel Gräve de Oliveira pelo auxílio na elaboração do Trabalho de Conclusão de Curso.
- Aos participantes do grupo GFPAE: Gustavo Gil da Silveira, João Thiago de Santana Amaral e Mairon Melo Machado por terem auxiliado na finalização do trabalho.
- A minha família: Jorge, Vera e Sarah pelo apoio durante a realização do trabalho.
- Ao Erico por estar ao meu lado me apoiando.

Resumo

A partir do modelo de pártons [1, 2, 3], modelo que descreve os constituintes do próton, os quais possuem uma fração de momento do mesmo, utilizo as funções de distribuição de momento dos pártons, para o estudo da função de estrutura do próton, F_2^{ep} , do processo profundamente inelástico [4] entre um elétron e um próton (ep), da contribuição do quark charm (c) para a função de estrutura do próton [5], $F_2^{c\bar{c}}$, e também da seção de choque do processo Drell-Yan [1, 2, 6, 7] entre a colisão de dois prótons.

O estudo das funções F_2^{ep} , $F_2^{c\bar{c}}$ e da seção de choque do processo Drell-Yan entre a colisão de dois prótons é realizado com o objetivo de utilizar três distribuições partônicas (GRV98 [8], CTEQ6 [9], MRST2004 [10, 11, 12]), na obtenção de F_2^{ep} , $F_2^{c\bar{c}}$ e da seção de choque do Drell-Yan, e dessa forma comparar os resultados obtidos com o emprego das mesmas, estes também são comparados com resultados experimentais. Para F_2^{ep} utiliza-se os resultados obtidos pelo detetor ZEUS do acelerador de partículas HERA [13, 14], do processo profundamente inelástico ep, para $F_2^{c\bar{c}}$ os dados comparativos são fornecidos pelos detetores ZEUS e H1 [15, 16, 17], também do HERA. Os resultados experimentais utilizados para a comparação da seção de choque do processo Drell-Yan pp, foram obtidos pelo Fermilab, no experimento E866, que obtém resultados do processo $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ [6, 7].

A partir da análise comparativa dos resultados, verifica-se que na maioria das regiões de F_2^{ep} e da seção de choque do Drell-Yan, avaliadas no trabalho, a GRV98 obtém os maiores valores e a CTEQ6 obtém os maiores valores de $F_2^{c\bar{c}}$. A MRST2004 consegue os melhores resultados para o processo Drell-Yan, e as parametrizações reproduzem o comportamento dos resultados experimentais, as discrepâncias ocorridas são devido a utilização das distribuições em ordem dominante.

Conteúdo

1	Espalhamento Profundamente Inelástico	2
1.1	Preâmbulo Histórico	2
1.2	Cinemática	2
1.3	Tensores Hadrônico e Leptônico	4
2	Modelo de Pártons	5
2.1	Funções de Estrutura	5
2.2	Escalamento de Bjorken	6
2.3	Função de Estrutura do Próton	6
2.4	A contribuição dos quarks na estrutura do próton.	7
2.4.1	Contribuição do quark charm para a função de estrutura F_2	9
2.5	Fração de momento do próton carregada pelos glúons.	9
2.6	Modelo de Pártons aplicado ao processo Drell-Yan	10
3	Distribuições Partônicas	12
3.1	GRV98	12
3.2	CTEQ6	13
3.3	MRST2004	14
4	Resultados obtidos para F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$.	17
4.1	Obtenção dos Resultados	17
4.1.1	Dados a partir da GRV98	17
4.1.2	Dados a partir da CTEQ6	18
4.1.3	Dados a partir da MRST2004	18
4.2	Resultados	18
5	Comparação dos Resultados de F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$	22
5.1	Análise comparativa dos resultados	22
5.1.1	Função de Estrutura do Próton	22
5.1.2	Contribuição do quark charm para a função de estrutura do próton.	24
6	Comparação dos Resultados da Seção de Choque do Drell-Yan	28
6.1	Análise comparativa dos resultados	28

Capítulo 1

Espalhamento Profundamente Inelástico

1.1 Preâmbulo Histórico

Em 1964, Gell-Mann e Zweig propuseram que as partículas denominadas hádrons, são formadas por subpartículas, que Gell-Mann denominou de quarks [18]. Os primeiros quarks propostos foram os quarks up, down e strange, a carga do quark up é $2/3$, a do quark down é $-1/3$ e a do quark s é $-1/3$. Cada quark possui sua antipartícula. Assim o modelo de quarks, descreve os bárions como partículas formadas de três quarks, e os mésons são formados por um quark e um antiquark.

Durante um período de 20 anos procurou-se encontrar os quarks individualmente, mas não houve sucesso nos experimentos de isolar quarks dos hádrons, e foi introduzido o conceito de confinamento dos quarks, sendo estes impossibilitados de serem isolados dos mésons e dos bárions. Mas apesar do confinamento dos quarks, pode-se entender a estrutura dos hádrons, através de um processo de colisão, por exemplo a colisão de um elétron com um próton, e a partir do modelo utilizado para a reação do próton ao processo, verificar se a teoria está correta, se os prótons são, ou não, formados por outras partículas. Com este fim, na década de sessenta no Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), utilizando elétrons de altas energias, realizou-se experimentos de colisão com prótons, e durante a década de setenta o CERN utilizou neutrinos, e depois prótons. Estes espalhamentos foram denominados de processos profundamente inelástico, ou "deep inelastic scattering - DIS", os resultados dos experimentos mostraram que os prótons são formados por subpartículas.

No período de 1964-1974, o modelo de quarks começou a prever de melhor forma a estrutura interna dos prótons, e os constituintes do mesmo começaram a ser chamados de pártons, relacionando-se com os quarks. Mais tarde percebeu-se que o momento que os quarks carregavam do próton equivalia a aproximadamente 50% do momento do mesmo, indicando que havia outra partícula constituinte, que deveria ser neutra, pois estavam sendo detectadas partículas carregadas, esta nova partícula chamou-se de glúon [19] .

1.2 Cinemática

O processo profundamente inelástico, considerado no trabalho, envolve a interação de um elétron com um próton, através de um fóton virtual [4].

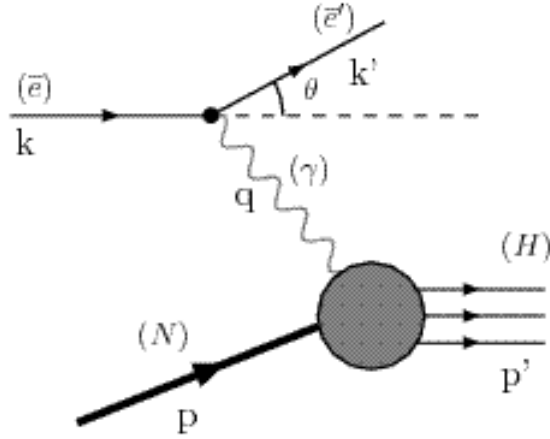


Figura 1.1: Espalhamento de um elétron com um próton.

Na figura 1.1, k e k' são respectivamente, o momento inicial e final do elétron, assim como p e p' são o momento inicial e final do próton. O momento do fóton virtual é representado por q e dado por $q = k - k'$.

São definidas as seguintes variáveis:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 \quad (1.1)$$

$$\nu \equiv \frac{p \cdot q}{M} \quad (1.2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (1.3)$$

onde M é a massa do próton. As três variáveis são invariantes de Lorentz, Q^2 é chamada de virtualidade do fóton, e o seu negativo é o quadrado do momento transferido pelo elétron, se o fóton é real, $Q^2 = 0$.

Para reescrever a virtualidade do fóton em função das energias inicial e final do elétron e do ângulo de espalhamento do mesmo (θ), e mostrar explicitamente que a variável ν é a energia transferida pelo elétron, será utilizado um referencial em que o próton está em repouso, e a massa do elétron será considerada nula, pois em altas energias esta aproximação é permitida. Considerando estas condições reescreve-se Q^2 e ν . Abrindo a equação da virtualidade do fóton:

$$Q^2 = -k^2 + 2k \cdot k' - k'^2$$

Mas, $k^2 = E_e^2 - |\vec{k}|^2 = m_e^2 \approx 0$, já que a massa do elétron está sendo considerada nula, e $k'^2 = E_e'^2 - |\vec{k}'|^2 = m_e^2 \approx 0$, pelo mesmo motivo. Assim,

$$Q^2 = 2k \cdot k' = E_e E_e' - \vec{k} \cdot \vec{k}'.$$

Onde E_e e E_e' são respectivamente, a energia do estado inicial e final do elétron. Como a massa do elétron pode ser considerada nula $E_e = |\vec{k}|$ e $E_e' = |\vec{k}'|$:

$$Q^2 = E_e E_e' - E_e E_e' \cos\theta = 2E_e E_e' (1 - \cos\theta),$$

e assim,

$$Q^2 = 4E_e E_e' \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (1.4)$$

Desta forma a virtualidade do fóton é reescrita em função da energia inicial e final do elétron, assim como do ângulo de espalhamento do mesmo. Como o próton está em repouso, a variável ν é dada por:

$$\begin{aligned}\nu &= \frac{1}{M}(ME_e - ME'_e) \\ \nu &= E_e - E'_e\end{aligned}\tag{1.5}$$

Assim, a variável ν representa a energia transferida pelo elétron, já que é a diferença entre a energia inicial e final deste. A variável x definida na equação 1.3, pode assumir valores de 0 a 1, isto pode ser mostrado a partir da análise do invariante de massa do sistema da figura 1.1, que é o quadrado da soma do momento inicial do próton e do momento do fóton virtual:

$$\begin{aligned}W^2 = (p + q)^2 = p^2 + 2p \cdot q + q^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 = M^2 + 2M\nu - 2M\nu x = \\ M^2 + 2M\nu(1 - x)\end{aligned}\tag{1.6}$$

Como a variável ν é positiva, e $W^2 \geq M^2$, conclui-se que a variável x varia de 0 a 1.

1.3 Tensores Hadrônico e Leptônico

Os tensores leptônico e hadrônico são utilizados para a obtenção da seção de choque diferencial inclusiva para o espalhamento profundamente inelástico de $ep \rightarrow eX$; uma seção de choque inclusiva, inclui todas as possibilidades de formação de hádrons X e todos os possíveis momentos de saída que eles podem ter [1, 2]. Neste caso a seção de choque é:

$$d\sigma = \frac{1}{4((k \cdot p)^2 - m_e^2 M^2)^{1/2}} \left\{ \frac{e^4}{q^4} (L^e)^{\mu\nu} W_{\mu\nu} 4\pi M \right\} \frac{d^3 k'}{2E'_e (2\pi)^3}\tag{1.7}$$

Onde m_e é a massa do elétron, $W_{\mu\nu}$ é o tensor hadrônico e $(L^e)^{\mu\nu}$ é o tensor leptônico do elétron. O tensor leptônico descreve o vértice formado pelo elétron e o fóton, e o tensor hadrônico descreve o vértice do próton e do fóton, estes tensores são relacionados, no referencial do laboratório, por:

$$(L^e)^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = 4E_e E'_e \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, q^2) + \sin^2 \frac{\theta}{2} 2W_1(\nu, q^2) \right\}\tag{1.8}$$

O tensor leptônico é bem conhecido devido ao elétron ter uma estrutura puntual, este tensor é um tensor simétrico, porém o tensor hadrônico é difícil de ser calculado, devido ao próton ser não puntual.

Capítulo 2

Modelo de Pártons

2.1 Funções de Estrutura

Para se obter informações sobre a estrutura dos prótons, são utilizadas partículas sem estrutura, como o elétron, e assim as últimas são usadas como projéteis a serem espalhadas pelas partículas que se quer analisar. As funções de estrutura permitem o conhecimento da estrutura interna do próton, já que a seção de choque do processo de espalhamento ep depende das funções de estrutura [1].

A seção de choque diferencial para o espalhamento elástico $ep \rightarrow ep$, considerando o próton como uma partícula puntual, e desconsiderando o recuo do mesmo quando ocorre o processo, é dada pela seção de choque de Mott. No referencial do laboratório temos:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E_e^2 \text{sen}^4(\theta/2)} \quad (2.1)$$

Onde θ é o ângulo de espalhamento, e α vale $\frac{e^2}{4\pi}$. Na obtenção da seção de choque de Mott a massa do elétron está sendo desconsiderada frente a E_e . Caso o próton seja considerado não puntual, a seção de choque diferencial vale:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \left[G_M(Q^2) \frac{Q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} + \frac{G_E^2(Q^2) + G_M^2(Q^2)/4M^2}{1 + Q^2/4M^2} \right] \frac{E'_e}{E_e}, \quad (2.2)$$

as funções $G_E(Q^2)$ e $G_M(Q^2)$ são chamadas de fatores de forma e são respectivamente as distribuições de carga e de momento magnético do próton.

Quando a energia do elétron que é espalhado pelo próton é elevada, o processo de espalhamento torna-se inelástico, pois a energia é tão elevada que o próton quebra-se em outras partículas, o espalhamento então é representado por $ep \rightarrow e+X$, onde X representa os hádrons. A seção de choque diferencial não polarizada, que considera uma média nos spins iniciais das partículas e uma soma dos spins finais das partículas, deste processo inelástico ep com hádrons não observados, é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'_e} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \left[2W_1(\nu, Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, Q^2) \right] / 2M \quad (2.3)$$

Onde $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$ são denominadas funções de estrutura, estas trazem informações relevantes da estrutura do próton para o espalhamento ep .

2.2 Escalamento de Bjorken

No limite de altas energias, quando $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$, e a razão $\frac{\nu}{Q^2}$ se mantém finita, limite conhecido como limite de Bjorken, as funções de estrutura W_1 e W_2 , dependem apenas de uma variável adimensional, ω [4].

$$\omega = \frac{2M\nu}{Q^2} \quad (2.4)$$

Assim, neste limite elas podem ser escritas em funções que dependem apenas de ω ($F_1(\omega)$ e $F_2(\omega)$), de tal forma que:

$$MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(\omega) \quad (2.5)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(\omega) \quad (2.6)$$

As funções F_1 e F_2 parametrizam a estrutura do próton.

2.3 Função de Estrutura do Próton

O Modelo de pártons, é um modelo que descreve os constituintes das partículas denominadas hádrons, como por exemplo o próton, as subpartículas que formam os hádrons são os quarks e os glúons, os quarks são férmions carregados, já os glúons são bósons, e possuem carga nula. Assim, as subpartículas denominadas pártons, são os quarks e os glúons. Em um hádron cada uma dessas partículas carrega uma fração x de momento do mesmo. No limite de Bjorken, a interação entre os pártons pode ser desconsiderada. A função de distribuição de momento do párton i é dada por [1]:

$$f_i(x) = \frac{dP_i}{dx}. \quad (2.7)$$

A função de distribuição de momento descreve a probabilidade do párton atingido i carregar um fração x do momento do próton p , as funções $f_i(x)$ dependem da estrutura do próton. Somando todas as frações x de p deve-se obter 1. Assim temos,

$$\sum_{i'} \int dx x f_{i'}(x) = 1 \quad (2.8)$$

A soma é realizada sobre todos os pártons. A integral para um dado párton i' fornece a fração média de momento carregado por este párton, assim a soma de todas as frações médias deve ser igual a 1.

A partir das funções de distribuição de momento dos pártons, pode se obter as funções de estrutura do próton. Para se obter as funções de estrutura do próton são necessárias as funções de estrutura dos pártons que o formam, os quais possuem momento x e carga unitária, estas são:

$$F_1(\omega) = \frac{Q^2}{4m\nu x} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = \frac{1}{2x^2\omega} \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right) \quad (2.9)$$

$$F_2(\omega) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right) \quad (2.10)$$

Somando F_1 e F_2 para um tipo de párton, sobre todos os tipos de pártons que formam o próton, obtêm-se as seguintes funções de estrutura do próton:

$$F_2(\omega) = \sum_i \int dx e_i^2 f_i(x) x \delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right) \quad (2.11)$$

$$F_1(\omega) = \frac{\omega}{2} F_2(\omega) \quad (2.12)$$

Convencionalmente a dependência de $F_{1,2}(\omega)$ é redefinida para uma dependência em x . Assim no limite de Bjorken, tem-se:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (2.13)$$

$$MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (2.14)$$

E a variável x é definida como o inverso de ω .

$$x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.15)$$

Desta forma as funções de estrutura inelásticas $F_{1,2}$ dependem apenas de uma variável. Em ordem dominante x corresponde à fração de momento carregado pelo parton.

2.4 A contribuição dos quarks na estrutura do próton.

A soma da equação 2.13 é realizada sobre os partons carregados, já que quando $e_i = 0$ o termo se anula.

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x),$$

como x não está sendo somado, e como se está considerando um elétron colidindo em um próton (ep),

$$\frac{1}{x} F_2^{ep}(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x),$$

desconsiderando a possibilidade de presença do quark charm e de quarks mais pesados, sobram os quarks $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$. E no somatório apareceram suas respectivas funções de distribuição de probabilidade de momento ($u^p(x), \bar{u}^p(x), \dots$), assim como, suas cargas elevadas ao quadrado, dessa forma o somatório fica:

$$\frac{1}{x} F_2^{ep}(x) = \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u^p(x) + \bar{u}^p(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d^p(x) + \bar{d}^p(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s^p(x) + \bar{s}^p(x)] \quad (2.16)$$

No caso do nêutron, a função de estrutura F_2 é:

$$\frac{1}{x} F_2^{en}(x) = \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u^n(x) + \bar{u}^n(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d^n(x) + \bar{d}^n(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s^n(x) + \bar{s}^n(x)] \quad (2.17)$$

Como o próton e o nêutron formam um duplete de isospin [20], as funções de distribuição de probabilidade de ambos estão relacionadas. Isospin é um formalismo que descreve o próton e o nêutron como estados quânticos diferentes de uma mesma entidade, denominada núcleon, isto é possível devido as semelhanças entre o próton e o nêutron, que possuem o mesmo spin, $s = 1/2$, possuem aproximadamente a mesma massa, e interagem da mesma forma na interação forte, já que a mesma não depende do valor da carga da partícula. Como o próton possui muitos quarks u e o nêutron possui muitos quarks d as funções de distribuição de probabilidade destes quarks serão iguais, $u^p(x) = d^n(x)$, e por motivos semelhantes $d^p(x) = u^n(x)$ e $s^p(x) = s^n(x)$.

Assim:

$$u^p(x) = d^n(x) \equiv u(x) \quad (2.18)$$

$$d^p(x) = u^n(x) \equiv d(x) \quad (2.19)$$

$$s^p(x) = s^n(x) \equiv s(x) \quad (2.20)$$

O próton é constituído por três quarks de valência $u_v u_v d_v$, em que a letra v indica que o quark é um quark de valência, e também é formado por muitos pares de quark e antiquark, $u_s \bar{u}_s$, $d_s \bar{d}_s$, e assim por diante, a letra s indica que o quark está no mar de quarks ("sea"). A partir dos quarks de valência do próton tem-se um vínculo para as funções de estrutura dos quarks $f_i(x)$.

Pode-se considerar, em primeira aproximação, que os constituintes do mar de quarks são mais leves, ou seja, os quarks u , d e s , ocorrem com a mesma frequência e distribuição de momento. Como as funções de distribuição dos quarks que estão no mar são iguais,

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x) = S(x). \quad (2.21)$$

E como os quarks de valência são apenas os quarks u e d . As funções de distribuição totais dos quarks u e d são:

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x) \quad (2.22)$$

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x) \quad (2.23)$$

A partir das equações 2.21 obtêm-se as seguintes igualdades 2.24, 2.25 e 2.26:

$$u - \bar{u} = u - \bar{u}_s = u - u_s = u_v, \quad (2.24)$$

como não há antiquarks u de valência, e $\bar{u}_s = u_s$. A última igualdade utiliza a equação 2.22. Por razões semelhantes,

$$d - \bar{d} = d - \bar{d}_s = d - d_s = d_v, \quad (2.25)$$

$$s - \bar{s} = s_s - \bar{s}_s = 0. \quad (2.26)$$

Integrando $u(x) - \bar{u}(x)$ obtêm-se a quantidade de quarks de valência u do próton, pois pela equação 2.24, $u(x) - \bar{u}(x) = u_v$, o mesmo ocorre integrando $d(x) - \bar{d}(x)$ e $s(x) - \bar{s}(x)$:

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx = 2 \quad (2.27)$$

$$\int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx = 1 \quad (2.28)$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx = 0 \quad (2.29)$$

As equações 2.16 e 2.17, podem ser reescritas, com o auxílio das equações 2.21-2.23, já que estas são válidas quando o mar é constituído de pares de quarks e antiquarks, assim também valem para o nêutron.

Para o próton:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^{en}(x) &= \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u^p(x) + \bar{u}^p(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d^p(x) + \bar{d}^p(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s^p(x) + \bar{s}^p(x)] \\ \frac{1}{x} F_2^{ep}(x) &= \frac{4}{9}[u_v + S + S] + \frac{1}{9}[d_v + S + S] + \frac{1}{9}[S + S] \\ \frac{1}{x} F_2^{ep}(x) &= \frac{1}{9}[4u_v + d_v] + \frac{4}{3}S \end{aligned} \quad (2.30)$$

Para o nêutron:

$$\begin{aligned}\frac{1}{x}F_2^{en}(x) &= \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u^n(x) + \bar{u}^n(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d^n(x) + \bar{d}^n(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s^n(x) + \bar{s}^n(x)] \\ \frac{1}{x}F_2^{en}(x) &= \frac{4}{9}[d_v + S + S] + \frac{1}{9}[u_v + S + S] + \frac{1}{9}[S + S] \\ \frac{1}{x}F_2^{en}(x) &= \frac{1}{9}[u_v + 4d_v] + \frac{4}{3}S\end{aligned}\quad (2.31)$$

Quando $x \rightarrow 0$ o número de quarks cresce logaritmicamente, pois os glúons formam pares quark-antiquark no mar, fazendo com que o espectro de $S(x)$, para pequeno x , seja parecido com o espectro do efeito Bremsstrahlung.

Quando $x \approx 0$, a fração de momento que os quarks de valência possuem, é muito menor do que a soma das frações de momento que os pares quark-antiquark do mar possuem, já que o número de pares cresce logaritmicamente. Assim (a partir da equações 2.30 e 2.31),

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} = 1. \quad (2.32)$$

Quando $x \approx 1$, os quarks de valência u_v , d_v , possuem grande parte do momento do hádron, deixando uma pequena fração de momento para os pares do mar. Assim (a partir da equações 2.30 e 2.31),

$$\lim_{x \rightarrow 1} \frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} = \frac{u_v + 4d_v}{4u_v + d_v}. \quad (2.33)$$

2.4.1 Contribuição do quark charm para a função de estrutura F_2 .

Nesta seção foi desconsiderada a contribuição de quarks mais pesados, como o quark charm (c) e anticharm (\bar{c}), para a função de estrutura F_2 , mas a medida que Q^2 aumenta, o quark charm começa a possuir uma maior contribuição na função de estrutura F_2 , podendo ser considerado sem massa, nesta condição (Q^2 grande). A contribuição do quark charm para a função de estrutura, obtida a partir da equação 2.13, será dada, em primeira aproximação, por [5]:

$$F_2^{c\bar{c}} = \frac{8}{9}xc(x, Q^2) \quad (2.34)$$

Pois, as funções de distribuição dos quarks que estão no mar são iguais, assim $c(x, Q^2) = \bar{c}(x, Q^2)$, e como a carga em módulo dos quarks c e \bar{c} é $2/3$.

2.5 Fração de momento do próton carregada pelos glúons.

A soma dos momentos carregados pelos pártons é igual ao momento do próton.

$$\int_0^1 dx(xp)[u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}] = p - p_g \quad (2.35)$$

Assim, como na integral acima, só se considerou o momento dos quarks, o resultado da integral é a diferença do momento do próton p e o momento dos glúons p_g . Dividindo por p , e definindo a fração de momento carregada pelos glúons $\varepsilon_g \equiv p_g/p$.

$$\int_0^1 dx x[u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}] = 1 - \varepsilon_g \quad (2.36)$$

A partir das equações 2.16 e 2.17 e resultados experimentais para as integrais de $F_2^{ep,en}$, e desconsiderando o momento dos quarks s , pois carregam uma pequena fração do momento do núcleon, pode-se escrever uma relação entre os momentos carregado pelos quarks u , \bar{u} , d e \bar{d} :

$$\int dx F_e^{ep}(x) = \frac{4}{9} \int dx x [u + \bar{u}] + \frac{1}{9} \int dx x [d + \bar{d}] = 0.18$$

$$\int dx F_e^{en}(x) = \frac{1}{9} \int dx x [u + \bar{u}] + \frac{4}{9} \int dx x [d + \bar{d}] = 0.12$$

Definindo a fração de momento dos quarks u e \bar{u} como $\varepsilon_u \equiv \int_0^1 dx x (u + \bar{u})$ e a fração de momento dos quarks d e \bar{d} como $\varepsilon_d \equiv \int_0^1 dx x (d + \bar{d})$. Pode-se reescrever as equações acima na forma:

$$\int dx F_e^{ep}(x) = \frac{4}{9} \varepsilon_u + \frac{1}{9} \varepsilon_d = 0.18 \quad (2.37)$$

$$\int dx F_e^{en}(x) = \frac{1}{9} \varepsilon_u + \frac{4}{9} \varepsilon_d = 0.12 \quad (2.38)$$

A partir da equação 2.36, obtém-se aproximadamente uma equação que dá o valor de ε_g .

$$\varepsilon_g \simeq 1 - \varepsilon_u - \varepsilon_d \quad (2.39)$$

Juntamente com as equações 2.37 e 2.38, obtém-se o valor de ε_u , ε_d e ε_g :

$$\varepsilon_u = 0,36 \quad (2.40)$$

$$\varepsilon_d = 0,18 \quad (2.41)$$

$$\varepsilon_g = 0,46 \quad (2.42)$$

Percebe-se desta forma, que os glúons carregam quase 50% do momento do próton. Este valor é válido no limite de altas energias [3].

2.6 Modelo de Pártons aplicado ao processo Drell-Yan

O processo Drell-Yan é um processo onde um quark q de um núcleon aniquila-se com um quark \bar{q} de outro núcleon, formando um par de léptons. O processo Drell-Yan é definido através da expressão $N + N \rightarrow l^+ + l^- + X$, onde N é um núcleon, l^+ e l^- são os léptons, e X representa hádrons não observados [1, 2, 7].

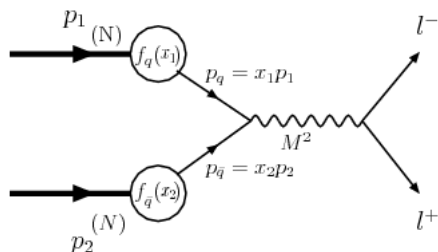


Figura 2.1: Processo Drell-Yan considerando dois prótons colidindo.

Na figura 2.1, considerando dois prótons, como os hádrons do processo, p_1 e p_2 são os momentos do próton, $f_q(x_1)$ e $f_{\bar{q}}(x_2)$ são as funções de distribuição dos quarks q e \bar{q} , e as respectivas frações de momento dos hádrons envolvidos, são representadas por x_1 e x_2 . A massa invariante vale $\sqrt{M^2}$ e é igual ao momento carregado pelo fóton virtual. O momento do fóton ao quadrado, M^2 , pode ser reescrito como $s x_1 x_2$, onde $s = (p_1 + p_2)^2 \simeq 2p_1 \cdot p_2$, já que $M^2 = (p_q + p_{\bar{q}})^2 = (x_1 p_1 + x_2 p_2)^2 \simeq x_1 x_2 s$.

A seção de choque em ordem dominante para o processo $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ [6], que é o processo para o qual a seção de choque é calculada neste trabalho, é dada por:

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dM dx_F} = \frac{8\pi\alpha^2}{9} \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2} \sum_q e_q^2 [f_{q_1}(x_1) f_{\bar{q}_2}(x_2) + f_{\bar{q}_1}(x_1) f_{q_2}(x_2)] \quad (2.43)$$

Onde, $x_F = x_1 - x_2$.

Capítulo 3

Distribuições Partônicas

O trabalho tem como objetivo analisar e comparar distribuições partônicas, para tanto foram escolhidas três parametrizações: GRV98, CTEQ6 e MRST2004, que foram utilizadas para a obtenção de resultados para o processo profundamente inelástico e o processo Drell-Yan, e a partir destes resultados e da análise de cada distribuição realiza-se uma comparação entre elas. Neste capítulo, serão tratadas individualmente.

3.1 GRV98

A GRV98 [8] possui uma versão em Leading-Order (LO - Ordem Dominante), e uma versão Next-to-Leading Order (NLO - Ordem Seguinte à Dominante) e fornece diretamente as funções de distribuição $F_2^{c\bar{c}}$ e $F_2^{b\bar{b}}$. A função $F_2^{c\bar{c}}$, em LO, utiliza os dados do processo de fusão fóton-glúon $\gamma^*g \rightarrow c\bar{c}$. A GRV98 em LO utiliza os seguintes valores de massa para os quarks c, b e t:

$$\begin{aligned}m_c &= 1.4\text{GeV} \\m_b &= 4.5\text{GeV} \\m_t &= 175\text{GeV}\end{aligned}$$

A distribuição partônica em questão utiliza várias fontes de dados, como por exemplo os resultados do HERA de F_2^p publicados em 1994 e 1995, para conseguir os parâmetros livres, utilizados para obtenção das funções de distribuição de probabilidade de momento u_v , d_v , $\Delta \equiv \bar{d} - \bar{u}$, $\bar{d} + \bar{u}$ e g , todas com $Q^2 = Q_0^2$, onde Q_0 demarca a escala de baixas energias. Para ajustar os parâmetros de entrada e normalizar as funções de distribuição u_v e d_v , utilizam-se as relações (equações 2.27 e 2.28):

$$\int_0^1 u_v dx = 2 \tag{3.1}$$

$$\int_0^1 d_v dx = 1 \tag{3.2}$$

E para a função de distribuição de glúons utiliza-se a relação de conservação de energia e momento:

$$\int_0^1 x[u_v(x, Q_0^2) + d_v(x, Q_0^2) + 2\bar{u}(x, Q_0^2) + 2\bar{d}(x, Q_0^2) + g(x, Q_0^2)]dx = 1 \tag{3.3}$$

Assim, as funções de distribuição de entrada em LO com $Q^2 = Q_{0LO}^2 = 0.26 GeV^2$ são:

$$xu_v(x, Q_{0LO}^2) = 1.239x^{0.48}(1-x)^{2.72}(1-1.8\sqrt{x}+9.5x) \quad (3.4)$$

$$xd_v(x, Q_{0LO}^2) = 0.614(1-x)^{0.9}xu_v(x, Q_{0LO}^2) \quad (3.5)$$

$$x\Delta(x, Q_{0LO}^2) = 0.23x^{0.48}(1-x)^{11.3}(1-12.0\sqrt{x}+50.9x) \quad (3.6)$$

$$x(\bar{u} + \bar{d})(x, Q_{0LO}^2) = 1.52x^{0.15}(1-x)^{9.1}(1-3.6\sqrt{x}+7.8x) \quad (3.7)$$

$$xg(x, Q_{0LO}^2) = 17.47x^{1.6}(1-x)^{3.8} \quad (3.8)$$

$$xs(x, Q_{0LO}^2) = x\bar{s}(x, Q_{0LO}^2) = 0 \quad (3.9)$$

A partir de uma equação de evolução, as funções de entrada são evoluídas em Q^2 , para melhorar o ajuste obtido em LO.

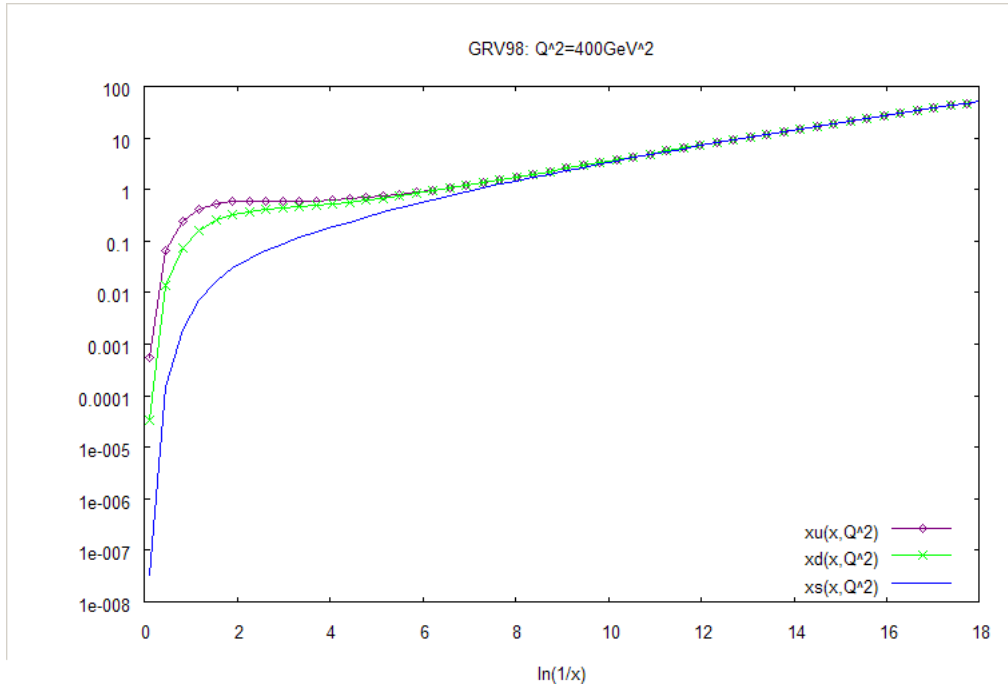


Figura 3.1: Curvas de $xu(x, Q^2)$, $xd(x, Q^2)$ e $xs(x, Q^2)$ obtidas pela GRV98, com $Q^2 = 400 GeV^2$, em ordem dominante.

3.2 CTEQ6

Os parâmetros que a CTEQ6 [9] utiliza da Cromodinâmica Quântica Perturbativa, são: a constante de acoplamento α_s e as massas dos quarks. Os quarks leves, são considerados sem massa, $m_u = m_d = m_s = 0$, e as massas dos quarks c e b utilizadas, são:

$$m_c = 1.3 GeV$$

$$m_b = 4.5 GeV$$

A forma funcional que a CTEQ6 usa, para as funções de distribuição de entrada é:

$$xf(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} e^{A_3 x} (1 + e^{A_4 x})^{A_5} \quad (3.10)$$

Com Q_0 valendo 1.3GeV .

A equação 3.10 possui parâmetros diferentes para cada combinação de sabores de pártons: $u_v = u - \bar{u}$, $d_v = d - \bar{d}$, g e $\bar{u} + \bar{d}$. A CTEQ6 assume $s = \bar{s} = 0.2(\bar{u} + \bar{d})$ em Q_0 . Para valores de baixo Q ($< 1.3\text{GeV}$), no caso da distribuição de glúons, há ajustes com Q_0 menor que 1GeV , para evitar que a distribuição de glúons tenha valores negativos, o que depende da escolha de Q_0 . Os parâmetros são afetados com diferentes dados de entrada. Os parâmetros da CTEQ6M, com $Q_0 = 1.3\text{GeV}$ são:

	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
d_v	1.4473	0.6160	4.9670	-0.8408	0.4031	3.0000
u_v	1.7199	0.5526	2.9009	-2.3502	1.6123	1.5917
g	30.4571	0.5100	2.3823	4.3945	2.3550	-3.0000
$\bar{u} + \bar{d}$	0.0616	-0.2990	7.7170	-0.5283	4.7539	0.6137
$s = \bar{s}$	0.0123	-0.2990	7.7170	-0.5283	4.7539	0.6137
$\frac{\bar{d}}{\bar{u}}$	33657.8	4.2767	14.8586	17.0000	8.6408	-

As funções de distribuição de pártons, desde a CTEQ5, tiveram um aumento de precisão e expansão do alcance de valores para x e Q . A partir de muitos dados precisos existentes para o espalhamento profundamente inelástico, pode-se fazer uma análise dos resultados obtidos pelas distribuições partônicas. Para se obter melhorias, nas mesmas, é necessário a inclusão da existência de erros correlacionados sistematicamente, assim a CTEQ, faz esta inclusão quando possível, e este é o caso da CTEQ6.

A banda de incerteza da função de distribuição do quark d é superior a banda de incerteza do quark u, utilizando a CTEQ6M ($Q^2 = 10\text{GeV}^2$), e esta diferença é maior para valores de x grandes. Como o espalhamento profundamente inelástico em Leading Order (LO) é proporcional ao quadrado da carga dos quarks, ele é mais sensível ao quark u, permitindo uma precisão melhor nas medidas para o quark u, dessa forma a banda de incerteza para o quark u é menor; no caso da função de distribuição do quark d, esta é muito afetada por dados que são sensíveis às diferenças entre quarks u e d.

Para diferenciar as distribuições dos antiquarks \bar{d} e \bar{u} , a razão $\frac{\bar{d}}{\bar{u}}$ é parametrizada da seguinte forma:

$$\frac{\bar{d}(x, Q_0)}{\bar{u}(x, Q_0)} = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} + (1 + A_3 x)(1-x)^{A_4} \quad (3.11)$$

A distribuição de pártons que possui maior banda de incerteza (a partir da CTE6M, e $Q^2 = 10\text{GeV}^2$) é a função de distribuição de glúons, é da ordem de $\pm 15\%$ para valores de x aproximadamente acima de 0.3, esta banda de incerteza aumenta rapidamente para x grande.

3.3 MRST2004

A MRST2004 [10, 11, 12] utiliza o esquema de número de sabores de quarks fixo, ou em inglês fixed-flavour-number-scheme (FFNS). Normalmente as funções de distribuição de pártons utilizam o esquema de número variável dos sabores de quarks (variable-flavour-number-scheme, ou VFNS), neste caso o número de quarks ativos cresce de $n_f = 3$ para $n_f = 4$, e depois para $n_f = 5$.

A MRST2004 possui dois conjuntos de distribuições partônicas:

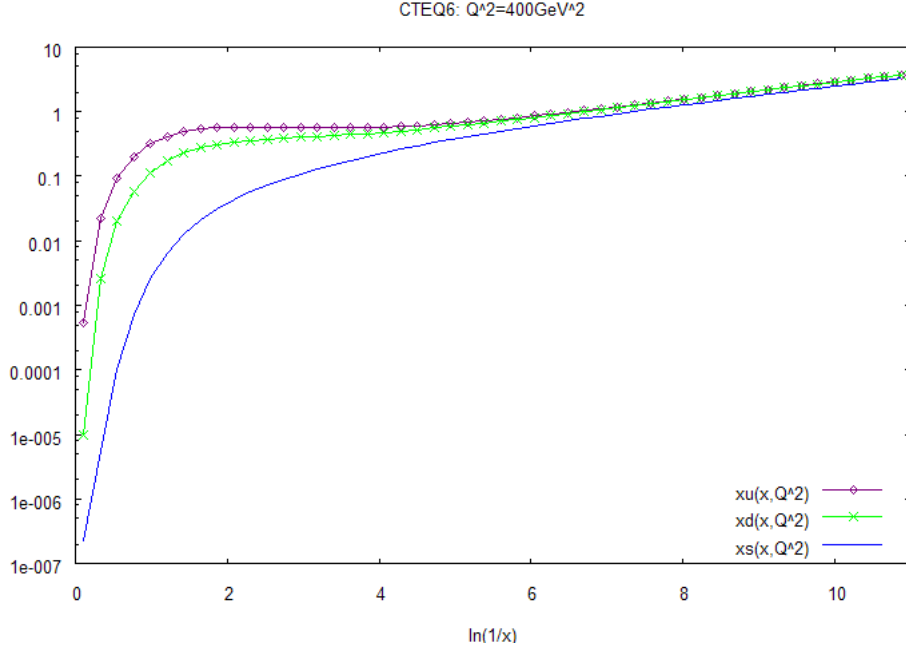


Figura 3.2: Curvas de $xu(x, Q^2)$, $xd(x, Q^2)$ e $xs(x, Q^2)$ obtidas pela CTEQ6, com $Q^2 = 400 GeV^2$, em ordem dominante.

- MRST2004FF3: é gerada a partir de 3-flavour FFNS.
- MRST2004FF4: é gerada a partir de 4-flavour FFNS.

Tanto a MRST2004FF3 e a MRST2004FF4 podem ser usadas em LO e NLO.

A MRST utiliza os seguintes valores para as massas dos quarks c e b:

$$m_c = 1.43 GeV$$

$$m_b = 4.3 GeV$$

As funções de distribuição de entrada em LO, com $Q_0^2 = 1 GeV^2$, são dadas por:

$$xu_v = 0.474x^{0.30}(1-x)^{3.12}(1-1.32x^{0.5}+19.56x) \quad (3.12)$$

$$xd_v = 0.668x^{0.43}(1-x)^{4.03}(1-0.83x^{0.5}+7.68x) \quad (3.13)$$

$$xS = 0.458x^{-0.19}(1-x)^{7.51}(1+0.025x^{0.5}+7.63x) \quad (3.14)$$

$$xg = 3.08x^{0.10}(1-x)^{6.49}(1-2.96x^{0.5}+9.26x) \quad (3.15)$$

$$x(\bar{d} - \bar{u}) = 4.163x^{1.76}(1-x)^{9.51}(1+7.20x-24.8x^2) \quad (3.16)$$

Com a comparação de resultados obtidos em FFNS e VFNS, das funções de estrutura dos quarks c e b, percebe-se que a produção dos mesmos é suprimida em FFNS comparando com VFNS, mas para valores muito pequenos de x a função de estrutura do quark c em VFNS fica um pouco abaixo da obtida por FFNS. A supressão observada para sabores de quarks pesados em FFNS, demonstra que não se deve esperar bons resultados utilizando MRST FFNS, para se obter dados coerentes aos obtidos experimentalmente, em regiões em que a contribuição do quark c é importante para a função de estrutura. Para valores de x menores que aproximadamente 10^{-2} , F_2^c cresce 30% mais devagar em Q^2 , com o uso de FFNS, o que é

prejudicial já que para pequenos valores de x , F_2^c é a componente que mais contribui para F_2 .

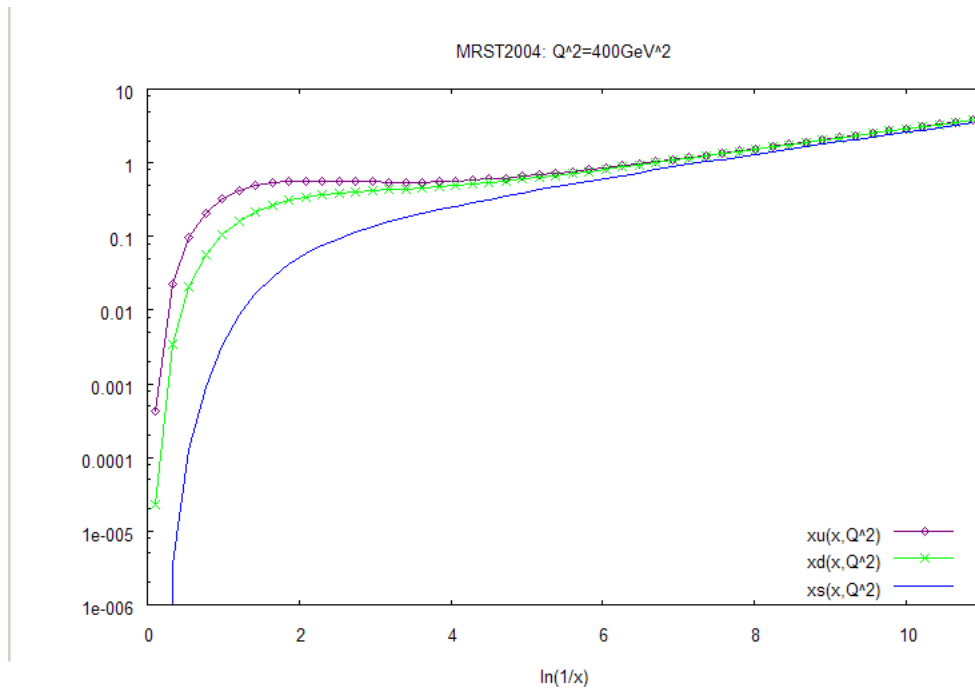


Figura 3.3: Curvas de $xu(x, Q^2)$, $xd(x, Q^2)$ e $xs(x, Q^2)$ obtidas pela MRST2004, com $Q^2 = 400\text{GeV}^2$, em ordem dominante.

Capítulo 4

Resultados obtidos para F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$.

4.1 Obtenção dos Resultados

Para a obtenção da função de estrutura do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, foi utilizada a equação 2.16, isolando F_2^{ep} . Para o cálculo de F_2^{ep} é necessário o uso de uma distribuição partônica que forneça as distribuições de momento dos pártons envolvidos; em F_2^{ep} , neste caso necessitou-se de $u^p(x, Q^2)$, $\bar{u}^p(x, Q^2)$, $d^p(x, Q^2)$, $\bar{d}^p(x, Q^2)$, $s^p(x, Q^2)$ e $\bar{s}^p(x, Q^2)$. Também foi obtida a contribuição do quark charm para a função de estrutura do próton, a função $F_2^{c\bar{c}}$, para tanto necessitou-se da função de distribuição de momento $c(x, Q^2)$ e $\bar{c}(x, Q^2)$. Neste capítulo ilustro a dependência em Q^2 das funções de estrutura, já que, apesar de estar utilizando o modelo e as parametrizações em ordem dominante, as distribuições partônicas incluem a dependência de Q^2 em suas funções de distribuição de momento para um melhor ajuste. Existem várias distribuições partônicas que podem ser utilizadas para obter as funções de estrutura: foram escolhidas três distribuições partônicas para permitir uma comparação dos resultados. São elas: GRV98, CTEQ6 e MRST2004.

Foram escolhidos valores de Q^2 para se obter vários gráficos de F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$, com valores constantes de Q^2 . O valor máximo escolhido de Q^2 , depende do domínio da distribuição partônica utilizada. A partir de programas para o cálculo de F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$, utilizando cada distribuição partônica, obteve-se para cada valor de Q^2 , $\ln(F_2^{ep})$ e $\ln(F_2^{c\bar{c}})$ em função de $\ln(1/x)$. Todos os resultados obtidos no trabalho utilizam as parametrizações em ordem dominante.

4.1.1 Dados a partir da GRV98

O domínio da distribuição partônica GRV98 [8] é:

$$\begin{aligned} x &\rightarrow \text{entre } 10^{-9} \text{ e } 1, \\ Q^2 &\rightarrow \text{entre } 0.8\text{GeV}^2 \text{ e } 10^6\text{GeV}^2. \end{aligned}$$

Assim, os valores escolhidos de Q^2 foram, 4, 400, 4×10^4 e 10^6 , para cada valor de Q^2 obteve-se F_2^{ep} . A partir do domínio da variável x relacionado acima, obtém-se o domínio de $\ln(1/x)$ que é entre 0 e aproximadamente 20,723.

Quando a distribuição partônica GRV98 é utilizada para se obter a $F_2^{c\bar{c}}$, o seu domínio é diferente, e a GRV98 fornece diretamente o valor de $F_2^{c\bar{c}}$; o domínio da mesma, neste caso, é:

$$\begin{aligned} x &\rightarrow \text{entre } 10^{-9} \text{ e } 1, \\ Q^2 &\rightarrow \text{entre } 0.8\text{GeV}^2 \text{ e } 10^4\text{GeV}^2. \end{aligned}$$

Assim, os valores de Q^2 escolhidos foram 4, 400 e 4×10^4 .

4.1.2 Dados a partir da CTEQ6

O domínio da distribuição partônica CTEQ6 [9] é:

$$\begin{aligned} x &\rightarrow \text{entre } 10^{-6} \text{ e } 1, \\ Q^2 &\rightarrow \text{entre } 1,69\text{GeV}^2 \text{ e } 10^8\text{GeV}^2. \end{aligned}$$

Assim, os valores escolhidos de Q^2 foram, 4, 400, 4×10^4 , 10^6 e 10^8 , para cada valor de Q^2 obteve-se F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$. A partir do domínio da variável x relacionado acima, obtém-se o domínio de $\ln(1/x)$ que é entre 0 e aproximadamente 13,815.

4.1.3 Dados a partir da MRST2004

O domínio da distribuição partônica MRST2004 [10, 11, 12] é:

$$\begin{aligned} x &\rightarrow \text{entre } 10^{-5} \text{ e } 1, \\ Q^2 &\rightarrow \text{entre } 1,25\text{GeV}^2 \text{ e } 10^7\text{GeV}^2. \end{aligned}$$

Assim, os valores escolhidos de Q^2 foram, 4, 400, 4×10^4 e 10^6 , para cada valor de Q^2 obteve-se F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$. A partir do domínio da variável x relacionado acima, obtém-se o domínio de $\ln(1/x)$ que é entre 0 e aproximadamente 11,513.

4.2 Resultados

Nesta seção estão os gráficos obtidos, a partir das distribuições partônicas, GRV98, CTEQ6 e MRST2004, para F_2 e $F_2^{c\bar{c}}$.

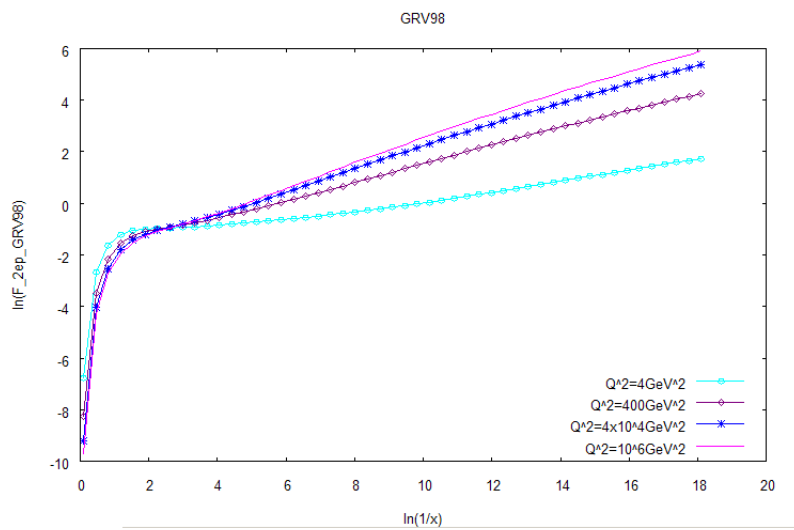


Figura 4.1: Funções de estrutura do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, para determinados valores de Q^2 em função de $\ln(1/x)$, obtida a partir da distribuição partônica GRV98.

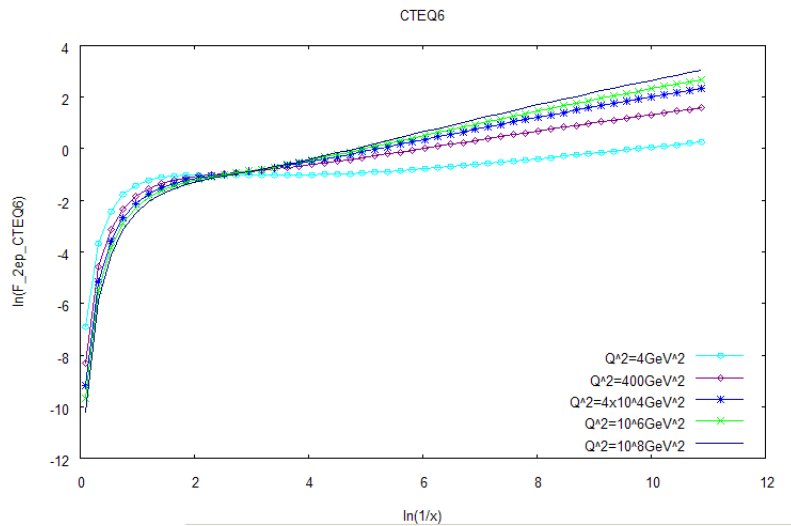


Figura 4.2: Funções de estrutura do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, para determinados valores de Q^2 em função de $\ln(1/x)$, obtida a partir da distribuição partônica CTEQ6.

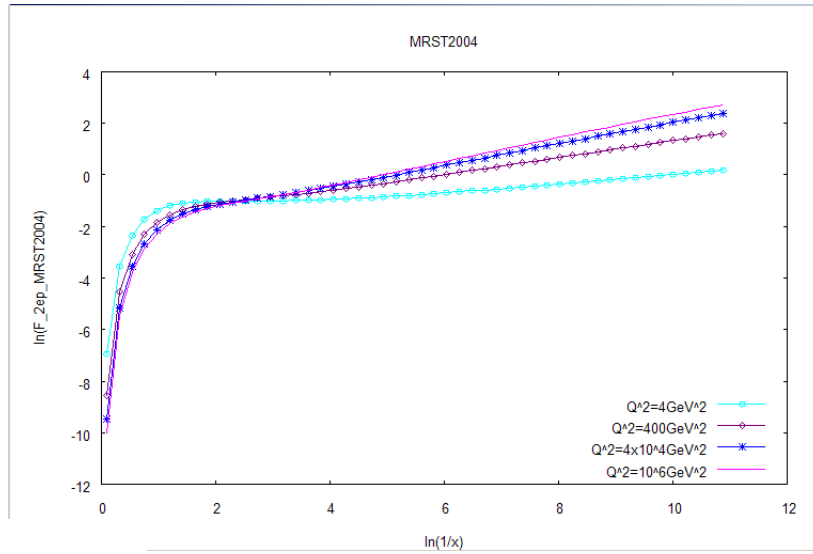


Figura 4.3: Funções de estrutura do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, para determinados valores de Q^2 em função de $\ln(1/x)$, obtida a partir da distribuição partônica MRST2004.

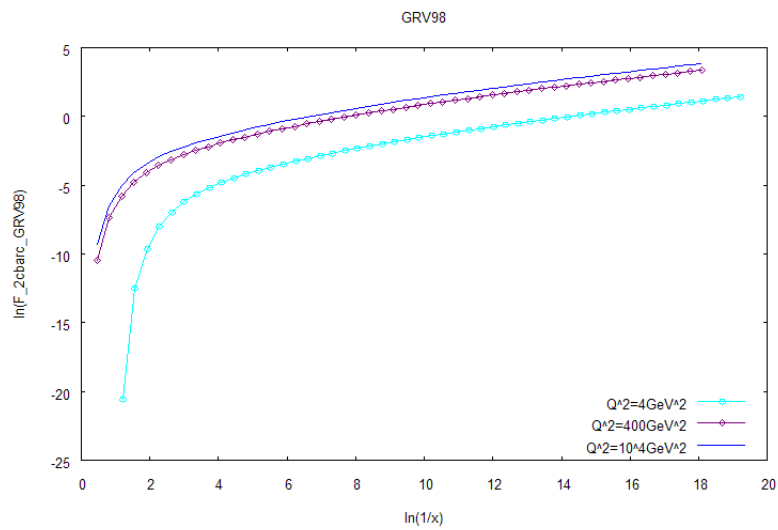


Figura 4.4: Funções de estrutura $F_2^{c\bar{c}}$, para determinados valores de Q^2 em função de $\ln(1/x)$, obtida a partir da distribuição partônica GRV98.

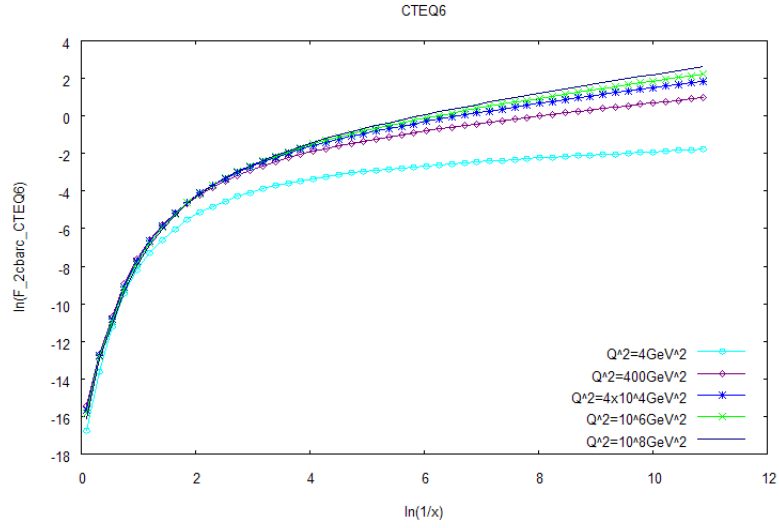


Figura 4.5: Funções de estrutura $F_2^{c\bar{c}}$, para determinados valores de Q^2 em função de $\ln(1/x)$, obtida a partir da distribuição partônica CTEQ6.

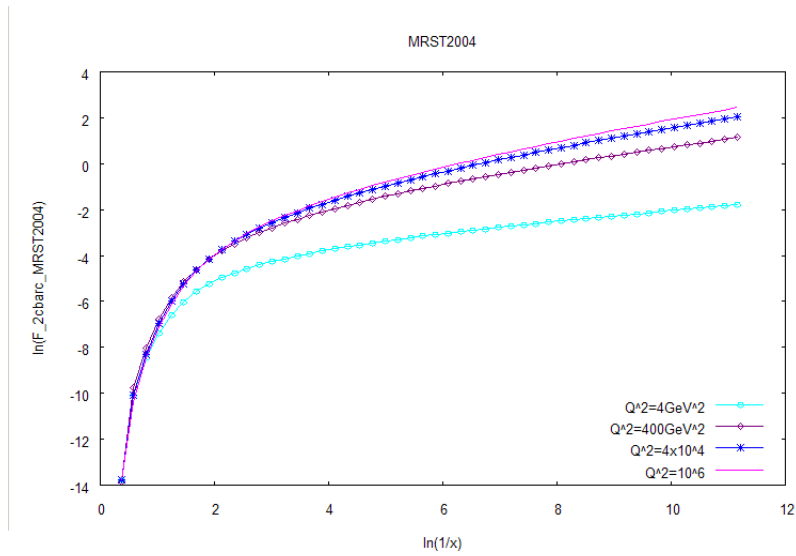


Figura 4.6: Funções de estrutura $F_2^{c\bar{c}}$, para determinados valores de Q^2 em função de $\ln(1/x)$, obtida a partir da distribuição partônica MRST2004.

Capítulo 5

Comparação dos Resultados de F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$

Nesta parte apresento a comparação entre curvas obtidas para F_2^{ep} a partir das distribuições partônicas GRV98, CTEQ6 e MRST2004. A comparação é realizada com dados obtidos a partir do detetor ZEUS [13, 14], já a comparação de curvas para $F_2^{c\bar{c}}$ é feita com dados obtidos a partir dos detetores ZEUS e H1 [15, 16, 17]. As barras de erros nos gráficos para os dados representam as incertezas estatísticas e sistemáticas somadas em quadratura.

5.1 Análise comparativa dos resultados

Nesta seção faço uma análise comparativa dos resultados obtidos pelas três distribuições partônicas utilizadas na obtenção de F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$.

5.1.1 Função de Estrutura do Próton

- Gráfico 5.1: A diferença dos valores obtidos pelas três distribuições aumenta com o aumento de x . Na região de x menor que aproximadamente 0.000075, a parametrização que obtém os maiores valores é a CTEQ6, e a GRV98 fornece os valores intermediários. Para aproximadamente $x > 0.0002$, a curva com maiores valores para a função de estrutura é a obtida pela GRV98, a que possui os valores intermediários é a MRST2004. O formato das três curvas acompanha os resultados obtidos pelo detetor ZEUS, a discrepância é esperada, pois estou utilizando as parametrizações em ordem dominante.
- Gráfico 5.2: As três curvas obtidas pelas parametrizações são praticamente equivalentes, a região em que elas possuem valores com maior diferença, porém pouca, é no intervalo aproximado $0 < x < 0.05$, sendo que a GRV98 obtém os maiores valores e a MRST2004 os valores intermediários. As curvas teóricas obedecem o formato dos dados comparativos, indicando uma boa representação.
- Gráfico 5.3: As três curvas obtidas pelas parametrizações são praticamente equivalentes, e há uma grande região de sobreposição para valores de x maiores que aproximadamente 0.2. Na região, em que há diferença entre as parametrizações, a GRV98 obtém os maiores valores e a MRST2004 os valores intermediários. Os gráficos obtidos tentam aproximar o formato dos dados, não conseguindo de maneira plenamente

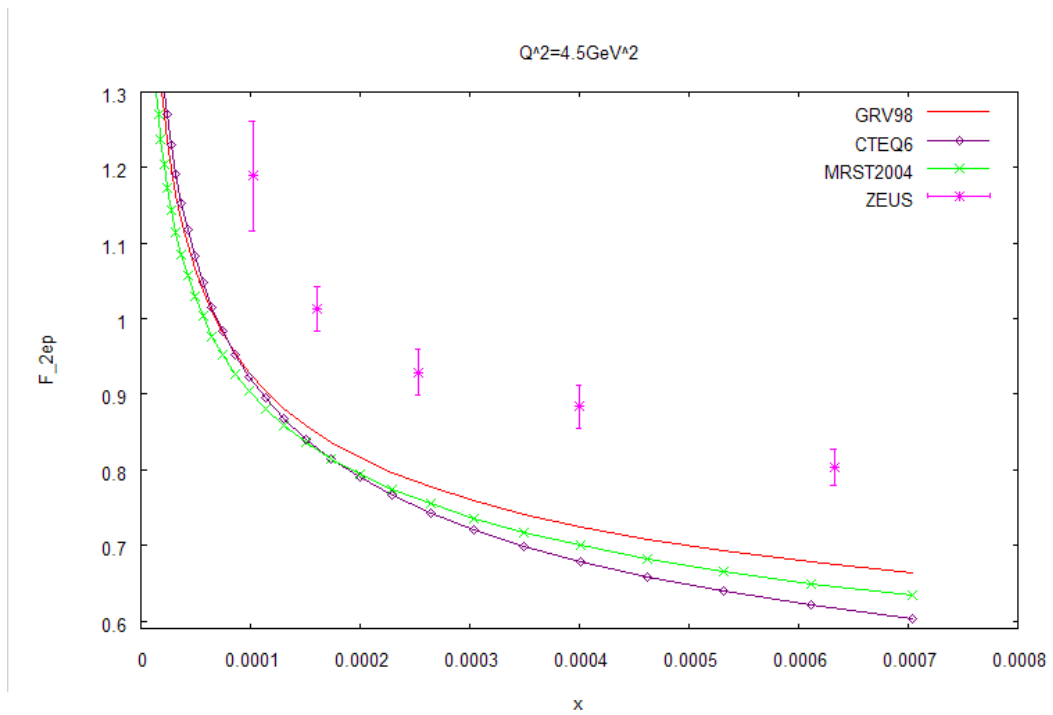


Figura 5.1: Funções de estrutura F_2 , comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS, para $Q^2 = 4.5\text{GeV}^2$.

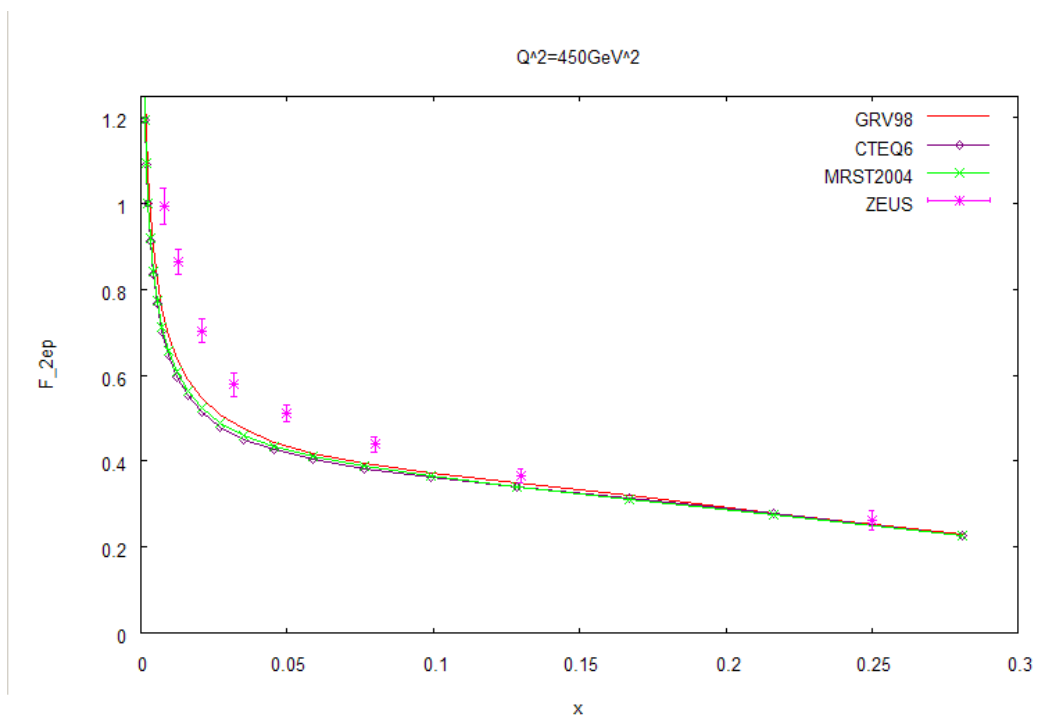


Figura 5.2: Funções de estrutura F_2 , comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS, para $Q^2 = 450\text{GeV}^2$.

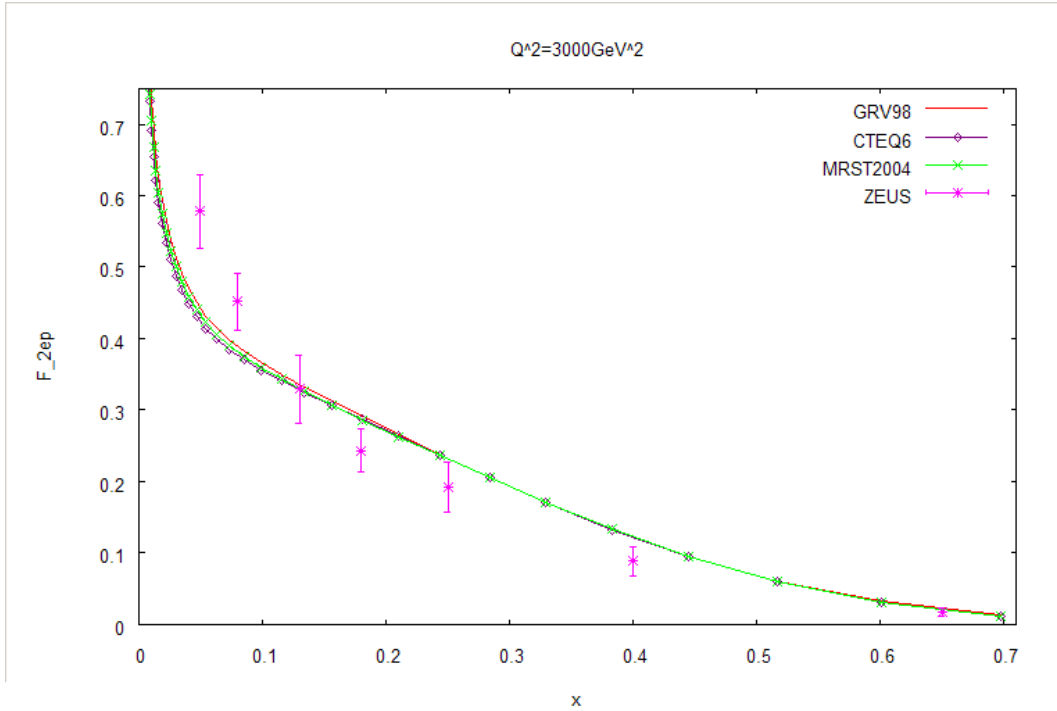


Figura 5.3: Funções de estrutura F_2 , comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS, para $Q^2 = 3000 \text{ GeV}^2$.

satisfatória.

- Gráfico 5.4: As curvas teóricas possuem valores praticamente equivalentes, com uma região de sobreposição para valores de x aproximadamente maiores que 0.2. Na região em que há diferença entre as curvas teóricas, a GRV98 possui os maiores valores. As barras de erro dos resultados experimentais englobam os gráficos obtidos a partir das distribuições partônicas, e o formato das curvas reproduz o formato dos dados, assim, com esses dois fatores percebe-se que os resultados teóricos representam bem os pontos comparativos.

5.1.2 Contribuição do quark charm para a função de estrutura do próton.

- Gráfico 5.5: Percebe-se que as curvas obtidas diferem nitidamente, mas como para pequeno x há poucos resultados experimentais, já é esperado que as parametrizações difiram em ordem dominante nesta região. Na região em que x é menor que aproximadamente 0.00025, a GRV98 obtém os maiores valores e a CTEQ6 os valores intermediários. Na região em que x é maior que aproximadamente 0.0005, a curva com maiores valores é a curva dada pela CTEQ6, e a com valores intermediários é a fornecida pela MRST2004. A barra de erro do ponto com menor x engloba as três curvas, quanto ao formato das curvas em relação aos dados, o resultado é inconclusivo.
- Gráfico 5.6: As curvas obtidas diferem nitidamente. Na região em que x é menor que aproximadamente 0.00025, a GRV98 obtém os maiores valores e a CTEQ6 os valores intermediários. Na região em que x é maior que aproximadamente 0.0005, a curva

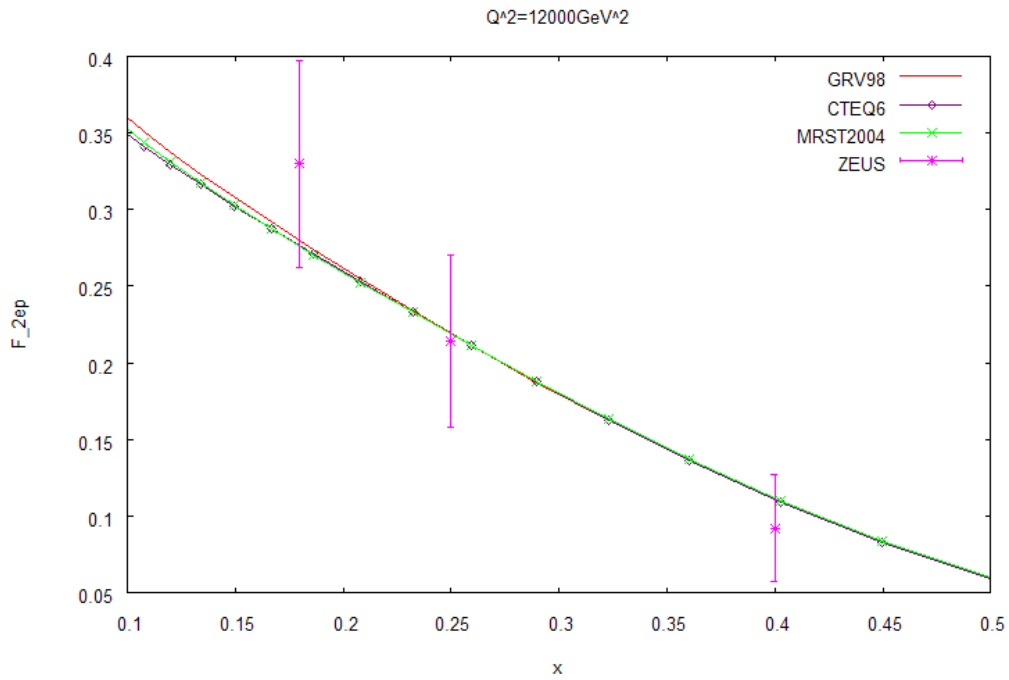


Figura 5.4: Funções de estrutura F_2 , comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS, para $Q^2 = 12000\text{GeV}^2$.

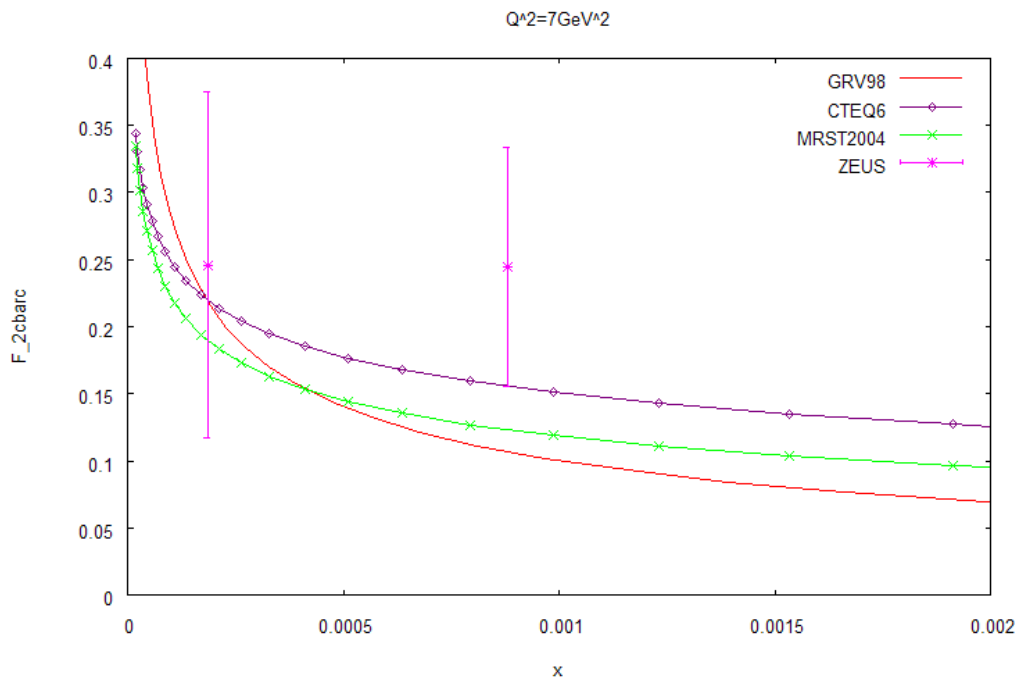


Figura 5.5: Funções de estrutura $F_2^{c\bar{c}}$, comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS, para $Q^2 = 7\text{GeV}^2$.

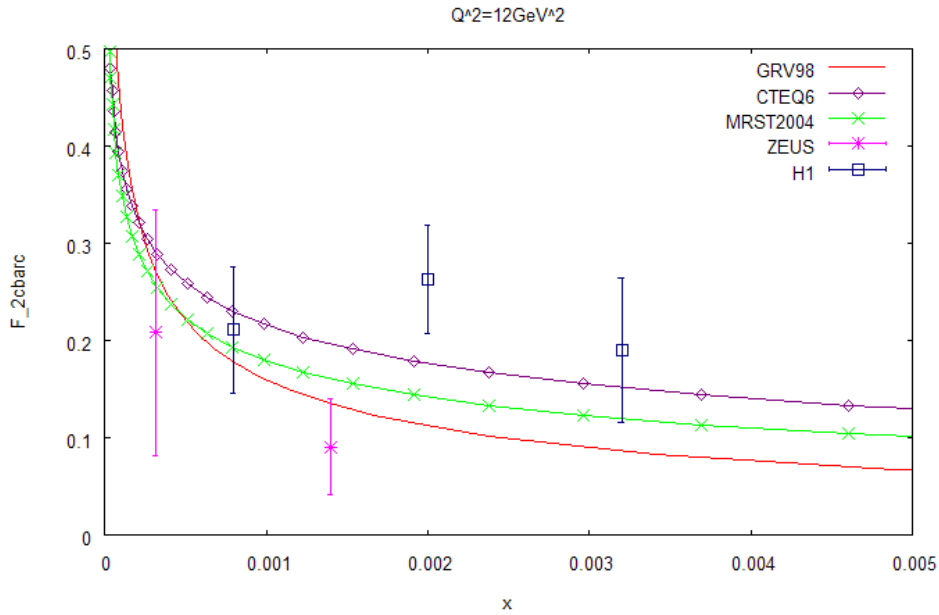


Figura 5.6: Funções de estrutura $F_2^{c\bar{c}}$, comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS e do detector H1, para $Q^2 = 12\text{GeV}^2$.

com maiores valores é a curva dada pela CTEQ6, e a com valores intermediários é a fornecida pela MRST2004. As barras de erros dos pontos com menor x , obtidos por ZEUS e H1, englobam os gráficos teóricos, todos os pontos estão próximos das curvas, indicando uma boa aproximação.

- Gráfico 5.7: Nota-se que as curvas obtidas diferem visivelmente. Na região em que x é menor que aproximadamente $x=0.0005$, a GRV98 obtém os maiores valores e a CTEQ6 os valores intermediários. Na região em que x é maior que aproximadamente $x=0.00075$, a curva com maiores valores é a curva dada pela CTEQ6, e a com valores intermediários é a fornecida pela MRST2004. Nota-se que os gráficos teóricos estão na região dos resultados experimentais, representando um bom ajuste.
- Gráfico 5.8: As curvas possuem diferenças perceptíveis. Na região em que x é menor que aproximadamente 0.001, a GRV98 obtém os maiores valores. Na região em que x é maior que aproximadamente 0.0015, a curva com maiores valores é a curva dada pela CTEQ6, e a com valores intermediários é a fornecida pela MRST2004. As curvas estão na região dos dados, apenas o ponto com menor x , do resultado experimental de H1, não está ajustado por uma das parametrizações, os gráficos teóricos, então, apresentam um bom ajuste para os dados.

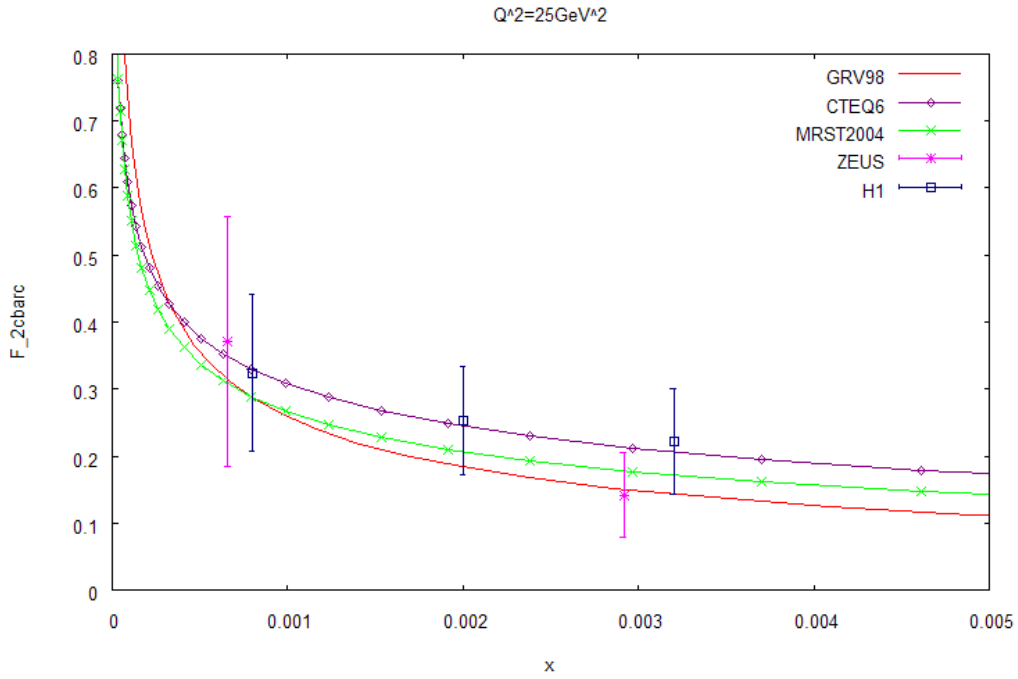


Figura 5.7: Funções de estrutura $F_2^{c\bar{c}}$, comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS e do detector H1, para $Q^2 = 25\text{GeV}^2$.

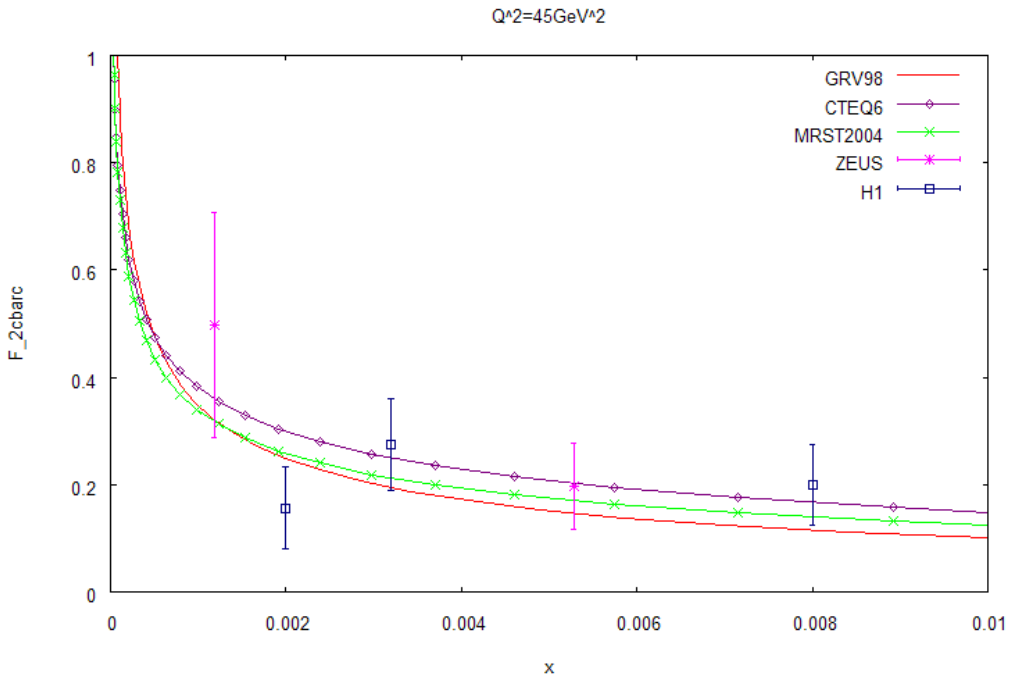


Figura 5.8: Funções de estrutura $F_2^{c\bar{c}}$, comparadas com os dados obtidos a partir do detector ZEUS e do detector H1, para $Q^2 = 45\text{GeV}^2$.

Capítulo 6

Comparação dos Resultados da Seção de Choque do Drell-Yan

Nesta capítulo apresento a comparação entre curvas obtidas para a seção de choque do Drell-Yan a partir das distribuições partônicas GRV98, CTEQ6 e MRST2004, a comparação é realizada com dados obtidos a partir do acelerador de partículas do Fermilab, o experimento utilizado para a comparação é o E866, que envolve a colisão de dois prótons produzindo μ^+ e μ^- . As barras de erros nos gráficos para os dados representam as incertezas estatísticas e sistemáticas somadas em quadratura, a normalização dos dados do E866 possui uma incerteza de $\pm 6.5\%$ [6, 7].

6.1 Análise comparativa dos resultados

Nesta seção faço uma análise comparativa dos resultados obtidos pelas três distribuições partônicas utilizadas, na obtenção da seção de choque do Drell-Yan.

- Gráfico 6.1: Na região em que M é menor que aproximadamente 11GeV , a curva obtida pela GRV98 tem os maiores valores. Existe uma região de sobreposição das curvas obtidas pela CTEQ6 e MRST2004, que está na região aproximada de $M < 5.5\text{GeV}$. Percebe-se que as curvas se aproximam da maioria dos pontos, formando boas representações para os resultados experimentais.
- Gráfico 6.2: Na região em que M é menor que aproximadamente 11.5 , a curva obtida pela GRV98 tem os maiores valores, e há uma região de sobreposição dos gráficos da CTEQ6 e MRST2004, aproximadamente em $M < 5$. O formato das curvas reproduz os resultados experimentais, exceto para o ponto com maior M , indicando um bom ajuste.
- Gráfico 6.3: Para todos os valores de M a GRV98 obtém os maiores resultados, há uma região de sobreposição dos gráficos da CTEQ6 e da MRST2004, entre 7GeV e 9GeV . O formato das curvas reproduz o formato dos dados, mostrando ser uma boa aproximação. O ajuste feito pelas parametrizações indica que se for colocado um fator multiplicativo nas curvas teóricas, pode-se obter um melhor resultado; se assim for feito, a MRST2004 produzirá o melhor ajuste.
- Gráfico 6.4: Para todos os valores de M a GRV98 obtém os maiores resultados, há uma região de sobreposição dos gráficos da CTEQ6 e da MRST2004, entre 10GeV e

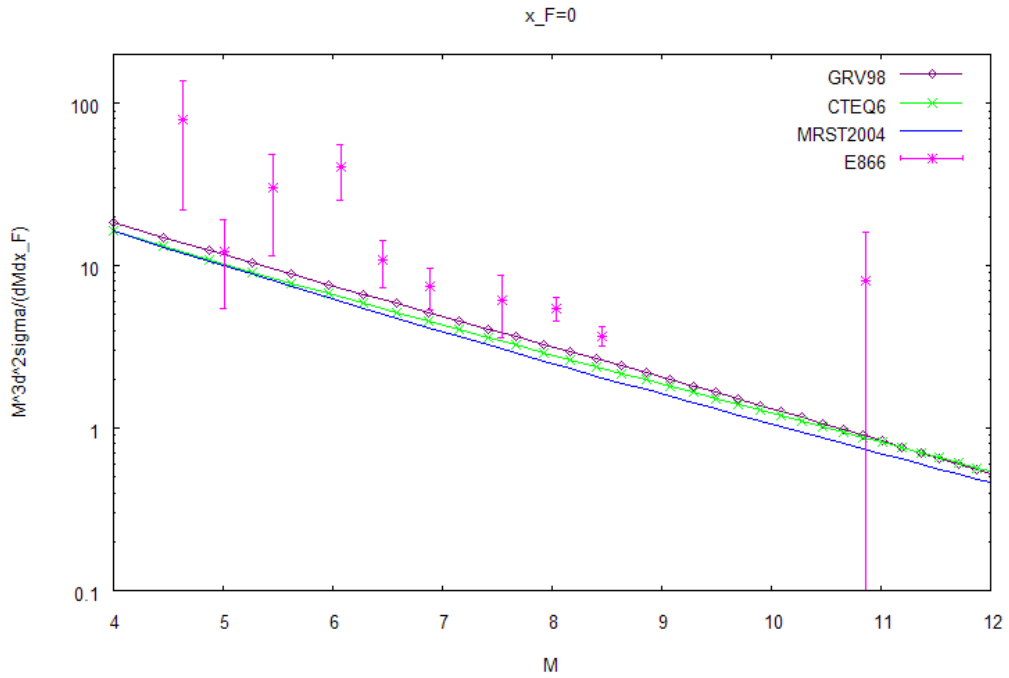


Figura 6.1: Curvas da seção de choque do Drell-Yan, obtidas a partir das três distribuições partônicas utilizadas no trabalho, comparadas com os dados obtidos para a seção de choque do próton, a partir do experimento 866 do Fermilab (E866), com $-0.05 < x_F < 0.05$.

12GeV. O formato das curvas reproduz o formato dos dados, mostrando ser uma boa aproximação. O ajuste feito pelas parametrizações indica que se for colocado um fator multiplicativo nas curvas teóricas, pode-se obter um melhor resultado; se assim for feito, a MRST2004 produzirá o melhor ajuste.

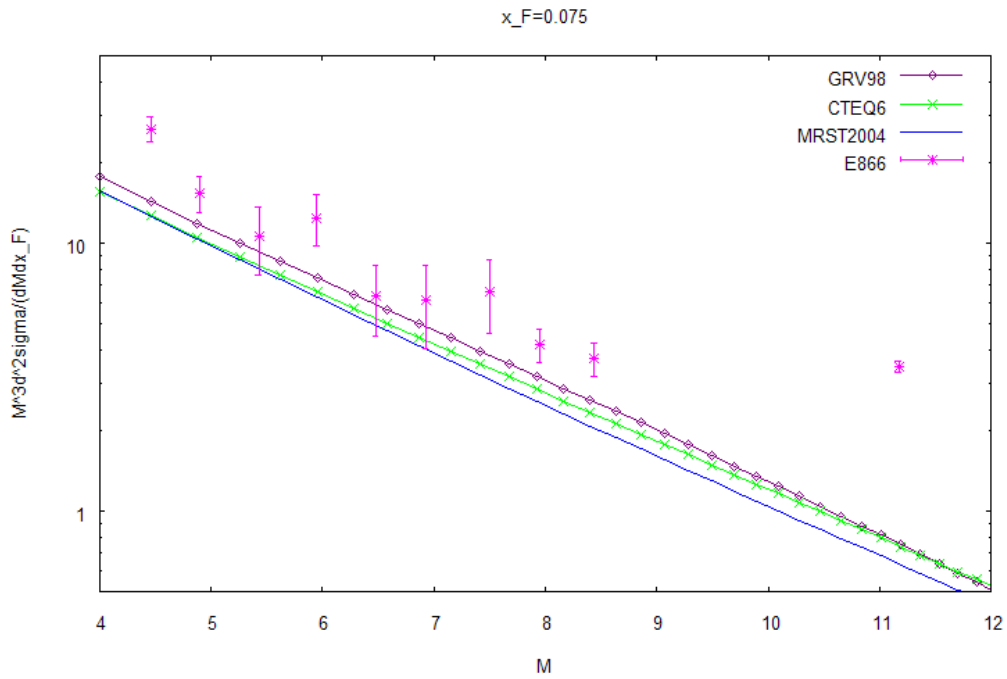


Figura 6.2: Curvas da seção de choque do Drell-Yan, obtidas a partir das três distribuições partônicas utilizadas no trabalho, comparadas com os dados obtidos para a seção de choque do próton, a partir do experimento 866 do Fermilab (E866), com $0.05 < x_F < 0.10$.

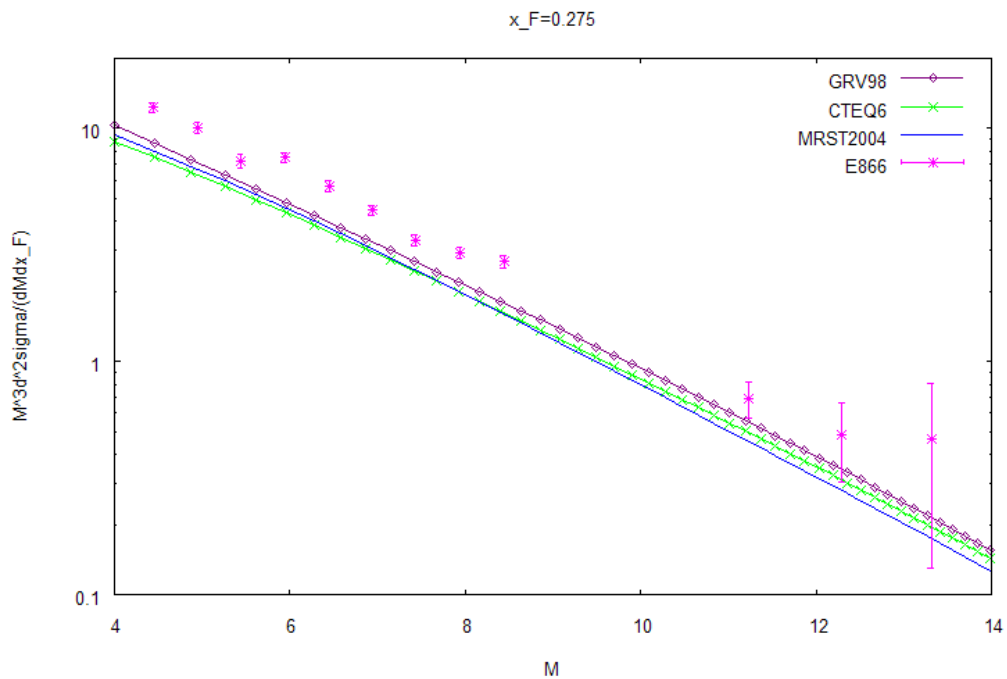


Figura 6.3: Curvas da seção de choque do Drell-Yan, obtidas a partir das três distribuições partônicas utilizadas no trabalho, comparadas com os dados obtidos para a seção de choque do próton, a partir do experimento 866 do Fermilab (E866), com $0.25 < x_F < 0.30$.

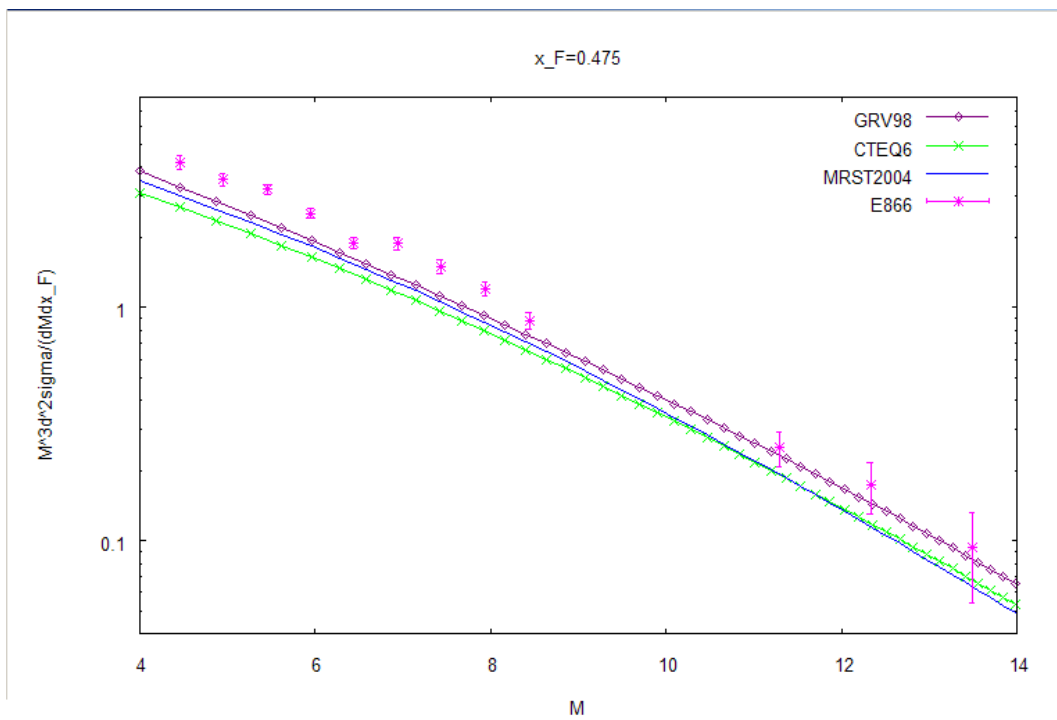


Figura 6.4: Curvas da seção de choque do Drell-Yan, obtidas a partir das três distribuições partônicas utilizadas no trabalho, comparadas com os dados obtidos para a seção de choque do próton, a partir do experimento 866 do Fermilab (E866), com $0.45 < x_F < 0.50$.

Conclusão

A partir da análise comparativa dos resultados, percebe-se que na maioria das regiões em que há discrepância entre as curvas obtidas pelas três distribuições partônicas a MRST2004 obtém os valores intermediários, a GRV98 obtém os maiores valores da função de estrutura do próton e da seção de choque Drell-Yan, e o uso da CTEQ6 resulta nos maiores valores de $F_2^{c\bar{c}}$.

Nos resultados obtidos da função de estrutura do próton existem grandes regiões de sobreposição das curvas obtidas pelas três parametrizações. As diferenças entre as curvas obtidas para pequeno x são explicadas por haver poucos resultados nesta região, dificultando a parametrização das funções de distribuição de momento pelas distribuições partônicas. Este caso está bem exemplificado nos gráficos de $F_2^{c\bar{c}}$.

O ajuste obtido para a seção de choque do processo Drell-Yan pode ser melhorado colocando-se um fator multiplicativo nas curvas obtidas pelas parametrizações; neste caso a MRST2004 é a que possui um melhor resultado. Os gráficos teóricos reproduzem o formato dos dados, porém na maioria dos casos fora da margem de erro, mas representam a dependência da variável x , no caso de F_2^{ep} e $F_2^{c\bar{c}}$ e da variável M , no caso do processo Drell-Yan.

Os resultados obtidos com as parametrizações utilizam a aproximação de ordem dominante, dessa forma já era esperado que as curvas não reproduzissem um ajuste totalmente satisfatório. A futura utilização das distribuições partônicas e do modelo em ordem superior à dominante permitirá um melhor ajuste.

Bibliografia

- [1] F. Halzen, A. D. Martin. *Quarks & leptons: an introductory course in modern particle physics*. Cingapura: John Wiley, 1984.
- [2] T. Muta. *Foundations of quantum chromodynamics*. Cingapura: World Scientific, 1987.
- [3] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber. *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, 2003.
- [4] C.A. Canal, M.B. Gay Ducati, M.B. Simões. *Notes in deep inelastic scattering*. Strasbourg: Centre de Recherches Nucléaires, Université Louis Pauster, 1979.
- [5] R.G. Roberts. Phenomenology of Deep Inelastic Scattering Structure Functions. CRLC, 1997.
- [6] J.C. Webb et al. [arXiv:hep-ex/0302019], atualizado em agosto de 2006 em <<http://p25ext.lanl.gov/e866/papers/papers.html>>.
- [7] C.W. Jason. Measurement of continuum dimuon production in 800-GeV/C proton-nucleon collisions. Las Cruces, New Mexico, 2002. Dissertação (Doutorado em Filosofia). New Mexico State University.
- [8] M. Glück, E. Reya, A. Vogt. Eur. Phys. J. C 5 (1998) 461.
- [9] Jonathan Pumplin et al 2002 J. High Energy Phys, 07 (2002) 012, atualizado em abril de 2007 em <<http://hep.pa.msu.edu/people/wkt/cteq6/cteq6pdf.html>>.
- [10] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne. Eur. Phys. J. C 4 (1998) 463, atualizado em março de 2006 <<http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/mrs.html>>.
- [11] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne. Phys.Lett. B636 (2006) 259-264.
- [12] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne. Phys.Lett. B531 (2002) 216-224.
- [13] ZEUS Collaboration. Eur.Phys.J. C21 (2001) 443-471.
- [14] ZEUS Collab. , M. Derrick et al. , Z. Phys. C72, 399 (1996).
- [15] T. Gehrmann, R. G. Roberts, M. R. Whalley. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) A1 - A157
- [16] ZEUS-Breitweg J et al 1997 Phys. Lett. B 407 402.
- [17] H1-Adloff C et al 1996 Z. Phys. C72 593.
- [18] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. EUA: John Wiley & Sons, 1987.
- [19] H. Fritzsche. *Quarks A Matéria-Prima deste Mundo*. Lisboa: Editorial Presença. 1990.
- [20] K.C. Chung. *Introdução à Física Nuclear*. Rio de Janeiro: ed uerj, 2001.