Processo Drell-Yan: a produção de diléptons e os seus momenta transversais

E. G. de Oliveira, M. B. Gay Ducati, M. A. Betemps

emmanuel.deoliveira@ufrgs.br

Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias

Instituto de Física

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

http://www.if.ufrgs.br/gfpae

Parcialmente financiado pelo CNPq

Sumário

- Colisões de hádrons em altas energias
- Processo Drell-Yan
- Modelo de pártons
- Momentum transversal intrínseco
- Correções de ordem seguinte à dominante
- Conclusões e perspectivas
- Bibliografia

Colisões de hádrons em altas energias

- Por que colisões de hádrons em altas energias?
- Apesar de que se saiba que os hádrons são formados por pártons (quarks e glúons), a maneira como estes pártons formam os hádrons necessita ser investigada por colisões como estas.
- Os partons carregam carga de cor, enquanto os hádrons não têm cor, de tal maneira que os pártons estão confinados ao interior dos hádrons.
- Sendo assim, a única maneira de estudar ("colidir") os pártons é estudando ("colidindo") hádrons. (Em outras palavras, não se pode produzir um feixe de quarks ou glúons.)
- Em altas energias tem-se a esperança de que técnicas perturbativas sejam válidas.
- Neste paradigma de trabalho, o processo Drell-Yan se destaca.

Colisões de hádrons em altas energias

→ RHIC – Relativistic Heavy Ion Collider

→ Hexagonal, 4 km de perímetro

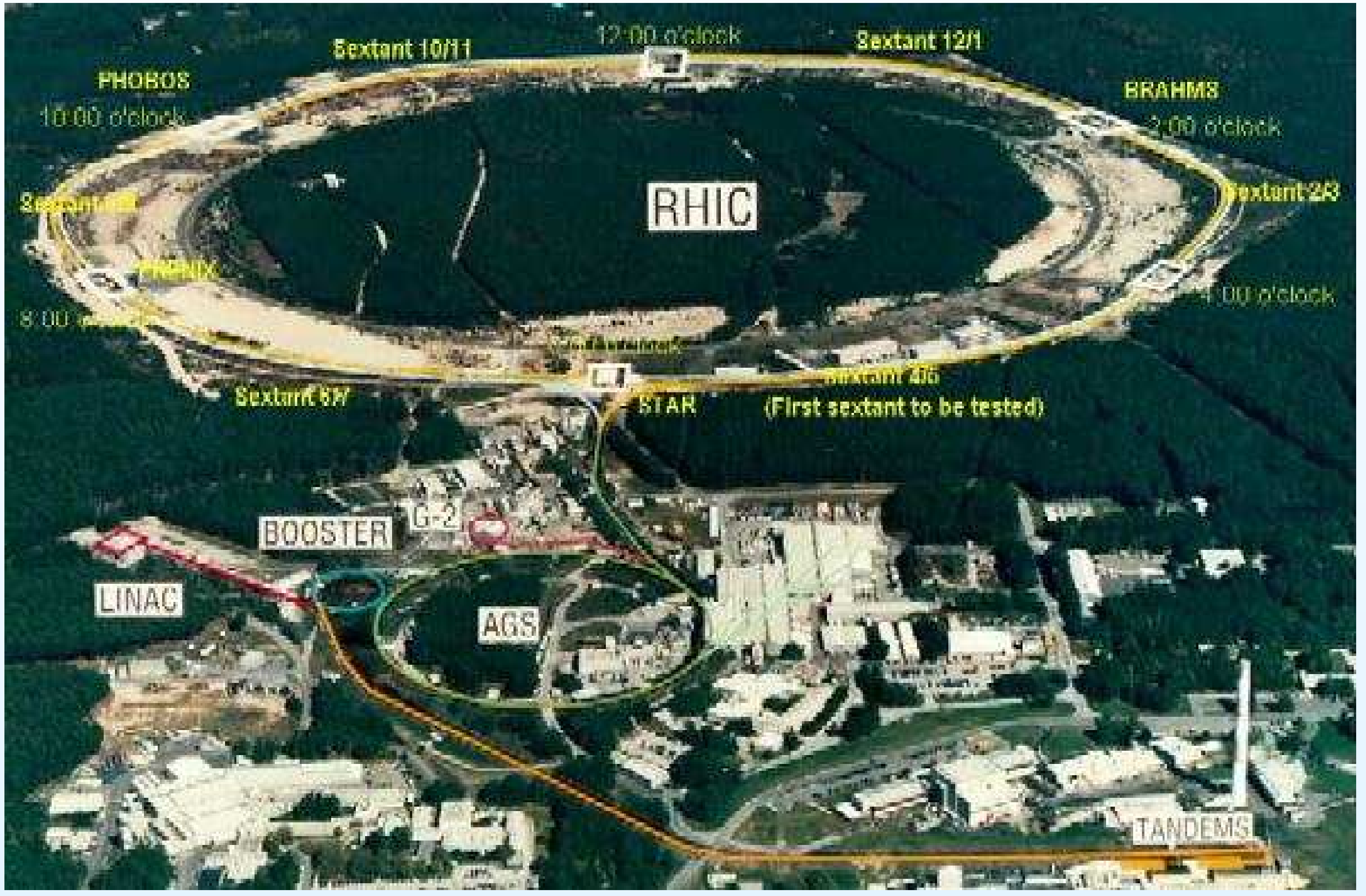
→ Pouca profundidade

→ Pico de 400 GeV (c.m.) em colisões próton-próton

→ 200 GeV (c.m.) em colisões Au-Au

→ Entrou em operação em 2000

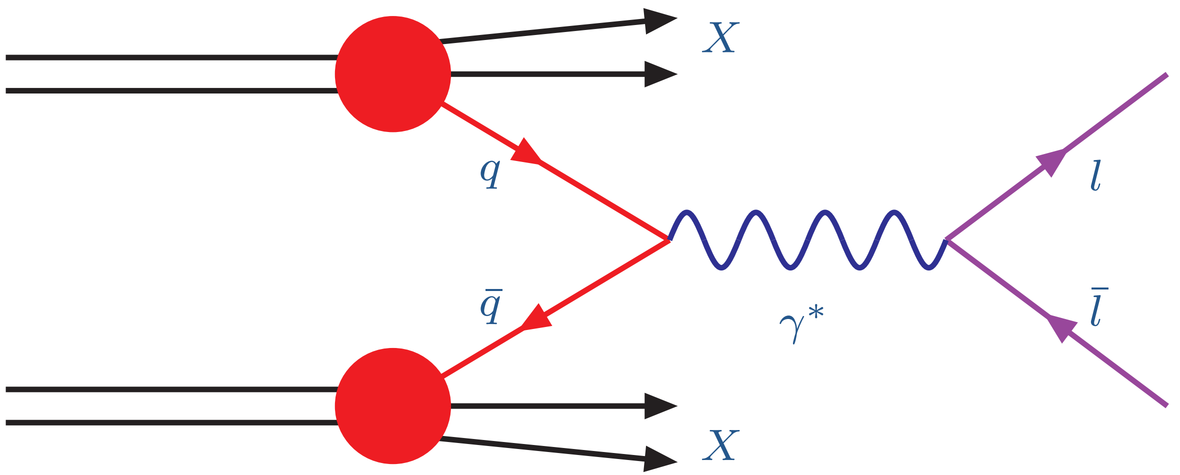
→ Upton, New York



Colisões de hádrons em altas energias

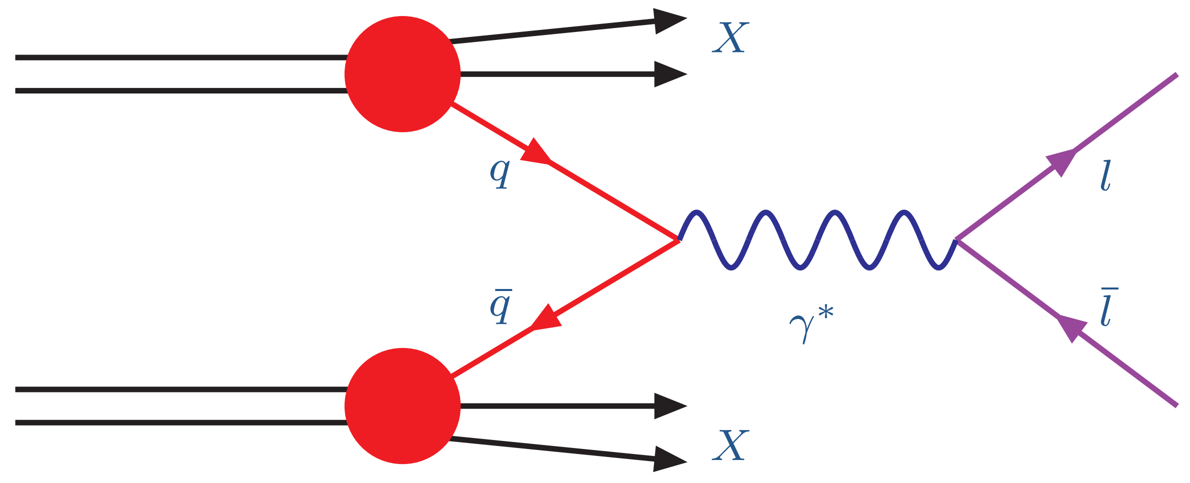
→ LHC – Large Hadron Collider
→ 27 km de circunferência
→ De 50 a 170 m de profundidade
→ 7 TeV por feixe em colisões próton-próton
→ Colisões em meados de 2008
→ Perto de Genebra, na fronteira franco-suíça

Processo Drell-Yan



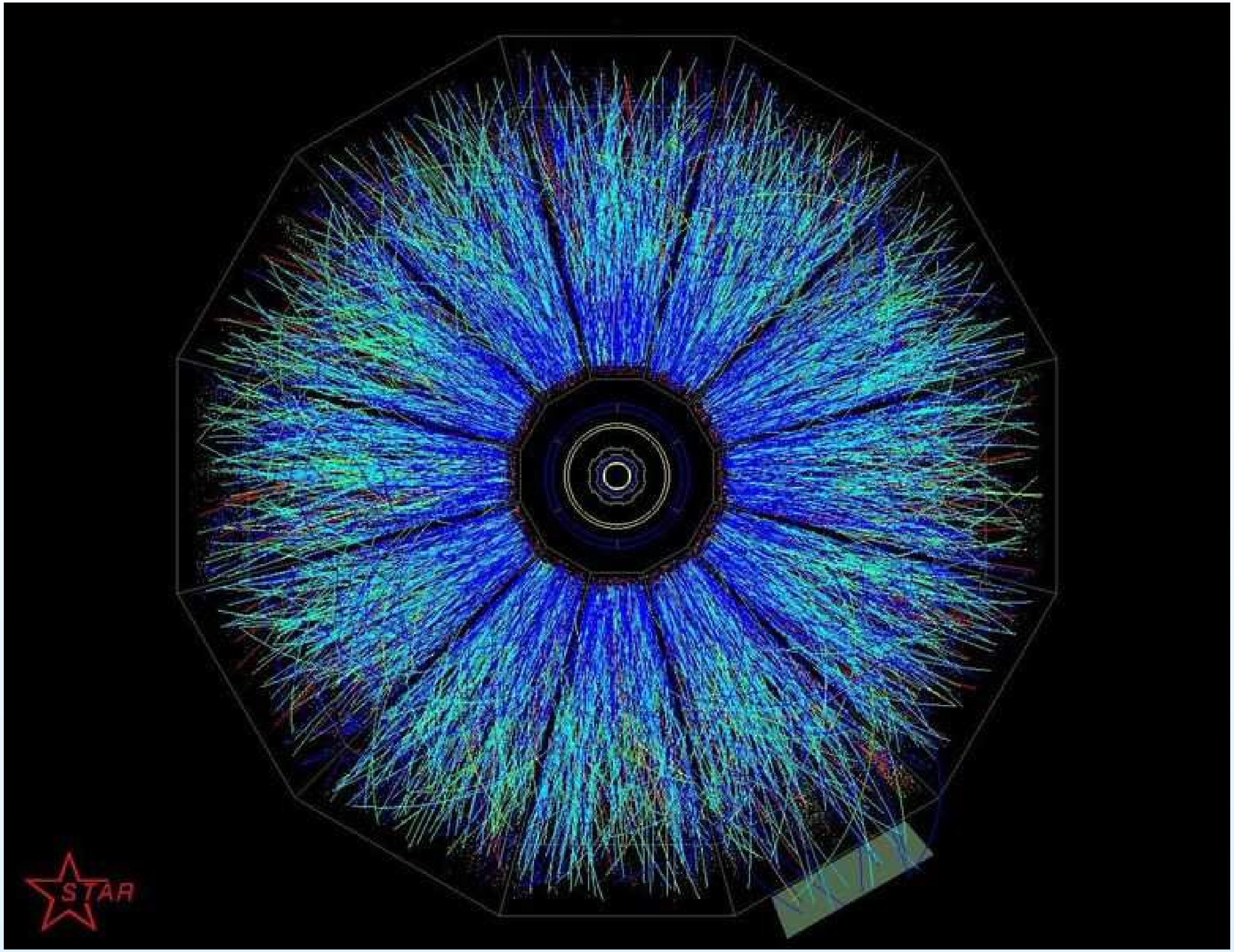
- O processo Drell-Yan é então a produção de diléptons (pares de léptons e antiléptons) a partir da combinação de dois pártons em um colisão entre dois hádrons.
- Foi proposto em S.D. Drell, T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25, 316 (1970).
- Em ordem dominante, é a aniquilação de um par de quark e antiquark em um bóson virtual que cria o dilépton.
- Em ordem dominante, apenas vértices (interação) da eletrodinâmica quântica aparecem.

Processo Drell-Yan



- Além do par de lépton-antilépton, há um resíduo X, formado a partir dos outros pártons.
- O lépton pode ser um elétron (0,51 MeV), múon (105 MeV) ou tau (1777 MeV).
- O lépton não interage fortemente, ou seja, não é afetado pelo resíduo X.
- Para massa do dilepton M muito menor do que a massa do bóson Z (91 GeV), o bóson virtual que intermedia o processo Drell-Yan pode ser considerado apenas como o fóton.

Colisões de hádrons em altas energias



Cinemática do processo Drell-Yan

- Unidades naturais ($c = 1, \hbar = 1$).
- Hipótese: os pártons são colineares aos hádrons (ausência de momentum transversal).
- Momentum dos hádrons: P_A e P_B.
- Momentum dos pártons: $p_A = x_A P_A$ e $p_B = x_B P_B$.
- Momentum dos léptons: p_1 e p_2.
- Energia de centro de massa do sistema hádron A e hádron B ao quadrado

$$s = (P_A + P_B)^2 = P_A^2 + P_B^2 + 2P_A \cdot P_B \approx 2P_A \cdot P_B \tag{1}$$

- Energia de centro de massa do dilépton ao quadrado

$$M^2 = (p_1+p_2)^2 = (p_A+p_B)^2 = p_A^2+p_B^2+2p_A\cdot p_B \approx 2p_A\cdot p_B = 2x_A x_B P_A\cdot P_B = x_A x_B s \tag{2}$$

Subprocesso $q + \bar{q} \to \gamma^* \to l + \bar{l}$

Em ordem dominante, a seção de choque do subprocesso é obtida a partir da aplicação da eletrodinâmica quântica (teoria quântica do eletromagnetismo).

$$\imath\mathcal{M} = \bar{v}^{s'}(p_B)(\imath e_q e\gamma^\mu)u^s(p_A)\left(-\frac{\imath g_{\mu\nu}}{M^2}\right)\bar{u}^r(p_1)(\imath e\gamma^\nu)v^{r'}(p_2) \tag{3}$$

$$\frac{1}{4}\sum_{\text{spins}}|\mathcal{M}|^2 = \frac{e_q^2 e^4}{4M^4}\text{tr}\left[(p_A)_\sigma\gamma^\sigma\gamma^\mu(p_B)_{\sigma'}\gamma^{\sigma'}\gamma^\nu\right]\text{tr}\left[(p_1)_\rho\gamma^\rho\gamma_\mu(p_2)_{\rho'}\gamma^{\rho'}\gamma_\nu\right] \tag{4}$$

$$\frac{1}{4}\sum_{\text{spins}}|\mathcal{M}|^2 = \frac{8e_q^2 e^4}{M^4}\left[(p_A\cdot p_1)(p_B\cdot p_2) + (p_A\cdot p_2)(p_B\cdot p_1)\right] \tag{5}$$

Trabalhando no referencial do centro de massa ($e^2 = 4\pi\alpha$):

$$\frac{1}{4}\sum_{\text{spins}}|\mathcal{M}|^2 = \frac{16e_q^2(4\pi)^2\alpha^2}{M^4}\frac{M^4}{16}\left[1+\cos^2\theta\right] = e_q^2(4\pi)^2\alpha^2\left[1+\cos^2\theta\right] \tag{6}$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 M^2}\sum_{\text{spins}}|\mathcal{M}|^2 = \frac{e_q^2\alpha^2}{4M^2}\left[1+\cos^2\theta\right] \to \hat{\sigma} = \frac{4\pi e_q^2\alpha^2}{3M^2} \tag{7}$$

Modelo de Pártons

- Determinar a distribuição de pártons de um hádron é um problema que exige uma solução por meio da cromodinâmica quântica não perturbativa.
- Esta solução não está disponível.
- A alternativa é usar uma parametrização obtida por meio de experimentos.
- No caso do processo Drell-Yan, são usadas funções de distribuição em momentum de pártons ($f_q(x_A)$).
- $f_q(x_A)dx_A$ é a probabilidade de encontrar o parton q com momentum entre x_A e $x_A + dx_A$ vezes o momentum do hádron A.
- Sendo assim, a seção de choque diferencial para o processo Drell-Yan é (em ordem dominante):

$$d\sigma = \sum_q \left[f_q(x_A) f_{\bar{q}}(x_B) + f_{\bar{q}}(x_A) f_q(x_B) \right] dx_A dx_B \hat{\sigma}_q \qquad (8)$$

- A relação acima define o modelo de pártons, que não considera a interação forte.

Seção de choque

- É padrão trocar de variáveis:

$$\tau = x_A x_B = \frac{M^2}{s} \qquad\qquad y = \frac{1}{2}\ln\frac{x_A}{x_B} \tag{9}$$

- Sendo assim:

$$\frac{d\sigma}{d\tau dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2}\sum_q e_q\left[f_q(x_A)f_{\bar{q}}(x_B) + f_{\bar{q}}(x_A)f_q(x_B)\right] \tag{10}$$

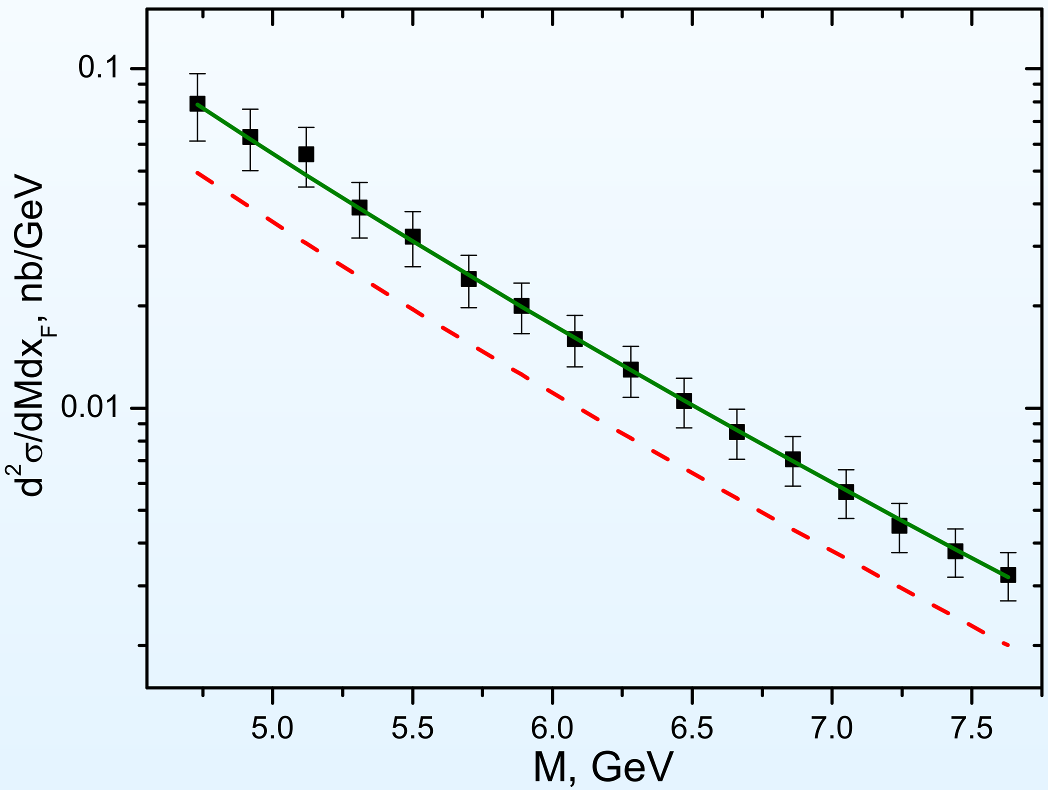
- Integrando na variável y ($dy = \frac{dx_A}{2x_A}$ e, para τ fixo, x_A é mínimo quando $x_B = 1$ e portanto $x_{A\,\mathrm{min}} = \tau$):

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \int_\tau^1 \frac{dx_A}{2x_A}\frac{4\pi\alpha^2}{9M^2}\sum_q e_q\left[f_q(x_A)f_{\bar{q}}(\tau/x_A) + f_{\bar{q}}(x_A)f_q(\tau/x_A)\right] \tag{11}$$

$$M^4\frac{d\sigma}{dM^2} = \tau\int_\tau^1 \frac{dx_A}{2x_A}\frac{4\pi\alpha^2}{9}\sum_q e_q\left[f_q(x_A)f_{\bar{q}}(\tau/x_A) + f_{\bar{q}}(x_A)f_q(\tau/x_A)\right] \tag{12}$$

Comparação com experimento: ordem dominante

- Dados do experimento E439 do Fermilab ($\sqrt{s} = 20$GeV e $x_F = 0,1$).
- Linha tracejada representa o cálculo em ordem dominante.
- Linha contínua representa o cálculo em ordem dominante escalonado por um fator de 1,6.
- Logo, algo falta na descrição apresentada do experimento.
- A correção deve ser buscada em ordens seguintes à dominante.



Momentum transversal intrínseco

- Uma outra questão são os momenta transversais dos diléptons ($\vec{p_T}$, bidimensional), que experimentalmente são observados mas não estão incluídos no modelo apresentado até agora.
- Deve-se considerar que os pártons dentro dos hádrons possuem um momentum transversal intrínseco (ou seja, que já existe antes da colisão).
- As funções de distribuição de pártons são alteradas seguindo a regra:

$$f(x)dx \longrightarrow f(x)h(\vec{k_T})dxd^2k_T \tag{13}$$

com $\int h(\vec{k_T})d^2k_T = 1$. A seção de choque com dependência em p_T torna-se:

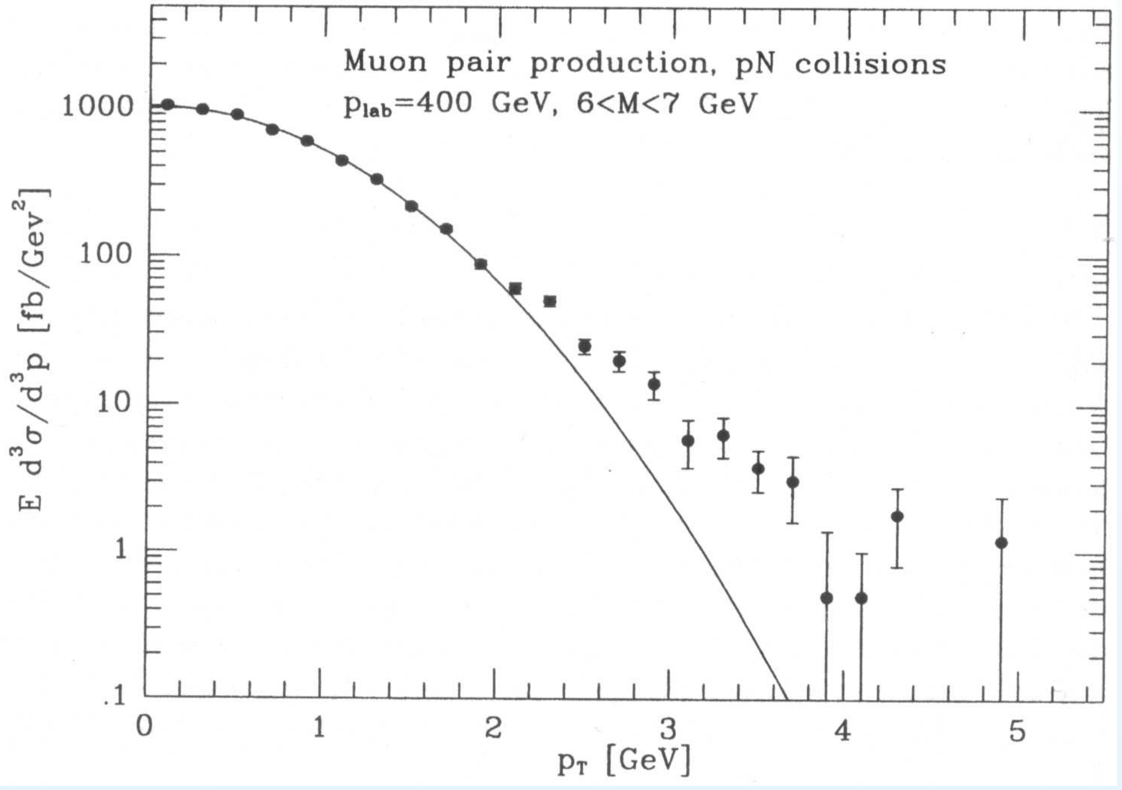
$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d^2p_T} = \int d^2k_{T1}d^2k_{T2}\delta^{(2)}(\vec{k_{T1}} + \vec{k_{T2}} - \vec{p_T})h(\vec{k_{T1}})h(\vec{k_{T2}}). \tag{14}$$

- No caso de uma distribuição gaussiana ($h(\vec{k_{T1}}) = \frac{1}{2\pi b^2}\exp(\frac{k_{T1}^2}{2b^2})$), o resultado é simplesmente:

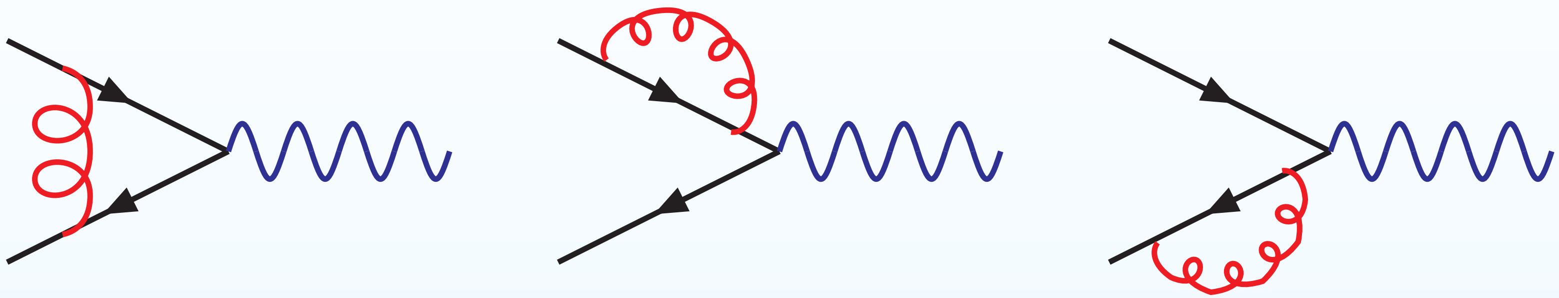
$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d^2p_T} = \frac{1}{4\pi b^2}\exp\left(\frac{p_T^2}{4b^2}\right). \tag{15}$$

Comparação com experimento: momentum intrínseco

- Dados do experimento E288 do Fermilab ($\sqrt{s} = 20$GeV, 6 GeV $< M <$ 7GeV e $x_F = 0,1$).
- Para pequeno p_T, um boa descrição da seção de choque é atingida.
- Para grande p_T, a seção de choque parece seguir uma lei de potência. (Pártons podem sofrer um forte espalhamento.
- Novamente, ordens seguintes à dominante podem oferecer algo.

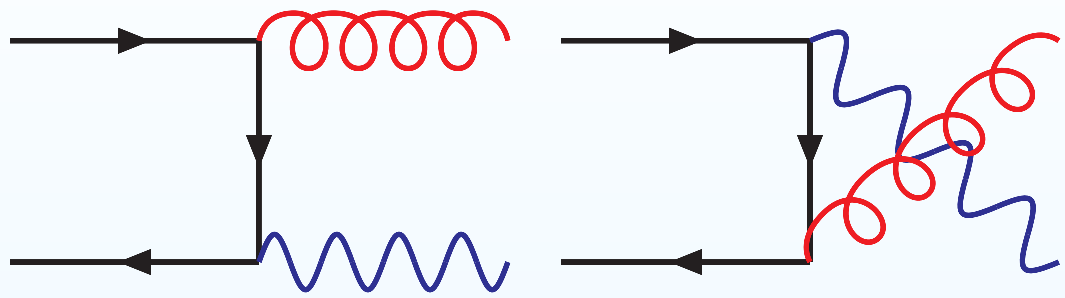


NLO – Termos virtuais



- Termos de correções de glúons virtuais
- Agora a cromodinâmica quântica está envolvida, nos vértices glúon-quark-qaurk.
- O primeiro diagrama é uma correção de vértice, a princípio infinita, mas que deve ser regularizada e depois renormalizada. Contribui para renormalização do parâmetro de acoplamento α_s.
- Os outros dois termos contribuem para a auto-energia (massa) do quark.
- Nenhum momentum transversal é gerado.

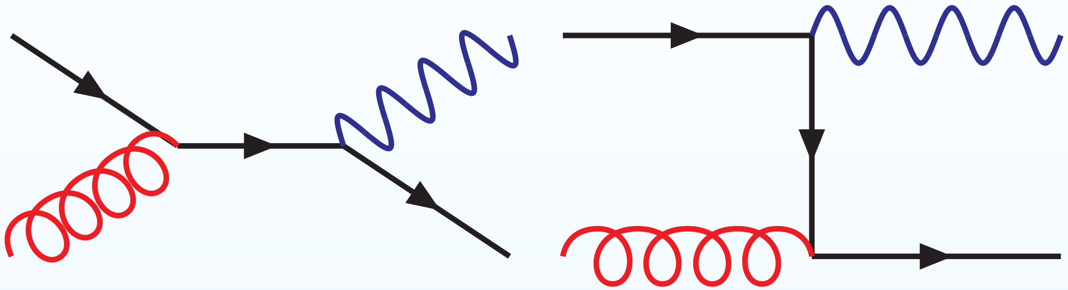
NLO – Termos de aniquilação



- Diagramas de aniquilação, nos quais um quark e um antiquark produzem o fóton virtual e mais um glúon.
- O fóton pode possuir momentum transversal agora já no subprocesso, já que o glúon *leva embora* parte do momentum transversal.
- As funções de distribuição agora dependem de M, quebrando a invariância de escala.

$$\sigma_{\mathrm{aniq}}(s, M^2, y, p_T) = \frac{d\sigma_{\mathrm{aniq}}}{dM^2, dy, dp_T^2}$$
$$= \int_{x_{\mathrm{a\,min}}}^{1} dx_{\mathrm{a}} \frac{x_{\mathrm{b}} x_{\mathrm{a}}}{x_{\mathrm{a}} - x_1} \sum_q P_{q\bar{q}}(x_{\mathrm{a}}, x_{\mathrm{b}}, M^2) \frac{1}{\pi} \frac{8}{27} \frac{\alpha^2 \alpha_{\mathrm{s}} e_q^2}{M^2 \hat{s}^2} \frac{2M^2 \hat{s} + \hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{t}\hat{u}} \quad (16)$$

NLO – Termos de Compton

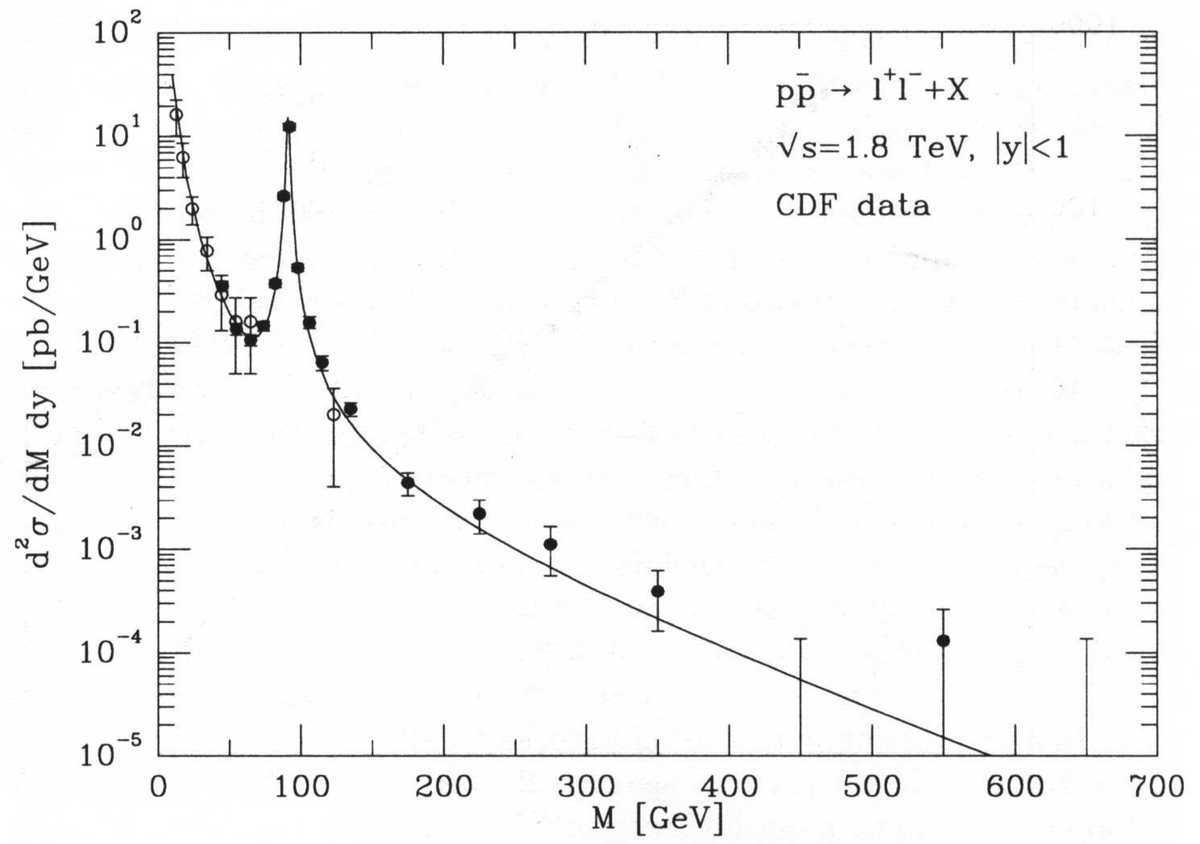


- Diagramas de Compton, nos quais um quark (ou antiquark) absorve um glúon e emite o fóton.
- Desta vez, o quark pode *levar embora* parte do momentum transversal.
- Funções de distribuição de glúons são necessárias.

$$\sigma_{\mathrm{Compt}}(s, M^2, y, p_T) = \int_{x_{\mathrm{a\,min}}}^{1} dx_{\mathrm{a}} \frac{x_{\mathrm{b}} x_{\mathrm{a}}}{x_{\mathrm{a}} - x_1} \sum_q [P_{gq}(x_{\mathrm{a}}, x_{\mathrm{b}}, M^2) + P_{g\bar{q}}(x_{\mathrm{a}}, x_{\mathrm{b}}, M^2)] \times \frac{1}{\pi} \frac{1}{9} \frac{\alpha^2 \alpha_{\mathrm{s}} e_q^2}{M^2 \hat{s}^2} \frac{2M^2 \hat{u} + \hat{s}^2 + \hat{t}^2}{-\hat{s}\hat{t}} \tag{17}$$

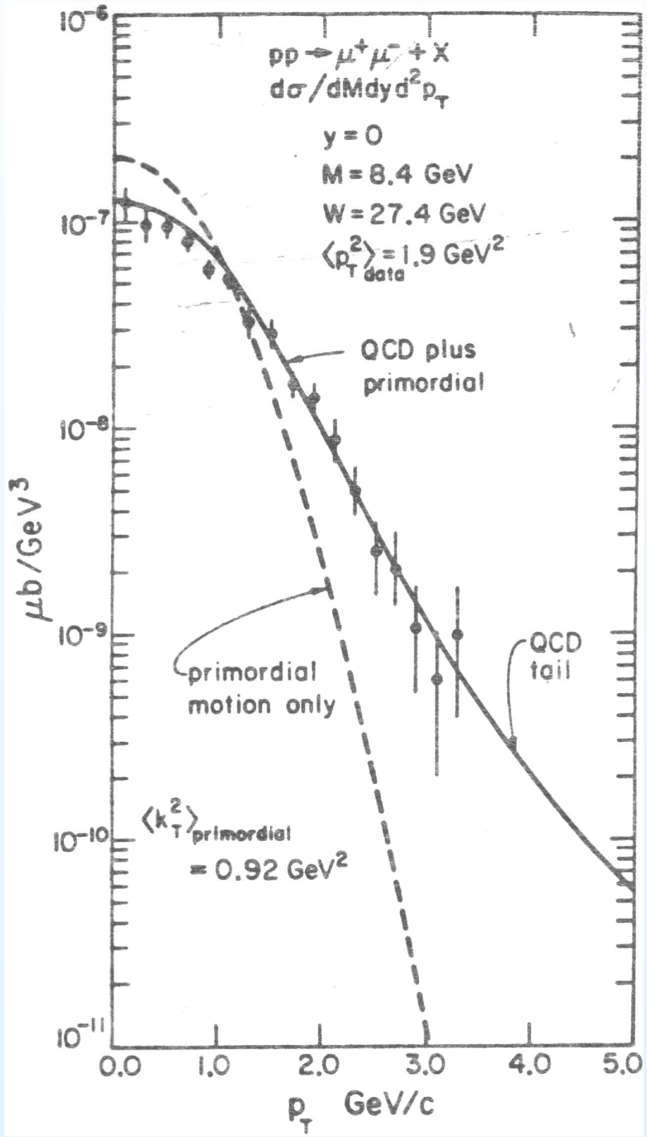
Comparação com experimento: NLO

- Dados do experimento E741 do Fermilab ($\sqrt{s} = 1,8$TeV e $|y| < 1$).
- Colisão $p\bar{p}$: funções de distribuição de pártons mudam.
- O cálculo considera Z também como bóson virtual.
- Correções em ordem seguinte à seguinte à dominante (NNLO) podem ser úteis.



Comp. com experimento: NLO e momentum intrínseco

- Valores ($\sqrt{s} = 27.4$GeV, M=8.4 GeV e $y = 0$).
- Linha tracejada representa o cálculo em ordem dominante.
- Linha contínua representa o cálculo em ordem seguinte à dominante com momentum transversal intrínseco.
- 0,9 GeV de momentum origina-se do momentum transversal intrínseco, 1,0 Gev de momentum vêm das correções em ordem seguinte à dominante.



Conclusões e perspectivas

- O método apresentado é capaz de reproduzir os dados experimentais.
- Contudo, muitos parâmetros fenomenológicos são usados.
- Portanto, pouco entendimento sobre a estrutura do hádron é obtido.
- A saída pode ser comparar com outros métodos, como o formalismo de dipolos ou métodos de virtualidade variável.
- Ainda existe o estudo de funções nucleares de distribuição de pártons.

Bibliografia

R.D. Field, *Applications of Perturbative QCD*, Addison-Wesley, Reading, 1989.

W. Greiner, A. Shäfer, *Quantum Cromodynamics*, Springer, Berlin, 1994.

R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber, *QCD and Collier Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996.

M.A. Betemps, M.B. Gay Ducati, E.G. de Oliveira, Phys. Rev. D 74, 094010 (2006).

O. Linnyk, S. Leupold, U. Mosel, Phys. Rev. D 75, 014016 (2007) [arXiv:hep-ph/0607305].

E605 collaboration, H.L. Lai *et al*., *Phys. Rev.* **D50** (1994).

CDF collaboration, F. Abe *et al*., *Phys. Rev.* **D49** (1994).

W.J. Stirling, M.R. Whalley, *J. Phys. G* **19** (1993).

P.L. McGaughey, J.M. Moss, J.C. Peng, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49** 1999.