Estudo da Cromodinâmica Quântica de altas densidades no formalismo de dipolos *

Eduardo André Flach Basso

andre.basso@ufrgs.br

Exame de qualificação ao doutorado
realizado sob orientação da Profa. Maria Beatriz Gay Ducati

Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias
Instituto de Física
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

***Trabalho financiado pelo CNPq**

Conteúdo

Motivação

- Comportamento da estrutura da matéria nuclear em altas energias (GeV – TeV)

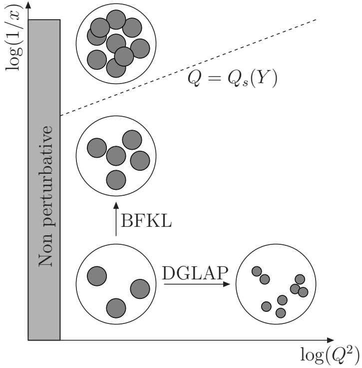
Motivação

- Comportamento da estrutura da matéria nuclear em altas energias (GeV – TeV)

- Física de colisores (raios cósmicos)
- Efeitos de estado inicial – hádrons em colisão
- $\uparrow$ energia, $\uparrow$ densidade de pártons
- Crescimento deve ser limitado
- Cond. Iniciais para fisica de estado final
  - Plasma de Quarks e Glúons – QGP

Motivação

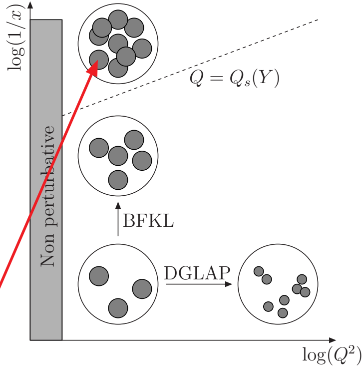
- Comportamento da estrutura da matéria nuclear em altas energias (GeV – TeV)



- Física de colisores (raios cósmicos)
- Efeitos de estado inicial – hádrons em colisão
- ↑ energia, ↑ densidade de pártons
- Crescimento deve ser limitado
- Cond. Iniciais para fisica de estado final
  - Plasma de Quarks e Glúons – QGP

Motivação

- Comportamento da estrutura da matéria nuclear em altas energias (GeV – TeV)



- Física de colisores (raios cósmicos)
- Efeitos de estado inicial – hádrons em colisão
- ↑ energia, ↑ densidade de pártons
- Crescimento deve ser limitado
- Cond. Iniciais para fisica de estado final
  - Plasma de Quarks e Glúons – QGP

- **Objetivo:** estudo dos fenômenos físicos no limite de altas densidades da QCD

Cromodinâmica Quântica – QCD

- Teoria para interações fortes entre quarks (q) e glúons (A^A_μ) – pártons.

- Grupo SU(N_c), $N_c = 3$

$$\left[t^A, t^B\right] = \imath f^{ABC} t^C$$

- Lagrangiana

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^A_{\mu\nu} F^{\mu\nu}_A + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a (\imath \gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b + \mathcal{L}_{\text{fix. calibre}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}}$$

onde $F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu A^A_\nu - \partial_\nu A^A_\mu - g_s f^{ABC} A^B_\mu A^C_\nu$

Cromodinâmica Quântica – QCD

- Teoria para interações fortes entre quarks (q) e glúons (A_μ^A) – pártons.

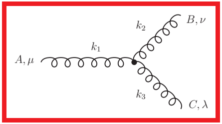
- Grupo SU(N_c), $N_c = 3$

$$\left[t^A, t^B\right] = \imath f^{ABC} t^C$$

- Lagrangiana

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^A_{\mu\nu} F_A^{\mu\nu} + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a (\imath\gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b + \mathcal{L}_{\text{fix. calibre}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}}$$

onde $F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu A^A_\nu - \partial_\nu A^A_\mu - g_s f^{ABC} A^B_\mu A^C_\nu$



Cromodinâmica Quântica – QCD

- Teoria para interações fortes entre quarks (q) e glúons (A^A_μ) – pártons.

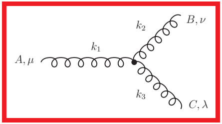
- Grupo SU(N_c), $N_c = 3$

$$\left[t^A, t^B\right] = \imath f^{ABC} t^C$$

- Lagrangiana

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^A_{\mu\nu} F^{\mu\nu}_A + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a (\imath\gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b + \mathcal{L}_{\text{fix. calibre}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}}$$

onde $F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu A^A_\nu - \partial_\nu A^A_\mu - g_s f^{ABC} A^B_\mu A^C_\nu$



- Propriedades peculiares da QCD:

  $\Rightarrow$ **Confinamento**

  $\Rightarrow$ **Liberdade assintótica**

Cromodinâmica Quântica – QCD

- Teoria para interações fortes entre quarks (q) e glúons (A_μ^A) – pártons.

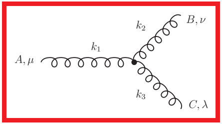
- Grupo SU(N_c), $N_c = 3$

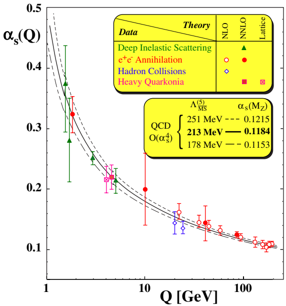
$$\left[t^A, t^B\right] = \imath f^{ABC} t^C$$

- Lagrangiana

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu} + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a (\imath \gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b + \mathcal{L}_{\text{fix. calibre}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}}$$

onde $F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - g_s f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C$





- Propriedades peculiares da QCD:
  - $\Rightarrow$ **Confinamento**
  - $\Rightarrow$ **Liberdade assintótica**

Cromodinâmica Quântica – QCD

- Teoria para interações fortes entre quarks (q) e glúons (A^A_μ) – pártons.

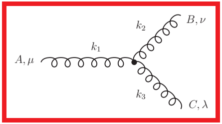
- Grupo SU(N_c), $N_c = 3$

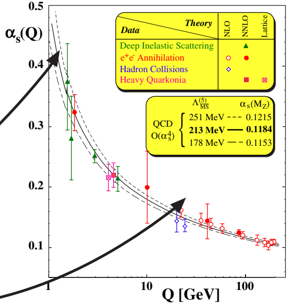
$$\left[t^A, t^B\right] = \imath f^{ABC} t^C$$

- Lagrangiana

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^A_{\mu\nu} F^{\mu\nu}_A + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a (\imath \gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b + \mathcal{L}_{\text{fix. calibre}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}}$$

onde $F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu A^A_\nu - \partial_\nu A^A_\mu - g_s f^{ABC} A^B_\mu A^C_\nu$

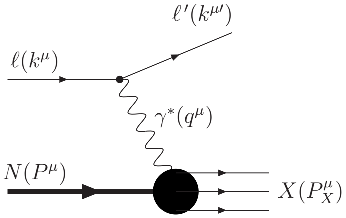




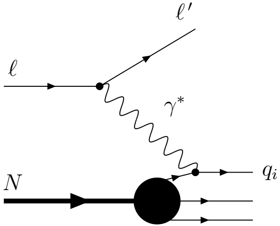
- Propriedades peculiares da QCD:
  - $\Rightarrow$ **Confinamento**
  - $\Rightarrow$ **Liberdade assintótica**

Espalhamento Profundamente Inelástico – DIS

Variáveis cinemáticas



$\Downarrow$ Modelo de pártons

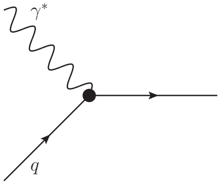


- Quadrado da energia total do sistema $\gamma^* N$
$$W^2 = (P+q)^2$$
- Virtualidade do fóton
$$q^2 = (k-k')^2 = -Q^2 < 0$$
- Variável de Bjorken
$$x \equiv x_{Bj} = \frac{Q^2}{2P\cdot q} = \frac{Q^2}{Q^2+W^2}$$
- Rapidez
$$Y \equiv \ln(1/x)$$
- Limite de altas energias:
$$W^2 \to \infty, \quad x \approx \frac{Q^2}{W^2} \to 0$$

Densidades de pártons

Modelo de pártons $\mathcal{O}(\alpha_{em})$: quarks de valência

$$F_2 = 2xF_1 = x\sum_i e_i^2 f_i(x)$$



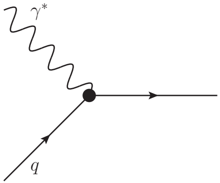
Densidades de pártons

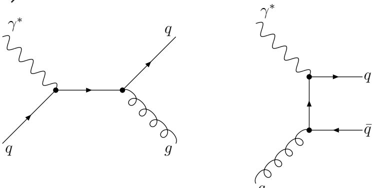
Modelo de pártons $\mathcal{O}(\alpha_{em})$: quarks de valência

$$F_2 = 2xF_1 = x \sum_i e_i^2 f_i(x)$$

Correções da QCD $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_s)$: mar de Dirac

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{i=q,\bar{q},g} e_i^2 x f_i(\varepsilon, \mu^2) C^i(z, Q^2, \mu^2)$$



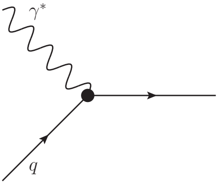


(a) (b)

Densidades de pártons

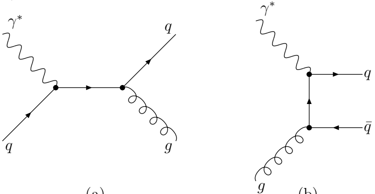
Modelo de pártons $\mathcal{O}(\alpha_{em})$: quarks de valência

$$F_2 = 2xF_1 = x\sum_i e_i^2 f_i(x)$$



Correções da QCD $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_s)$: mar de Dirac

$$F_2(x,Q^2) = \sum_{i=q,\bar{q},g} e_i^2 x f_i(\varepsilon,\mu^2) C^i(z,Q^2,\mu^2)$$



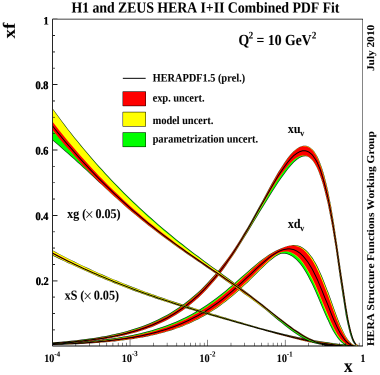
(a) (b)

- Evolução DGLAP para $t = \ln(Q^2/\mu^2)$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} q^S(x,t) \\ g(x,t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\begin{pmatrix} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) & 2n_f P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \\ P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) & P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} q^S(y,t) \\ g(y,t) \end{pmatrix},$$

Saturação partônica

- Espalhamento e-P em HERA: forte crescimento da distribuição de glúons para pequeno-x



- Violação do limite de Froissart:

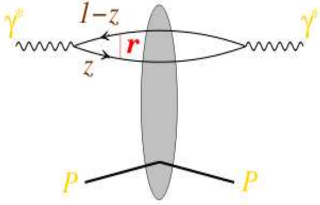
$$\sigma \overset{s\to\infty}{\sim} A \ln^2 s$$

- Dessa forma, unitariedade é violada $SS^\dagger \neq 1$
- Para $Q^2 \leq Q_s^2(x)$, recombinação de pártons deve ocorrer

- $\boldsymbol{Q_s(x)}$: Escala de saturação, limita região de saturação

Referencial de dipolos

- Alvo com maior parte do momentum, mas projétil com energia suficiente para:



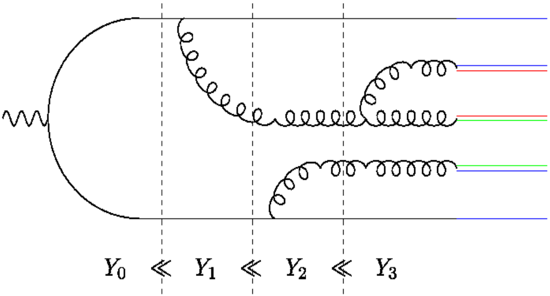
- Dipolo "congelado" no referencial de repouso do alvo $l_c \approx x^{-1} \gg t_{int}$
- A seção de choque fatorizada [Nikolaev & Zakharov '90; Mueller '94]

$$\sigma_{L,T}^{\gamma^* P}(x, Q^2) = \int_0^1 dz \int d^2\mathbf{r} |\Psi_{L,T}(z, r; Q^2)|^2 \sigma_{dip}(r = |\mathbf{r}|, x) \tag{1}$$

- $\Psi_{L,T}(z, r; Q^2)$ (Descreve o desdobramento de γ^* no par $q\bar{q}$): Computada com pQED
- Modelos para σ_{dip}: GBW, IIM, DHJ, BUW, AGBS, ...

Formalismo de dipolos

- Considera a evolução em energia ($Y = \ln(1/x)$) do par $q\bar{q}$

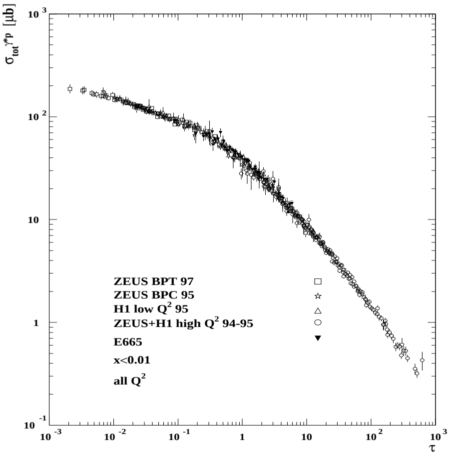


- No limite de grande N_c glúon $\equiv q\bar{q}$
- $\sigma_{dip}(r, Y) = \int d^2\mathbf{b}\mathcal{N}(r, \mathbf{b}, Y) \approx \pi R^2_{alvo}\mathcal{N}(r, Y)$
- Amplitude $\mathcal{N}(r, Y)$ descreve interação por escada de glúons ($\equiv$ fase não abeliana $\rightarrow$ linhas de Wilson)

Escalamento geométrico

- Modelos para σ_{dip} descrevem a propriedade do escalamento geométrico observada no DIS em HERA

[Stasto, Golec-Biernat and Kwiecinski '2001]



– $\tau = Q^2/Q_s^2(x)$

$$\sigma^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \sigma^{\gamma^* p}(\tau)$$

– Referencial de dipolos

$$\sigma_{dip}(r, Y) = \sigma_{dip}(\tau)) \propto \mathcal{N}\left(r^2 Q_s^2(Y)\right)$$

– Evidência dos fenômenos de saturação

– Válido para $Q^2 > Q_s^2$ (janela de escalamento geométrico)

Evolução não linear de dipolos

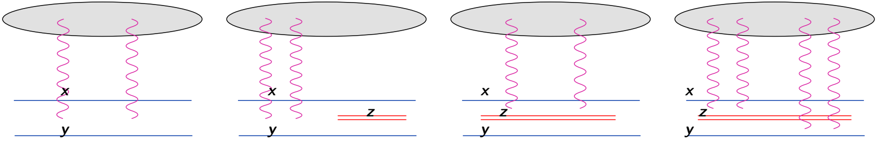
- Hierarquia de Balitsky-JIMWLK $\mathcal{M}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},\boldsymbol{z}) = \frac{(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y})^2}{(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{z})^2(\boldsymbol{y}-\boldsymbol{z})^2}$ $\bar{\alpha} = \alpha_s N_c/\pi$

$$\frac{\partial}{\partial Y}\langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y})\rangle_Y = \frac{\bar{\alpha}}{2\pi}\int d^2\boldsymbol{z}\mathcal{M}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},\boldsymbol{z})$$
$$\times\left\{-\langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y})\rangle_Y + \langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{z})\rangle_Y + \langle\mathcal{N}(\boldsymbol{z},\boldsymbol{y})\rangle_Y - \langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{z})\mathcal{N}(\boldsymbol{z},\boldsymbol{y})\rangle_Y\right\}$$

$$\vdots$$

- Campo médio: $\langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{z})\mathcal{N}(\boldsymbol{y},\boldsymbol{z})\rangle_Y \approx \langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{z})\rangle_Y\langle\mathcal{N}(\boldsymbol{y},\boldsymbol{z})\rangle_Y$ $\Rightarrow$ equação BK

$$\frac{\partial}{\partial Y}\langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y})\rangle_Y = \frac{\bar{\alpha}}{2\pi}\int d^2\boldsymbol{z}\mathcal{M}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},\boldsymbol{z})$$
$$\times\left\{-\langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y})\rangle_Y + \langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{z})\rangle_Y + \langle\mathcal{N}(\boldsymbol{z},\boldsymbol{y})\rangle_Y - \langle\mathcal{N}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{z})\rangle_Y\langle\mathcal{N}(\boldsymbol{z},\boldsymbol{y})\rangle_Y\right\}$$



(a) (b) (c) (d)

Condensado de Vidros de Cor – CGC

- Condensado: número de ocupação $\sim \mathcal{O}(1/\alpha_s) \gg 1$ na região de saturação
- Vidros: dinâmica evolui lentamente
- Cor: campo gluônico
- Aproximação semiclássica [McLerran e Venugopalan '1994]
  - Separação nas escalas envolvidas
  - Pártons rápidos: quarks de valência com grande x do alvo
  - Glúons macios com $x \ll 1$
  - Tempos de vida: glúons macios "congelados" (independentes de x^+) no referencial dos pártons rápidos
  - Pártons rápidos $\equiv$ fontes randômicas estáticas de carga de cor ($\rho_a(x^-, \boldsymbol{x})$)
- Corrente para ρ: solução das equações de Yang-Mills

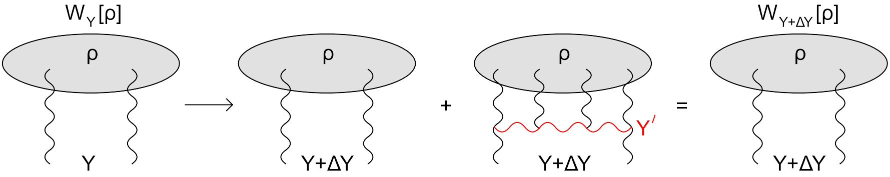
$$(D_\nu F^{\mu\nu})_a(x) = J_a^\mu(x^-, \boldsymbol{x}) = \delta^{\mu +} \rho_a(x^-, \boldsymbol{x}).$$

Condensado de Vidros de Cor – CGC

- Observáveis: $\langle Conf.\rho \rangle$ Λ^+ separa PR ($p^+ > \Lambda^+$) de GM ($p^+ < \Lambda^+$)

$$\langle \mathcal{O}[\rho] \rangle_{\Lambda^+} = \int \mathcal{D}[\rho] W_{\Lambda^+}[\rho] \mathcal{O}[\rho]$$

- Correções quânticas: Novas fontes incluídas na evolução de $W_{\Lambda^+}[\rho]$ para x decrescente ($k^+ \gg \Lambda^+$)
- Y controla a escala Λ^+
- Evolução Quântica de $W_Y[\rho]$: Equação JIMWLK



- Limite de grande N_c: JIMWLK $\rightarrow$ Hierarquia de Balitsky

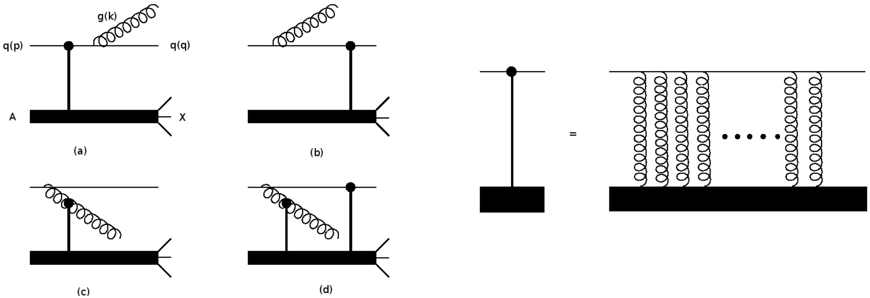
Produção de hádrons no CGC

- Processo $q(p)A \to q(q)g(k)X$
- **q**, **g** na região de fragmentação do próton (dêuteron)

$$\mathcal{M}(q,k;p) \equiv \langle q(q)g(k)_{\rm out}|q(p)_{\rm in}\rangle = \left\langle 0_{\rm out}\left|a_{\rm out}(k)b_{\rm out}(q)b^{\dagger}_{\rm in}(p)\right|0_{\rm in}\right\rangle,$$

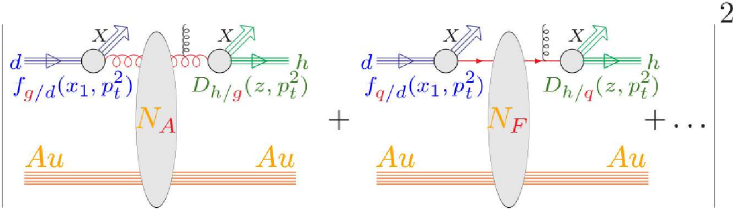
- Em LO

$$\begin{aligned}\mathcal{M}(q,\lambda,k;p) &\equiv M_1+M_2+M_3+M_4\\ &= \epsilon_{\mu}^{(\lambda(k))}\left[M_1^{\mu}+M_2^{\mu}+M_3^{\mu}+M_4^{\mu}\right],\end{aligned}$$



Produção de hádrons no CGC

- Espalhamento d-Au em LO ($d + Au \to h + X$)



- "Formalismo híbrido" para seção de choque [Dumitru, Hayashigaki and Jalilian-Marian '2006]

$$\frac{dN_h(d\,Au \to h(p_t, y_h)\,X)}{dy_h d^2 p_t} = \frac{K(y_h)}{(2\pi)^2} \int_{x_F}^{1} dx_1 \, \frac{x_1}{x_F} \Big[f_{q/p}(x_1, p_t^2)\, N_F\,(q_t, x_2)\; D_{h/q}\,(x_F/x_1, p_t^2)$$

$$+ f_{g/p}(x_1, p_t^2)\, N_A\,(q_t, x_2)\; D_{h/g}\,(x_F/x_1, p_t^2) \Big]$$

– $N_{A,F}\,(q_t, x_2)$ obtidas pela transformada de Hankel

$$N_{F(A)}(k, Y) = \int d^2\boldsymbol{r}\; e^{-\imath \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\, \mathcal{N}_{F(A)}(r, Y) = 2\pi \int dr\, r\, J_0(kr) \mathcal{N}_{F(A)}(r, Y) \qquad (2)$$

– N_F obtida de N_A pela troca $Q_s^2 \to (C_F/C_A) Q_s^2$, com $C_F/C_A = 4/9$

Válida para amplitudes do tipo Glauber!

Método de ondas progressivas da QCD

- Soluções assintóticas da equação BK no espaço de momentum
- Desprezando a dependência em b, ($\mathcal{N}_Y(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y}) \equiv \mathcal{N}_Y(r)$, com $r = |xy|$) pode ser transformada para o seguinte espaço de Fourier:

$$N_Y(k) = \frac{1}{2\pi}\int \frac{d^2r}{r^2}\, e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}\,\mathcal{N}_Y(r) = \int_0^\infty \frac{dr}{r} J_0(kr)\mathcal{N}_Y(r), \qquad (3)$$

tal que a equação **BK** no espaço de momentum é

$$\partial_Y N_Y = \bar{\alpha}\chi(-\partial_L)N_Y - \bar{\alpha}{N_Y}^2,$$

onde

$$\chi(\gamma) = 2\psi(1) - \psi(\gamma) - \psi(1-\gamma)$$

é o núcleo **BFKL** e $L = \log(k^2/k_0^2)$, com k_0 delimitando uma escala macia.

- Fazendo $t \sim \bar{\alpha}Y$, $x \sim L$ e $u \sim N$, BK $\rightarrow$ FKPP

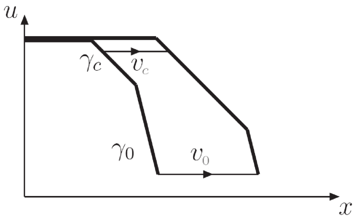
$$\partial_t\, u(x,t) = \partial_x^2\, u(x,t) + u(x,t) - u^2(x,t)$$

Método de ondas progressivas da QCD

- FKPP admite *soluções de ondas progressivas*: $u(x,t) \overset{t\to\infty}{\sim} u(x - v_c t)$

  - $u = 0$ instável e $u = 1$ estável.
  - $\gamma_0 > \gamma_c$
  - $u(x,t) = \int_{c-\imath\infty}^{c+\imath\infty} \frac{d\gamma}{2\imath\pi} u_0(\gamma) e^{-\gamma(x_{wf}+vt)+\omega(\gamma)t}$

$$v_c = \frac{\omega(\gamma_c)}{\gamma_c} = \partial_\gamma \omega(\gamma)|_{\gamma_c}$$



- Nas variáveis da QCD : $\omega(\gamma_c) = \chi(\gamma_c) \Rightarrow \gamma_c = 0.6275$
- Ondas progressivas traduzem-se no escalamento geométrico para as amplitudes BK [Munier e Peschanski '2004]

$$N_Y(k) \overset{k\gg Q_s}{\approx} \left(\frac{k^2}{Q_s^2(Y)}\right)^{-\gamma_c} \log\left(\frac{k^2}{Q_s^2(Y)}\right) \exp\left[-\frac{\log^2\left(k^2/Q_s^2(Y)\right)}{2\bar{\alpha}\chi''(\gamma_c)Y}\right],$$

$$Q_s^2(Y) = Q_0^2 \exp\left(\lambda Y - \frac{3}{2\gamma_c}\log Y\right), \qquad \lambda = \bar{\alpha} v_c = \bar{\alpha}\chi(\gamma_c)/\gamma_c$$

- Janela de escalamento geométrico

$$\log\left(k^2/Q_s^2(Y)\right) \lesssim \sqrt{2\bar{\alpha}\chi''(\gamma_c)Y}$$

Modelo AGBS para σ_{dip}

- Parametrização no espaço de momentum para a amplitude dipolo-próton [Amaral, Ducati, Betemps and Soyez '2007]
  - Modelo usa as soluções de ondas progressivas de BK para grande L (região diluída)
  - Transformada de Fourier de uma função Theta modela a região saturada

$$N(k) \overset{k \ll Q_s}{=} c - \log\left(\frac{k}{Q_s(Y)}\right)$$

  - AGBS interpola entre os dois comportamentos através de ($\rho \equiv \ln(k^2/k_0^2)$ and $\rho_s \equiv \ln(k_0^2/Q_s^2)$):

$$N^{\mathrm{AGBS}}(\rho, Y) = L_F\left(1 - e^{-N_{\text{dil}}}\right),$$

onde

$$N_{\text{dil}} = \exp\left[-\gamma_c(\rho - \rho_s) - \frac{\mathcal{L}^2 - \log^2(2)}{2\bar{\alpha}\chi''(\gamma_c)Y}\right],$$

$$\mathcal{L} = \ln\left[1 + e^{(\rho-\rho_s)}\right] \qquad \text{com} \quad Q_s^2(Y) = k_0^2\, e^{\lambda Y},$$

e

$$L_F = 1 + \ln\left[e^{\frac{1}{2}(\rho-\rho_s)} + e^{-\frac{1}{2}(\rho-\rho_s)}\right]$$

Ajuste simultâneo a HERA and RHIC

[EAFB, Gay Ducati e Oliveira hep-ph/1103.2145 '2011]
Aceito para publicação no PRD

- O modelo AGBS foi ajustado simultaneamente aos últimos dados de HERA (H1 e ZEUS combinados) e aos dados de RHIC minimum-bias (BRAHMS e STAR)
  - DIS em HERA foi investigado através da função de estrutura do próton no espaço de momentum

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2 R_p^2 N_c}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^1 dz\, |\tilde{\Psi}_{L,T}(z, k; Q^2)|^2 N(k, Y) \qquad (4)$$

  - Colisões hadrônicas e RHIC foram descritas pelo modelo AGBS através da distribuição de p_t do campo inclusivo de hádrons

$$\frac{dN_h(d\,Au \to h(p_t, y_h)\,X)}{dy_h d^2 p_t} = \frac{K(y_h)}{(2\pi)^2} \int_{x_F}^1 dx_1 \frac{x_1}{x_F} \Big[f_{q/p}(x_1, p_t^2)\, N_F\,(q_t, x_2)\; D_{h/q}\,(x_F/x_1, p_t^2) + f_{g/p}(x_1, p_t^2)\, N_A\,(q_t, x_2)\; D_{h/g}\,(x_F/x_1, p_t^2) \Big] \qquad (5)$$

Ajuste simultâneo a HERA and RHIC

- O modelo AGBS foi ajustado simultaneamente aos últimos dados de HERA (H1 e ZEUS combinados) e aos dados de RHIC minimum-bias (BRAHMS e STAR)
  - Amplitudes $N_{A,F}$ e $N^{\mathrm{AGBS}}(\rho, Y)$ foram derivadas em distintos espaços de Fourier (veja (2) e (3))

$$N(k, Y) = \frac{1}{2\pi} H_0(r^2 N^{\mathrm{AGBS}}(r, Y))$$

  - Usando a propriedade

$$H_0(r^2 T(r)) = -\frac{d^2 T_0(k)}{dk^2} - \frac{1}{k}\frac{dT_0(k)}{dk}$$

obtém-se a amplitude AGBS no espaço de Fourier de (5), a qual tem a forma

$$N_{A,F}(k, Y) = 2\pi \left[-\frac{d^2 N^{\mathrm{AGBS}}(k, Y)}{dk^2} - \frac{1}{k}\frac{dN^{\mathrm{AGBS}}(k, Y)}{dk} \right] \quad (6)$$

Ajuste simultâneo a HERA and RHIC

Nota sobre representações das amplitudes

- A amplitude AGBS não é do tipo Glauber: $N \sim 1 - e^{-\Omega(x, Q_s)}$
- No limite de grande N_c a amplitude adjunta é obtida da fundamental por

$$N_A(r, Y) = 2N_F(r, Y) - N^2{}_F(r, Y),$$

Ajuste simultâneo a HERA and RHIC

Nota sobre representações das amplitudes

- A amplitude AGBS não é do tipo Glauber: $N \sim 1 - e^{-\Omega(x, Q_s)}$
- No limite de grande N_c a amplitude adjunta é obtida da fundamental por

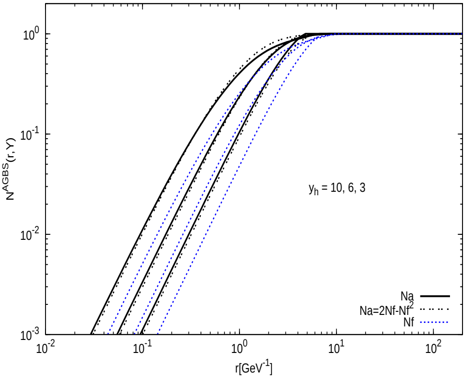
$$N_A(r, Y) = 2N_F(r, Y) - N^2{}_F(r, Y),$$

Problema

- Forma analítica de $N_F^2(r, Y)$ no espaço de momentum
- Transformada de Hankel não obedece teorema da convolução

Solução

- DIS: amplitude não inclui fator C_F/C_A, mesmo sendo N_F (quarks)
- Ajuste simultâneo: reescala-se N_F por $Q_s^2 \to (C_A/C_F)Q_s^2 = (9/4)Q_s^2$ para obtenção de N_A



Resultados: ajuste a HERA

- Antes de proceder com o ajuste simultâneo, o modelo AGBS foi ajustado aos últimos dados de H1 e ZEUS combinados [JHEP **0110** 109 (2010)]
  - Parâmetros fixos: $\gamma_c = 0.6285$ do núcleo BFKL LO e $\bar{\alpha} = 0.2$
  - Parâmetros livres: k_0^2, $\chi''(\gamma_c)$, λ e R_p
  - Regime cinemático:

$$\begin{cases} x \leq 0.01, \text{ pequeno-}x \\ 0.1 \leq Q^2 \leq 150\,\mathrm{GeV}^2 \end{cases}$$

  - Somente quarks leves foram considerados, com massas $m_{u,d,s} = 140$ MeV

χ^2/d.o.f	k_0^2 ($\times 10^{-3}$)	λ	$\chi''(\gamma_c)$	R(GeV^{-1})
0.903	1.129 ± 0.024	0.165 ± 0.002	7.488 ± 0.081	5.491 ± 0.039

Resultados: ajuste simultâneo a HERA e RHIC

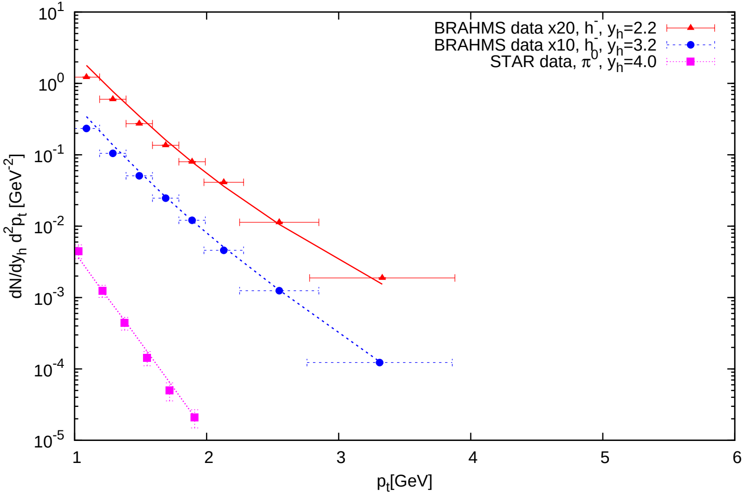
- Dados: H1 e ZEUS combinados + BRAHMS e STAR
  - Parâmetros fixos: $\gamma_c = 0.6285$ do núcleo BFKL LO e $\bar{\alpha} = 0.2$
  - Também fixo: $K_{y_h=4} = 0.7$ dos modelos DHJ e BUW em LO
  - Parâmetros livres: k_0^2, $\chi''(\gamma_c)$, λ, R_p e $K(y_h)$
  - **CTEQ06** PDF e **KKP** FF na escala de $P_t \geq 1$ GeV
  - Regime cinemático:

$$HERA \begin{cases} x \leq 0.01, \ (\text{pequeno-}x) \\ 0.1 \leq Q^2 \leq 150\,\text{GeV}^2 \end{cases} \qquad RHIC \begin{cases} P_t \geq 1\,\text{GeV}, \\ 2.2 \leq y_h \leq 4.0\ (\text{pequeno-}x) \\ 1.0 \leq y_h \leq 4.0\ (\text{teste: rapidezes médias}) \end{cases}$$

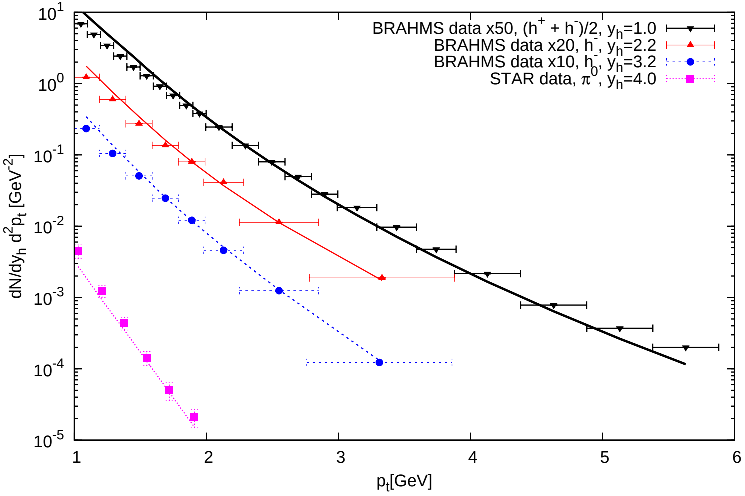
  - Somente quarks leves foram considerados, com massas $m_{u,d,s} = 140$ MeV
  - $A_{eff} = 18.5$ para colisões d-Au

χ^2/d.o.f.	k_0^2 ($\times 10^{-3}$)	λ	$\chi''(\gamma_c)$	$R(\text{GeV}^{-1})$	$K(y_h = 1.0)$	$K(y_h = 2.2)$	$K(y_h = 3.2)$
0.799	2.760 ± 0.130	0.190 ± 0.003	5.285 ± 0.123	4.174 ± 0.053	–	2.816 ± 0.110	2.390 ± 0.098
1.056	1.660 ± 0.137	0.186 ± 0.003	6.698 ± 0.223	4.695 ± 0.112	6.172 ± 0.379	3.783 ± 0.259	3.256 ± 0.226

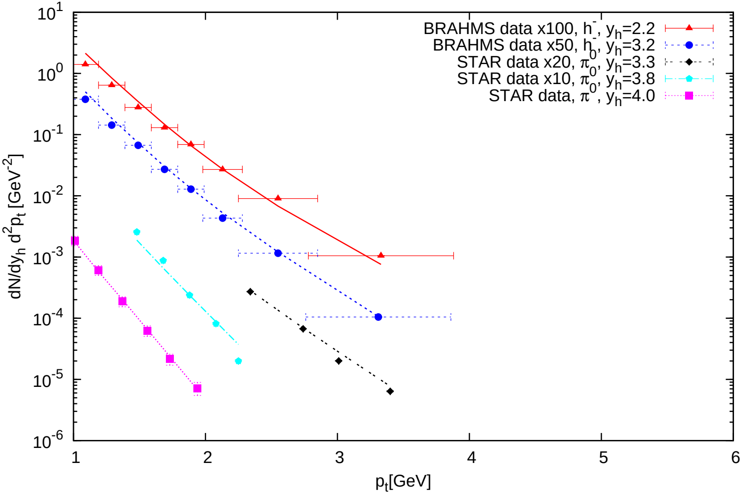
Resultados: ajuste simultâneo a HERA e RHIC ($d + Au$)



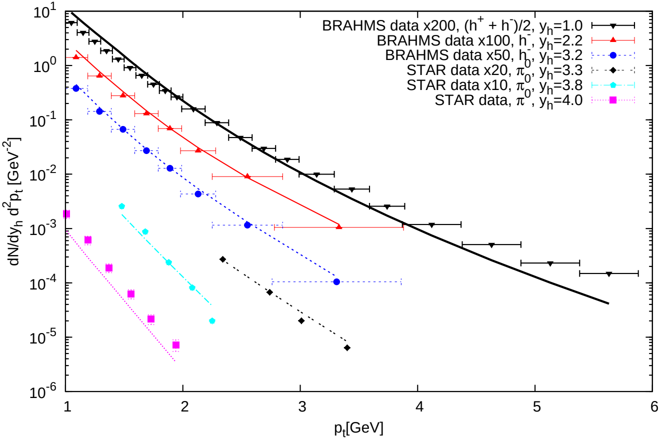
Resultados: ajuste simultâneo a HERA e RHIC ($d + Au$)



Resultados: ajuste simultâneo a HERA e RHIC ($p + p$)



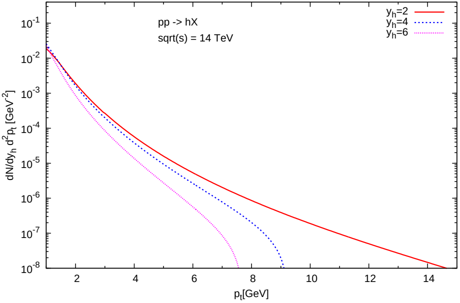
Resultados: ajuste simultâneo a HERA e RHIC ($p + p$)

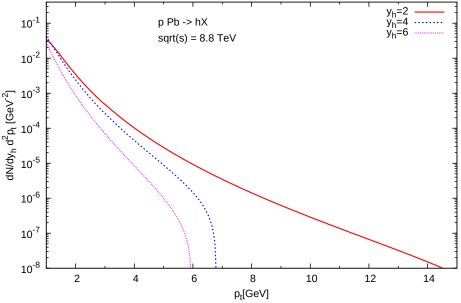


- Modelo não ajusta região de rapidezes médias (centrais)

Resultados: Predições para LHC

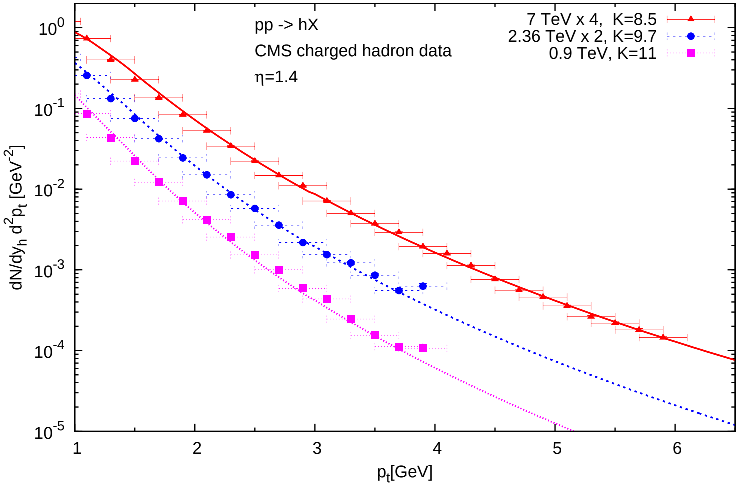
- Parâmetros tomados do ajuste à região frontal dos dados de RHIC ($y_h \geq 2.2$)





Resultados: Predições para LHC (CMS $p + p$)

$$y(\eta, p_t, m) = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{m^2 + p_t^2 \cosh^2 \eta} + p_t \sinh \eta}{\sqrt{m^2 + p_t^2 \cosh^2 \eta} - p_t \sinh \eta} \right]$$



Conclusões parciais

Até o momento

- Mostramos como pode-se usar o método das ondas progressivas da QCD para descrever ambos processos de DIS e produção inclusiva de hádrons em processos hadrônicos

  ⇒ Usamos um modelo em espaço de momentum para a amplitude de espalhamento – AGBS
  ⇒ Bom ajuste, principalmente na região de rapidezes frontais ($y_h > 2$), para o campo de hádrons de RHIC
  ⇒ Esperamos dados específicos para rapidezes frontais

- Aplicamos nosso ajuste a LHC

  ⇒ Predição da esperada supressão na produção de hádrons na região de rapidezes frontais (saturação)
  ⇒ Muito boa descrição dos dados da colaboração CMS no LHC para colisões $p + p$

Perspectivas

- Correções inelásticas ao formalismo híbrido [Altinoluk e Kovner '2011]

  $\Rightarrow$ Saturação mais relevante
  $\Rightarrow$ "Melhorar" fator K para píons

- Outros observáveis são necessários para vincular os parâmetros do modelo

- Interesse em efeitos de estado inicial

  $\Rightarrow$ Sondas EM – fótons diretos, diléptons

- Estudo da dependência do modelo no parâmetro de impacto da colisão

  $\Rightarrow$ $Q_s^2 \sim A_{eff}^{1/3} \cdots \to Q_s^2 \sim \int d^2\boldsymbol{b} \cdots$

- Novas parametrizações para a amplitude baseadas no método de ondas progressivas da QCD — precisão de NLO

Backup Slides

Produção de hádrons no CGC

- $|\text{Amplitude}|^2$: Somente funções de 2 pontos (**dipolos**) $N_{A,F}$ entram na seção de choque

$$N_F(r_t) \equiv \frac{1}{N_c} Tr_c \left\langle V^\dagger(b - r_t/2) V(b + r_t/2) - 1 \right\rangle,$$
$$N_A(r_t) \equiv \frac{1}{N_c^2 - 1} Tr_c \left\langle U^\dagger(b - r_t/2) U(b + r_t/2) - 1 \right\rangle,$$

onde

$$V(x_t) \equiv \hat{P} e^{\imath g \int dz^- A_a^+(x_t, z^-) t_a},$$
$$U(x_t) \equiv \hat{P} e^{\imath g \int dz^- A_a^+(x_t, z^-) T_a}.$$

- A seção de choque é dada por (caso $qA \to gX$)

$$\xi \frac{d^{qA \to gX}}{d\xi d^2 k_t d^2 b} = \frac{\alpha_s}{(2\pi)^3} \xi P_{g/q}(\xi) \log \frac{Q^2}{\Lambda^2} \left[\frac{1}{\xi^2} \tilde{N}_F(k_t/\xi, b) + \tilde{N}_A(k_t, b) \right]. \quad (7)$$