

Flutuações no modelo AGBS

E.G. de Oliveira

emmanuel.deoliveira@ufrgs.br

Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias

Instituto de Física

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Porto Alegre, Brasil



Baseado em [Eur.Phys.J.C58:9-15,2008](#).



Sumário

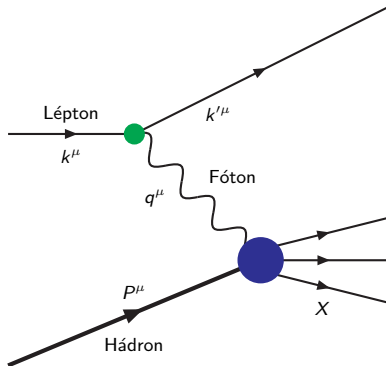
- ▶ Motivação
- ▶ Espalhamento profundamente inelástico
- ▶ Formalismo de dipolos
- ▶ Evolução de dipolos
- ▶ Flutuações
- ▶ Escalamento geométrico
- ▶ Escalamento difusivo
- ▶ Modelo AGBS
- ▶ Flutuações no modelo AGBS
- ▶ Resultados
- ▶ Conclusões e perspectivas

Motivação

- ▶ O formalismo de dipolos de cor é uma maneira de entender o espalhamento profundamente inelástico que permite o estudo de saturação e da física de pequeno x .
- ▶ A seção de choque de dipolos é ajustada com base nos resultados experimentais (os mais recentes e significativos são de HERA).
- ▶ Recentemente, o modelo AGBS foi proposto para estudar a seção de choque de dipolos no espaço de momentum.
- ▶ Mais recentemente, foram consideradas as possibilidades de flutuações nos modelos GBW e IIM.
- ▶ Os resultados mostraram melhora no ajuste, mas não são conclusivos com relação à presença de flutuações.

Saber como o modelo AGBS se comporta na presença de flutuações é o nosso objetivo.

Espalhamento profundamente inelástico



A cinemática é independente do modelo para a interação.

- ▶ 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

$$Y \equiv \ln(1/x)$$

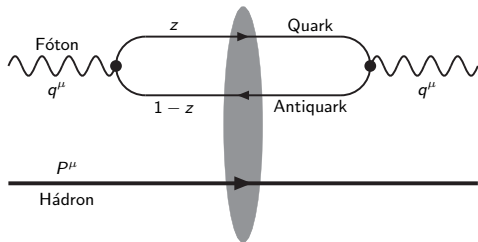
- ▶ Limite de altas energias:

$$W^2 \rightarrow \infty, \quad x \approx \frac{Q^2}{W^2} \rightarrow 0$$

Formalismo de dipolos

- ▶ Alvo com maior parte do momentum do processo.
- ▶ Válido para pequeno x .

$$|\gamma^*\rangle = |\gamma^*\rangle_{nu} + |q\bar{q}\rangle + |q\bar{q}g\rangle + \dots$$



- r : tamanho do dipolo
- b : parâmetro de impacto
- z : fração de momentum carregada pelo quark

- ▶ A seção de choque é dada pela forma fatorizada:

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

Seção de choque de dipolos

- ▶ A seção de choque de dipolos é a seção de choque entre todos os estados derivados do par original e o alvo:

$$|q\bar{q}\rangle + |q\bar{q}g\rangle + |q\bar{q}gg\rangle + \dots$$

- ▶ A seção de choque de dipolos é obtida da fenomenologia: GBW, IIM, AGBS.
- ▶ Assumindo independência sobre o parâmetro de impacto, a seção de choque dipolo-próton é dada por

$$\sigma_{\text{dip}}(r, Y) = 2\pi R_p^2 T(r, Y)$$

Evolução de dipolos

- ▶ O dipolo original (criado a partir do desdobramento do fóton) com coordenadas transversais x e y pode emitir glúons (com coordenada z).
- ▶ Estes glúons, no limite de grande número de cores, podem ser considerados como pares de quarks e antiquarks, ou seja, novos dipolos.
- ▶ A dinâmica em rapidez Y de glúons em um dipolo pode ser determinada pela cromodinâmica quântica perturbativa.
- ▶ Os desdobramentos no projétil podem ser entendidos como recombinações no alvo.
- ▶ Recombinações no projétil podem ser entendidos como desdobramentos no alvo.

Evolução de dipolos

- ▶ A hierarquia de equações diferenciais de Balitsky rege a evolução das amplitudes de espalhamento de dipolos com a variável rapidez:

$$\partial_Y \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \rangle = \bar{\alpha} \int d^2z \mathcal{M}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) [\langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \rangle + \langle T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle - \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \rangle - \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle],$$

em que $\bar{\alpha} = \alpha_s N_c / \pi$ e

$$\mathcal{M}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) = \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{y})^2}{(\mathbf{x} - \mathbf{z})^2 (\mathbf{z} - \mathbf{y})^2}.$$

- ▶ É uma equação não linear para as amplitudes.
- ▶ Os termos lineares relacionam-se com a contribuição de cada dipolo para o espalhamento.
- ▶ Se apenas os termos lineares são mantidos, obtém-se a equação BFKL para dipolos.
- ▶ O termo não linear vem da possibilidade de múltiplos espalhamentos de ambos os dipolos.
- ▶ Entretanto, para a função de onda do projétil, é uma equação linear, pois não considera efeitos de recombinação.

Evolução de dipolos

- ▶ Na aproximação de campo médio, $\langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle \approx \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \rangle \langle T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle$.
- ▶ A equação obtida então é a BK (Balitsky–Kovchegov)

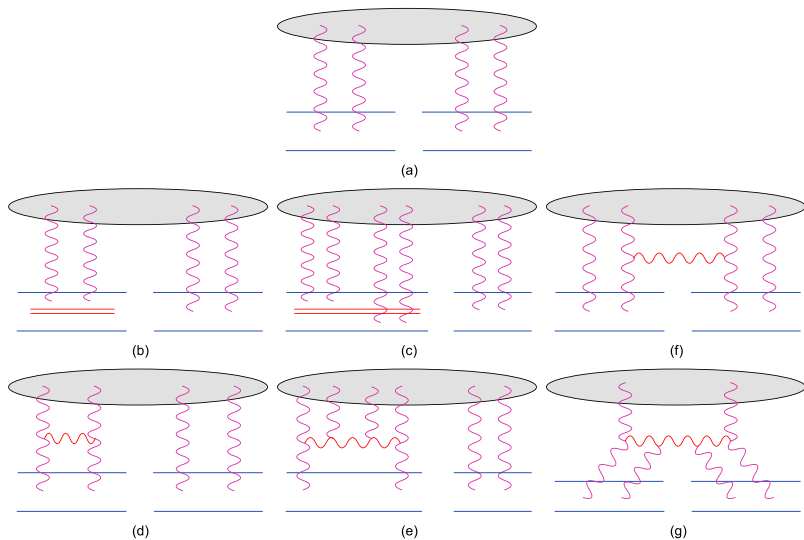
$$\partial_Y \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \rangle = \bar{\alpha} \int d^2 z \mathcal{M}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) [\langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \rangle + \langle T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle - \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \rangle - \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \rangle \langle T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle].$$

- ▶ Se as condições iniciais não possuem flutuações ($\langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle = \langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \rangle \langle T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle$), mesmo a evolução com a hierarquia de Balitsky não apresentará flutuações.
- ▶ Mesmo se não se faz o limite de grande N_c (hierarquia B–JIMWLK), as flutuações relacionadas aos estados com cor não são suficientes para gerar correlações que discordem da aproximação de campo médio.

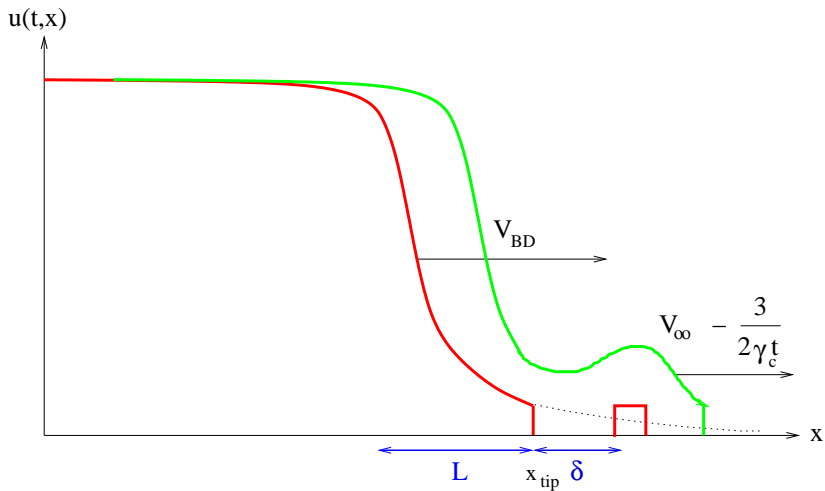
Flutuações

- ▶ As equações de laços de pômerons incluem a possibilidade de combinação de dipolos, além das possibilidades de emissão e múltiplos espalhamentos.
- ▶ Os diagramas de combinação de dipolos começam a contribuir a partir da segunda equação da hierarquia, relacionando a evolução de $\langle T(\mathbf{x}, \mathbf{z}) T(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \rangle$ com $\langle T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \rangle$.
- ▶ Assim, as flutuações podem ser potencializadas ou mesmo geradas, se ausentes nas condições iniciais e na evolução (pela quantização em rapidez).
- ▶ Foi mostrado que, quando tomada a média sobre as amplitudes, a equação BK com um termo de ruído branco pode gerar a hierarquia completa das equações de laços de pômerons.

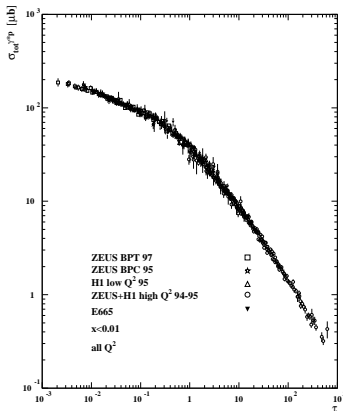
Flutuações



Flutuações



Escalamento geométrico



$$\tau = \frac{Q^2}{Q_s^2(Y)}$$

Stasto, Golec-Biernat, Kwiecinsky
2001

- ▶ Escalamento geométrico observado em HERA:

$$\sigma^{\gamma^* p}(Y, Q^2) = \sigma^{\gamma^* p} \left(\frac{Q^2}{Q_s^2(Y)} \right)$$

- ▶ No referencial de dipolos

$$\sigma_{\text{dip}}(r, Y) = \sigma_{\text{dip}} \left(r^2 Q_s^2(Y) \right) \propto T \left(r^2 Q_s^2(Y) \right)$$

- ▶ Somente modelos fenomenológicos de saturação descrevem o escalamento das seções de choque em HERA
- ▶ A escala de saturação $Q_s^2(Y)$ delimita a região de saturação.
- ▶ O escalamento geométrico não se limita à região de saturação.

Escalamento difusivo

- ▶ Com a presença de flutuações, a cada evento o escalamento geométrico é preservado.
- ▶ Contudo, a posição de cada escala de saturação torna-se uma variável estocástica.
- ▶ A amplitude média (física) é dada por

$$\langle \varphi(\rho) \rangle_\tau = \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_s P(\rho_s, \tau) \varphi(\rho, \rho_s)$$

em que

$$P(\rho_s, \tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma(\tau)} \exp \left[-\frac{(\rho_s - \langle \rho_s \rangle_\tau)^2}{\sigma^2(\tau)} \right]$$

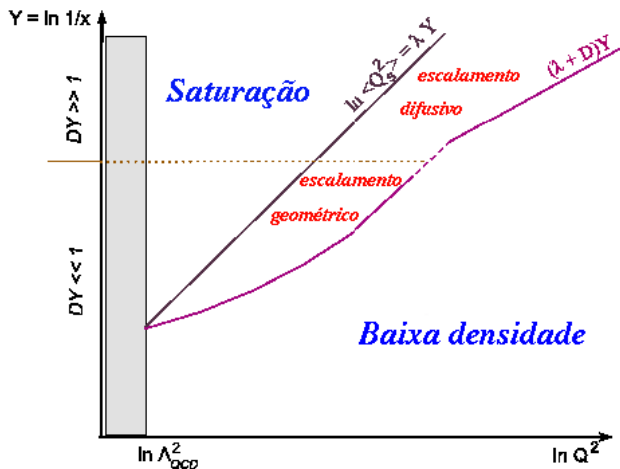
é a distribuição de probabilidade para a escala de saturação ρ_s .

Escalamento difusivo

- ▶ Em energias suficientemente altas, a amplitude física não preserva o escalamento geométrico.
- ▶ Dependências adicionais em Y via σ implicam na substituição do escalamento geométrico pelo chamado **escalamento difusivo** (Iancu, Mueller, Munier - 2005)

$$\langle \varphi(\rho) \rangle_\tau \simeq \varphi \left(\frac{\rho - \langle \rho_s \rangle_\tau}{\sqrt{\tau / \ln^3(1/\alpha_s^2)}} \right) \simeq \varphi \left(\frac{\rho - \langle \rho_s \rangle_\tau}{\sqrt{\tau D}} \right).$$

Escalamento difusivo



Modelo AGBS

- ▶ O modelo AGBS para a seção de choque de dipolos foi proposto em: J. T. de Santana Amaral, M. B. Gay Ducati, M. A. Betemps and G. Soyez, *Phys. Rev. D* 76, 094018 (2007).
- ▶ É um modelo no espaço de momentum, a partir do qual a função de estrutura pode ser calculada:

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

- ▶ O modelo interpola o regime saturado:

$$\tilde{T}(k, Y) \stackrel{k \ll Q_s}{\approx} c - \log \left(\frac{k}{Q_s(Y)} \right).$$

- ▶ Acima, nada mais se tem do que a transformada de Fourier de uma função degrau.

Modelo AGBS

- ▶ O modelo também interpola o regime diluído, proveniente da solução da equação BK:

$$\tilde{T}(k, Y) \stackrel{k \gg Q_s}{\approx} \left(\frac{k^2}{Q_s^2(Y)} \right)^{-\gamma_c} \log \left(\frac{k^2}{Q_s^2(Y)} \right) \exp \left[-\frac{\log^2(k^2/Q_s^2(Y))}{2\bar{\alpha}\chi''(\gamma_c)Y} \right],$$

em que

$$\lambda = \min_{\gamma} \bar{\alpha} \frac{\chi(\gamma)}{\gamma} = \bar{\alpha} \frac{\chi(\gamma_c)}{\gamma_c} = \bar{\alpha} \chi'(\gamma_c), \quad \bar{\alpha} \equiv \frac{\alpha_s N_c}{\pi}.$$

- ▶ A interpolação é feita por meio de ($\rho \equiv \ln(k^2/k_0^2)$):

$$\tilde{T}^{\text{AGBS}}(\rho, Y) = L_F \left(1 - e^{-T_{\text{dil}}} \right),$$

em que

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

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

e

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

Modelo AGBS com flutuações

- ▶ A amplitude do modelo AGBS entra como um único evento na expressão para a amplitude média ($\rho = \ln(k^2/k_0^2)$):

$$\langle T^{AGBS}(\rho, \rho_s) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho_s P_Y(\rho_s) T^{AGBS}(\rho, \rho_s).$$

- ▶ O modelo AGBS sem e com flutuações é então ajustado aos dados de HERA (H1 e Zeus).
- ▶ Parâmetros
 - ▶ livres: R_p , χ_c'' , k_0^2 , λ e D .
 - ▶ fixos: $\gamma_c = 0.6275$ e $\bar{\alpha} = 0.2$.
- ▶ Regime cinemático (total de 279 pontos):

$$\begin{cases} x \leq 0.01, \\ 0.045 \leq Q^2 \leq 150 \text{ GeV}^2 \end{cases}$$

- ▶ Somente quarks leves são considerados em dois casos: $m_{u,d,s} = 50 \text{ MeV}$ e $m_{u,d,s} = 140 \text{ MeV}$.
- ▶ Dados de H1 multiplicados por um fator 1.0 - 1.05 .

Resultados

Parâmetros após os ajustes:

► $m_{u,d,s} = 50 \text{ MeV}$

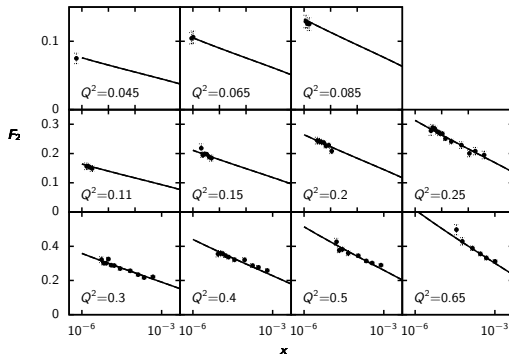
	$\chi^2/\text{n.o.p}$	$k_0^2 (\times 10^{-3})$	λ	$R(\text{GeV}^{-1})$	$\chi''(\gamma_c)$	$D (\times 10^{-2})$
$\tilde{T}_Y^{\text{AGBS}}$	0.949	3.79 ± 0.30	0.213 ± 0.003	3.576 ± 0.059	4.69 ± 0.23	0
$\langle \tilde{T}_Y^{\text{AGBS}} \rangle$	0.949	3.79 ± 0.30	0.213 ± 0.003	3.576 ± 0.059	4.69 ± 0.23	0.0 ± 1.1

► $m_{u,d,s} = 140 \text{ MeV}$

	$\chi^2/\text{n.o.p}$	$k_0^2 (\times 10^{-3})$	λ	$R(\text{GeV}^{-1})$	$\chi''(\gamma_c)$	$D (\times 10^{-3})$
$\tilde{T}_Y^{\text{AGBS}}$	0.942	1.69 ± 0.16	0.176 ± 0.004	4.83 ± 0.12	6.43 ± 0.29	0
$\langle \tilde{T}_Y^{\text{AGBS}} \rangle$	0.942	1.69 ± 0.16	0.176 ± 0.004	4.83 ± 0.12	6.43 ± 0.29	0.0 ± 9.6

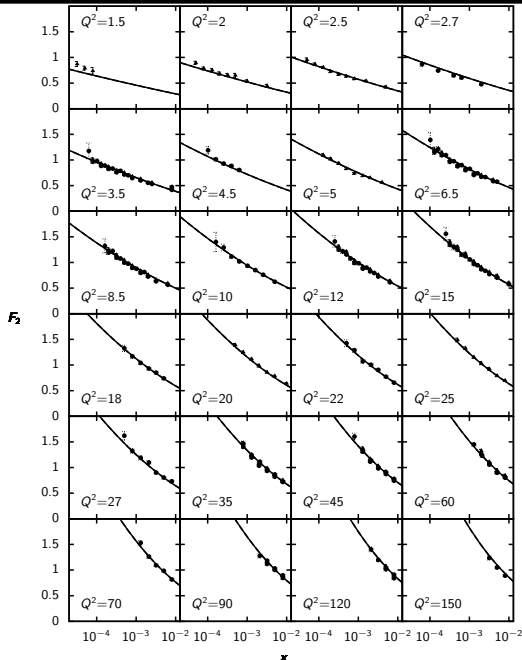
Resultados

- ▶ $m_{u,d,s} = 140$ MeV.
- ▶ ● ⇒ ZEUS .
- ▶ ▲ ⇒ H1 .
- ▶ Q^2 baixo.
- ▶ Completa concordância entre os resultados com e sem flutuações.



Resultados

- ▶ $m_{u,d,s} = 140$ MeV.
- ▶ ● ⇒ ZEUS .
- ▶ ▲ ⇒ H1 .
- ▶ Q^2 alto.
- ▶ Completa concordância entre os resultados com e sem flutuações.



Resultados

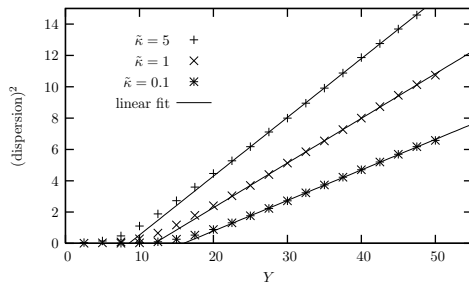
- ▶ Recentemete, os modelos **GBW** e **IIM** foram usados para investigar efeitos de flutuações em HERA: (Kozlov, Shoshi, Xiang - 2007)
 - ▶ Regime cinemático $Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$ e massas $m_{u,d,s} = 140 \text{ MeV}$
 - ▶ Ajuste somente aos dados de **ZEUS**
- ▶ Como resultado: $D = \mathcal{O}(1)$. Porém inconclusivo em relação a flutuações
- ▶ Refazendo o ajuste da **AGBS** só com dados de **ZEUS**, no regime $Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$ e com $m_{u,d,s} = 140 \text{ MeV}$, obtém-se:

	$\chi^2/\text{n.o.p}$	$k_0^2 (\times 10^{-3})$	λ	$R(\text{GeV}^{-1})$	$\chi''(\gamma_c)$	D
$\tilde{\tau}_Y^{\text{AGBS}}$	0.778	1.97 ± 0.22	0.177 ± 0.006	4.68 ± 0.14	5.95 ± 0.94	0
$\langle \tilde{\tau}_Y^{\text{AGBS}} \rangle$	0.768	1.38 ± 0.12	0.120 ± 0.010	5.46 ± 0.04	5.46 ± 0.55	1.78 ± 0.38

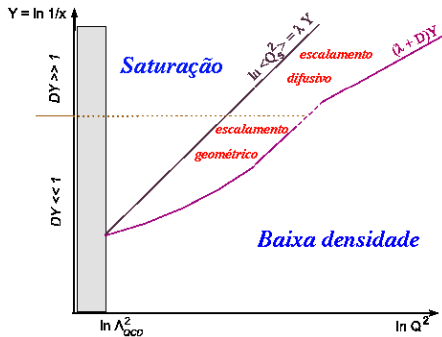
- ▶ A análise com todos os dados de HERA (H1 + Zeus) é mais completa.
- ▶ Contudo, os resultados de Zeus talvez sejam mais sensíveis à possibilidade de flutuações.

Conclusões

- ▶ Sob o ponto de vista do modelo **AGBS**, não há evidência de flutuações nas energias alcançadas em **HERA**.
- ▶ Para **H1 + ZEUS**, $D \rightarrow 0$, com bom $\chi^2/\text{n.o.p.}$
- ▶ A aproximação de campo médio (**BK**) com α_s fixo é suficiente para descrever os dados de HERA ($Y < 9$).
- ▶ Este resultado concorda com simulações da equação de Langevin (**Soyez - 2005**):



Perspectivas



- ▶ Em maiores energias (**LHC**): existem flutuações?
- ▶ Acoplamento variável ($\alpha_s(Q^2)$) suprime efeitos de flutuações?
- ▶ Adicionar quarks pesados: **problemas**.
- ▶ Dependência no parâmetro de impacto.