Regras de contagem; comportamento das f.ões estrutura

• A secção eficaz elementar $e\mu \to e\mu$ escreve-se, em função das variáveis de Mandelstam s, t, u:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt}(e\mu \to e\mu) = \frac{4\pi\alpha^2}{\hat{s}^2} \cdot \frac{1}{2} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$$

No limite em que $\hat{s}, \hat{t} \to \infty$ (alta energia e grandes transferências de impulsão), obtemos um invariante de escala:

$$\hat{s}^2 \frac{d\hat{\sigma}}{dt} = f(\hat{t}/\hat{s}) \quad \text{ou seja} \quad \hat{s}^2 \frac{d\hat{\sigma}}{dt} = g(\theta_{cm}) \; .$$

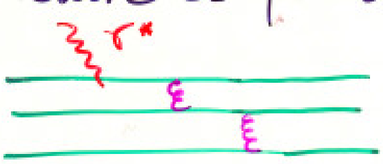
O processo elementar $eq \to eq$ é idêntico. Então, a secção eficaz dum processo tipo $AB \to CD$ (por exemplo $MB \to MB$ ou $BB \to BB$) deve ser:

$$s^2 \frac{d\sigma}{dt}(AB \to CD) \sim f(t/s) \left[F^2(t) \right]^{n_s} ,$$

Nota 1 →

em que $F(t)$ é o factor de forma de M ou B e n_s é o número de partões espectadores do subprocesso.

Quer dizer, há quebra da invariância de escala partónica, pois pretende-se reconstituir um estado ligado de n_s+1 partões (B ou M), após um deles ter absorvido um γ^* de $Q^2 \gg$, o que só se pode realizar se houver interacções entre os partões,



$n_s = 1$ mesões (M)

$n_s = 2$ bariões (B)

de modo a transferir momento de uns para os outros. Ora esta igualização no estado final é tanto mais difícil de produzir, quanto maior for n_s.

Para um processo inclusivo $AB \to CX$, a quebra de invariância é menor, pois permite-se que o quark excitado produza directamente hadrões, em vez de transferir energia sucessivamente aos n_s espectadores.

Então:

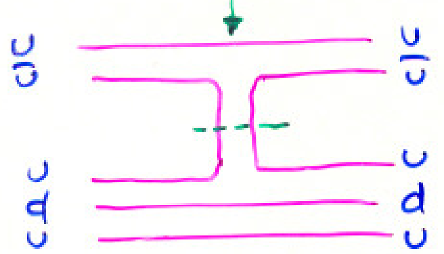
$$s^2 \frac{d\sigma}{dt}(AB\to CX) \sim f(\varepsilon,\theta_{CM}) \underset{\varepsilon\to 0}{\sim} \varepsilon^F \cdot f(\theta_{CM}) \qquad \varepsilon = \frac{m_X^2}{s}$$

Logo, neste limite tem-se: Nota 2 →

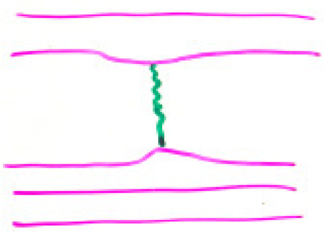
$$\frac{d\sigma}{dt}(AB\to CX) \sim \frac{1}{p_T^4}\,\varepsilon^F f(\theta_{CM}) ,$$

em que $F = 2n_s - 1$ participa no termo de "proibição".

• A alta energia, e sendo o fotão fortemente virtual, a secção eficaz total $\gamma^* N$ é dominada por trocas no canal t cujas contribuições principais são:



troca de "Reggeões" com spin, massa, baixos: ρ, ω



troca de "Pomerão", sem sabor

Nota 3 →

Então, em fenomenologia de Regge, a secção eficaz total escreve-se:

$$\sigma(\gamma^* N) \xrightarrow[s\to\infty]{} \beta_P\, x^{1-\alpha_P} + \beta_R\, x^{1-\alpha_R}$$

Ora, no quadro do modelo dos partões, tem-se:

$$\sigma(\gamma^* N) \propto \sum_i e_i^2\, x f_i(x)$$

Fazendo o paralelo entre as duas teorias, atribui-se a contribuição independente de sabor ($\mathbb{P}$) aos quarks de mar e a outra ($\mathbb{R}$), aos quarks de valência (no li-

Nota 1: factores de forma de M e B:

$$F_\rho(t) = \frac{1}{1 - t/m_\rho^2} \underset{t\to\infty}{\sim} t^{-1} \text{ (pólo)}$$

$$f_{G,M}(t) = \left(\frac{1}{1 - t/.71}\right)^2 \underset{t\to\infty}{\sim} t^{-2} \text{ (dipolo)}$$

$$\Rightarrow F(t) \sim t^{-n_1}$$

Nota 2:

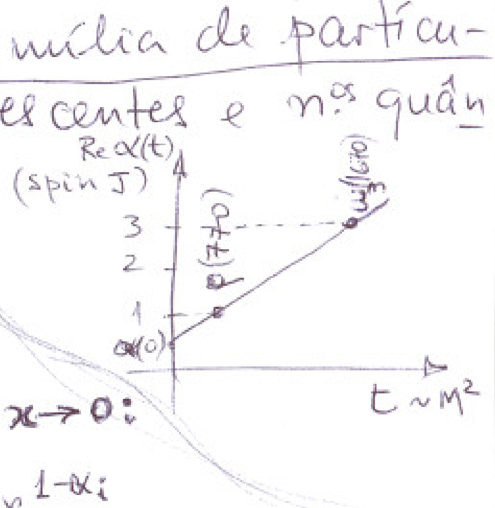
No processo inclusivo $AB \to CX$, $\varepsilon = \frac{M_X^2}{s}$ é complementar da fracção de momento x transportada por C. No limite de alta energia, e sendo $p_L \gg p_T$, então $\varepsilon \sim 1 - x$, donde

$$f_i(x) \underset{x\to 1}{\sim} \varepsilon^F = (1-x)^{2n_1 - 1}$$

Nota 3: Dualidade

- Relaciona as ressonâncias formadas no canal s (Amplitude $A \sim 1/s$, pólo duma Breit-Wigner — cf. $1/q^2$, propagador), com a troca de "Reggeões" (pólos de Regge, no plano complexo, de amplitude $A \sim P_\alpha(\cos\theta_t)/\operatorname{sen}\pi\alpha(t)$) no canal t.

Nesta amplitude do canal t, quando $\alpha(t)$ se aproxima de um J inteiro (spin), num certo valor t_J, o denominador $\operatorname{sen}\pi\alpha(t) \to 0$ e obtemos um **pólo**: $A \sim \frac{P_J(\cos\theta)(1 \pm (-1)^J)}{t - t_J}$, isto é, uma partícula trocada no canal t, com spin J e massa $M = \sqrt{t_J} \Longrightarrow$ um pólo de Regge par ou ímpar $((-1)^J)$ representa uma família de partículas de spin par ou ímpar, de massas crescentes e nºs quânticos compatíveis.



- Portanto $\sigma \equiv \underset{(\nu\to\infty)}{\sigma_T} = \sum_i \beta_i \nu^{\alpha_i - 1}$

Sendo $\nu \equiv E_{\gamma^*}$ e $x = \frac{Q^2}{2M\nu} \propto 1/\nu$, vem, para $x \to 0$:

$$\sigma_T(\gamma^* N) \propto \sum_i \beta_i \left(\frac{1}{x}\right)^{\alpha_i - 1} \longrightarrow \sigma_{T(x\to 0)} \propto \sum_i \beta_i x^{1-\alpha_i}$$

mite $x \to 0$). Ou seja:

$$x\, q_{val}(x) \xrightarrow[x\to 0]{} x^{1-\alpha_R} = x^{1/2} \qquad (\text{com } \alpha_R = 1/2)$$

$$x\, q_{mar}(x) \xrightarrow[x\to 0]{} x^{1-\alpha_P} = x^{0} \qquad (\text{com } \alpha_P = 1)$$

- Para $x \to 1$, as funções de estrutura devem anular-se. Neste limite, o partão em interacção transportaria todo o momento do nucleão, pelo que os espectadores não possuíriam impulsão.

E, quanto mais espectadores houver, menos provável é que dado partão transporte uma grande fracção x do momento inicial.

Então, neste limite, as f.ões de estrutura devem obedecer à regra de contagem

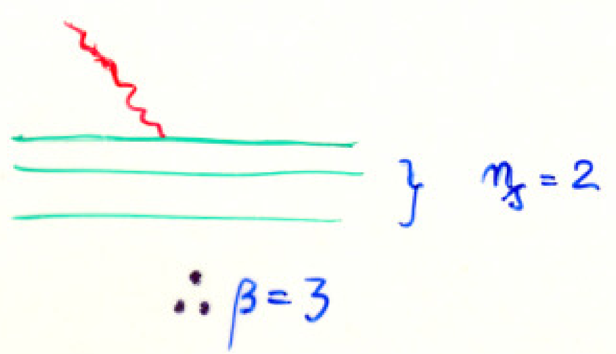
$$f_i(x) \underset{x\to 1}{\sim} (1-x)^{2n_s-1}$$

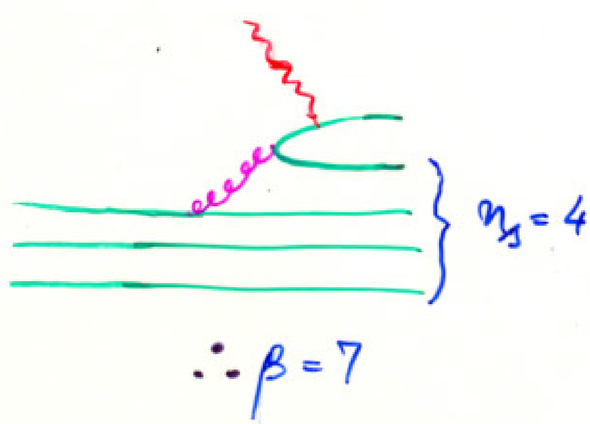
- Quer dizer, a forma geral das funções de estrutura, sugerida pelos limites $x \to 0$ e $x \to 1$ é:

$$x\, f_i(x) = A_i\, x^{\alpha} (1-x)^{\beta}$$

em que $\alpha = 0, 1/2$; $\beta = 2n_s - 1$; e os coeficientes A_i são fixados pelas regras de soma.

Portanto, no caso de interacção com um partão do nucleão, temos:





Ou seja:

$$x\,q_{val}(x) \propto x^{0{,}5}(1-x)^{3} \qquad x\,q_{mar}(x) \propto (1-x)^{7}$$

Experimentalmente obtém-se, utilizando uma parametrização idêntica:

$$\begin{cases} \alpha_{val} = 0{,}56 \\ \beta_{val} = 2{,}71 \end{cases} \qquad \begin{cases} \alpha_{mar} = 0 \quad \left(\text{imposto no fit}\right) \\ \beta_{mar} = 8{,}1 \end{cases}$$