

Fator de Forma do Vértice $\pi D_1 D^*$ Usando as Regras de Soma da QCD

Diego Fiorentini¹ Marcelo Chiapparini¹ Mirian Bracco²

¹Instituto de Física
Universidade do Estado de Rio de Janeiro

²Facultad de Tecnología
Universidade do Estado do Rio de Janeiro/Resende

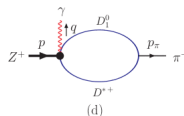
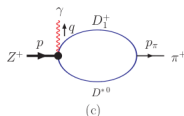
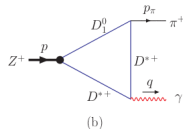
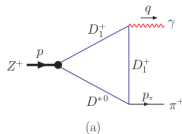
XXV Reunião de Trabalho sobre Interações Hadrônicas, 2014

Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

Motivação

Estudo do decaimento do $Z^\pm(4430)$ pode ser considerado o mais especial, o qual foi descoberto pela colaboração BELLE [PRD8Z,054025 (2010)]. Os principais modos de decaimento do Z são o modo de charme aberto $Z \rightarrow D_1 D^* \pi$ e o modo de charme oculto $Z \rightarrow J/\psi(\psi') \pi$.

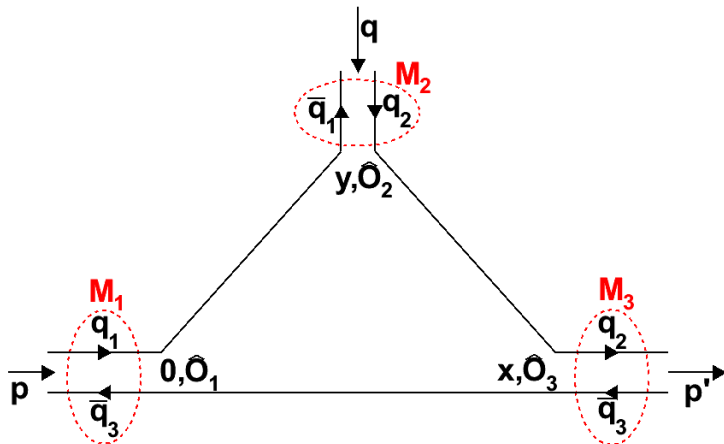


Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

Diagrama da circulação dos mésons

Sejam três mésons (M_1, M_2, M_3) no vértice:



As correntes genéricas

Genericamente, as correntes podem-se escrever como:

$$j_{M_1}(0) = \bar{q}_3(0) \hat{\mathcal{O}}_1 q_1(0)$$

$$j_{M_2}(y) = \bar{q}_1(y) \hat{\mathcal{O}}_2 q_2(y)$$

$$j_{M_3}(x) = \bar{q}_3(x) \hat{\mathcal{O}}_3 q_2(x)$$

onde $\hat{\mathcal{O}}_i$, $i = 1, 2, 3$ são operadores hermitianos cuja forma depende da natureza do méson. Daqui, temos para o correlator:

$$\begin{aligned} \Pi(p, p') &= \int d^4x d^4y e^{-iqy} e^{ip'x} \langle \tilde{0} | T \{ j_{M_3}(x) j_{M_2}^\dagger(y) j_{M_1}^\dagger(0) \} | \tilde{0} \rangle \\ &= \int d^4x d^4y e^{-iqy} e^{ip'x} \left(\hat{\mathcal{O}}_3 \right)_{ij} \left(\hat{\mathcal{O}}_2 \right)_{kl} \left(\hat{\mathcal{O}}_1 \right)_{mn} \times \\ &\quad \times \langle \tilde{0} | T \{ \bar{q}_{3i}^a(x) q_{2j}^a(x) \bar{q}_{2k}^b(y) q_{1l}^b(y) \bar{q}_{1m}^c(0) q_{3n}^c(0) \} | \tilde{0} \rangle \end{aligned}$$

O teorema de Wick: termos não-nulos

$$\begin{aligned}
 W &= T \left\{ \bar{q}_{3i}^a(x) q_{2j}^a(x) \bar{q}_{2k}^b(y) q_{1l}^b(y) \bar{q}_{1m}^c(0) q_{3n}^c(0) \right\} \\
 &= - \left\{ W^1 + W^2 + W^3 + W^4 + (t.c.s.) \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 W^0 &= \langle 0 | T \left\{ q_{3n}^c(0) \bar{q}_{3i}^a(x) \right\} | 0 \rangle \langle 0 | T \left\{ q_{2j}^a(x) \bar{q}_{2k}^b(y) \right\} | 0 \rangle \\
 &\quad \times \langle 0 | T \left\{ q_{1l}^b(y) \bar{q}_{1m}^c(0) \right\} | 0 \rangle
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 W^3 &= \langle 0 | T \left\{ q_{2j}^a(x) \bar{q}_{2k}^b(y) \right\} | 0 \rangle \langle 0 | T \left\{ q_{1l}^b(y) \bar{q}_{1m}^c(0) \right\} | 0 \rangle \\
 &\quad \times : q_{3n}^c(0) \bar{q}_{3i}^a(x) :
 \end{aligned}$$

e (t.c.s) representa os termos com número superior de contrações no teorema de Wick.

O termo perturbativo

$$\begin{aligned}
 \Pi^{pert} &= \int d^4x d^4y e^{-iqy} e^{ip'x} \left(\hat{\mathcal{O}}_3 \right)_{ij} \left(\hat{\mathcal{O}}_2 \right)_{kl} \left(\hat{\mathcal{O}}_1 \right)_{mn} \langle \tilde{0} | W^0 | \tilde{0} \rangle \\
 &= \int d^4x d^4y e^{-iqy} e^{ip'x} \left(\hat{\mathcal{O}}_3 \right)_{ij} \left(\hat{\mathcal{O}}_2 \right)_{kl} \left(\hat{\mathcal{O}}_1 \right)_{mn} \times \\
 &\quad \times (-1) \langle \tilde{0} | S_{ni,ca}^{(3)}(-x) \delta_{ca} S_{jk,ab}^{(2)}(x-y) \delta_{ab} S_{lm,bc}^{(1)}(y) \delta_{bc} | \tilde{0} \rangle
 \end{aligned}$$

Daqui, usando a representação do propagador no espaço de momento:

$$\Pi^{pert} = (3i) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr} \left\{ (-\not{k} + m_3) \hat{\mathcal{O}}_3 (\not{p}' - \not{k} + m_2) \hat{\mathcal{O}}_2 (\not{p} - \not{k} + m_1) \hat{\mathcal{O}}_1 \right\}}{(k^2 - m_3^2) \left((p' - k)^2 + m_2^2 \right) \left((p - k)^2 + m_1^2 \right)}$$

Correções não-perturbativas em q_3

Pegando o termo 3 da expansão de Wick, obtemos no correlator:

$$\Pi^{(3)} = \int d^4x d^4y e^{-iqy} e^{ip'x} \left(\hat{\mathcal{O}}_3 \right)_{ij} \left(\hat{\mathcal{O}}_2 \right)_{kl} \left(\hat{\mathcal{O}}_1 \right)_{mn} \langle \tilde{0} | W^3 | \tilde{0} \rangle$$

onde os dois primeiros termos de W^3 serão simplesmente os propagadores e ainda é preciso calcular o termo:

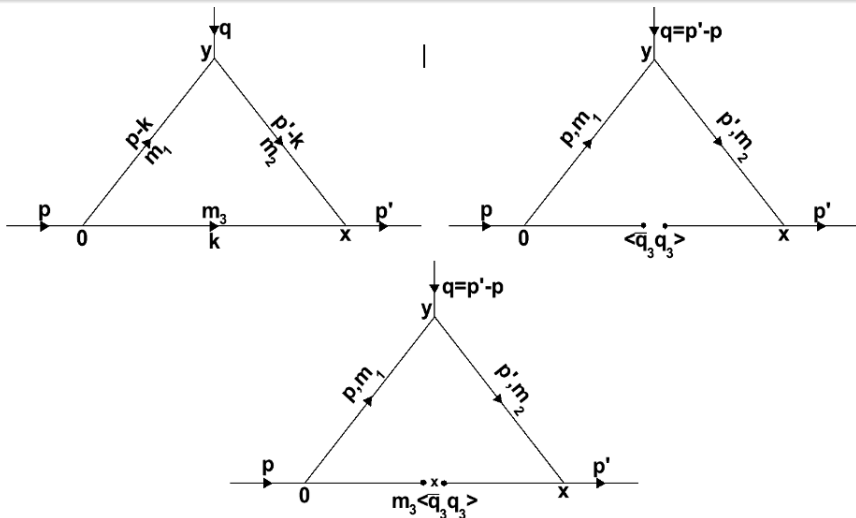
$$\begin{aligned} \langle \tilde{0} | : q_{3n}^c(0) \bar{q}_{3i}^a(x) : | \tilde{0} \rangle &= \langle \tilde{0} | : q_{3n}^c(0) \bar{q}_{3i}^a(0) : | \tilde{0} \rangle + \\ &+ x_\mu \langle \tilde{0} | : q_{3n}^c(0) \partial^\mu \bar{q}_{3i}^a(x) |_{x=0} : | \tilde{0} \rangle + \\ &+ \frac{1}{2} x_\mu x_\nu \langle \tilde{0} | : q_{3n}^c(0) \partial^\mu \partial^\nu \bar{q}_{3i}^a(x) |_{x=0} : | \tilde{0} \rangle + \dots \end{aligned}$$

Condensado de quarks e de quarks com massa

$$\Pi^{\langle \bar{q}_3 q_3 \rangle} = - \frac{\langle \bar{q}_3 q_3 \rangle}{4} \frac{\text{Tr} \left\{ \hat{\mathcal{O}}_3 (\not{p}' + m_2) \hat{\mathcal{O}}_2 (\not{p} + m_1) \hat{\mathcal{O}}_1 \right\}}{(p'^2 - m_2^2)(p^2 - m_1^2)}$$

$$\Pi^{m_3 \langle \bar{q}_3 q_3 \rangle} = \frac{m_3 \langle \bar{q}_3 q_3 \rangle}{16} \left[\frac{\text{Tr} \left\{ \gamma^\mu \hat{\mathcal{O}}_3 (\not{p}' + m_2) \gamma_\mu (\not{p}' + m_2) \hat{\mathcal{O}}_2 (\not{p} + m_1) \hat{\mathcal{O}}_1 \right\}}{(p'^2 - m_2^2)(p^2 - m_1^2)} \right. \\ \left. + \frac{\text{Tr} \left\{ \gamma^\mu \hat{\mathcal{O}}_3 (\not{p}' + m_2) \hat{\mathcal{O}}_2 (\not{p} + m_1) \gamma_\mu (\not{p} + m_1) \hat{\mathcal{O}}_1 \right\}}{(p'^2 - m_2^2)(p^2 - m_1^2)^2} \right]$$

Representação diagramática



Índice

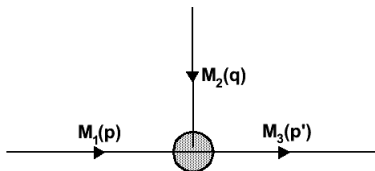
- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

Correlator fenomenológico

Pegamos a função de correlação de 3-pontos no espaço de coordenadas

$$\Pi^{phen} = \langle 0 | T \{ j_3(x) j_2^\dagger(y) j_1^\dagger(0) \} | 0 \rangle$$

Esta função de correlação corresponde ao diagrama:



onde as funções M_i , $i = 1, 2, 3$, correspondem aos mésons interagindo como partículas pontuais.

Correlator fenomenológico

$$\Pi^{phen} = \frac{\langle 0 | j_3 | M_3(p') \rangle \langle M_2(q) | j_2^\dagger | 0 \rangle \langle M_1(p) | j_1^\dagger | 0 \rangle \Gamma(p, p')}{(p^2 - m_1^2) (p'^2 - m_3^2) (q^2 - m_2^2)} + (e.e.)$$

Os elementos de matriz das correntes j_i que aparecem nesta equação são definidos como [M. Bracco, et al., Progress in Particle and Nuclear Physics, 67, 1019-1052 (2012)]:

$$\langle 0 | j_\zeta | V(q, \lambda) \rangle = m_V f_V \varepsilon_\zeta(q, \lambda), \quad \langle V(q, \lambda) | j_\zeta | 0 \rangle = m_V f_V \varepsilon_\zeta^*(q, \lambda)$$

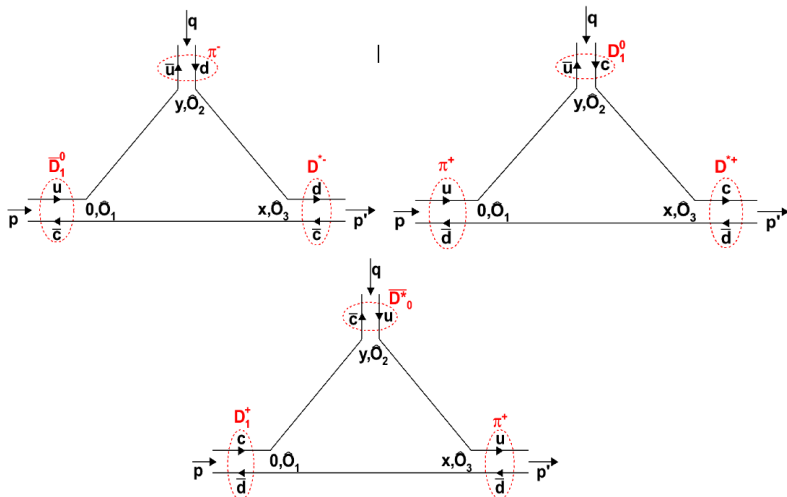
$$\langle 0 | j_\zeta | AV(q, \lambda) \rangle = m_{AV} f_{AV} \varepsilon_\zeta(q, \lambda), \quad \langle AV(q, \lambda) | j_\zeta | 0 \rangle = m_{AV} f_{AV} \varepsilon_\zeta^*(q, \lambda)$$

$$\langle P | j_\zeta | 0 \rangle = \frac{m_P^2}{m_{q_1} + m_{q_2}} f_P$$

Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

Representação diagramática



Identificação respeito ao termo genérico

O problema $\pi^- \bar{D}_1^0 D^{*-}$:

$$j_{\bar{D}_1^0}(0) = \bar{c}_3(0) \gamma_\mu \gamma_5 u(0) \quad M_1 = \bar{D}_1^0 \quad q_1 = u \quad \theta_1 = \gamma_\mu \gamma_5$$

$$j_{\pi^-}(y) = i \bar{u}(y) \gamma_5 d(y) \quad M_1 = \bar{D}_1^0 \quad q_2 = d \quad \theta_2 = i \gamma_5$$

$$j_{D^{*-}}(x) = \bar{c}(x) \gamma_\nu d(x) \quad M_1 = \bar{D}_1^0 \quad q_3 = c \quad \theta_3 = \gamma_\nu$$

O problema $D_1^0 \pi^+ D^{*+}$:

$$j_{D_1^0}(0) = \bar{d}_3(0) \gamma_5 u(0) \quad M_1 = \pi^+ \quad q_1 = u \quad \theta_1 = i \gamma_5$$

$$j_{\pi^+}(y) = \bar{u}(y) \gamma_\mu \gamma_5 c(y) \quad M_1 = D_1^0 \quad q_2 = c \quad \theta_2 = \gamma_\mu \gamma_5$$

$$j_{D^{*+}}(x) = i \bar{d}(x) \gamma_\nu c(x) \quad M_1 = D^{*+} \quad q_3 = d \quad \theta_3 = \gamma_\nu$$

O problema $\bar{D}_0^* D_1^+ \pi^+$:

$$j_{D_1^+}(0) = \bar{d}(0) \gamma_\mu \gamma_5 c(0) \quad M_1 = D_1^+ \quad q_1 = c \quad \theta_1 = \gamma_\mu \gamma_5$$

$$j_{\bar{D}_0^*}(y) = \bar{c}(y) \gamma_\nu u(y) \quad M_1 = \bar{D}_0^* \quad q_2 = u \quad \theta_2 = \gamma_\nu$$

$$j_{\pi^+}(x) = i \bar{d}(x) \gamma_5 u(x) \quad M_1 = \pi^+ \quad q_3 = d \quad \theta_3 = i \gamma_5$$

Além disso, levaremos sempre em conta que $m_u \approx m_d \ll m_c$, pelo que faremos:

$$m_u \approx m_d \rightarrow 0 \quad (1)$$

Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

Termo perturbativo Π^{pert}

$$\pi^- \bar{D}_1^0 D^{*-} : (-3) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr} \{ (-\not{k} + m_c) \gamma_\nu (\not{p}' - \not{k}) \gamma_5 (\not{p} - \not{k}) \gamma_\mu \gamma_5 \}}{(k^2 - m_c^2) (p' - k)^2 (p - k)^2}$$

$$D_1^0 \pi^+ D^{*+} : (-3) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr} \{ (-\not{k}) \gamma_\nu (\not{p}' - \not{k} + m_c) \gamma_\mu \gamma_5 (\not{p} - \not{k}) \gamma_5 \}}{k^2 \left((p' - k)^2 + m_c^2 \right) (p - k)^2}$$

$$\bar{D}_0^* D_1^+ \pi^+ : (-3) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr} \{ (-\not{k}) \gamma_5 (\not{p}' - \not{k}) \gamma_\nu (\not{p} - \not{k} + m_c) \gamma_\mu \gamma_5 \}}{k^2 (p' - k)^2 \left((p - k)^2 + m_c^2 \right)}$$

A dupla discontinuidade DD $\left[\Pi_{\nu\mu}^{pert} \right]$

$$\pi^- \bar{D}_1^0 D^{*-} : \frac{-3m_c i}{\lambda^{1/2}(s, u, t)} \left\{ (1-A-B) p'_\nu p_\mu - (1-A-B) p'_\mu p_\nu + g_{\nu\mu} (p' \cdot p - p' \cdot k - k \cdot p + k^2) \right\}$$

$$D_1^0 \pi^+ D^{*+} : \frac{-3m_c}{\lambda^{1/2}(s, u, t)} \left\{ g_{\nu\mu} (k \cdot p - k^2) + B (p'_\nu p_\mu - p'_\mu p_\nu) \right\}$$

$$\bar{D}_0^* D_1^+ \pi^+ : \frac{-3m_c}{\lambda^{1/2}(s, u, t)} \left\{ g_{\nu\mu} (k \cdot p' - k^2) + A (p_\mu p'_\nu - p_\nu p'_\mu) \right\}$$

$$\mathcal{B}_{M^2} \mathcal{B}_{M'^2} \left[\Pi_{\nu\mu}^{pert} \right] = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{s_0}^{\infty} ds \int_{u_0}^{\infty} du DD \left[\Pi_{\nu\mu}^{pert}(s, u) \right] e^{-s/M^2} e^{-u/M'^2}$$

Condensado de quarks e quarks com massa

Segundo [E. de Rafael, arXiv:hep-ph/9802448v1][W. Greiner & A. Schafer, “Quantum chromodynamics”, ISBN 3-540-57103-5.],
 $\langle \bar{c}c \rangle = 0$, e temos:

$$\pi^- \bar{D}_1^0 D^{*-} : \Pi^{\langle \bar{c}c \rangle} \propto \langle \bar{c}c \rangle = 0 \wedge \Pi^{m_c \langle \bar{c}c \rangle} = 0$$

$$D_1^0 \pi^+ D^{*+} : \Pi^{\langle \bar{d}d \rangle} = -\frac{i \langle \bar{d}d \rangle}{4} \frac{\text{Tr} \{ \gamma_\nu (\not{p}' + m_c) \gamma_\mu \gamma_5 (\not{p}) \gamma_5 \}}{(p'^2 - m_c^2) p^2}$$

$$\bar{D}_0^* D_1^+ \pi^+ : \Pi^{\langle \bar{d}d \rangle} = -\frac{i \langle \bar{d}d \rangle}{4} \frac{\text{Tr} \{ \gamma_5 (\not{p}') \gamma_\nu (\not{p} + m_c) \gamma_\mu \gamma_5 \}}{p'^2 (p^2 - m_c^2)}$$

Transformada de Borel $\mathcal{B}_{M^2} \mathcal{B}_{M'^2} \left[\Pi_{\nu\mu}^{\langle \bar{d}d \rangle} (p', p) \right]$

$$D_1^0 \pi^+ D^{*+} : i \langle \bar{d}d \rangle \{ p'_\nu p_\mu - g_{\nu\mu} p' \cdot p + p'_\mu p_\nu \} e^{-m_c^2/M^2}$$

$$\bar{D}_0^* D_1^+ \pi^+ : i \langle \bar{d}d \rangle \{ p'_\nu p_\mu - g_{\nu\mu} p' \cdot p + p'_\mu p_\nu \} e^{-m_c^2/M^2}$$

Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

O lagrangiano

A lagrangiana fenomenológica para o problema usada neste trabalho é [17]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{D_1 D^* \pi} = & \frac{g_{D_1 D^* \pi}}{2\sqrt{2}} \left\{ \partial^\alpha D^{*\beta} \pi \cdot \tau \partial_\alpha \bar{D}_{1\beta} - \partial^\alpha D^{*\beta} \pi \cdot \tau \partial_\beta \bar{D}_{1\alpha} \right. \\ & \left. - \partial^\beta D^{*\alpha} \pi \cdot \tau \partial_\alpha \bar{D}_{1\beta} + \partial^\beta D^{*\alpha} \pi \cdot \tau \partial_\beta \bar{D}_{1\alpha} \right\} \\ & + \frac{g_{D_1 D^* \pi}}{2\sqrt{2}} \left\{ \partial^\alpha D_1^\beta \pi \cdot \tau \partial_\alpha \bar{D}^*_{\beta} - \partial^\alpha D_1^\beta \pi \cdot \tau \partial_\beta \bar{D}^*_{1\alpha} \right. \\ & \left. - \partial^\beta D_1^\alpha \pi \cdot \tau \partial_\alpha \bar{D}^*_{\beta} + \partial^\beta D_1^\alpha \pi \cdot \tau \partial_\beta \bar{D}^*_{1\alpha} \right\} \end{aligned}$$

Operadores de aniquilação e criação

Campo mesónico	aniquila	cria
D_1	D_1^0, D_1^+	\bar{D}_1^0, D_1^-
\bar{D}_1	\bar{D}_1^0, D_1^-	D_1^0, D_1^+
D^*	D^{*0}, D^{*+}	\bar{D}^{*0}, D^{*-}
\bar{D}^*	\bar{D}^{*0}, D^{*-}	D^{*0}, D^{*+}

Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

O correlator $\pi^- \bar{D}_1^0 D^{*-}$

$$\Pi^{phen} = \frac{\langle 0 | j_V | D^{*-}(p') \rangle \langle \pi^-(q) | j_5^\dagger | 0 \rangle \langle \bar{D}_1^0(p) | j_\mu^\dagger | 0 \rangle \Gamma(p, p')}{(p^2 - m_1^2) (p'^2 - m_3^2) (q^2 - m_2^2)}$$

$$\langle \bar{D}_1^0(p) | j_\mu^\dagger | 0 \rangle = m_{D_1} f_{D_1} \varepsilon_\mu^*(p, \lambda)$$

$$\langle 0 | j_V | D^{*-}(p') \rangle = m_{D^*} f_{D^*} \varepsilon_V(p', \lambda')$$

$$\langle \pi^-(q) | j_5^\dagger | 0 \rangle = \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d} f_\pi$$

Neste problema, é criado um D^{*-} e aniquilado um \bar{D}_1^0 , pelo que $\mathcal{L} \propto D^* \bar{D}_1$. Assim, só é relevante o primeiro termo no lagrangiano.

O correlator $\pi \overline{D}_1^0 D^{*-}$

$$\Pi_{\mu\nu}^{phen} = \frac{F_{D_1 D^* \pi}^\pi(q^2) m_{\overline{D}_1^0} m_{D^{*-}} m_\pi^2 f_{\overline{D}_1^0} f_\pi f_{D^{*-}}}{\sqrt{2} (m_u + m_d) (p^2 - m_{D_1}^2) (p'^2 - m_{D^*}^2) (q^2 - m_\pi^2)} \times \{g_{\mu\nu} p' \cdot p - p'_\mu p_\nu\}$$

Logo, aplicando uma dupla transformada de Borel sobre as variáveis p e p' obtemos:

$$\mathcal{B}_{M^2} \mathcal{B}_{M'^2} \left\{ \Pi_{\mu\nu}^{phen} \right\} = \frac{F_{D_1 D^* \pi}^\pi(q^2) m_{\overline{D}_1^0} m_{D^{*-}} m_\pi^2 f_{\overline{D}_1^0} f_\pi f_{D^{*-}}}{\sqrt{2} (m_u + m_d) (q^2 - m_\pi^2)} \times e^{-m_{D_1}^2/M^2} e^{-m_{D^*}^2/M'^2} \{g_{\mu\nu} p' \cdot p - p'_\mu p_\nu\}$$

O correlator $D_1^0 \pi^+ D^{*+}$

$$\Gamma^{phen} = \frac{\langle 0 | j_\nu | D^{*+}(p') \rangle \langle D_1^0(q) | j_\mu^\dagger | 0 \rangle \langle \pi^+(p) | j_5^\dagger | 0 \rangle \Gamma(p, p')}{(p^2 - m_\pi^2) (p'^2 - m_{D^*}^2) (q^2 - m_{D_1}^2)}$$

Daqui, fazemos a identificação:

$$\langle D_1^0(q) | j_\mu^\dagger | 0 \rangle = m_{D_1} f_{D_1} \varepsilon_\mu^*(q, \lambda)$$

$$\langle 0 | j_\nu | D^{*+}(p') \rangle = m_{D^*} f_{D^*} \varepsilon_\nu(p', \lambda')$$

$$\langle \pi^+(p) | j_5^\dagger | 0 \rangle = \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d} f_\pi$$

Neste problema, é criado um D^{*+} e aniquilado um D_1^0 , pelo que $\mathcal{L} \propto \bar{D}^*, D_1$. Assim, só é relevante o segundo termo no lagrangiano. ↻ 🔍

O correlator $D_1^0 \pi^+ D^{*+}$

$$\Pi_{\mu\nu}^{phen} = \frac{F_{D_1 D^* \pi}^{(D_1)}(q^2) m_{D_1} m_{D^*} m_{\pi}^2 f_{D_1} f_{\pi} f_{D^*}}{\sqrt{2} (m_u + m_d) (p^2 - m_{\pi}^2) (p'^2 - m_{D^*}^2) (q^2 - m_{D_1}^2)} \times \{g_{\mu\nu} (p' \cdot p' - p' \cdot p) - p'_{\mu} p'_{\nu} + p'_{\mu} p_{\nu}\}$$

Logo, aplicando uma dupla transformada de Borel sobre as variáveis p e p' obtemos:

$$\mathcal{B}_{M^2} \mathcal{B}_{M'^2} \left\{ \Pi_{\mu\nu}^{phen} \right\} = \frac{F_{D_1 D^* \pi}^{(D_1)}(q^2) m_{D_1} m_{D^*} m_{\pi}^2 f_{D_1} f_{\pi} f_{D^*}}{\sqrt{2} (m_u + m_d) (q^2 - m_{D_1}^2)} e^{-m_{\pi}^2/M^2} \times e^{-m_{D^*}^2/M'^2} \{g_{\mu\nu} (p'^2 - p' \cdot p) - p'_{\mu} p'_{\nu} + p'_{\mu} p_{\nu}\}$$

O correlator $\overline{D}_0^* D_1^+ \pi^+$

$$\Pi^{phen} = \frac{\langle 0 | j_5 | \pi^+(p') \rangle \langle \overline{D}_0^*(q) | j_V^\dagger | 0 \rangle \langle D_1^+(p) | j_\mu^\dagger | 0 \rangle \Gamma(p, p')}{(p^2 - m_1^2) (p'^2 - m_3^2) (q^2 - m_2^2)}$$

Daqui, hacemos a identificação:

$$\langle \overline{D}_0^*(q) | j_V^\dagger | 0 \rangle = m_{D^*} f_{D^*} \varepsilon_V^*(q, \lambda)$$

$$\langle D_1^+(p) | j_\mu^\dagger | 0 \rangle = m_{D_1} f_{D_1} \varepsilon_\mu^*(p, \lambda) \quad (2)$$

$$\langle 0 | j_5 | \pi^+(p') \rangle = \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d} f_\pi$$

Neste problema, é aniquilado um \overline{D}_0^* e um D_1^+ , pelo que $\mathcal{L} \propto \overline{D}^*, D_1$. Assim, só é relevante o segundo termo no lagrangiano.

O correlator $\overline{D}_0^* D_1^+ \pi^+$

$$\Pi_{\mu\nu}^{phen} = - \frac{F_{D_1 D^* \pi}^{(D_1)}(q^2) m_{D_1} m_{D^*} m_{\pi}^2 - f_{D_1} f_{\pi} f_{D^*}}{\sqrt{2} (m_u + m_d) (p^2 - m_{D_1}^2) (p'^2 - m_{\pi}^2) (q^2 - m_{D^*}^2)} \times \{g_{\mu\nu} (p \cdot p' - p \cdot p) - p_{\nu} p'_{\mu} + p_{\nu} p_{\mu}\}$$

Logo, aplicando uma dupla transformada de Borel sobre as variáveis p e p' obtemos:

$$\mathcal{B}_{M^2} \mathcal{B}_{M'^2} \left\{ \Pi_{\nu\mu}^{phen} \right\} = - \frac{F_{D_1 D^* \pi}^{(D_1)}(q^2) m_{D_1} m_{D^*} m_{\pi}^2 - f_{D_1} f_{\pi} f_{D^*}}{\sqrt{2} (m_u + m_d) (q^2 - m_{D_1}^2)} e^{-m_{\pi}^2/M^2} \times e^{-m_{D_1}^2/M^2} \{g_{\mu\nu} (p' \cdot p - p^2) - p_{\nu} p'_{\mu} + p_{\nu} p_{\mu}\}$$

Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

A forma funcional

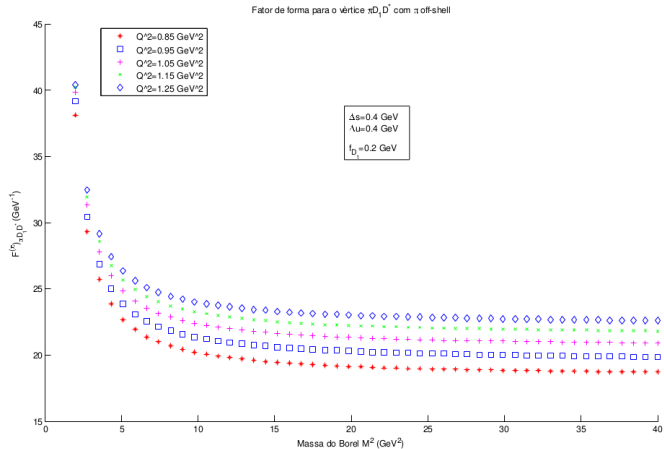
$$F_{D_1 D^* \pi}^{(\pi)}(q^2) = \frac{-\frac{1}{4\pi^2} \int_{s_0}^{s_{sup}} ds \int_{u_0}^{u_{sup}} du DD [\Pi_{\nu\mu}^{pert}(s, u)] e^{-s/M^2} e^{-u/M^2}}{\frac{m_{D_1} m_{D^*} m_\pi^2 - f_{D_1} f_\pi f_{D^*}}{\sqrt{2}(m_u + m_d)(q^2 - m_\pi^2)}} e^{-m_{D_1}^2/M^2} e^{-m_{D^*}^2/M^2}}$$

$$F_{D_1 D^* \pi}^{(D_1)}(q^2) = \frac{-\frac{1}{4\pi^2} \int_{s_0}^{\infty} ds \int_{u_0}^{\infty} du DD [\Pi_{\nu\mu}^{pert}(s, u)] e^{-s/M^2} e^{-u/M^2} + \langle \bar{d}d \rangle e^{-}}{\frac{m_{D_1} m_{D^*} m_\pi^2 - f_{D_1} f_\pi f_{D^*}}{\sqrt{2}(m_u + m_d)(q^2 - m_{D_1}^2)}} e^{-m_\pi^2/M^2} e^{-m_{D^*}^2/M^2}}$$

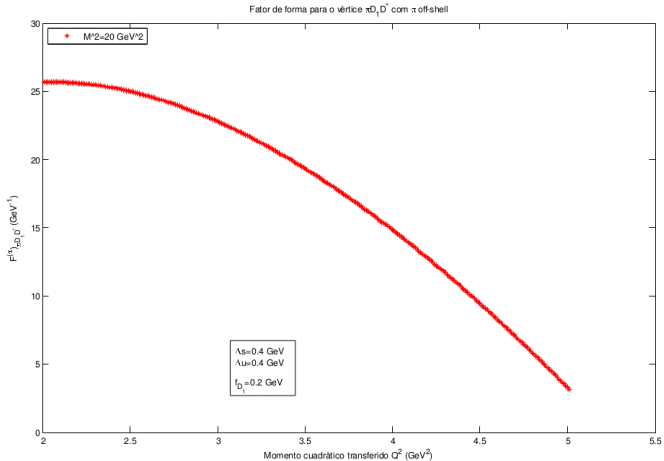
Índice

- 1 Introdução
- 2 O Método das Regras de Soma
 - O Correlator de 3-pontos - Lado da QCD:
 - O Correlator de 3-pontos - Lado Fenomenológico:
- 3 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado da OPE
 - Aspectos gerais
 - Correções ao correlator:
- 4 O Problema $D_1 D^* \pi$ - Lado Fenomenológico
 - Aspectos gerais
 - O correlator
- 5 Cálculo do Fator de Forma (Preliminares)
 - O fator de forma
 - O comportamento gráfico

Fator de Forma versus Massa de Borel



Fator de Forma versus momento transferido Q^2



Sumário

- As contribuições da OPE foram sistematizadas para termos genéricos de correntes em varios ordens não-perturbativos.
- Foi conseguida uma forma analítica para o fator de forma do vértice específico.
- O comportamento deste fator de forma em relação à massa de Borel e ao momento transferido da partícula off-shell é o usual.
- Perspectiva
 - Determinar a constante de decaimento do méson axial-vectorial a partir de regras de soma de 2-pontos.
 - Determinar a janela de Borel.