

Massa do méson escalar charmoso usando as Regras de Soma da QCD.

M. E. Bracco[†], A. Lozée[†], R. D. Matheus[‡], F. Navarra[‡] and M. Nielsen[‡]

[†] Instituto de Física, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rua São Francisco Xavier 524, 20559-900, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

[‡] Instituto de Física, Universidade de São Paulo, C.P. 66318, 05389-970 São Paulo, SP, Brasil.

Resumo

Neste trabalho, calculamos a massa do méson escalar charmoso $D_0^{0,+}$ (2405). Pretendemos calcular também as massas dos mesons $D_{s,J}^+$ (2317) e D_0^0 (2308), recentemente descobertos nas colaborações BABAR, BELLE e FOCUS. A natureza mesônica destas partículas vêm sendo profundamente debatida atualmente. Propusemos correntes interpolantes de um par diquark-antidiquark para tratar estes mésons escalares usando as Regras de Soma da QCD (RSQCD).

O estudo detalhado da espectroscopia de mésons charmosos através de modelos de quarks vem demonstrando bastante sucesso na compreensão destes estados e providenciou, nos últimos anos, muitas informações sobre as propriedades de um sistema do tipo $q\bar{c}$ onde o q é um quark leve e c é o quark charmoso. Entretanto, recentes experimentos e cálculos teóricos indicam que mésons charmosos escalares podem ter uma estrutura um tanto diferente. A descoberta do méson $D_{s,J}^+$ (2317) pela colaboração BABAR [1] e logo depois, confirmada pelas colaborações CLEO [2], BELLE [3] e FOCUS [4], é um dos mais promissores candidatos a um possível estado diquark-antidiquark [5]. Outros estados que podem ser evidências de estados não convencionais, são D_0^0 (2308) reportado também pela Colaboração BELLE [6] e os estados D_0^0 (2407) e D_0^+ (2403), ambos detectados pela Colaboração FOCUS [7].

Há um amplo debate sobre os valores das massas destes mésons. Para $D_{s,J}^+$ (2317), o melhor resultado usando modelos de quarks [8], é 160 MeV maior que o resultado observado experimentalmente. Modelos teóricos envolvendo misturas de mésons $D - K$ [9], estruturas não convencionais como moléculas de mésons [10, 11] ou estados de quatro quarks [12] também apresentam discrepâncias para os valores experimentais. Em relação a D_0^0 (2308), o resultado teórico [8] está 100 MeV acima da massa prevista, enquanto que para D_0^0 (2407) e D_0^+ (2403) os resultados experimentais, estão de acordo com a referência [8]. Na referência [5], os autores fazem uso das RSQCD para um sistema $c\bar{s}$ para prever a massa de $D_{s,J}^+$ (2317). Seus resultados são superestimados por aproximadamente 163 MeV. Por estas discrepâncias dos modelos teóricos com os dados experimentais, propomos o estudo das massas de $D_{s,J}^+$ (2317), D_0^0 (2407) e D_0^+ (2403) como sendo manifestações de estados com a estrutura diquark-antidiquark.

Esta estrutura composta por um par qq (diquark) e um par $\bar{q}\bar{q}$ (antidiquark) já havia sido proposta por R. L. Jaffe [13] em 1977. A seguir, faremos uma descrição breve sobre o método usado neste trabalho.

A idéia básica das RSQCD é aproximar estados confinados da QCD a partir da liberdade assintótica, isto é, começar em curtas distâncias e mover-se até grandes distâncias onde efeitos de confinamento tornam-se importantes, a liberdade assintótica é quebrada e os estados ligados surgem como consequência do fato que quarks e glúons estão permanentemente confinados dentro dos hádrons [14, 15]. A quebra espontânea da liberdade assintótica é sinalizada pelo aparecimento de correções devido aos efeitos não-perturbativos do vácuo da QCD. Estas correções são introduzidas através de valores esperados não nulos no vácuo dos operadores de quarks e glúons tais como:

$$\langle 0 | : \bar{q}q : | 0 \rangle \text{ e } \langle 0 | : G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a : | 0 \rangle,$$

onde q é o campo de quark, $G_{\mu\nu}^a$ é o campo de glúon, a é o índice de cor e “:” é a ordem normal dos campos.

O ponto inicial das RSQCD basea-se em escrever a ordenação temporal de um produto de duas correntes (função 2-pontos) em uma expansão em série de produtos de operadores¹. Os condensados de quarks e glúons surgem desta expansão em série de operadores. Os coeficientes destes operadores contêm as informações para curtas distâncias enquanto que os operadores carregam as informações de longo alcance.

Usando o formalismo de relações de dispersão, relacionamos a função 2-pontos² obtida pela OPE com os estados confinados que estamos interessados e fazendo uso de uma transformada nos momentos das partículas

¹Na sigla em inglês, OPE

²Também chamada função correlação ou função polarização.

envolvidas (transformada de Borel), asseguramos a dominância do estado fundamental. Entretanto, esta transformada não elimina a contribuição de estados ressonantes e do contínuo. Para eliminar estas contribuições das RSQCD, devemos modificar o método adicionando um parâmetro extra s_0 que garante que nossos resultados vêm exclusivamente do estado fundamental. Este parâmetro pode ser determinado usando-se critérios como a massa, a largura de um determinado estado e ou avaliando o peso relativo entre as contribuições do polo e do contínuo.

Temos então, uma maneira de relacionar parâmetros da QCD (lado da OPE) com as massas, constantes de acoplamento e outros parâmetros hadrônicos (lado Fenomenológico). No lado da OPE, o diagrama perturbativo fornece a contribuição principal (se os quarks envolvidos são leves) enquanto que para os diagramas não perturbativos, espera-se que suas contribuições sejam pequenas. No caso de sistemas envolvendo quarks leves e pesados, que é o caso deste trabalho, os condensados aparecem multiplicados pela massa do quark pesado c e estas contribuições não perturbativas são relevantes.

A função correlação (função 2-pontos) construída com as corretes interpolantes $j_\Gamma(x)$ é :

$$\Pi(q^2) = i \int_{-\infty}^{\infty} d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ j_\Gamma(x) j_\Gamma^\dagger(0) \} | 0 \rangle_{\text{QCD}}, \quad (1)$$

onde $|0\rangle$ é o vácuo da QCD, T é a ordenação temporal e Γ representa os números quânticos J , P e C do méson representado pela corrente j_Γ . O invariante $\Pi(q^2)$ é relacionado com sua parte imaginária via relação de dispersão,

$$\Pi(q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} ds \frac{\text{Im} \Pi(s)}{s - q^2}. \quad (2)$$

Com a Eq.(2) podemos construir as RSQCD igualando o lado da OPE ao lado fenomenológico via densidade espectral:

$$\rho_{\text{Ph}}(s) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi^{\text{Ph}}(s) = N \delta(s - m_\Gamma^2) + \text{estados excitados}, \quad (3)$$

onde N é número que depende da constante de decaimento f_Γ e da massa m_Γ do meson em questão. Assim, obtemos o lado fenomenológico das RSQCD:

$$\Pi^{\text{Ph}}(q^2) = \frac{N}{m_\Gamma^2 - q^2} + \text{ressonâncias}. \quad (4)$$

O cálculo da função 2-pontos, do lado da QCD, usa a uma expansão em produto de operadores de Wilson (OPE). Desta forma o produto temporalmente ordenado de duas correntes $j_\Gamma(x)$ e $j_\Gamma^\dagger(0)$, é escrito [16]:

$$i \int dx e^{iq \cdot x} T \{ j_\Gamma(x) j_\Gamma^\dagger(0) \} = C_0^\Gamma \mathbb{I} + \sum_d C_d^\Gamma(q) \hat{O}_d(0), \quad (5)$$

onde \mathbb{I} é o operador identidade, C_0^Γ e $C_d^\Gamma(q)$ são os coeficientes de Wilson e contêm as informações sobre a física

de curto alcance que podem ser calculados via teoria de perturbação e \hat{O}_d são operadores de gauge locais construídos a partir dos campos de quarks e glúons e contêm todos os efeitos não perturbativos. O índice d denota a dimensão do operador, expressa em unidade de potência de massa. Os coeficientes $C_d^\Gamma(q)$ são funções de potências do momento transferido q^2 . Então a curtas distâncias (altos momentos), os operadores com mais baixa dimensão são dominantes e resultam importantes correções à contribuição perturbativa dada pelo operador identidade. Os operadores em ordem crescente de dimensão são:

$$\hat{O}_0 = \mathbb{I} \quad d = 0, \quad (6)$$

$$\hat{O}_3 = \bar{q}q \quad d = 3, \quad (7)$$

$$\hat{O}_4 = G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \quad d = 4, \quad (8)$$

$$\hat{O}_5 = \bar{q} \sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} G^{a\mu\nu} q \quad d = 5, \quad (9)$$

$$\hat{O}_6 = f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\sigma}^b G_{\sigma\mu}^c \quad d = 6, \quad (10)$$

onde λ^a são as matrizes de Gell-Mann geradoras do grupo $SU(3)$ de cor, $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ e f_{abc} é o tensor antisimétrico de Levi-Civita. Operadores com dimensão $d > 0$ resultam correções proporcionais a $1/q^d$, então, para a maioria das aplicações operadores com $d > 6$ têm contribuições desprezíveis.

Na expansão (5), os valores dos elementos de matrix no vácuo da QCD dos operadores \hat{O}_d são por definição nulos em teoria de perturbação³, porém, na QCD efeitos não perturbativos mudam a natureza do vácuo o que induz a valores esperados no vácuo não nulos. Estes elementos de matriz expressam o fato de que para grandes distâncias (baixos momentos) o propagador livre dos quarks é modificado por efeitos não perturbativos. Podemos escrever a ordenação temporal dos campos de quarks através to teorema de Wick:

$$T \{ q_i^a(x) \bar{q}_j^b(0) \} = \langle 0 | T \{ q_i^a(x) \bar{q}_j^b(0) \} | 0 \rangle + : q_i^a(x) \bar{q}_j^b(0) : \quad (11)$$

O primeiro termo de (11) é identificado como sendo o propagador livre de quarks:

$$\langle 0 | T \{ q_i^a(x) \bar{q}_j^b(0) \} | 0 \rangle = i S_{ij}^{ab}(x). \quad (12)$$

O segundo termo da Eq. (11), pode ser expandido em uma série de Taylor em torno de $x = 0$ dada por:

$$: q_i^a(x), \bar{q}_j^b(0) : = : q_i^a(0), \bar{q}_j^b(0) : + x^\mu : (\partial_\mu q_i^a(0)), \bar{q}_j^b(0) : + \frac{1}{2} x^\mu x^\nu : (\partial_\mu \partial_\nu q_i^a(0)), \bar{q}_j^b(0) : + \dots \quad (13)$$

O valor esperado no vácuo da QCD do termo dominate em (13), dá origem ao condensado de quarks [17]:

$$\langle 0 | : q_i^a(0), \bar{q}_j^b(0) : | 0 \rangle = -\frac{1}{12} \langle \bar{q}q \rangle \delta^{ab} \delta_{ij} \quad (14)$$

³Um bom exemplo de teoria em que estes operadores são nulos é a QED.

Usando o gauge de ponto fixo,

$$(x^\mu - x_0^\mu)A_\mu^a(x), \quad (15)$$

onde x_0 é um ponto arbitrário no espaço-tempo, usualmente escolhido zero e A_μ^a é um campo externo que se relaciona com $G_{\mu\nu}^a$ por $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A^b A^c$ é possível mostrar que o valor esperado no vácuo da QCD do segundo termo na Eq. (13) é dado por:

$$x^\mu \langle 0 | : (\partial_\mu q_i^a(0)), \bar{q}_j^b(0) : | 0 \rangle = -\frac{1}{48} m_q \langle \bar{q}q \rangle \delta^{ab} \not{x}_{ij} \quad (16)$$

Portanto, é possível modificar a expressão do propagador com esses termos não-perturbativos. Uma expressão para o propagador de um quark leve q no espaço das posições corrigido por estes termos, pode ser encontrada em [18]:

$$\begin{aligned} iS_{ij}^{ab}(x) = & \frac{i\delta^{ab}}{2\pi^2 x^4} \not{x}_{ij} - \frac{m_q \delta^{ab}}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{q}q \rangle \delta^{ab}}{12} \delta_{ij} + \\ & - \frac{m_q g_s}{32\pi^2} \delta_{ij} t_{ab}^A G_{\mu\nu}^A \sigma^{\mu\nu} \ln(-x^2) + \frac{im_q \langle \bar{q}q \rangle \delta^{ab}}{48} \not{x}_{ij} + \\ & - \frac{x^2 \delta^{ab}}{2^6 \cdot 3} \delta_{ij} \langle g_s \bar{q}\sigma \cdot Gq \rangle + \frac{im_q x^2 \delta^{ab}}{2^7 \cdot 3^2} \langle g_s \bar{q}\sigma \cdot Gq \rangle \not{x}_{ij} + \\ & - \frac{ig_s}{32\pi^2 x^2} t_{ab}^A G_{\mu\nu}^A [\not{x}^{\mu\nu} + \sigma^{\mu\nu} \not{x}]_{ij} + \\ & + \text{outros termos,} \end{aligned} \quad (17)$$

onde a e b são índices de cor, i e j são índices de Dirac, m_q é a massa do quark leve que, em primeira aproximação, foi tomada como zero para este trabalho, $\langle \bar{q}q \rangle$ é o condensado de quark e $\langle g_s \bar{q}\sigma \cdot Gq \rangle$ o condensado mixto. Estes elementos de matrix contêm todos os efeitos não perturbativos e usando técnicas diagramáticas de Feynman podemos determinar seus coeficientes de Wilson.

Também é possível modificar o propagador do quark pesado c devido a efeitos não perturbativos. Neste caso, as contribuições contendo o condensado de quarks ($\bar{c}c$) são consideradas nulas, e levamos em conta somente os efeitos do condensado de glúons duplo ($\langle g_s^2 G^2 \rangle$) e triplo ($\langle g_s^3 G^3 \rangle$). Uma expressão para o propagador do quark c no espaço dos momentos pode ser encontrada em [14]:

$$\begin{aligned} iS_{ij}^{ab}(p) = & \frac{i\delta^{ab}}{p^2 - m_c^2} (\not{p} + m_c)_{ij} + \frac{im_c \delta^{ab} \langle g_s^2 G^2 \rangle}{2^2 \cdot 3 (p^2 - m_c^2)^4} (p^2 + m_c \not{p})_{ij} \\ & - \frac{ig_s t_{ab}^A G_{\mu\nu}^A}{4(p^2 - m_c^2)^2} [\sigma^{\mu\nu} (\not{p} + m_c) + (\not{p} + m_c) \sigma^{\mu\nu}]_{ij} \\ & + \frac{i\delta^{ab} \langle g_s^3 G^3 \rangle}{2^4 \cdot 3 (p^2 - m_c^2)^6} \{ (\not{p} + m_c) \times \\ & \times [\not{p}(p^2 - 3m_c^2) + 2m_c(2p^2 - m_c^2)] (\not{p} + m_c) \} + \\ & + \text{outros termos,} \end{aligned} \quad (18)$$

Para poder garantir as contribuições do estado fundamental sejam predominantes, tomamos derivadas de $\Pi(Q^2)$ em relação a Q^2 de modo cancelar a contribuição para altos momentos. Isto é feito usando uma transformada no momento, chamada transformada de Borel [17],

definida como:

$$\Pi(M^2) \equiv \mathcal{B}_{M^2}[\Pi(Q^2)] = \lim_{Q^2, n \rightarrow \infty} \frac{(-Q^2)^{n+1}}{n!} \left(\frac{d}{dQ^2} \right)^n \Pi(Q^2), \quad (19)$$

onde a razão $Q^2/n = M^2$ é mantida fixa quando $Q^2, n \rightarrow \infty$. O parâmetro M é chamado massa de Borel. Aplicando a transformada de Borel em (2) encontramos uma forma mais conveniente para a relação de dispersão,

$$\mathcal{B}_{M^2}[\Pi(Q^2)] = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty ds e^{-s/M^2} \text{Im}\Pi(s). \quad (20)$$

A transformada de Borel melhora a convergência da OPE, suprimindo a contribuição dos operadores de dimensão mais altas⁴. Então, devemos procurar o melhor intervalo da massa de Borel onde a Regra de Soma seja estável. A partir das Eqs. (2) e (4) encontramos:

$$N e^{-m_\pi^2/M^2} + \text{ressonâncias} = \int_0^\infty ds e^{-s/M^2} \rho^{\text{OPE}}(s). \quad (21)$$

É razoável dizer que a densidade espectral $\rho^{\text{OPE}}(s)$ contribui para os estados ressonantes em (21) a partir de um certo valor s_0 e portanto, podemos sustrair esta contribuição atribuindo um valor no limite de integração do lado da QCD, de modo que as RSQCD assumam a seguinte forma:

$$N e^{-m_\pi^2/M^2} = \int_0^{s_0} ds e^{-s/M^2} \rho^{\text{OPE}}(s). \quad (22)$$

onde $\sqrt{s_0} \approx m_\pi + 0.5$. Com este resultado, devemos obter a parte perturbativa e não perturbativa da densidade espectral $\rho^{\text{OPE}}(s)$ para os casos estudados neste trabalho. Isto será visto a seguir.

Vamos utilizar a função 2-pontos (1) com o objetivo de reproduzir os valores de suas massas dos mésons. Como sugerido em [19, 20] as correntes interpolantes com números quânticos $J^P=0^+$ para $D_{0,+}^0(2405)$, $D_{s,J}^+(2317)$, $D_0^0(2308)$ são dadas respectivamente por:

$$j_{D_{0,+}^0} = \epsilon^{abc} \epsilon^{cde} (q_a^T C \gamma_5 c_b) (\bar{u}_d \gamma_5 C \bar{d}_e^T), \quad (23)$$

$$j_{D_{s,J}^+} = \frac{\epsilon^{abc} \epsilon^{cde}}{\sqrt{2}} [(u_a^T C \gamma_5 c_b) (\bar{u}_d \gamma_5 C \bar{s}_e^T) + u \leftrightarrow d], \quad (24)$$

$$j_{D_0^0} = \epsilon^{abc} \epsilon^{cde} (s_a^T C \gamma_5 c_b) (\bar{u}_d \gamma_5 C \bar{s}_e^T), \quad (25)$$

onde a, \dots, e são índices de cor e C é a matrix conjugação de carga. Neste trabalho apresentamos o cálculo da massa para o méson $D_{0,+}^0(2405)$ cujo resultado é:

$$2f_{D_0}^2 m_{D_0}^8 e^{-m_{D_0}^2/M^2} = \int_{m_c^2}^{s_0} ds e^{-s/M^2} \rho^{\text{OPE}}(s). \quad (26)$$

onde m_{D_0} e f_{D_0} são respectivamente a massa e a constante de decaimento para $D_{0,+}^0(2405)$, m_c e a massa do

⁴ Estes termos da OPE são sempre proporcionais a $1/(q^2)^d$ que são suprimidos devido a Eq. (19) [17], reduzindo a importância dos operadores de ordem superior a $d > 6$.

quark pesado c e s_0 e o corte para o contínuo. A densidade espectral,

$$\rho^{\text{OPE}}(s) = \rho^{\text{Pert}}(s) + \rho^{(\bar{q}q)}(s) + \rho^{(\bar{q}q)^2}(s) + \rho^{(\bar{q}\sigma \cdot Gq)}(s) + \rho^{(G^2)}(s) + \rho^{(G^3)}(s), \quad (27)$$

é composta pelas contribuições perturbativa, condensado de quarks, de quarks duplo, mixto, glúon duplo e glúon triplo. Cada uma dessas contribuições são representadas pelos diagramas da Fig. 1 e suas expressões são dadas por:

$$\rho^{\text{Pert}}(s) = \frac{1}{2^{10} 3 \pi^6} \int_0^\Lambda d\alpha \frac{\alpha^3}{(1-\alpha)^3} [m_c^2 - (1-\alpha)s]^4, \quad (28)$$

$$\rho^{(\bar{q}q)}(s) = -\frac{m_c \langle \bar{q}q \rangle}{2^6 \pi^4} \int_0^\Lambda d\alpha \frac{\alpha^2}{(1-\alpha)^2} [m_c^2 - (1-\alpha)s]^2, \quad (29)$$

$$\rho^{(\bar{q}q)^2}(s) = -\frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{2^6 \pi^4} \int_0^\Lambda d\alpha [m_c^2 - (1-\alpha)s]^2, \quad (30)$$

$$\rho^{(\bar{q}\sigma \cdot Gq)}(s) = \frac{m_c \langle g_s \bar{q}\sigma \cdot Gq \rangle}{2^6 \pi^4} \int_0^\Lambda d\alpha \frac{\alpha^2}{(1-\alpha)^2} \left[m_c^2 + (1-\alpha)s \right] \left[\frac{1-\alpha}{\alpha} + \frac{1}{2[m_c^2 - (1-\alpha)s]} \right], \quad (31)$$

$$\rho^{(G^2)}(s) = \frac{\langle g_s^2 G^2 \rangle}{2^{10} \pi^6} \int_0^\Lambda d\alpha \frac{\alpha}{(1-\alpha)} [m_c^2 - (1-\alpha)s] \times \left[\frac{m_c \alpha^2}{3^2 (1-\alpha)^2} + \frac{\alpha}{2^2 (1-\alpha)} + \frac{1}{2} \right], \quad (32)$$

$$\rho^{(G^3)}(s) = \frac{\langle g_s^3 G^3 \rangle}{2^{12} 3^2 \pi^6} \int_0^\Lambda d\alpha \frac{\alpha^3}{(1-\alpha)^3} [3m_c^2 - (1-\alpha)s], \quad (33)$$

onde $\Lambda = 1 - m_c^2/s$. Para extrair a massa de $D_0^{0,+}(2405)$,

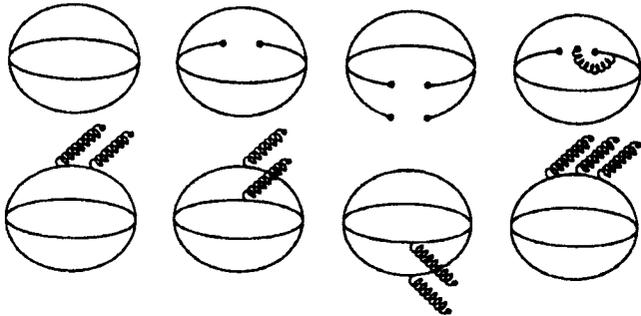


Figura 1: Diagramas correspondentes as Eqs. (28) a (33).

tomamos a derivada de (26) em relação a $1/M^2$ e então dividimos por (26):

$$m_{D_0}^2 = \frac{\int_{m_c^2}^{s_0} ds e^{-s/M^2} s \rho^{\text{OPE}}(s)}{\int_{m_c^2}^{s_0} ds e^{-s/M^2} \rho^{\text{OPE}}(s)}. \quad (34)$$

Usando a expressão (34) podemos estudar o comportamento de m_{D_0} com respeito a M^2 . Na Fig. 2 vemos os resultados das RSQCD para variações da massa do quark c no intervalo $1.1 \leq m_c \leq 1.5$ GeV e para um corte do contínuo fixo de $\sqrt{s_0} = 2.6$ GeV. Nesta figura vemos que, para valores maiores da massa do quark c , o resultado das RSQCD para m_{D_0} se torna mais estável com relação a massa de Borel e que seu valor está em torno de 2.2 GeV².

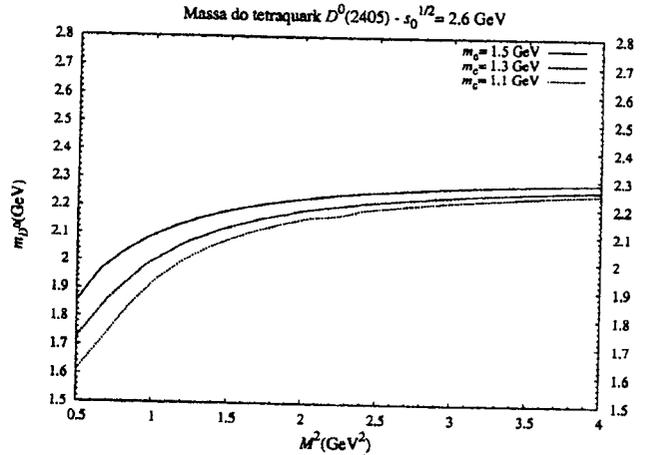


Figura 2: Resultado das RSQCD para a massa de $D_0^{0,+}(2405)$ como função de M^2 para diferentes valores da massa do quark c no intervalo $1.1 \leq m_c \leq 1.5$ GeV.

Baseados nos resultados apresentados na Fig. 2 podemos definir uma janela de Borel adequada de modo a favorecer a contribuição do polo em detrimento a contribuição do contínuo e também permitir a convergência da OPE ao mesmo tempo. Neste caso fixamos um intervalo da janela de Borel de maneira que a contribuição do polo esteja entre 20% e 80% da contribuição total das RSQCD.

Na Fig. 3 mostramos o resultado das RSQCD para a massa do méson $D_0^{0,+}(2405)$ como função do parâmetro de Borel no intervalo $1.0 \leq M^2 \leq 2.0$ GeV², onde foram usados os seguintes valores para as massa do quark c e condensados: $m_c = 1.3$ GeV, $\langle \bar{q}q \rangle = -(0.23)^3$ GeV³, $\langle g_s \bar{q}\sigma \cdot Gq \rangle = m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle$, $m_0^2 = 0.8$ GeV², $\langle g_s^2 G^2 \rangle = 0.5$ GeV⁴ e $\langle g_s^3 G^3 \rangle = 0.045$ GeV⁶.

Nas curvas desta mesma figura, foram usados os valores $\sqrt{s_0} = 2.6$ GeV (curva pontilhada), $\sqrt{s_0} = 2.7$ GeV (curva tracejada) e $\sqrt{s_0} = 2.8$ GeV (curva sólida) como valores usuais para o corte do contínuo dos mésons escalares como sugerido na referência [5].

Concluindo, calculamos a massa do méson escalar $D_0^{0,+}(2405)$ usando as RSQCD com correções dos condensados de quarks e glúons até $d = 6$ e encontramos uma massa de aproximadamente 2.22 ± 0.15 GeV, onde o erro se deve as incertezas próprias das RSQCD devido as variações do corte do contínuo. Este valor está abaixo do valor experimental em aproximadamente 180 MeV.

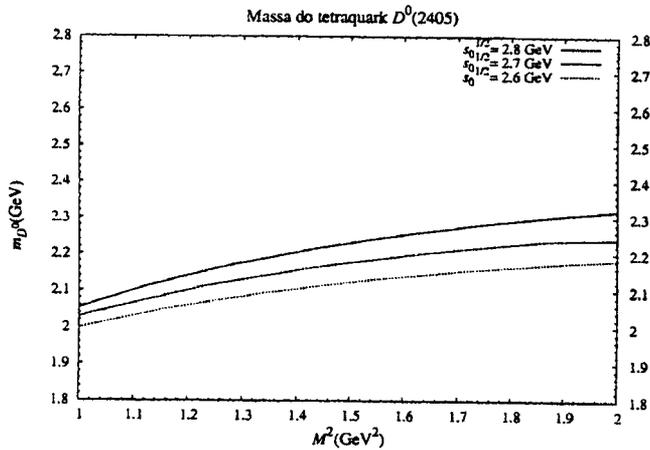


Figura 3: Resultado das RSQCD para a massa de $D_0^{0,+}(2405)$ como função de M^2 para diferentes valores do corte do contínuo $\sqrt{s_0}=2.6, 2.7$ e 2.8 GeV (curva pontilhada, tracejada e sólida).

Entretanto, a massa do méson $D_0^{0,+}(2405)$ é compatível com o modelo de quarks da referência [8] e também está de acordo com o cálculo feito usando RSQCD para o estado $c\bar{q}$ da referência [5]. Precisamos fazer os cálculos das massas para os outros mésons charmosos, considerando os estados diquark-antidiquark para poder concluir o trabalho. Mas até o presente momento podemos ver que o méson $D_0^{0,+}(2405)$ parece ser uma manifestação do estado quark-antiquark. Os cálculos das RSQCD para os outros mesons charmosos estão em andamento. Acreditamos que este estudo pode esclarecer o problema de manifestações exóticas que vem sendo amplamente debatido e agora conta com dados experimentais interessantes para serem testados. Esperamos na próxima reunião apresentar os resultados completos.

Referências Bibliográficas

- [1] BABAR Coll., B. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 242001 (2003). BABAR Coll., B. Aubert et al., *Phys. Rev.* **D69**, 031101 (2004).
- [2] CLEO Coll., D. Besson et al., *Phys. Rev.* **D68**, 032002 (2003).
- [3] BELLE Coll., P. Krokovny et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 262002 (2003).
- [4] FOCUS Coll., E. W. Vaandering, hep-ex/0406044.
- [5] A. Hayashigaki e K. Terasaki, hep-ph/0411285.
- [6] BELLE Coll., K. Abe et al., *Phys. Rev.* **D69**, 112002 (2004).
- [7] FOCUS Coll., J. M. Link et al., *Phys. Lett.* **B586**, 11 (2004).

- [8] S. Godfrey e N. Isgur, *Phys. Rev.* **D32**, 189 (1985); S. Godfrey e R. Kokoski, *Phys. Rev.* **D43**, 1679 (1991).
- [9] E. van Beveren and G. Rupp, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 012003 (2003).
- [10] T. Barnes, F. E. Close and H.J. Lipkin, *Phys. Rev.* **D68**, 054006 (2003).
- [11] A. P. Szczepaniak, *Phys. Lett.* **B567**, 23 (2003).
- [12] T. Browder, S. Pakvasa and A. A. Petrov, *Phys. Lett.* **B578**, 365 (2004).
- [13] R. L. Jaffe, *Phys. Rev.* **D15**, 267 (1977).
- [14] L. J. Reinders, H. Rubinstein, S. Yazaki, "Hadron properties from QCD sum rules", *Phys. Rep.* **127**, No. 1, 1-97 (1985).
- [15] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, *Nuc. Phys.* **1B47**, 385-447 (1979).
- [16] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **179**, 1499 (1969).
- [17] P. Colangelo, A. Khodjamirian, "QCD Sum Rules, a modern perspective", arXiv:hep-ph/0010175.
- [18] K-C. Yang, W-Y. P. Hwang, E. M. Henley, L. S. Kisslinger, *Phys. Rev.* **D47**, 3001 (1993).
- [19] T. V. Brito, F. S. Navarra, M. Nilsen, M. E. Bracco, *Phys. Lett.* **B608**, 69-76 (2005).
- [20] R. L. Jaffe, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 232003 (2003)