

O CONFINAMENTO GAUSSIANO EM UM MODELO DE DECAIMENTO DE CORRENTE - JKJ

PAULO ROBERTO DOS REIS DA ROSA¹; MARIO LUIZ LOPES DA SILVA²;
DIMITER HADJIMICHEF³; DANIEL TAVARES DA SILVA⁴

¹Universidade Federal de Pelotas - pr.reis.rosa@gmail.com

²Universidade Federal de Pelotas - mlsilva@gmail.com

³Universidade Federal do Rio Grande do Sul - dimihadj@gmail.com

⁴Universidade Federal de Pelotas - neodts@gmail.com

1. INTRODUÇÃO

A estrutura usual de um méson é a de um estado ligado quark-antiquark. Entretanto a Cromodinâmica Quântica (QCD) prevê outros possíveis estados ligados para os mésons, tais como: mésons híbridos (quark-antiquark-glúon), multiquarks, glueballs (estado ligado de dois ou mais glúons) e moléculas hadrônicas (estado ligado de dois mésons). Muitos destes estados tem sido objeto de estudo ao longo das últimas décadas, tendo estados sendo previstos teoricamente com massas e taxas de decaimentos bem definidos. Para verificar estes estados mesônicos, muitos experimentos tem sido desenvolvidos em colaborações ao redor do mundo em colisores de partículas. Entre estes experimentos esta o desenvolvido pela colaboração Babar, Belle e Cleo-C que, em 2003, identificaram novas partículas com massas e taxas de decaimentos diferentes das previstas teoricamente AUBERT, BESSON (2003).

Em modelos de decaimento microscópicos, se procura descrever os decaimentos hadrônicos fortes em termos dos graus de liberdade de quarks e glúons DA SILVA (2008). Começamos assumindo que os decaimentos fortes são acionados pelo mesmo Hamiltoniano interquark que determina o espectro, e que ele incorpora o confinamento gaussiano. Um elemento de matriz do decaimento de um méson $A \rightarrow BC$ do Hamiltoniano JKJ envolve uma corrente de produção de um par quark-antiquark e um elemento de matriz de espalhamento. Esquemáticamente, o que corresponde a uma interação entre uma linha inicial e um par produzido.

Neste trabalho, pretendemos obter o modelo JKJ com confinamento gaussiano e demonstrar a sua aplicação a um processo de decaimento, com o objetivo de calibrar o modelo, para podermos aplicar aos processos envolvendo os novos mésons identificados e verificar a sua sensibilidade a mudança do confinamento.

2. O MODELO MICROSCÓPICO

O modelo JKJ tem como seu ponto de partida o Hamiltoniano que considera duas correntes de quarks $J_a^\mu(\vec{x})$ interligados por um propagador de glúons $K_{ab}^{\mu\nu}(\vec{x} - \vec{y})$, sendo o Hamiltoniano dado por

$$H = \frac{1}{2} \int d^3x d^3y J_a^\mu(\vec{x}) K_{ab}^{\mu\nu}(\vec{x} - \vec{y}) J_b^\nu(\vec{y})$$

onde $\Gamma_a^\mu = A^\mu \otimes C_a$, com A^μ relatado para as matrizes γ^μ ACKLEH et al (1996), $J_a^\mu(\vec{x}) = \Psi^\dagger(\vec{x}) \Gamma_a^\mu \Psi(\vec{x})$ e $\Psi(\vec{x})$ são os campos de quarks de Dirac, expressos por

$$\Psi(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k [u_s(\vec{k})q_s(\vec{k}) + v_s(\vec{k})\bar{q}_s^\dagger(\vec{k})] e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}}$$

expresso em termos dos espinores dos quarks de Dirac $u_s(\vec{k})$ e $v_s(\vec{k})$. Os espinores, em uma aproximação não-relativística, são dados por

$$u_1(k_1) \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{k_1^2}{8m^2} \\ \frac{\sigma \cdot k_1}{2m} \end{pmatrix} \chi_1, \quad v_1(k_1) \approx \begin{pmatrix} \frac{\sigma \cdot k_1}{2m} \\ 1 - \frac{k_1^2}{8m^2} \end{pmatrix} \chi_1^c.$$

Em um processo de decaimento, nos interessa encontrar a taxa de decaimento que é uma medida gerada nos experimentos. Para obtê-la, primeiramente necessitamos calcular a matriz de transição do estado inicial para o estado final, dada por

$$\langle f|H|i\rangle = \delta(P_\gamma - P_\alpha - P_\beta) h_{fi}$$

onde h_{fi} é a amplitude de decaimento, $|f\rangle = M_\beta^\dagger M_\alpha^\dagger |0\rangle$, $|i\rangle = M_\gamma^\dagger |0\rangle$ e $M_\gamma^\dagger = \Phi_\gamma^{\mu\nu} q_\mu^\dagger \bar{q}_\nu^\dagger$, considerando um processo do tipo $A \rightarrow BC$. A função de onda do grande estado pode ser expressado como

$$\Phi_\alpha^{\mu\nu} = \delta(P_\alpha - k_\mu - k_\nu) \varphi(k_\mu, k_\nu) \chi_\alpha^{s_\mu s_\nu} \xi_\alpha^{f_\mu f_\nu} C_\alpha^{c_\mu c_\nu}$$

onde $\varphi(k_\mu, k_\nu)$, $\chi_\alpha^{s_\mu s_\nu}$, $\xi_\alpha^{f_\mu f_\nu}$ e $C_\alpha^{c_\mu c_\nu}$ são respectivamente as funções de onda de espaço, spin, sabor e cor. Os índices μ e ν da função de onda do grande estado representam os quarks constituintes.

3. APLICAÇÃO E RESULTADOS

Como um exemplo, nós iremos considerar o processo $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, com o méson ρ em repouso no estado inicial. Então $P_\gamma = 0$ e $P_\beta = -P_\alpha = P$, onde P vem da conservação da energia relativística sendo expresso por

$$P = \frac{\sqrt{[M_{\rho^+}^2 - (M_{\pi^+} + M_{\pi^0})^2][M_{\rho^+}^2 - (M_{\pi^+} - M_{\pi^0})^2]}}{2M_{\rho^+}}.$$

Para este trabalho nós consideramos a função de onda do oscilador harmônico simples para a parte espacial, que para este processo é

$$\varphi(k_1, k_2) = \left(\frac{1}{\pi b^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{1}{8b^2}(k_1 - k_2)^2}.$$

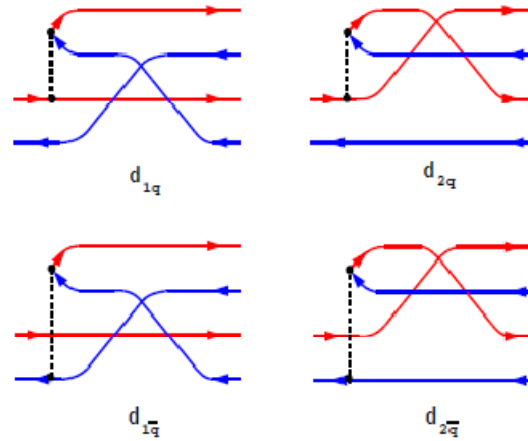
Neste modelo, somente o termo de confinamento será considerado, e o confinamento gaussiano é

$$K_{\mu_1 \nu_1}^{ab}(k_1 + k_2) = A e^{-B(k_1 + k_2)^2}$$

onde A e B são os parâmetros da gaussiana, que devem ser ajustados.

Da amplitude de decaimento, resulta quatro diagramas que são mostrados na figura 1, onde as linhas contínuas são linhas de quarks e a pontilhada são as de emissão de um glúon.

Fíg. 1. Os quatro diagramas de decaimentos de méson $q\bar{q}$ no modelo JKJ.



A expressão final obtida após a expansão das funções de onda e as devidas integrações, para a amplitude de decaimento é dada por

$$h_{fi} = \frac{2^2}{3^{3/2}} \left\{ \frac{\sqrt{2}A}{(2\pi)^3 m} \left(\frac{1}{\pi\beta^2} \right)^{9/4} \left(\frac{\pi}{\frac{1}{\beta^2} + B} \right)^{3/2} \left(\frac{\pi}{\left(\frac{1}{2\beta^2} + B - \frac{B^2\beta^2}{1+B\beta^2} \right)} \right)^{3/2} \left[\frac{(5 + 16B\beta^2)(P_x + iP_y)}{4 + 12B\beta^2} \right] e^{-\frac{(1+4B\beta^2)P^2}{16\beta^2(1+3B\beta^2)}} \right\}.$$

A taxa de decaimento é dada em função da amplitude de decaimento e do espaço de fase, que para este processo é dada por

$$\Gamma_{\rho^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+} = 2\pi P \frac{E_{\pi^0} E_{\pi^+}}{M_\rho} \int d\Omega |h_{fi}|^2$$

Usando a definição

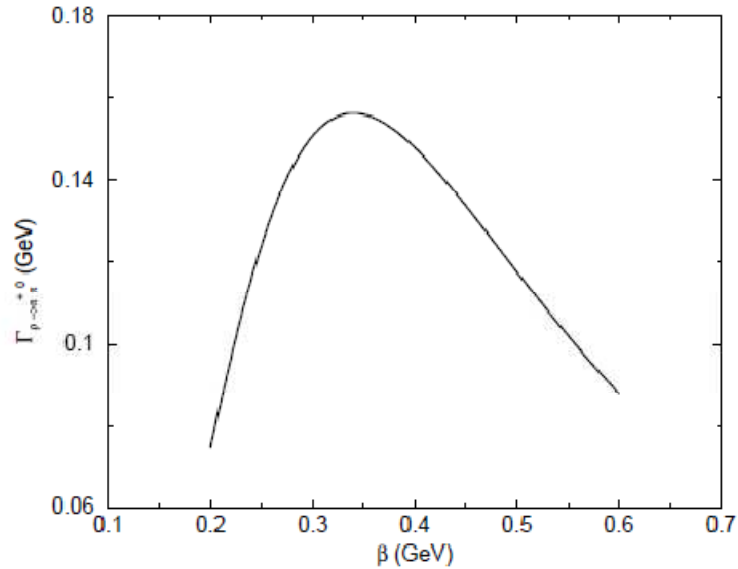
$$Y_{11}(\Omega_P) = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \frac{P_x + iP_y}{\sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}}$$

que é um harmônico esférico e considerando as propriedades de integração de harmônicos esféricos no ângulo sólido, nós obtemos

$$\Gamma_{\rho^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+} = 2\pi^2 P^3 \frac{E_{\pi^0} E_{\pi^+}}{M_\rho} A^2 \frac{4}{3^4} \frac{1}{m^2} \left(\frac{1}{\pi\beta^2} \right)^{9/2} \left(\frac{1}{\frac{1}{\beta^2} + B} \right)^3 \left(\frac{1}{\left(\frac{1}{2\beta^2} + B - \frac{B^2\beta^2}{1+B\beta^2} \right)} \right)^3 \left[\frac{(5 + 16B\beta^2)}{4 + 12B\beta^2} \right]^2 e^{-\frac{2(1+4B\beta^2)P^2}{16\beta^2(1+3B\beta^2)}}.$$

Lembrando que neste modelo há somente dois parâmetros de ajuste, A e $B=1/\tau^2$, onde τ é a tensão da corda que é dada por $\tau^2=0.18\text{GeV}^2$, o que nos leva a $B=5.55\text{GeV}^{-2}$. Nós usamos $A=450\text{GeV}^2$, $m=0.33\text{GeV}$, $M_\pi=0.138\text{GeV}$ e $M_\rho=0.77\text{GeV}$.

Fíg. 2. Taxa de decaimento como função de β .



O valor experimental da taxa de decaimento para este processo é 149.4 MeV NAKAMURA et al (2010). Em nosso modelo, como pode ser observado na figura 2, este valor é obtido no intervalo de $\beta \approx 0.3 - 0.4$ GeV.

4. CONCLUSÃO

O modelo JJK com confinamento gaussiano pode descrever os dados experimentais para o decaimento do $\rho \rightarrow \pi\pi$.

O próximo passo neste trabalho será considerar outros processos do setor dos mésons leves para fazer um melhor ajuste e então aplicá-lo aos novos estados identificados do setor charmoso.

5. BIBLIOGRAFIA

1. AUBERT, B.; et al (BABAR Collaboration). **Phys. Rev. Lett.**, v.90, p.242001, 2003.
2. BESSON, D.; et al (CLEO Collaboration). **Phys. Rev. D**, v.68, p.032002, 2003.
3. DA SILVA, D. T.; DA SILVA, M. L. L.; DE QUADROS, J. N.; HADJIMICHEF, D.; **Phys. Rev. D**, v.78, p.076004, 2008.
4. ACKLEH, E. S.; BARNES, T.; SWANSON, E. S. **Phys. Rev. D**, v.54, p.6811, 1996.
5. NAKAMURA, K.; et al (Particle Data Group) **J. Phys. G**, v.37, 7A, 2010.