

Revisiting the Scalar Meson $f_0(980)$ as a Pure Bound State of K and $\bar{K}$ Mesons within the QCD Sum Rule

Hee-Jung LEE*

Department of Physics Education, Chungbuk National University, Cheongju 362-763, Korea

(Received 30 March 2015 : revised 21 April 2015 : accepted 27 April 2015)

We analyze again, within the quantum chromodynamics (QCD) sum rule, whether the scalar meson $f_0(980)$ can be understood as a pure bound state of K and $\bar{K}$ mesons. We calculate the direct instanton contributions to the QCD sum rule from the two quarks and the three quarks in the correlator consisting of the local interpolating current of a $K\bar{K}$ type for $f_0(980)$. We analyze the QCD sum rule with the direct instanton contributions and the contributions from the operator expansion product (OPE), and find that the direct instanton contribution from the two quarks is dominant in the QCD sum rule with a definite negative. As a result, understanding $f_0(980)$ as a pure bound state of K and $\bar{K}$ mesons seems to be difficult. This result is the same as the previous result from the analysis of the QCD sum rule with the contributions from the OPE only.

PACS numbers: 12.40.Yx, 14.40.Be, 11.55.Hx

Keywords: Instanton, Scalar mesons, QCD sum rule, OPE

QCD 합규칙을 이용한 K 중간자와 $\bar{K}$ 중간자의 순수 구속 상태로서의 스칼라 중간자 $f_0(980)$ 재분석

이희정*

충북대학교 물리교육과, 청주 362-763

(2015년 3월 30일 받음, 2015년 4월 21일 수정본 받음, 2015년 4월 27일 게재 확정)

QCD 합규칙을 이용해 스칼라 중간자 $f_0(980)$ 를 K 중간자와 $\bar{K}$ 중간자의 순수 구속 상태로 이해할 수 있는지 다시 분석한다. $f_0(980)$ 에 대한 $K\bar{K}$ 의 형태의 국소 전류로 구성되는 상관자에 있는 두 쿼크와 세 쿼크로부터 생기는 단일 인스턴톤에 의한 기여를 계산한다. 인스턴톤에 의한 기여와 연산자 곱 전개 (OPE)에 의한 기여가 모두 포함된 QCD 합규칙을 분석해, 두 쿼크에서 생기는 인스턴톤에 의한 기여가 음의 값을 가지며 QCD 합규칙에 주요하다는 것을 보였다. 분석 결과, $f_0(980)$ 를 K 중간자와 $\bar{K}$ 중간자의 순수 구속 상태로 이해하기는 어려워 보인다. 이 결과는 OPE에 의한 기여만을 고려해 QCD 합규칙을 분석해서 얻어졌던 결과와 같다.

PACS numbers: 12.40.Yx, 14.40.Be, 11.55.Hx

Keywords: 인스턴톤, 스칼라 중간자, QCD 합규칙, 연산자 곱 전개

*E-mail: hjl@cbnu.ac.kr



I. 서론

질량이 1 GeV보다 작은 스칼라 중간자 9중항의 아이소스핀 구조는 질량이 작은 유사스칼라 중간자 9중항과 같지만, 질량 분포 (mass spectrum)와 붕괴과정으로부터 스칼라 중간자 9중항을 유사스칼라 9중항과 같이 쿼크와 반쿼크의 구속 상태로 이해하기 힘들다는 것이 알려져 있다 [1,2]. 스칼라 중간자 9중항이 두 개의 쿼크와 두 개의 반쿼크의 구속상태인 테트라쿼크 (tetraquark) 상태라면 그 스칼라 중간자들의 질량 분포와 붕괴과정을 보다 더 자연스럽게 이해할 수 있다는 사실로부터, 스칼라 중간자 9중항이 다이쿼크 (diquark)-반다이쿼크 (antidiquark) 구속 상태 또는 두 중간자의 구속 상태일 것이라는 등의 다양한 제안들이 있어왔다 [3-10].

Reference 9, 10에서는 에너지 차원이 10인 연산자까지를 고려하는 연산자 곱 전개 (operator product expansion, OPE)에 의한 기여와, QCD 진공의 위상학적 구조로 나타나며 강입자 현상에서 중요한 역할을 하는 인스턴톤 [11-13]에 의한 기여까지 포함하는 QCD 합규칙 (quantum chromodynamics sum rule)을 분석을 통해 가장 가벼운 중간자 $f_0(500)$ (또는 $\sigma(500)$)를 스칼라 다이쿼크 (diquark)-반다이쿼크 (antidiquark)와 유사 스칼라 다이쿼크-반다이쿼크의 구속 상태로 이해할 수 있다는 것을 보였다. 그렇지만 같은 9중항에 있는 $f_0(980)$, $a_0(980)$, $K_0^*(800)$ (또는 κ)들도 $f_0(500)$ 와 유사한 구조를 갖는다면, QCD 합규칙으로부터 안정적인 질량을 얻을 수 있지만, $K_0^*(800)$ 의 질량이 $f_0(980)$ 와 $a_0(980)$ 의 질량 보다 작은 양이지만 더 커지는 양상을 보인다 [14,15]. 곧 그 중간자들을 스칼라 다이쿼크-반다이쿼크와 유사스칼라 다이쿼크-반다이쿼크의 구속 상태라고 하기에는 어렵다고 할 수 있다.

이러한 상황에서 아이소스칼라인 여러 S-파 산란 분석을 바탕으로 $f_0(980)$ 가 두 η 중간자의 구속 상태일 것이라는 Ref. 16, 17의 제안을 Ref. 18, 19에서는 QCD 합규칙을 이용해 분석하였다. 에너지 차원이 10인 연산자까지를 고려하는 OPE에 의한 기여와 인스턴톤에 의한 기여까지 포함하는 QCD 합규칙 분석에 따르면 $f_0(980)$ 를 두 η 중간자의 순수 구속 상태로 이해하기는 어려워 보인다.

한편, Refs. 6~8, 20에서는 비상대론적인 포텐셜 모델을 이용한 테트라쿼크 상태 분석 [6-8]과 현상론적인 라그랑지안을 이용한 $f_0(980) \rightarrow \pi\pi$, $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ 과정 분석 [20]을 통해 $f_0(980)$ 를 K 와 $\bar{K}$ 의 구속 상태로 이해할 수 있다고 제안하였다. 그러나 에너지 차원이 10인 연산자까지를 고려하는 OPE에 의한 기여를 포함하는 QCD

합규칙을 이용한 분석에 따르면 $f_0(980)$ 를 K 와 $\bar{K}$ 의 순수 구속 상태로 이해하기에는 어려워 보인다 [21]. 그렇지만 그 분석에서는 인스턴톤에 의한 기여를 포함하지 않았기 때문에 인스턴톤에 의한 기여를 포함해 다시 QCD 합규칙을 분석할 필요가 있다. 실제로 $f_0(980)$ 를 두 η 중간자의 순수 구속 상태로 이해할 수 있는지를 QCD 합규칙을 이용해 분석한 경우, OPE에 의한 기여보다 약 10배정도 더 큰 인스턴톤에 의한 기여가 QCD 합규칙에서 주요한 기여로 보여진다 [18,19].

본 논문에서는 Ref. 21에서 분석되었던 QCD 합규칙에 단일 인스턴톤에 의한 기여 (direct instanton contribution)를 포함해 $f_0(980)$ 를 K 와 $\bar{K}$ 의 순수 구속 상태로 이해할 수 있는지를 다시 분석하려고 한다. 다음 장에서는 QCD 합규칙에 대해 간략히 정리하고 단일 인스턴톤에 의한 기여를 계산한다. 그 다음 장에서 QCD 합규칙을 분석하고 결과를 논의한다.

II. 인스턴톤에 의한 기여를 포함하는 QCD 합규칙

QCD와 QCD의 진공 구조를 이용해 강입자들의 성질을 이해하는 방법으로 알려진 QCD 합규칙 [18,19,22,23] 분석은 고려하는 강입자 B 의 예상되는 쿼크 구조로부터 국소 전류 (local interpolating current) $J(x)$ 를 꾸미고, 그 전류를 이용해 상관자 (correlator) Π 를 계산하는 것에서 시작한다:

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T J(x) J^\dagger(0) | 0 \rangle. \quad (1)$$

여기에서 $|0\rangle$ 는 QCD의 진공이다. $-q^2 < 0$ 인 아주 깊은 유클리디안 영역에서 계산된 상관자는 OPE에 의한 $\Pi^{\text{OPE}}(q^2)$ 와 인스턴톤에 의한 $\Pi^{\text{Inst}}(q^2)$ 으로 구성된다. OPE는 쿼크와 글루온으로 이루어지는 다양한 연산자들의 QCD 진공 응축들로 구성된다. 이렇게 계산된 상관자는 분산관계를 통해 강입자들이 존재하는 $q^2 > 0$ 인 영역에서의 상관자의 허수부분과 연결된다. 그 영역에서 강입자 생성 진폭 (spectral amplitude)이 되는 상관자의 허수부분을 고려하는 강입자 상태와 연속상태의 합으로 근사하고 강입자-쿼크 이중성 (hadron-quark duality) [24]를 적용한 후, 연속상태에 의한 기여를 줄이기 위해 보렐 변환 (Borel transform)을 하면 다음과 같은 QCD 합규칙을 얻는다:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{s_0^2} ds^2 e^{-s^2/M^2} \text{Im} \Pi^{\text{OPE}}(s^2) + \hat{B}[\Pi^{\text{Inst}}] = |\lambda|^2 e^{-m_B^2/M^2}. \quad (2)$$

여기에서 s_0 는 연속상태의 문턱에너지이고 $\lambda = \langle 0|J(0)|B \rangle$ 이며, m_B 는 고려하는 강입자의 질량이다. M 은 보렐 질량 (Borel mass)이라고 불리며, $\hat{B}[\Pi^{\text{Inst}}]$ 는 보렐 변환된 단일 인스턴톤에 의한 기여이다. 여러 연산자들의 진공 응축들의 합과 단일 인스턴톤에 의한 기여로 주어지는 이 합규칙의 왼쪽과 오른쪽이 같아지게 하는 λ 와 m_B 가 s_0 보다 작은 M 영역에서 실험값과 모순 없게 안정적으로 있게 되면, 고려하는 강입자가 예상한 쿼크 구조를 갖는다고 할 수 있다. Reference 21에서는 $f_0(980)$ 을 K 와 $\bar{K}$ 의 순수 구속 상태로 가정하여 에너지 차원이 10인 연산자까지 고려하는 OPE에 의한 $\Pi^{\text{OPE}}(q^2)$ 만을 포함하는 QCD 합규칙을 분석하였다. 그 결과 식(2)의 오른쪽은 모든 M 에 대하여 양의 값을 갖는데 반해 왼쪽은 음의 값을 가져 $f_0(980)$ 을 K 와 $\bar{K}$ 의

순수 구속 상태로 이해하기는 어렵다고 결론지었다.

Reference 21에서 고려되었던 QCD 합규칙에 단일 인스턴톤에 의한 기여를 포함시키기 위해서는 상관자 식 (1)을 쿼크들의 퍼뜨리개 (propagator)로 표현하고, 맛깔이 다른 두 쿼크와 세 쿼크에서 생기는 단일 인스턴톤에 의한 기여를 계산하여야 한다 [9–13, 18, 19]. Reference 21에 논의되어 있는 것과 같이 $f_0(980)$ 가 K 와 $\bar{K}$ 의 순수 구속 상태라면, $f_0(980)$ 에 대한 전류는

$$J_{f_0} = \alpha J_{K^+K^-} + \beta J_{K^0\bar{K}^0} \\ = -[\alpha(\bar{s}\gamma_5 u)(\bar{u}\gamma_5 s) + \beta(\bar{s}\gamma_5 d)(\bar{d}\gamma_5 s)] \quad (3)$$

이 된다. 여기에서 각 괄호에 있는 쿼크와 반쿼크는 빛깔 단일항 (color singlet)을 이룬다. 전류의 시간순서곱은

$$\langle 0|TJ_{f_0}(x)J_{f_0}^\dagger(0)|0 \rangle = \langle 0|T(\alpha^2[\bar{s}(x)\gamma_5 u(x)][\bar{u}(x)\gamma_5 s(x)][\bar{s}(0)\gamma_5 u(0)][\bar{u}(0)\gamma_5 s(0)] \\ + \alpha\beta[\bar{s}(x)\gamma_5 u(x)][\bar{u}(x)\gamma_5 s(x)][\bar{s}(0)\gamma_5 d(0)][\bar{d}(0)\gamma_5 s(0)] \\ + \alpha\beta[\bar{s}(x)\gamma_5 d(x)][\bar{d}(x)\gamma_5 s(x)][\bar{s}(0)\gamma_5 u(0)][\bar{u}(0)\gamma_5 s(0)] \\ + \beta^2[\bar{s}(x)\gamma_5 d(x)][\bar{d}(x)\gamma_5 s(x)][\bar{s}(0)\gamma_5 d(0)][\bar{d}(0)\gamma_5 s(0)]|0 \rangle \quad (4)$$

이 되는데, 셋째 항과 넷째 항에 있는 d 쿼크를 u 쿼크로 바꾸면 셋째 항은 둘째 항과 같아지고 넷째 항은 첫째 항과 같아져서, $m_u = m_d = 0$ 인 경우에, 그 두 항은 각각

둘째 항과 첫째 항과 같은 역할을 하게 된다. 첫째 항을 쿼크의 퍼뜨리개로 바꾸면 다시 네 개의 항이 나오는데 그 중에서 단일 인스턴톤에 의한 기여가 생기는 것은

$$\langle 0|T[\bar{s}(x)\gamma_5 u(x)][\bar{u}(x)\gamma_5 s(x)][\bar{s}(0)\gamma_5 u(0)][\bar{u}(0)\gamma_5 s(0)]|0 \rangle = Tr[S_s^{ba'}(x, 0)\gamma_5 S_u^{a'b}(0, x)\gamma_5]Tr[S_s^{b'a}(0, x)\gamma_5 S_u^{ab'}(x, 0)\gamma_5] \quad (5)$$

으로 OPE에 의한 기여 계산에 고려되었던 것과 같다. 여기에서 $S_q^{ab}(x, y)$ 는 맛깔이 q 인 쿼크의 퍼뜨리개이며 a, b 는 쿼크의 색전하를 나타내고, Tr 은 스핀에 대한 트레이스 (trace)이다. Reference 21에서 논의된 것과 같이 식 (4)의 둘째 항을 쿼크 퍼뜨리개로 바꾸면 네 개의 쿼크들이 모두 연결되지 않는 두 항만이 나와서, 둘째 항

은 OPE에 기여할 수 없었다. 그렇지만 인스턴톤을 통해서는 네 개의 쿼크들이 모두 연결될 수 있기 때문에 단일 인스턴톤에 의한 기여를 계산하는 데에는 둘째 항 역시 고려해야 한다. 둘째 항으로부터 인스턴톤에 의한 기여가 생기는 것은

$$\langle 0|T[\bar{s}(x)\gamma_5 u(x)][\bar{u}(x)\gamma_5 s(x)][\bar{s}(0)\gamma_5 d(0)][\bar{d}(0)\gamma_5 s(0)]|0 \rangle = Tr[S_s^{ba'}(x, 0)\gamma_5 S_d^{a'b'}(0, 0)\gamma_5 S_s^{b'a}(0, x)\gamma_5 S_u^{ab}(x, x)\gamma_5] \quad (6)$$

이다. 이로부터 OPE에 의한 기여에는 $\alpha^2 + \beta^2$ 만이 공통

으로 나타나지만, 단일 인스턴톤에 의한 기여에는 $\alpha^2 +$

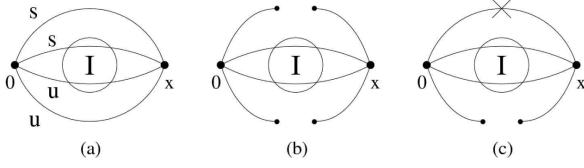


Fig. 1. Diagrammatic representations of the direct instanton contributions to the QCD sum rule from Eq. (5). The two lines on the circle with I mean the two quark propagators of different flavors on the instanton. Other lines mean the quark propagators used in the OPE. Black dots on a quark propagator is the quark condensate and $\times$ on a quark propagator is the mass of s -quark. The two upper lines correspond to the propagators of two s -quarks.

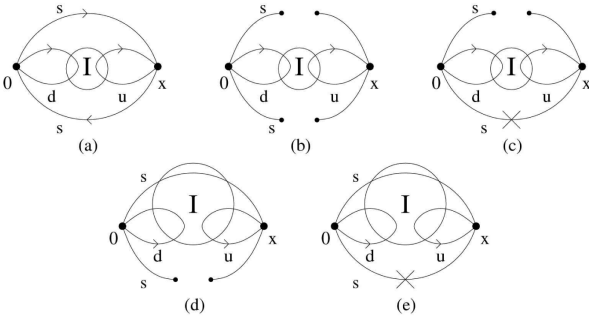


Fig. 2. Diagrammatic representations of the direct instanton contributions to the QCD sum rule from Eq. (6). Diagrams (d) and (e) correspond to the instanton contributions from three quarks of different flavors.

β^2 을 품는 항뿐만 아니라 $\alpha\beta$ 를 품는 항도 있을 수 있다는 것을 알 수 있다.

이제 식 (5,6)에 있는 맛깔이 다른 두 쿼크와 세 쿼크에 유클리디안 공간에서 정상 게이지 (regular gauge) 조

건을 만족하는 하나의 인스턴톤 위에서 전파하는 쿼크의 제로 모드 (zero mode)에 의한 퍼뜨리개

$$S_{q,inst}^{ab}(x, y) = A_q(x, y) \gamma_\mu \gamma_\nu (1 + \gamma_5) (U \tau_\mu^- \tau_\nu^+ U^\dagger)_{ab} \quad (7)$$

를 적용하면 인스턴톤에 의한 기여를 계산할 수 있다. 여기에서 $U, \tau_\mu^\pm$ 는 각각 SU(3) 빗갈 공간 (color space)에서 인스턴톤의 방향과 SU(2) 빗갈 공간에서 정의되는 행렬이고,

$$A_q(x, y) = -i \frac{\rho^2}{16\pi^2 m_q^*} \phi(x - z_0) \phi(y - z_0), \quad (8)$$

$\phi(x - z_0) = 1/[(x - z_0)^2 + \rho^2]^{3/2}$ 이다. z_0 와 ρ 는 각각 인스턴톤의 중심과 크기이고 m_q^* 는 인스턴톤 위에서 전파하는 쿼크의 유효질량이다 [25,26].

단일 인스턴톤에 의한 기여를 도표로 나타내면 Fig. 1과 Fig. 2에 있는 도표들과 같다. 이 도표에 대한 계산을 하면 쿼크들의 진공 응축의 제곱과 s -쿼크의 질량을 포함하는 인스턴톤에 의한 기여를 구할 수 있다. 두 그림에서 I로 표시된 원을 지나는 쿼크 퍼뜨리개들은 인스턴톤 위를 전파하는 쿼크들을 의미하고, 원을 지나지 않는 쿼크 퍼뜨리개들은 OPE에 쓰이는 섭동론적인 퍼뜨리개를 의미한다 [26]. Figure 1에 있는 도표들은 식 (5)에서 나온 것들로 $\alpha^2 + \beta^2$ 을 품고, Fig. 2에 있는 도표들은 식 (6)에서 나온 것들이어서 $\alpha\beta$ 를 품는다. 빗갈 공간에서의 인스턴톤 방향에 대한 평균을 취해 이 도표들을 계산하면 다음과 같은 QCD 진공에 있는 인스턴톤에 의한 기여를 얻는다.

$$\begin{aligned} \hat{B}[\Pi^{\text{Inst}}] &= (\alpha^2 + \beta^2) \frac{24n_{eff}\rho_c^4}{\pi^8 m_u^* m_s^*} \hat{B}[I_6(Q)] \\ &+ \frac{n_{eff}\rho_c^4 \langle \bar{s}s \rangle}{18\pi^4 m_u^* m_s^*} \left(13(\alpha^2 + \beta^2) \langle \bar{u}u \rangle - 2\alpha\beta \frac{m_s^*}{m_d^*} \langle \bar{s}s \rangle \right) \hat{B}[I_0(Q)] \\ &- \frac{n_{eff}\rho_c^4 m_s}{6\pi^6 m_u^* m_s^*} \left(13(\alpha^2 + \beta^2) \langle \bar{u}u \rangle - 2\alpha\beta \frac{m_s^*}{m_d^*} \langle \bar{s}s \rangle \right) \hat{B}[I_2(Q)] \\ &+ 4\alpha\beta \frac{n_{eff}\rho_c^6 \langle \bar{s}s \rangle}{3\pi^6 m_u^* m_d^* m_s^*} \hat{B}[g_0(Q)] - 4\alpha\beta \frac{n_{eff}\rho_c^6 m_s}{\pi^8 m_u^* m_d^* m_s^*} \hat{B}[g_2(Q)] \end{aligned} \quad (9)$$

여기에서 n_{eff}, ρ_c 는 각각 QCD 진공에 있는 인스턴톤의 평균 밀도와 크기 [25,26]이고, $\langle \bar{q}q \rangle$ 는 q -쿼크의 진공 응

축이다. 결과에 있는 보렐 변환된 함수들은

$$\begin{aligned}
\hat{B}[I_0(Q)] &= \frac{\pi^4 M^6}{16} e^{-M^2 \rho_c^2/2} (K_0(M^2 \rho_c^2/2) + K_1(M^2 \rho_c^2/2)), \\
\hat{B}[I_2(Q)] &= -\frac{\pi^4}{\rho_c^8} \int_0^1 dy y^2 (1-y)^2 e^{-Y} (Y^3 + 3Y^2 + 6Y + 6), \\
\hat{B}[I_6(Q)] &= -\frac{\pi^4 M^{12}}{2^{12}} \int_0^1 dy \frac{1}{y^2 (1-y)^2 Y^6} [e^{-Y} (Y^3 + 9Y^2 + 36Y + 60)], \\
\hat{B}[g_0(Q)] &= \frac{\pi^4 M^{12}}{2^{10} \Gamma(9/2)^2} \int_0^1 dy \frac{e^{-Y}}{y^{7/2} (1-y)^{7/2}}, \\
\hat{B}[g_2(Q)] &= -\frac{\pi^4 M^{14}}{2^{12} \Gamma(9/2)^2} \int_0^1 dy \frac{e^{-Y} (Y^6 + 6Y^5 + 30Y^4 + 120Y^3 + 360Y^2 + 720Y + 720)}{y^{7/2} (1-y)^{7/2} Y^7}
\end{aligned} \tag{10}$$

으로 주어진다 [18,19]. $Q^2 = -q^2$ 이고, K_n 은 맥도날드 (McDonald) 함수이며 $Y(y) = \rho_c^2 M^2 / 4y(1-y)$ 이다. 이 결과에서 $\hat{B}[I_i(Q)]$ 를 품는 항들은 두 쿼크에서 생기는 인스턴톤에 의한 기여에 해당하고, $\hat{B}[g_i(Q)]$ 를 품는 마지막 두 항은 세 쿼크에서 생기는 인스턴톤에 의한 기여에 해당한다.

III. 결과 분석 및 논의

$f_0(980)$ 을 K 와 $\bar{K}$ 의 순수 구속 상태로 가정하여 에너지 차원이 10인 연산자까지 고려하는 OPE에 의한 기여만을 고려한 Ref. 21의 분석에서, QCD 합규칙 식 (2)의 오른쪽은 모든 보렐 질량 M 영역에서 양의 값을 가져야만 하는데, 연속상태의 문턱에너지가 $s_0 = 1.2$ GeV인 경우에는 왼쪽은 음의 값을 갖게 되고, $s_0 = 1.5$ GeV인 경우에는 왼쪽이 $M > 1$ GeV인 영역에서 양의 값을 갖지만 $f_0(980)$ 의 질량이 s_0 보다 크고 안정적이지 못하게 되어 $f_0(980)$ 을 K 와 $\bar{K}$ 의 순수 구속 상태로 이해하기 어렵다고 결론지었다. 인스턴톤의 기여를 식 (2)에 포함했을 때 왼쪽의 부호를 바뀌어 Ref. 21의 결론이 바뀔 수 있는지를 살펴보기 위해서 아래와 같은 쿼크들의 진공 응축, s 쿼크의 질량, 인스턴톤의 평균 크기, 그리고 쿼크들의 유효 질량이 만족하는 관계식을 이용하여 [9,10,21,25, 26] 단일 인스턴톤에 의한 기여 $\hat{B}[\Pi^{\text{Inst}}] \equiv \Pi^{\text{Inst}}(M)$ 를 계산하였다.

$$\begin{aligned}
\langle \bar{u}u \rangle &= \langle \bar{d}d \rangle = -(0.25 \text{ GeV})^3, \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{\langle \bar{u}u \rangle} = 0.8, \\
m_s &= 0.15 \text{ GeV}, \rho_c = 1.6 \text{ GeV}^{-1}, \\
\frac{n_{eff}}{m_q^{*2}} &= \frac{3}{4\pi^2 \rho_c^2}, \frac{m_q^*}{m_s^*} = \frac{1}{0.8 - \frac{3m_s}{2\pi^2 \rho_c^2 \langle \bar{q}q \rangle}}
\end{aligned} \tag{11}$$

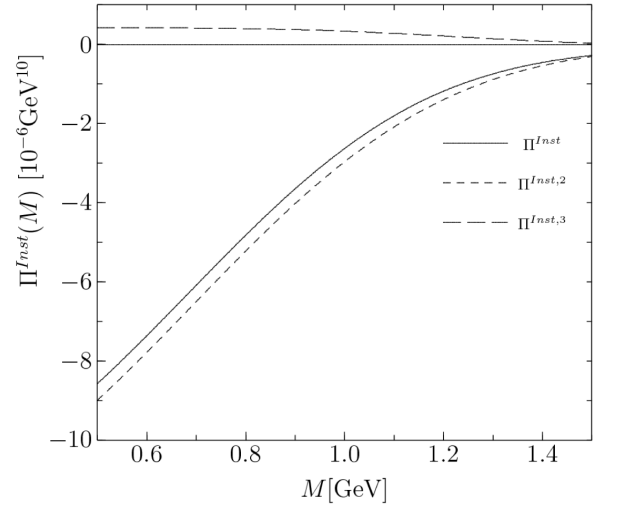


Fig. 3. Direct instanton contributions to the QCD sum rule. Short (Long) dashed line corresponds to the instanton contribution from the two quarks (the three quarks). Solid line corresponds to the total instanton contribution $\Pi^{\text{Inst}}(M)$, the sum of the two contributions.

Figure 3에 Ref. 21에서 고려한 M 영역에서 $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$ 인 경우의 인스턴톤에 의한 기여를 보였다. 두 쿼크와 세 쿼크에서 생기는 단일 인스턴톤에 의한 기여를 각각 $\Pi^{\text{Inst},2}, \Pi^{\text{Inst},3}$ 으로 표시하고 긴 대시선 (long dashed line)과 짧은 대시선 (short dashed line)으로 보였다. 두 쿼크에서 생기는 인스턴톤에 의한 기여가 음의 값을 가지며 주요해 결과적으로 인스턴톤에 의한 총 기여 (실선)는 음의 값을 가지게 된다. 두 쿼크에서 생기는 인스턴톤에 의한 기여에서는 식 (9)의 첫 항이 음의 값을 가지며 가장 주요하고, 또한 $\alpha^2 + \beta^2$ 을 품기 때문에 모든 α, β 에 대해서 인스턴톤에 의한 총 기여는 음의 값을 갖는 것으로 보인다. Figure 3에는 인스턴톤에 의한 기여만을 보였는데, 실제 QCD 합규칙에는 같은 기여를 하는 반인스턴톤 (antiinstanton)에 의한 기여까지 포함해

야 하므로 인스턴톤에 의한 총 기여는 Fig. 3에 보인 것의 2배가 된다. Reference 21에 있는 OPE에 의한 기여의 크기가 10^{-7} GeV^{10} 임을 고려하면 인스턴톤에 의한 기여가 QCD 합규칙에서 주요하게 되고, 결과적으로 인스턴톤에 의한 기여를 포함하면 QCD 합규칙 식 (2)의 왼쪽은 OPE에 의한 기여만을 고려했을 때 보다 더 음의 값을 갖는다. 곧, 인스턴톤에 의한 기여를 QCD 합규칙에 포함하여도 Ref. 21에서 내린 결론과 같이 $f_0(980)$ 을 K 와 $\bar{K}$ 의 순수 구속 상태로 이해하기는 어려워 보인다. 이 결과는 $f_0(980)$ 가 단순히 K 와 $\bar{K}$ 의 구속 상태가 아니라 보다 더 복잡한 구조를 갖는다는 것을 의미한다.

감사의 글

이 논문은 2014년도 정부 (교육부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업 (2013R1A1A2009695)입니다.

REFERENCES

- [1] C. Amsler and N. A. Tornqvist, Phys. Rep. **389**, 61 (2004).
- [2] K. A. Olive, K. Agashe, C. Amsler, M. Antonelli and J. -F. Arguin *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [3] R. L. Jaffe, Phys. Rep. **409**, 1 (2005).
- [4] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. Lett. **93**, 212002 (2004).
- [5] H.-X. Chen, A. Hosaka and S.-L. Zhu, Phys. Rev. D **74**, 054001 (2006).
- [6] J. Weinstein and N. Isgur, Phys. Rev. Lett. **48**, 659 (1982).
- [7] J. Weinstein and N. Isgur, Phys. Rev. D **27**, 588 (1983).
- [8] J. Weinstein and N. Isgur, Phys. Rev. D **41**, 2236 (1990).
- [9] H.-J. Lee and N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **642**, 358 (2006).
- [10] H.-J. Lee and N. I. Kochelev, Phys. Rev. D **78**, 076005 (2008).
- [11] N. I. Kochelev, H.-J. Lee and V. Vento, Phys. Lett. B **594**, 87 (2004).
- [12] R. L. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91**, 232003 (2003).
- [13] E. Shuryak and I. Zahed, Phys. Lett. B **589**, 21 (2004).
- [14] H.-J. Lee, Sae Mulli **58**, 680 (2009).
- [15] H.-J. Lee, New Phys.: Sae Mulli **60**, 648 (2010).
- [16] Yu. S. Surovtsev, P. Bydzovsky, T. Gutsche and V. E. Lyubovitskij, Int. J. Mod. Phys. A **26**, 610 (2011).
- [17] Yu. S. Surovtsev P. Bydzovsky and V. E. Lyubovitskij, Phys. Rev. D **85**, 036002 (2012).
- [18] H.-J. Lee, New Phys.: Sae Mulli **61**, 586 (2011).
- [19] H.-J. Lee, New Phys.: Sae Mulli **64**, 526 (2014).
- [20] T. Branz, T. Gutsche and V. E. Lyubovitskij, Eur. Phys. J. A **37**, 303 (2008).
- [21] H.-J. Lee, N. I. Kochelev and Y. Oh, Phys. Rev. D **87**, 117901 (2013).
- [22] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147**, 385 (1979).
- [23] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147**, 448 (1979).
- [24] P. Colangelo, hep-ph/0010175.
- [25] T. Schäfer and E. V. Shuryak, Rev. Mod. Phys. **70**, 1323 (1998).
- [26] H.-J. Lee, N. I. Kochelev and V. Vento, Phys. Rev. D **73**, 014010 (2006).