РОЗПАД МЕЗОНІВ З ВРАХУВАННЯМ ІСТАНТОНІВ

Сабов В.І., Сабо Т.А.

Відомо, що рішення Янга-Міллса описує важливі аспекти фізики вакуума. Зокрема, одержані флюктуації калібровочних полів. Ці флюктуації якісно відрізняються від відомих нульових коливань поля. Таким чином, інстантони - це є особливий тип коливань, при якому у вакуумі спонтанно спалахує та згасає сильне глюонне поле. Фізичні ефекти, до яких приводять інстантонні розв`язки детально розглянуті в [1]. Показано, що ці розв`язки лежать в основі квантової хромодинаміки (КХД).

При взаємодії інстантонів з кварками в останніх виникає маса, яка приводить до порушення U_L (3) x U_R (3) кіральної симетрії. При малих константах взаємодії g, які відповідають малим віддалям між кварками r, амплітуда тунельного переходу $T \approx \exp(-8\pi^2/g^2)$ дуже мала. При таких віддалях можна користуватися теорією збурень в КХД (при цьому $z \approx 0.3$ Фм тунельними переходами можна знехтувати).

При великих віддалях ($z \geq 1$ Фм) зараз немає надійних методів розрахунків інстантонних ефектів. Для їх врахування використовують різні моделі, зокрема модель мішків, КХД на гратках і т. п.

В нашій роботі для врахування великих віддалей використовується модель бозонізації кваркових струмів [2]. В рамках цієї моделі вдається рішити U(1)-проблему [3], суть якої полягає в поясненні великої маси та ширини розпадів дев`ятого псевдоскалярного мезона.

1. Структура ефективного лагранжіана

Кіральний лагражіан, який відповідає порушеній кіральній U_L (3) x U_R (3) симетрії має вид [4]:

$$L = \frac{F^2}{8} Sp\partial_\mu U \partial_\mu U^+ + L_{BR}, \tag{1}$$

$$\text{де } L_{SR} = \frac{F^2}{4} Sp\{m(U + U^+ - 2) - \frac{m}{\lambda^2}(\partial^2 U^- - \partial^2 U^+)\}, \tag{2}$$

$$U = \exp[\,2\,i\,\varphi/F], \quad \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{A=0}^{8} \varphi_A \lambda_A\,, \tag{3}$$

$$m = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix} \tag{4}$$

З (1) одержуємо, що

$$\frac{F_k}{F_\pi} - 1 = \frac{m_k^2 - m_\pi^2}{\lambda^2}, \tag{5}$$

З ширин розпаду $K^- \to e^- \upsilon_e, \pi^- \to e^- \upsilon_e$, одержимо, що $\frac{F_k}{F_\pi} = 1.28$.

Таким чином, з (5) $\Lambda^2 = 0.9$ ГеВ.

Однак, використовуючи лагранжіан у вигляді (1) не можна рішити U(1) - проблему. В більшості робіт для її рішення добавляли в (1) глюонну аномалію [5,6]. Нижче ми одержимо ефективний лагранжіан, врахувавши взаємодію кварків з інстантонами.

При цьому інстантонні поля можна умовно розбити на дві частини: короткохвильову, яка дає внесок у взаємодію кварків на малих віддалях та хвиль з великою довжиною, які визначають собою конфайнмент. В моделі інстантонної рідини перша частина відповідає окремому інстантону з розміром $r_c \approx 0.3$ Фм, а друга частина відповідає колективним збудженням інстантонної рідини з довжиною хвилі $\lambda^2 \approx R_{конф} \approx$ 1Фм + (радіус конфайнменту кварків). Взаємодію з короткохвильовою частиною ми будемо враховувати з допомогою взаємодії 'т Хофта [7], яке в інстантонній рідині рівне [8]:

$$\Delta L_I = \frac{1}{2}\sum_{i\neq j} n\{\bar{q}_{iR}q_{iL}\bar{q}_{jR}q_{jL} + \frac{3}{32}\left(\bar{q}_{iR}\lambda^{\alpha}q_{iL}\bar{q}_{jR}\lambda^{\alpha}q_{jL} - \right.$$

$$\left. - \frac{3}{4}\bar{q}_{iR}\sigma_{\mu\nu}\lambda^{\alpha}q_{jL}\bar{q}_{jR}\sigma_{\mu\nu}\lambda^{\alpha}q_{jL}\right) + (R \leftrightarrow L)\} \quad , \qquad (6)$$

$$n = \frac{6}{\rho_c\left\langle 0\left|\bar{q}q\right|0\right\rangle},$$

$$\left\langle 0\left|\bar{q}q\right|0\right\rangle = \frac{F_{\pi}'^2 m_{\pi}^2}{m_u + m_d} \qquad (7)$$

$m_U = m_d = 5$ MeB.

Для рішення U (1) - проблеми використовуємо гіпотезу бозонізації, суть якої полягає в тому, що на віддалях $r_k \approx 1$ Фм (розміри адронів) ми переходимо від кваркових до адронних полів, зробивши заміну в лагранжіані кваркових струмів на адронні. При цьому закон перетворення кваркових струмів співпадає з законом перетворення адронних струмів, тобто [2]

$$\overline{q^i_R}\gamma_{\mu}q^j_L = \frac{iF_{\pi}}{4}\{(\partial_{\mu}U)U^{+} - U(\partial_{\mu}U^{+}) -$$

$$-\frac{2}{\lambda^2}[m(\partial_{\mu}U^{+}) - (\partial_{\mu}U)m]\}_{ij}, \qquad (8)$$

$$\bar{q}^i_R q^j_L = -\frac{F_{\pi}}{4}[U - \frac{1}{\lambda^2}\partial_{\mu}^2 U]_{ij} \qquad (9)$$

Підставивши (9) в (6) одержуємо:

$$\Delta L_1 = \frac{F_{\pi}^2}{32}n\sum_{i\neq j}\left[U^{+} - \frac{1}{\Lambda^2}\partial_{\mu}^2 U^{+}\right]_{ii}\left[U - \frac{1}{\Lambda^2}\partial_{\mu}^2 U\right]_{jj} +$$

$$+\frac{F_{\pi}}{4}\det\left[U^{+} - \frac{1}{\Lambda^2}\partial^2 U^{+}\right] + \varepsilon.c. \qquad (10)$$

При цьому ми використали таку рівність:

$$\det U = \varepsilon_{ijk}\varepsilon_{i'j'k'}U_{ii'}U_{jj'}U_{kk'},$$

$$\sum_{a=1}^{8}\lambda^a\lambda^a = \sum_a\left(\lambda^a\right)_{\alpha\delta}\left(\lambda^a\right)_{\beta\gamma} =$$

$$\delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta} - \frac{1}{3}\delta_{\alpha\delta}\delta_{\beta\gamma}, \qquad (11)$$

$$\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{i'j'k'} = \begin{Vmatrix} \delta_{ii'} & \delta_{jk'} & \delta_{il'} \\ \delta_{ki'} & \delta_{kk'} & \delta_{kl'} \\ \delta_{li'} & \delta_{lk'} & \delta_{ll'} \end{Vmatrix}.$$

Таким чином, ефективний лагранжіан з врахуванням внесків від інстантонів рівний $L = L + \Delta L$. (12)

Підставляючи в (12) рівність (3) бачимо, що масова матриця недіагональна. Для її діагоналізації виконаємо ортогональне перетворення над полями $\varphi_0, \varphi_8, \varphi_3$ [4]:

$$\begin{pmatrix} \varphi_0 \\ \varphi_8 \\ \varphi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c\theta_2 c\theta_3 & c\theta_2 s\theta_3 & s\theta_2 \\ s\theta_1 s\theta_2 c\theta_3 + c\theta_1 s\theta_3 & s\theta_1 s\theta_2 s\theta_3 - c\theta_1 c\theta_3 & -s\theta_1 c\theta_2 \\ -s\theta_2 c\theta_1 c\theta_3 + s\theta_1 s\theta_3 & -s\theta_2 c\theta_1 s\theta_3 - s\theta_1 c\theta_3 & c\theta_1 c\theta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta' \\ \eta \\ \pi^0 \end{pmatrix}. \qquad (13)$$

В лагранжіані залишилися шість невідомих параметрів n, m_s ,$F_{\eta'}$, θ_1 θ_2 θ_3, які однозначно виражаються через $m_{\eta'}$, m_η, m_{π^0} та із умови занулення недіагонвльних членів $\eta\eta'$, $\eta'\pi^0$.

Розв'язуючи ці рівняння одержуємо:

$n = 2.075\ 10^{-2}$ Г eB^4 , $m_s = 200$ М eB,

$s\theta_3 \sim -0.309$ ($\theta_3 = -19^\circ$),

$\sin\theta_1 = -1.7 \bullet 10^{-2}$; $\sin\theta_2 = 0.9 \bullet 10^{-2}$,

$F_{\eta'} = 0.170$ Г eB.

Таким чином, параметри ефективного лагранжіана однозначно визначається із спектра мас 0^- - мезонів та лептонних розпадів π^- , K^- - мезонів. Після цього розрахуємо розпади η' - мезона.

Однак, якщо в (12) знехтувати малим $\eta\pi^\circ$-, $\eta'\pi^\circ$ - змішуванням, то одержимо:

$$\frac{4}{3}\left(m_k^2 - m_\pi^2\right) = \cos^2\theta_3 m_\eta^2 + \sin^2\theta_3 m_{\eta'}^2,$$

$$\frac{F_\pi^4}{12} n = \cos^2\theta_3 m_{\eta'}^2 + \sin^2\theta_3 m_\eta^2. \qquad (15)$$

Із (15) бачимо, що маса синглета η' складається з двох доданків: як і член октета, він одержує масу за рахунок явного порушення кіральної симетрії (L_{BR}) і, що дуже важливо, за рахунок другого члена в (11), тобто від ΔL, який порушує $U_A(1)$ - симетрію.

2. Розпади нейтральних η' (η)-мезонів.

Розкладаючи L по степеням φ одержимо лагранжіан взаємодії, який описує розпад η' (η)- мезонів:

$$L_{b3}=\frac{P}{3F_\pi^2}\frac{1}{\sqrt{3}}\frac{m_\pi^2}{m_U+m_d}\frac{m_U-m_d}{m^2(\eta)-m^2(\pi^0)}\times\{\partial_\mu(\pi^0\eta)\partial_\mu\pi^+\pi^-)-$$
$$-2(\partial_\mu\pi^0\partial_\mu\eta)\pi^+\pi^- -2(\partial_\mu\pi^+\partial_\mu\pi^-)\pi^0\eta+[m_\eta^2-m_{\pi^0}^2]\eta\pi^0\times$$
$$\times[\frac{1}{2}(\pi^0)^2+\pi^+\pi^-]\}+S_{\pi\eta'}(\eta\to\eta')+$$
$$+\frac{m_{\pi^0}^2}{3F_\pi^2}pq\eta\eta'[\frac{1}{2}(\pi^0)^2+\pi^+\pi^-], \qquad (16)$$

де $p=\cos\theta_3-\sqrt{2}\sin\theta_3,$

$$S_{\pi\eta'}=\frac{m_\pi^2(m_U-m_d)}{3\sqrt{3}F_\pi^2(m_U+m_d)}\frac{1}{m_{\eta'}^2-m_{\pi^0}^2}q,$$
$$q=\sqrt{2}\cos\theta_3+\sin\theta. \qquad (17)$$

З (16) одержимо, що

$\Gamma\eta\to\pi^+\pi^-\pi^\circ = 0.18$ кеВ; $\Gamma_\eta^{експ}\to\pi^+\pi^-\pi^\circ = (0.10\pm0.03)$ кеВ;
$\Gamma\eta\to3\pi^\circ = 0.215$ екВ;
$\Gamma\eta'\to\pi^+\pi^-\pi^\circ = 0.77$ екВ; $\Gamma_\eta^{експ}\to3\pi^\circ = (0.25\pm0.04)$ кеВ 13
$\Gamma\eta'\to\eta^\circ\pi^+\pi^- = 190$ кеВ;
$\Gamma\eta'\to\eta\pi\pi^\circ = 100$кеВ;
$\Gamma\,\eta'\to\pi^+\pi^-\pi^\circ + \Gamma\,\eta\epsilon\to\pi^+\pi^-\pi^\circ = (156\pm20)$ кеВ.

Таким чином, якщо врахувати нарушення симетрії за рахунок взаємодії кварків з інстантонами можна пояснити відносно великі ширини розпадів $\eta'(\eta)$ - мезонів, що є складовою частиною LI (1) проблеми.

ЗАКЛЮЧЕННЯ

В роботі одержані властивості КХД при низьких енергіях та їх зв`язок з лагранжіаном, який залежить лише від мезонів. Низькоенергетичний лагранжіан мезонів, який включає в себе кінетичий та масовий члени і член, одержаний з КХД з допомогою бозонізації, дає можливість описати маси та ширини розпадів нонета псевдоскалярних мезонів. Більше того, одержаний ефективний лагранжіан може бути примінений для розрахунку сильних, слабих та електромагнітних розпадів адронів. І, накінець, відмітимо, що маса η' мезона була порахована і в рамках методу алгебри струмів [3] і рівна $m_{\eta'}^2 = 0.16$ ГеВ^2, що знаходиться в протирічч з експериментальним значенням рівним 0.917 ГеВ^2.

ЛІТЕРАТУРА

1. Callan C., Gross D. Physical effect of instantons / /Phys. Lett., v.63 B, 1976, p. 3341.
2. Сабов В.И., Карбованец М.И. Нелептонные распады каонов в киральной теории //УФЖ, 1990, т.35, N2, с.167-170.
3. Weinberg S. U(1) - problems // Phys. Rev. D11, 1975, p.3583.
4. Сабов В.И. Распады мезонов в нарушенном киральном лагранжиане с учетом глюонных аномалий //УФЖ, 1984, т.29, с.485-492.
5. Di Vecchia P., Venexiano G. Chiral Lagrangian and Gluon anomaly // Nucl. Phys., 1980, v.B171, p.253.
6. Сабов В.И., Карбованец М.И., Олеан С.С. //Квантовая теория поля и физика высоких енергий. М.: МГУ, 1989, с.107.

7. G.'t Hooft. The U(1) - problem// Phys. Rev., v.D14, 1976, p.3432.
8. Кочелев Н.Н. Роль инстантонов в формировании адронного спектра масс //Ядерная физика, 1985, т.41, вып.2, с.456-460.
9. Choi K., Kim C.W. Instantons and chiral Lagrangian //Phys. Rev., v.40, 1989, N3, p.890-901.
10. Bardeen W.A., Buras A.T., Gerard T.M. Aconsistent analysis of the $\Delta T = \frac{1}{2}$ Rule for K Decays // Prepr., MPT - PAE / PTH55 / 86.
11. Дьяконов Д.И., Ейвес М.И. Псевдоскалярные мезоны и хромодинами-ка. Физика элементарных частиц //Материалы XYII зимней школы ЛИЯФ: 10.11-10.11-18.11.1981// Л.: ЛИЯФ, 1981.- с.123-162.
12. Волков М.К. Феноменологический киральный лагранжиан с учетом глюонных аномалий //ЭЧАЯ.- Т.13.- Вып.5.- 1982.-с.1070-10923.
13. Stenger V.J. Particle Data Group //Rev. Mod. Phys., v.12, 1986. p.1-202.

РЕЗЮМЕ

В работе получены свойства КХД при низких энергиях и их связь с лагранжианом, который зависит только от мезонов. Низкоэнергетический лагражиан мезонов, который включает в себя кинетический и массовые члены и член, полученный из КХД с помощью бозонизации дает возможность решить U(1)- проблему.