Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Нгуен Ван Хьеу, Квазипотенциальный подход в квантовой хромодинамике,
ТМФ, 2002, том 132, номер 2, 295–299

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf362>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и
согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 107.22.136.117

26 апреля 2023 г., 04:55:28

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОДХОД В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Квазипотенциальный метод Логунова–Тавхелидзе применяется к изучению некоторых процессов квантовой хромодинамики при конечных плотности и температуре. Выводится общее динамическое уравнение цветной сверхпроводимости. Изучается спонтанное нарушение киральной, ароматной и цветной симметрий. Обсуждается возможность построения полевой теории составных трехкварковых систем.

Ключевые слова: квантовая хромодинамика; киральная, ароматная и цветная симметрии; трехкварковые системы.

Около сорока лет назад Логунов и Тавхелидзе предложили использовать в квантовой теории поля квазипотенциальный подход [1]–[4] – универсальный метод исследования связанных состояний релятивистских двухчастичных систем и асимптотического поведения амплитуд рассеяния при высоких энергиях, основанный на введении некоторого зависящего от энергии комплексного квазипотенциала и использовании релятивистского уравнения шредингеровского типа с квазипотенциалом. Автору этой статьи выпало счастье работать в то время в возглавляемом А. А. Логуновым научном коллективе в Объединенном институте ядерных исследований. Накопленные тогда знания и опыт научной работы оказались весьма ценными. В данной работе предлагается применить квазипотенциальный метод Логунова–Тавхелидзе к исследованию двух актуальных проблем квантовой хромодинамики (КХД) для материи с конечными плотностью и температурой – цветной сверхпроводимости и спонтанного нарушения симметрии. Обсуждается также возможность построения полевой теории составных трехкварковых систем.

1. ЦВЕТНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Сверхпроводящее спаривание кварков в КХД может происходить благодаря двум механизмам: глюонному обмену и индуцированным инстантонами кварк-кварковым взаимодействиям. Вклад каждого из этих механизмов в отдельности в цветную сверхпроводимость рассматривался во многих работах [5]–[15]. В общем случае необходимо учитывать оба указанных механизма одновременно. Для этой цели пригоден квазипотенциальный метод с использованием функциональных интегралов.

* Институт физики, Национальный центр естественных наук и технологий, Факультет технологии, Ханойский национальный университет, Ханой, Вьетнам

Мы будем использовать формализм с мнимым временем. Кратко запишем:

$$x = (\mathbf{x}, \tau), \quad \int dx = \int_0^\beta d\tau \int d\mathbf{x}, \quad \beta = \frac{1}{kT},$$

где k – постоянная Больцмана и T – абсолютная температура. Обозначим через ψ_A , $\bar{\psi}^A$ кварковое поле и сопряженное ему, где индекс $A = (\alpha, a, i)$ описывает совокупность спинорного индекса $\alpha = 1, 2, 3, 4$, индекса цветной симметрии $a = 1, 2, \dots, N_c$ и индекса ароматной симметрии $i = 1, 2, \dots, N_f$. Исходным пунктом для построения теории цветной сверхпроводимости является статсумма для системы взаимодействующих кварков

$$Z = \int [D\psi] [D\bar{\psi}] \exp \left\{ - \int dx \bar{\psi}^A(x) L_A^B \psi_B(x) \right\} \times \\ \times \exp \left\{ \frac{1}{2} \int dx \int dy \bar{\psi}^A(x) \bar{\psi}^C(y) V_{CA}^{BD}(x-y) \psi_D(y) \psi_B(x) \right\}, \quad (1)$$

где

$$L_A^B = \delta_a^b \delta_i^j \left[\gamma_4 \left(\frac{\partial}{\partial x} - \mu \right) + \gamma \nabla + M \right]_\alpha^\beta, \quad (2)$$

μ и M – химический потенциал и масса голого кварка, соответственно, а $V_{CA}^{BD}(x-y)$ – квазипотенциал. Ради простоты рассмотрим приближение, в котором квазипотенциал зависит только от разности двух координат $(x-y)$. Наши рассуждения легко применить к общему случаю, когда комплексный квазипотенциал зависит от разностей различных координат всех четырех кварковых полей.

Введем бислокальные биспинорные составные поля $\Phi_{AC}(x, y)$ и сопряженные им $\bar{\Phi}^{AC}(x, y)$, подчиняющиеся статистике Ферми–Дирака:

$$\Phi_{CA}(y, x) = -\Phi_{AC}(x, y), \quad \bar{\Phi}^{CA}(y, x) = -\bar{\Phi}^{AC}(x, y),$$

и применим преобразование Хаббарда–Стратоновича. Тогда функцию распределения Z можно представить в виде функционального интеграла по составным полям

$$Z = \int [D\Phi] [D\bar{\Phi}] \exp \{ S_{\text{eff}}[\Phi, \bar{\Phi}] \} \quad (3)$$

с некоторым эффективным действием $S_{\text{eff}}[\Phi, \bar{\Phi}]$. Уравнения для составных полей, вытекающие из принципа экстремального действия

$$\frac{\delta S_{\text{eff}}[\Phi, \bar{\Phi}]}{\delta \bar{\Phi}^{AC}(x, y)} = 0, \quad (4)$$

представляют собой обобщенные уравнения БКШ для параметров порядка цветной сверхпроводимости. В частных случаях отдельных механизмов кварк-кваркового спаривания они были рассмотрены в работах [5]–[14]. Квазипотенциальный подход с использованием функциональных интегралов [15] представляет собой уникальный метод для изучения общего случая, когда оба механизма кварк-кваркового спаривания действуют одновременно.

2. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ

Наличие ненулевых параметров порядка Φ_{AB} приводит к спонтанному нарушению соответствующих свойств симметрий системы взаимодействующих кварков с конечными плотностью и температурой. Поскольку эти параметры порядка являются спинорами второго ранга (с двумя индексами $a, b = 1, 2, 3$) группы цветной симметрии $SU(3)_c$, они вносят вклад в матричные элементы различных процессов, нарушающих цветную симметрию, в том числе процессов превращения фотона в глюон и обратно (фотон-глюонное смешивание) [16]. Кроме того, нарушение калибровочной цветной симметрии $SU(3)_c$ приводит к появлению ненулевой массы глюона с подходящими квантовыми числами группы $SU(3)_c$. Из-за фотон-глюонного смешивания этот массивный глюон квантовой хромодинамики для материи с конечными плотностью и температурой распадается на электрон-позитронные пары. Данный процесс может служить экспериментальным признаком образования кварк-глюонной плазмы.

Квантовая хромодинамика с нулевой массой голых кварков обладает киральной симметрией. Наличие ненулевых параметров порядка Φ_{AB} приводит к появлению ненулевой массы кварков и тем самым спонтанно нарушает киральную симметрию. Другим механизмом спонтанного нарушения киральной симметрии является кварк-антикварковое спаривание.

Для изучения кварк-антикваркового спаривания [17], [18] воспользуемся функцией распределения (1) в несколько ином виде:

$$Z = \int [D\psi] [D\bar{\psi}] \exp \left\{ - \int dx \bar{\psi}^A(x) L_A^B \psi_B(x) \right\} \times \\ \times \exp \left\{ \frac{1}{2} \int dx \int dy \bar{\psi}^A(x) \psi_B(y) \mathcal{U}_{AC}^{BD}(x-y) \bar{\psi}^C(y) \psi_D(x) \right\}, \quad (5)$$

где квазипотенциал обозначен как $\mathcal{U}_{AC}^{BD}(x-y)$. Введем составные билакальные мезонные поля $\Phi_B^A(x, y)$ с трансформационными свойствами, которыми обладают произведения $\bar{\psi}^A(x) \psi_B(y)$. Посредством преобразования Хаббарда–Стратоновича представим функцию распределения (5) в виде функционального интеграла по мезонным полям

$$Z = \int [D\Phi] \exp \{ S_{\text{eff}}[\Phi] \} \quad (6)$$

с некоторым эффективным действием $S_{\text{eff}}[\Phi]$. Уравнения для составных мезонных полей, вытекающие из принципа экстремального действия

$$\frac{\delta S_{\text{eff}}[\Phi]}{\delta \Phi_B^A(x, y)} = 0, \quad (7)$$

являются динамическими уравнениями для определения параметров порядка системы взаимодействующих кварков при наличии кварк-антикваркового спаривания. Если эти параметры порядка являются синглетами групп цветной и ароматной симметрий, то

они приводят только к спонтанному нарушению киральной симметрии. Было показано, что в случае группы ароматной симметрии $SU(2)$ существуют ненулевые параметры порядка, образующие триплет этой группы и, следовательно, ароматная симметрия спонтанно нарушается [18]. Имеется, однако, вырождение между фазами с триплетным и синглетным параметрами порядка, если кварк-кварковые взаимодействия индуцированы инстантонами.

3. ОБРАЗОВАНИЕ ТРИКВАРКА

Квазипотенциальный подход оказывается весьма удобным методом для изучения образования трикварка – связанного состояния системы трех кварков в КХД. Для этой цели воспользуемся функциональным интегралом системы взаимодействующих кварков в виде

$$\begin{aligned} Z = & \int [D\psi] [D\bar{\psi}] \exp \left\{ -i \int d^4x \bar{\psi}^A(x) [(\hat{\gamma})_A^B + m\delta_A^B] \psi_B(x) \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{6} \int d^4x \int d^4y \int d^4z \int d^4u \int d^4v \int d^4w \bar{\psi}^F(w) \bar{\psi}^E(v) \bar{\psi}^D(u) \times \right. \\ & \left. \times V_{DEF}^{CAB}(u, v, w; z, y, x) \psi_A(x) \psi_B(y) \psi_C(z) \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

с некоторым квазипотенциалом взаимодействия между тремя кварками $V_{DEF}^{CBA}(u, v, w; z, y, x)$. Введя составные трилокальные триспинорные барионные поля $\Psi_{ABC}(x, y, z)$ и сопряженные им $\bar{\Psi}_{ABC}(x, y, z)$ и осуществив соответствующее преобразование Хаббарда–Стратоновича, получим функциональный интеграл (8) в виде

$$Z = \int [D\Psi] [D\bar{\Psi}] \exp \{ i S_{\text{eff}}[\Psi, \bar{\Psi}] \} \quad (9)$$

с некоторым эффективным действием $S_{\text{eff}}[\Psi, \bar{\Psi}]$. Уравнения для составных полей, вытекающие из принципа экстремального действия

$$\frac{\delta S_{\text{eff}}[\Psi, \bar{\Psi}]}{\delta \bar{\Psi}^{ABC}(x, y, z)} = 0, \quad (10)$$

составляют систему динамических интегральных уравнений для связанных состояний системы трех кварков. Они были получены в работе [19]. Дальнейшее изучение их решений представляет собой интересную проблему физики адронов.

Список литературы

- [1] *A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze.* Nuovo Cimento. 1963. V. 29. P. 380.
- [2] *A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze, I. T. Todorov, O. A. Khrustalev.* Nuovo Cimento. 1963. V. 30. P. 134.
- [3] *A. A. Logunov, Nguyen Van Hieu, O. A. Khrustalev.* Nucl. Phys. 1964. V. 50. P. 295.
- [4] *Nguyen Van Hieu, R. N. Faustov.* Nucl. Phys. 1964. V. 53. P. 337.
- [5] *M. Alford, K. Rajagopal, F. Wilczek.* Phys. Lett. B. 1998. V. 422. P. 247; Nucl. Phys. B. 1999. V. 537. P. 443.
- [6] *T. Schäfer, F. Wilczek.* Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 3956; Phys. Lett. B. 1999. V. 450. P. 325.
- [7] *R. Rapp, T. Schäfer, E. Shuryak, M. Velkovsky.* Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 53.
- [8] *N. Evans, S. Hsu, M. Schwetz.* Nucl. Phys. B. 1999. V. 551. P. 275; Phys. Lett. B. 1999. V. 449. P. 281.
- [9] *D. T. Son.* Phys. Rev. D. 1998. V. 59. P. 094019.
- [10] *G. W. Carter, D. Diakonov.* Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 01004.
- [11] *A. Chodos, H. Minakata, F. Cooper.* Phys. Lett. B. 1999. V. 449. P. 260.
- [12] *T. Schäfer, F. Wilczek.* Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 074014; 114033.
- [13] *V. A. Miransky, I. A. Shovkovy, L. C. Wijewardhava.* Phys. Lett. B. 1999. V. 468. P. 270.
- [14] *R. Casalbuoni, R. Gatto.* Phys. Lett. B. 1999. V. 464. P. 111.
- [15] *Nguyen Van Hieu.* Basics of Functional Integral Technique in Quantum Field Theory of Many-Body Systems. Hanoi: VNUH Pub., 1999.
- [16] *Nguyen Van Hieu, Pham Xuan Yem.* Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 074009.
- [17] *M. Harada, A. Shibata.* Phys. Rev. D. 1998. V. 59. P. 014010.
- [18] *Nguyen Van Hieu, Nguyen Hung Son, Ngo Van Thanh, Hoang Ba Thang.* Adv. Nat. Sci. 2000. V. 1. P. 61; hep-ph/0001251.
- [19] *Nguyen Van Hieu.* Adv. Nat. Sci. 2001. V. 2. P. 115.

Поступила в редакцию 15.X.2001 г.