

ОБ ЭКРАНИРОВАНИИ ЦВЕТОВОГО ПОЛЯ ИНСТАНТОННОЙ ЖИДКОСТЬЮ

© 2007 г. Г. М. Зиновьев¹⁾, С. В. Молодцов^{2),3)}

Поступила в редакцию 30.03.2006 г.

Изучается эффект экранирования внешнего цветового поля в инстантонной жидкости. Для слабого поля и сильного поля в длинноволновом приближении выведены соответствующие эффективные лагранжианы. На примере модельной задачи о заряженном евклидовом цветовом источнике дана оценка обратного влияния поля на инстантонную жидкость как функции константы связи.

PACS: 11.15.Kc, 12.38.-t, 12.38.-Aw

ВВЕДЕНИЕ

Современные исследования столкновений ультрарелятивистских тяжелых ионов, нацеленные на создание в лабораторных условиях кварк-глюонной плазмы, выдвигают интересную задачу об изучении влияния интенсивных глюонных полей на физический вакуум КХД. Предполагается, что такие поля могут быть сгенерированы в процессе столкновения в относительно макроскопической области и что их можно описывать в рамках квазиклассического приближения. Имеющиеся на сегодняшний день модели радиационных глюонных полей исходят из разных предпосылок и не дают однозначного и надежного предсказания для интенсивности поля, см., например, работы [1]. Эти трудности можно было бы обойти с другой стороны, если бы было известно детальное устройство физического вакуума. Тогда соответствующее пороговое значение можно было бы извлечь, опираясь на знание характерных полей вакуумных флуктуаций. К сожалению, сейчас мы располагаем лишь достаточно общими характеристиками физического вакуума: глюонным конденсатом, предварительными данными о виртуальностях [2], некоторыми решеточными измерениями [3]. В такой ситуации остается лишь возможность получить оценку эффектов, основываясь на какой-либо правдоподобной модели вакуума КХД. Исключительно практичной в этом отношении представляется модель инстантонной жидкости (IL), описанию эффектов экранирования внешнего цветового поля в которой и посвящена наша работа. Вообще

говоря, с точки зрения модели IL такая постановка задачи может показаться несколько неожиданной, поскольку обычно дополнительные компоненты вводятся в IL для того, чтобы описывать конфайнирующую составляющую и одновременно снимать проблему инстантонов большого размера [4, 5]. Мы в определенном смысле поступим в случае слабого внешнего поля прямо противоположным образом, полагая, что оно будет играть как бы подчиненную роль. Тем не менее выводы, к которым мы придем, будут вполне отвечать феноменологии сильных взаимодействий. Инстантонную жидкость мы рассматриваем в рамках простейшего приближения — стохастического ансамбля инстантонов в сингулярной калибровке. Производящий функционал оценивается при помощи вариационного принципа, предложенного в работе [6]. Относительная простота суперпозиционного анзаца и вариационной процедуры позволит проанализировать эффекты экранирования практически в аналитической форме, хотя в принципе наш анализ вполне приложим и к любой другой насыщающей конфигурации. Затем мы перейдем к оценке влияния, оказываемого на IL сильного внешнего поля, и рассмотрим простейшую модельную задачу о точечном евклидовом цветовом источнике, чтобы получить представление о характерном масштабе явлений.

1. ВНЕШНЕЕ СЛАБОЕ ПОЛЕ В IL

В качестве характерной конфигурации, насыщающей производящий функционал

$$Z = \int D[A] e^{-S(A)},$$

где $S(A)$ — действие Янга–Миллса, мы примем приближенное решение уравнений Янга–Миллса в

¹⁾Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины, Киев.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия.

виде следующей суперпозиции:

$$\mathcal{A}_\mu^a(x) = B_\mu^a(x) + \sum_{i=1}^N A_\mu^a(x; \gamma_i). \quad (1)$$

Здесь A_μ^a обозначают поля (анти)инстантонов в сингулярной калибровке:

$$A_\mu^a(x) = \frac{2}{g} \omega^{ab} \bar{\eta}_{b\mu\nu} a_\nu(y), \quad (2)$$

$$a_\nu(y) = \frac{\rho^2}{y^2 + \rho^2} \frac{y_\nu}{y^2}; \quad y = x - z;$$

$\gamma_i = (\rho_i, z_i, \omega_i)$ — параметры, описывающие i -й (анти)инстантон с размером ρ_i , матрицей цветовой ориентации ω_i и координатой центра псевдочастицы z_i ; для антиинстантона следует произвести замену символов 'т Хофта $\bar{\eta} \rightarrow \eta$; g — константа связи неабелевого поля; B — внешнее поле. Как было сказано во Введении, нас будет интересовать не произвольное внешнее поле, а довольно специфическая конфигурация, генерируемая в процессе столкновения тяжелых ионов. Характерными чертами такого поля могут быть его локализованность на масштабе порядка размера ядра и квазиклассичность. По аналогии с электродинамикой такие поля, по-видимому, можно приближенно описывать посредством мультипольного разложения. Именно на эту качественную картину мы и будем ориентироваться в нашей работе.

Взаимодействие внешнего поля с каждой отдельной псевдочастицей определяется тензором напряженности

$$G_{\mu\nu}^a = G_{\mu\nu}^a(B) + G_{\mu\nu}^a(A) + G_{\mu\nu}^a(A, B), \quad (3)$$

где первые два слагаемых даются стандартным выражением для напряженности поля:

$$G_{\mu\nu}^a(A) = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (4)$$

f^{abc} — полностью антисимметричный тензор. В частности, для инстантона

$$G_{\mu\nu}^a(A) = -\frac{4}{g} \omega^{ak} \bar{\eta}_{k\alpha\beta} M_{\mu\alpha} M_{\nu\beta} \frac{\rho^2}{(y^2 + \rho^2)^2}, \quad (5)$$

где $M_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} - 2\hat{y}_\mu \hat{y}_\nu$, $\hat{y}_\mu = y_\mu/|y|$. Смешанная компонента напряженности поля для инстантона имеет вид

$$G_{\mu\nu}^a(A, B) = g f^{abc} (B_\mu^b A_\nu^c - B_\nu^b A_\mu^c) = \quad (6)$$

$$= g f^{abc} \omega^{cd} \frac{2}{g} (B_\mu^b \bar{\eta}_{d\nu\alpha} - B_\nu^b \bar{\eta}_{d\mu\alpha}) a_\alpha(y).$$

Возводя G в квадрат, получим следующее выражение для парциального вклада внешнего поля и каждой отдельной псевдочастицы:

$$G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a = G_{\mu\nu}^a(B) G_{\mu\nu}^a(B) + \quad (7)$$

$$+ G_{\mu\nu}^a(A) G_{\mu\nu}^a(A) + G_{\mu\nu}^a(A, B) G_{\mu\nu}^a(A, B) +$$

$$+ 2G_{\mu\nu}^a(B) G_{\mu\nu}^a(A) + 2G_{\mu\nu}^a(B) G_{\mu\nu}^a(A, B) +$$

$$+ 2G_{\mu\nu}^a(A) G_{\mu\nu}^a(A, B).$$

В действии для суперпозиционного анзаца мы ограничимся для простоты только суммой парциальных вкладов, рассматривая старшие, пропорциональные плотности Π (точнее, упаковочному параметру $n\rho^4$), одночастичные вклады:

$$S(B, \gamma) = \int d^4x \frac{G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a}{4} \simeq \quad (8)$$

$$\simeq \sum_{i=1}^N \int d^4x \frac{G_{\mu\nu}^a(i) G_{\mu\nu}^a(i)}{4}.$$

Перекрытиями по псевдочастицам (пропорциональными квадрату плотности Π) членами, вследствие малости характерного для Π упаковочного параметра $n\rho^4 \sim 0.005$, пока будем пренебрегать. Для модели Π регуляризованный производящий функционал принимает форму (обозначения см. в [6])

$$Y = \int D[B] \frac{1}{N!} \int \prod_{i=1}^N d\gamma_i e^{-S(B, \gamma)}. \quad (9)$$

Для начала мы рассмотрим случай слабого внешнего воздействия, предполагая, что характерные параметры Π — средний размер псевдочастиц $\bar{\rho}$ и плотность Π n не изменяются, а просто даются своими вакуумными значениями, которые для выбранной нами насыщающей конфигурации фиксируются отталкивательным механизмом. В этом месте для нас совершенно несущественно интегрирование по размерам псевдочастиц и, чтобы не усложнять излишне записи выражений, мы будем полагать все псевдочастицы одинакового размера $\bar{\rho}$. Тогда при вычислении производящего функционала (9) нам следует провести усреднение только по положениям псевдочастиц и по их цветовым ориентациям.

Вычисление эффективного действия предполагает нахождение вклада полей квантовых флуктуаций в окрестности насыщающей конфигурации (1), который условно можно записать в виде бегущей константы связи как функции внешнего поля и характерного размера псевдочастиц, $g(B, \bar{\rho})$. С ее помощью можно было бы корректно переходить к соответствующему масштабу. Однако для поставленных в нашей работе целей можно обойтись и приближенным выражением, заменив $g(B, \bar{\rho}) \rightarrow g(\bar{\rho})$. Действительно, в силу асимптотической свободы поля на малых расстояниях (где, как мы предполагаем, сосредоточено внешнее поле) не сингулярны. Опасность может возникнуть на больших расстояниях, но там ситуация контролируется

ансамблем псевдочастиц. Таким образом, мы сыграем в точности описания внешнего поля B (к которой мы не стремимся), но не пропустим опасных сингулярных вкладов. Оказывается, что даже эта простейшая оценка производящего функционала в седловой точке приводит к инфракрасной особенности, к описанию которой мы и переходим.

Среднее от экспоненты запишем, воспользовавшись кластерным разложением:

$$\langle \exp(-S) \rangle_{\omega z} = \exp \left(\sum_k \frac{(-1)^k}{k!} \langle \langle S^k \rangle \rangle_{\omega z} \right), \quad (10)$$

где $\langle S_1 \rangle = \langle \langle S_1 \rangle \rangle$, $\langle S_1 S_2 \rangle = \langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle + \langle \langle S_1 S_2 \rangle \rangle, \dots$

Первый кумулянт определяется просто усреднением действия. Учитывая явный вид тензоров напряженности поля (5) и (6), легко видеть, что после усреднения по цветовым ориентациям в парциальном вкладе остаются только следующие члены:

$$\begin{aligned} \langle G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle_{\omega} &= G_{\mu\nu}^a(B) G_{\mu\nu}^a(B) + \\ &+ \langle G_{\mu\nu}^a(A) G_{\mu\nu}^a(A) \rangle_{\omega} + \langle G_{\mu\nu}^a(A, B) G_{\mu\nu}^a(A, B) \rangle_{\omega} + \\ &+ 2 \langle G_{\mu\nu}^a(A) G_{\mu\nu}^a(A, B) \rangle_{\omega}. \end{aligned}$$

Для усреднений по цвету используем равенство

$$\langle \omega^{ak} \omega^{cd} \rangle = \frac{\delta^{ac} \delta^{kd}}{N_c^2 - 1}, \quad (11)$$

где N_c — число цветов. Тогда последнее слагаемое

$$\begin{aligned} 2G_{\mu\nu}^a(A) G_{\mu\nu}^a(A, B) &= -\frac{16}{g} \omega^{ak} \bar{\eta}_{k\alpha\beta} M_{\mu\alpha} \times \\ &\times M_{\nu\beta} \frac{\rho^2}{(y^2 + \rho^2)^2} f^{abc} \omega^{cd} (B_{\mu}^b \bar{\eta}_{d\nu\alpha} - B_{\nu}^b \bar{\eta}_{d\mu\alpha}) a_{\alpha}(y) \end{aligned}$$

исчезает вследствие антисимметричности тензора f^{abc} :

$$\langle G_{\mu\nu}^a(A) G_{\mu\nu}^a(A, B) \rangle_{\omega} = 0.$$

Заметим также, что использование тождества

$$f^{abc} \omega^{b\alpha} \omega^{c\beta} = \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \omega^{c\gamma}, \quad (12)$$

превращает рассматриваемое слагаемое в линейное по ω , исчезающее при усреднении. Теперь рассмотрим вклад смешанной (отталкивательной) компоненты

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a(A, B) G_{\mu\nu}^a(A, B) &= \\ &= 4 f^{abc} \omega^{cd} (B_{\mu}^b \bar{\eta}_{d\nu\alpha} - B_{\nu}^b \bar{\eta}_{d\mu\alpha}) \times \\ &\times a_{\alpha}(y) f^{akm} \omega^{mn} (B_{\mu}^k \bar{\eta}_{m\nu\gamma} - B_{\nu}^k \bar{\eta}_{m\mu\gamma}) a_{\gamma}(y). \end{aligned}$$

Усреднив по цвету при помощи (11) и воспользовавшись свойством

$$f^{abc} f^{akc} = N_c \delta^{bk},$$

получим

$$\langle G_{\mu\nu}^a(A, B) G_{\mu\nu}^a(A, B) \rangle_{\omega} = \quad (13)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{4N_c}{N_c^2 - 1} (B_{\mu}^b \bar{\eta}_{d\nu\alpha} - B_{\nu}^b \bar{\eta}_{d\mu\alpha}) \times \\ &\times a_{\alpha}(y) (B_{\mu}^b \bar{\eta}_{d\nu\gamma} - B_{\nu}^b \bar{\eta}_{d\mu\gamma}) a_{\gamma}(y). \end{aligned}$$

Теперь усредним по положениям псевдочастиц. В результате возникнет следующий интеграл:

$$\int \frac{d^4 z}{V} a_{\alpha}(y) a_{\gamma}(y) = \delta_{\alpha\gamma} \frac{I}{V},$$

где

$$I = \frac{\pi^2}{4} \rho^2, \quad (14)$$

поскольку мы условились, что описывающие IL параметры не изменяются. Тогда, после некоторых алгебраических вычислений, среднее от смешанной компоненты представляется в следующем виде:

$$\begin{aligned} \langle G_{\mu\nu}^a(A, B) G_{\mu\nu}^a(A, B) \rangle_{\omega z} &= \\ &= \frac{18\pi^2 \rho^2}{V} \frac{N_c}{N_c^2 - 1} B_{\mu}^b B_{\nu}^b. \end{aligned} \quad (15)$$

Собирая все члены, окончательно получим следующее эффективное действие для внешнего поля в IL:

$$\begin{aligned} \langle \langle S \rangle \rangle_{\omega z} &= \int d^4 x \left(\frac{G(B)G(B)}{4} + \frac{m^2}{2} B^2 \right) + \\ &+ N\beta + N \left(\frac{11}{12} N_c - \frac{1}{6} N_f - 1 \right), \end{aligned} \quad (16)$$

$$m^2 = 9\pi^2 n \rho^2 \frac{N_c}{N_c^2 - 1}, \quad (17)$$

где N — полное число псевдочастиц в объеме V , $n = N/V$, а $\beta = 8\pi^2/g^2$ — действие одной псевдочастицы. Слагаемое, пропорциональное β , в формуле (16) описывает вклад чисто инстантонной компоненты $\langle G(A)G(A) \rangle_{\omega z}$, а последний член описывает вклад отталкивательного взаимодействия, малый на фоне β . Довольно интересно отметить, что в действительности массовый член (17) известен очень давно и, собственно, фиксация размера псевдочастиц в вариационной процедуре [6] осуществляется как раз этим механизмом генерации массы. В частности, если взять в качестве внешнего поля B поле инстантона, то получится в точности результат для отталкивательного взаимодействия из работы [6]. Если положить характерные параметры IL ($N_c = 3$, $N_f = 2$ — число ароматов): $n/\Lambda^4 = 1.2$, $\bar{\rho}\Lambda = 0.27$, $\beta = 18$, то для оценки массы имеем $m \sim 440$ МэВ при $\bar{\rho} \sim 1$ ГэВ и $\Lambda \sim 200$ – 300 МэВ. В работе [6] были отмечены экранирующие свойства отталкивательного взаимодействия и для экранирующей массы приводилось значение 350 МэВ. Следует также упомянуть работы [7], где для массы глюона в инстантонной

среде получено $m \sim 480$ МэВ. Как видим, все эти оценки примерно одинаковы, поскольку во всех случаях эффект возникает благодаря смешанному члену напряженности поля (6). Отметим также, что условием непротиворечивости системы уравнений, вытекающей из (16), является $\partial_\mu B_\mu = 0$. Такому же условию удовлетворяет и поле псевдочастицы (2). Может возникнуть вопрос, почему случайно ориентированные в цветовом пространстве псевдочастицы приводят к экранированию. Какая же компонента играет роль функции распределения? В нашем случае (в неабелевой теории) — это экспонента с янг-миллсовским действием. В ней генерируется нетривиальный вклад, приходящий от смешанного члена напряженности поля (6). В абелевом случае в силу принципа суперпозиции эти вклады отсутствуют.

Теперь обратимся к следующим членам кластерного разложения, чтобы найти поправки эффективного лагранжиана. Нетривиальными во втором кумулянте

$$\frac{1}{2} \left\langle \left\langle \int d^4 x_1 \frac{G_1 G_1}{4} \int d^4 x_2 \frac{G_2 G_2}{4} \right\rangle \right\rangle$$

будут два слагаемых:

$$\frac{1}{2} \left\langle \int d^4 x_1 \cdot 2 \frac{G_{\mu\nu}^a(B_1) G_{\mu\nu}^a(A_1)}{4} \times \right. \quad (18)$$

$$\left. \times \int d^4 x_2 \cdot 2 \frac{G_{\alpha\beta}^b(B_2) G_{\alpha\beta}^b(A_2)}{4} \right\rangle,$$

$$\frac{1}{2} \left\langle \int d^4 x_1 \cdot 2 \frac{G_{\mu\nu}^a(A_1) G_{\mu\nu}^a(A_1, B_1)}{4} \times \right. \quad (19)$$

$$\left. \times \int d^4 x_2 \cdot 2 \frac{G_{\alpha\beta}^b(A_2) G_{\alpha\beta}^b(A_2, B_2)}{4} \right\rangle,$$

где индексы 1, 2 указывают, что соответствующие функции зависят от x_1, x_2 . Остальные слагаемые несут либо интерференционный характер и погашаются квадратичным членом от первого кумулянта, либо приводят к ангармоничным по B вкладам, которые мы в настоящей работе рассматривать не будем. Как известно, член $G(B)G(A)$ в (7) приводит к дипольному взаимодействию, впервые рассмотренному в [8]. Однако оно не проявляется в первом порядке кластерного разложения, поскольку “зануляется” при усреднении по цветовым ориентациям, и его роль начинает сказываться только со второго порядка. В частности, выражение (18) можно привести к следующему виду:

$$\frac{1}{2} \left\langle \int d^4 x_1 2 \frac{G_{\mu\nu}^a(B_1) G_{\mu\nu}^a(A_1)}{4} \times \right. \quad (20)$$

$$\left. \times \int d^4 x_2 2 \frac{G_{\alpha\beta}^b(B_2) G_{\alpha\beta}^b(A_2)}{4} \right\rangle_\omega = \frac{1}{2} \frac{1}{N_c^2 - 1} \times$$

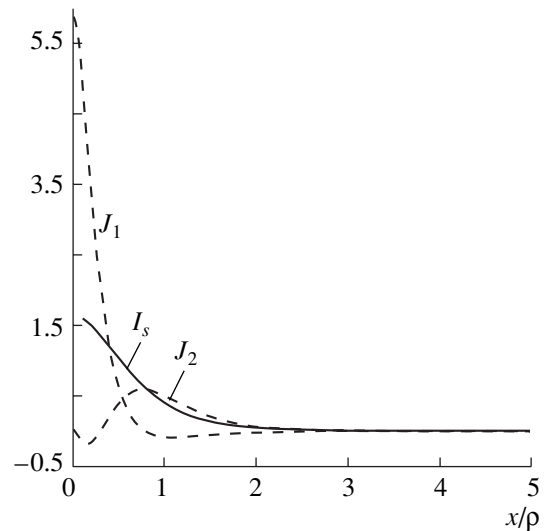


Рис. 1. Корреляционные функции I_s и J_1, J_2 .

$$\times \int dx_1 dx_2 \frac{G_{\mu\nu}^a(B_1) G_{\alpha\beta}^a(B_2)}{4} G_{\mu\nu}^b(A_1) G_{\alpha\beta}^b(A_2),$$

воспользовавшись выражением (5) для тензора напряженности поля и формулой усреднения по цвету (11), причем в множителе $G_{\mu\nu}^b(A_1) G_{\alpha\beta}^b(A_2)$ нет зависимости от цвета в силу тождества $\omega^{ab}\omega^{ac} = \delta^{bc}$. Выражение (20) следует усреднить также и по положениям псевдочастиц. Возникающая в результате корреляционная функция для инстантона в сингулярной калибровке была получена ранее [4, 9]:

$$\int \frac{d^4 z}{V} G_{\mu\nu}^a(A_1) G_{\alpha\beta}^a(A_2) = \frac{1}{V} \frac{16}{g^2} (\delta_{\mu\alpha} \delta_{\nu\beta} - \delta_{\mu\beta} \delta_{\nu\alpha} + \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}) I_s \left(\frac{|\Delta|}{\rho} \right),$$

где $\Delta = |x_1 - x_2|$, для антиинстантона следует заменить $\varepsilon \rightarrow -\varepsilon$. Явный вид функции I_s в настоящей работе несуществен, однако для справки ее вид приведен на рис. 1. Если число инстантонов и антиинстантонов одинаково, то слагаемое, пропорциональное тензору ε , исчезает, и в ПЛ коррелятор дает следующий вклад:

$$\frac{N}{V} \int d^4 z G_{\mu\nu}^a(A_1) G_{\alpha\beta}^a(A_2) = \frac{16}{g^2} n (\delta_{\mu\alpha} \delta_{\nu\beta} - \delta_{\mu\beta} \delta_{\nu\alpha}) I_s \left(\frac{\Delta}{\rho} \right).$$

Собрав все вместе, окончательно вклад члена (18) в ПЛ представим в виде

$$\frac{16}{g^2} \frac{1}{N_c^2 - 1} n \int dx_1 dx_2 I_s \left(\frac{\Delta}{\rho} \right) G_{\mu\nu}^a(B_1) G_{\alpha\beta}^a(B_2).$$

Этот вклад, как легко видеть, приводит к уменьшению исходного действия. Соответствующий нелокальный фактор типа диэлектрической проницаемости удобно переписать в фурье-компонентах [8]:

$$\int dk \left(1 - \frac{16}{g^2} \frac{1}{N_c^2 - 1} n \tilde{I}_s(k\rho) \right) \times \\ \times G_{\mu\nu}^a[B(k)] G_{\alpha\beta}^a[B(-k)].$$

Численная оценка для $\tilde{I}_s(k\rho)$ в нуле:

$$\tilde{I}_s(0) \sim 6\rho^4,$$

откуда при $N_c = 3$, $N_f = 2$ для поправочного коэффициента получаем следующую оценку:

$$\kappa = \frac{16}{g^2} \frac{1}{N_c^2 - 1} n \tilde{I}_s(0) \sim 0.013.$$

Рассмотрим теперь (19):

$$\frac{1}{2} \left\langle \int d^4 x_1 d^4 x_2 \frac{G_{\mu\nu}^a(A_1) G_{\mu\nu}^a(A_1, B_1)}{4} \times \right. \quad (21) \\ \times \left. \int d^4 x_2 d^4 x_2 \frac{G_{\alpha\beta}^b(A_2) G_{\alpha\beta}^b(A_2, B_2)}{4} \right\rangle_\omega = \\ = \frac{1}{2} \left\langle \int dx_1 dx_2 \omega^{ak} G_{\mu\nu}^k(A_1) f^{amn} \times \right. \\ \times \omega^{nl} (B_{1\mu}^m \bar{\eta}_{l\nu\gamma} - B_{1\nu}^m \bar{\eta}_{l\mu\gamma}) a_{1\gamma} \omega^{bc} G_{\alpha\beta}^c(A_2) f^{bde} \times \\ \times \omega^{ef} (B_{2\alpha}^d \bar{\eta}_{f\beta\delta} - B_{2\beta}^d \bar{\eta}_{f\alpha\delta}) a_{2\delta} \left. \right\rangle_\omega.$$

Поясним обозначения в полученном выражении. Подразумевается, что в напряженности поля G зависимость от цветовой матрицы ω вынесена в виде множителя. При этом мы не вводим нового обозначения для G , надеясь, что это не приведет к недоразумениям. Формально это выражение выглядит как следующий член в N_c^{-1} -разложении ($\sim \omega^4$). Однако в силу упомянутого выше тождества сохранения объема группы для цветových матриц (12) получим

$$\langle f^{man} \omega^{ak} \omega^{nl} f^{dbe} \omega^{bc} \omega^{ef} \rangle = \quad (22) \\ = \frac{\delta^{md}}{N_c^2 - 1} (\delta^{kc} \delta^{lf} - \delta^{kf} \delta^{lc}).$$

Теперь для (21) имеем

$$\frac{1}{2} \left\langle \int d^4 x_1 \cdot 2 \frac{G_{\mu\nu}^a(A_1) G_{\mu\nu}^a(A_1, B_1)}{4} \times \right. \\ \times \left. \int d^4 x_2 \cdot 2 \frac{G_{\alpha\beta}^b(A_2) G_{\alpha\beta}^b(A_2, B_2)}{4} \right\rangle_\omega = \\ = 2 \frac{1}{N_c^2 - 1} \int dx_1 dx_2 [G_{\mu\nu}^k(A_1) G_{\alpha\beta}^k(A_2) \bar{\eta}_{l\nu\gamma} \bar{\eta}_{l\beta\delta} - \\ - G_{\mu\nu}^k(A_1) G_{\alpha\beta}^l(A_2) \bar{\eta}_{k\beta\delta} \bar{\eta}_{l\nu\gamma}] a_{1\gamma} a_{2\delta} B_{1\mu}^m B_{2\alpha}^m.$$

Полученное выражение является следствием антисимметричности тензора G . Выполняя усреднение по положениям псевдочастиц, выделим корреляционную функцию-тензор:

$$\int \frac{dz}{V} [G_{\mu\nu}^k(A_1) G_{\alpha\beta}^k(A_2) \bar{\eta}_{l\nu\gamma} \bar{\eta}_{l\beta\delta} - \\ - G_{\mu\nu}^k(A_1) G_{\alpha\beta}^l(A_2) \bar{\eta}_{k\beta\delta} \bar{\eta}_{l\nu\gamma}] a_{1\gamma} a_{2\delta} = \\ = \frac{16}{g^2} \frac{1}{V} \left[J_1 \left(\frac{\Delta}{\rho} \right) \delta_{\mu\alpha} + J_2 \left(\frac{\Delta}{\rho} \right) \hat{\Delta}_\mu \hat{\Delta}_\alpha \right],$$

где $\hat{\Delta} = \frac{x_2 - x_1}{|x_2 - x_1|}$ — единичный вектор.

После алгебраических преобразований можно получить

$$J_1 = \int dy \frac{\rho^4}{(y^2 + \rho^2)^3} \frac{\rho^4}{(z^2 + \rho^2)^3} \frac{1}{|y|} \frac{1}{|z|} \frac{1}{3} \times \\ \times (16t^3 - 8t + 4pq + 6(p^2 + q^2)t - 12t^2 pq), \\ J_2 = \int dy \frac{\rho^4}{(y^2 + \rho^2)^3} \frac{\rho^4}{(z^2 + \rho^2)^3} \frac{1}{|y|} \frac{1}{|z|} \frac{4}{3} \times \\ \times (4t^3 + 5t - 4pq - 6(p^2 + q^2)t + 12t^2 pq),$$

где $z = y + \Delta$, $t = \frac{(y \cdot z)}{|y||z|}$, $p = \frac{(y \cdot \Delta)}{|y||\Delta|}$, $q = \frac{(z \cdot \Delta)}{|z||\Delta|}$. Аналогично функции I_s явный вид этих функций нам в настоящей работе не понадобится, для справки они приведены на рис. 1 в виде штриховых кривых. Окончательно дополнительный вклад в массовый член выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{N_c^2 - 1} \frac{32}{g^2} n \int d^4 x_1 d^4 x_2 \times \\ \times \left[J_1 \left(\frac{\Delta}{\rho} \right) \delta_{\mu\alpha} + J_2 \left(\frac{\Delta}{\rho} \right) \hat{\Delta}_\mu \hat{\Delta}_\alpha \right] B_{1\mu}^a B_{2\alpha}^a,$$

который в фурье-компонентах можно представить как

$$\int dk \left[\frac{m^2}{2} - \frac{32}{g^2} \frac{1}{N_c^2 - 1} n \times \quad (23) \right. \\ \times \left. \left(\tilde{J}_1(k\rho) \delta_{\mu\alpha} + \tilde{J}_2(k\rho) \hat{k}_\mu \hat{k}_\alpha \right) \right] B_\mu^a(k) B_\alpha^a(-k).$$

Для оценки нелокальной поправки к массе укажем, что численно в нуле $\tilde{J}_1(0) \sim -1.4\rho^2$. Тогда член с массой и поправка к нему в формуле (23) при нулевом импульсе соотносятся как $9\pi^2 N_c$ и $|\frac{4\beta}{\pi^2} \cdot 1.4|$, из чего видно, что при характерных $\beta \sim 18$ поправка численно мала. Следует упомянуть еще один вклад в эффективный лагранжиан, обусловленный взаимодействием источников, генерирующих внешнее поле, и (анти)инстантонного ансамбля:

$$S_{\text{int}} = \sum_{i=1}^N \int d^4 x j_\mu^a(x) A_\mu^a(x; \gamma_i).$$

Пользуясь кластерным разложением, можно получить соответствующие небольшие (если источники рассматривать в квазиклассическом приближении) вклады, которые выражаются через корреляционные функции, построенные из полей (анти)инстантонов $\langle A_\mu^a(x; \gamma) A_\nu^b(y; \gamma) \rangle_\gamma$ [8]. Таким образом, для рассматриваемых параметров ПЛ нелокальными вкладами, возникающими во втором порядке кумулянтного разложения: диэлектрическим и массовым, можно пренебречь.

В заключение этого раздела обсудим несколько иную интерпретацию эффективного лагранжиана (16), следуя которой можно получить упомянутую нами в начале этого раздела инфракрасную особенность. Будем, например, полагать, что квазиклассическое поле B по-прежнему описывается исходным янг-миллсовским действием. В частности, рассмотрим поле “стационарного” точечного евклидового источника интенсивности e с какой-либо единственной отличной от нуля n -й цветовой компонентой:

$$B_\mu^a(x) = (\mathbf{0}, \delta^{an} \varphi), \varphi = \frac{e}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{x}|}.$$

Для интеграла по 4-мерному пространству от B^2 имеем

$$\int d^4x \left(\frac{e}{4\pi|\mathbf{x}|} \right)^2 = \frac{e^2}{4\pi} X_4 L,$$

где X_4 , L — некие формальные верхние пределы интегрирования. В этом случае вкладу первого кумулянта (16) можно придать вид

$$\langle \langle S \rangle \rangle_{\omega z} = E X_4, \quad E = \frac{e^2}{4\pi} \frac{1}{r_0} + \sigma L + \beta n L^3, \quad (24)$$

где $\sigma = \frac{9\pi}{8} \frac{N_c}{N_c^2 - 1} e^2 n \overline{\rho^2}$. Здесь первое слагаемое описывает кулоновскую энергию точечного источника, а r_0 — некий формальный радиус частицы. Второе слагаемое выглядит как пренебрежимо малая поправка к глюонному конденсату (последнее слагаемое в (24)). Однако этот линейно растущий по L вклад пропорционален e^2 и имеет иной физический смысл, аналогично дополнительному слагаемому к собственной энергии источника. Полученное выражение демонстрирует невозможность наличия в ПЛ источника с открытым цветом, так как амплитуда такого состояния без учета эффектов экранирования неограниченно подавлена на фоне конденсата. Для диполя в состояниях с изоспином 0 и 1 ($N_c = 2$)

$$B_\mu^a(x) = (\mathbf{0}, \delta^{a3} \varphi), \\ \varphi = \frac{e}{4\pi} \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{z}_1|} \mp \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{z}_2|} \right),$$

где \mathbf{z}_1 , \mathbf{z}_2 — координаты диполя; для интеграла от квадрата поля получим

$$\int d^4x B_0^2 = \frac{e^2}{4\pi} X_4 l, \quad \int d^4x B_1^2 = \frac{e^2}{4\pi} X_4 (4L - l),$$

где $l = |\mathbf{z}_1 - \mathbf{z}_2|$ — расстояние между источниками. Мы снова видим, что состояние с открытым цветом в ПЛ подавлено, а для диполя в состоянии с изоспином 0 энергия линейно растет с увеличением l с коэффициентом натяжения $\sigma \sim 0.6$ ГэВ/Фм, если оценивать интенсивность источника как $e \sim g$ [10].

Таким образом, можно заключить, что слабое внешнее поле в ПЛ описывается эффективным лагранжианом с нарушенной симметрией (16), причем в рассматриваемом диапазоне параметров ПЛ нелокальными членами, возникающими во втором порядке кумулянтного разложения, правомочно пренебречь.

2. ДЛИННОВОЛНОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ СИЛЬНОГО ПОЛЯ

В предыдущем разделе было найдено эффективное действие для слабого внешнего поля в предположении неизменности описывающих состояние ПЛ параметров, однако не был указан соответствующий критерий малости поля. В случае сильного внешнего поля естественно усомниться в справедливости наивного приближенного решения уравнений Янга—Миллса (1), поскольку можно ожидать заметного искажения полей псевдочастиц. Для того чтобы получить оценку этих эффектов, нами была подробно исследована задача о поведении (анти)инстантона в поле точечного евклидового источника цвета. Рассматривались инстантоноподобные конфигурации (2) с варьируемыми размером и цветовой ориентацией $\rho \rightarrow R(x, z)$, $\omega^{ab} \rightarrow \Omega^{ab}(x, z)$ [11]. Сингулярная природа используемого в модели ПЛ решения для псевдочастиц позволяет применить мультипольное разложение полей деформаций:

$$R_{\text{in}}(x, z) = \rho + c_\mu y_\mu + c_{\mu\nu} y_\mu y_\nu + \dots, \quad (25)$$

$$|y| \leq L,$$

$$R_{\text{out}}(x, z) = \rho + d_\mu \frac{y_\mu}{y^2} + d_{\mu\nu} \frac{y_\mu y_\nu}{y^2} + \dots,$$

$$|y| > L$$

(и аналогично для ориентации инстантона в цветовом пространстве $\Omega(x, z)$), где L — некоторый параметр, определяющий радиус сферы, на котором растущее с расстоянием мультипольное разложение заменяется на падающее, исходя из требования регулярности деформаций. Коэффициенты $c_\mu, c_{\mu\nu}, \dots$ и $d_\mu, d_{\mu\nu}, \dots$ являются функциями внешнего поля и определяются путем решения соответствующей вариационной задачи. При

ненулевых коэффициентах, как легко заметить, диаметрально противоположные части псевдочастицы могут иметь разные размеры и цветовую ориентацию. На этом основании мы назвали эти конфигурации “измятыми” инстантонами. Исследования показали, что в задаче появляется характерная шкала, порядка размера псевдочастицы, на которой деформации становятся существенными, однако доминирующими остаются все же эффекты отталкивания. В грубом приближении можно и вовсе пренебречь деформациями, поскольку (мы это увидим ниже) на малых расстояниях до источника плотность Π быстро уменьшается. Отметим также, что поля деформации представляют и самостоятельный интерес, поскольку позволяют описывать возбужденные состояния Π [12].

Чтобы учесть изменение параметров Π , мы несколько модифицируем вариационную процедуру работы [6], а для того чтобы было удобнее проследить, где именно вносится изменение, будем использовать обозначения из нее. В производящем функционале (9) следует учесть следующие члены:

$$S(B, \gamma) = - \sum \ln d(\rho_i) + \beta U_{\text{int}} + \quad (26)$$

$$+ \sum U_{\text{ext}}(\gamma_i, B) + S(B),$$

здесь первое слагаемое описывает одноинстантонные вклады с функцией распределения по размерам (анти)инстантонов

$$d(\rho) = C_{N_c} \Lambda^b \rho^{b-5} \tilde{\beta}^{2N_c}, \quad (27)$$

где $b = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f$, $\tilde{\beta} = -b \ln(\Lambda \bar{\rho})$,

$$C_{N_c} \approx \frac{4.66 \exp(-1.68 N_c)}{\pi^2 (N_c - 1)! (N_c - 2)!}.$$

Второй член описывает упоминавшееся выше отталкивательное взаимодействие псевдочастиц между собой, фиксирующее (для данного суперпозиционного анзаца, см. также замечание в конце работы) их размер. При этом характерное действие одного инстантона определяется на масштабе среднего размера псевдочастиц $\beta = \beta(\bar{\rho})$, где $\beta(\rho) = -\ln C_{N_c} - b \ln(\Lambda \rho)$. В предпоследнем слагаемом собраны парциальные вклады псевдочастиц:

$$U_{\text{ext}}(\gamma_i, B) = \int d^4 x \frac{G_{\mu\nu}^a(A_i, B) G_{\mu\nu}^a(A_i, B)}{4},$$

остальные вклады при характерных параметрах Π малы, как было продемонстрировано в предыдущем разделе. Наконец, последнее слагаемое описывает просто янг-миллсовское действие поля B :

$$S(B) = \int d^4 x \frac{G_{\mu\nu}^a(B) G_{\mu\nu}^a(B)}{4}.$$

Пользуясь свойством выпуклости экспоненты, производящий функционал (9) можно оценить с помощью аппроксимирующего функционала

$$Y \geq Y_1 \exp(-\langle S - S_1 \rangle), \quad (28)$$

где

$$Y_1 = \int D[B] \frac{1}{N!} \int \prod_{i=1}^N d\gamma_i e^{-S_1(B, \gamma) - S(B)},$$

$$S_1(B, \gamma) = - \sum \ln \mu(\rho_i),$$

а $\mu(\rho)$ — эффективная одночастичная функция распределения, определяемая в ходе решения вариационной задачи. В нашем частном случае среднее от разности действий дается выражением

$$\langle S - S_1 \rangle = \frac{1}{Y_1} \frac{1}{N!} \int \prod_{i=1}^N d\gamma_i \left[\beta U_{\text{int}} + \quad (29)$$

$$+ U_{\text{ext}}(\gamma, B) - \sum \ln d(\rho_i) + \right.$$

$$\left. + \sum \ln \mu(\rho_i) \right] e^{\sum \ln \mu(\rho_i)} = \frac{N}{\mu_0} \int d\rho \mu(\rho) \ln \frac{\mu(\rho)}{d(\rho)} +$$

$$+ \frac{\beta N^2}{2 V^2} \frac{1}{\mu_0^2} \int d\gamma_1 d\gamma_2 U_{\text{int}}(\gamma_1, \gamma_2) \mu(\rho_1) \mu(\rho_2) +$$

$$+ \int d^4 x \frac{N}{V} \int d\rho \frac{\mu(\rho)}{\mu_0} \rho^2 \zeta B^2 = \int d^4 x n \times$$

$$\times \left(\int d\rho \frac{\mu(\rho)}{\mu_0} \ln \frac{\mu(\rho)}{d(\rho)} + \frac{\beta \xi^2}{2} n (\bar{\rho}^2)^2 + \zeta \bar{\rho}^2 B^2 \right),$$

здесь $\zeta = \frac{9\pi^2}{2} \frac{N_c}{N_c^2 - 1}$, $\xi^2 = \frac{27\pi^2}{4} \frac{N_c}{N_c^2 - 1}$, $\mu_0 = \int d\rho \mu(\rho)$. В настоящей работе мы ограничимся оценкой функционалов только в длинноволновом (адиабатическом) приближении, т.е. будем считать, что элементы Π некоторого характерного размера, порядка среднего расстояния между псевдочастицами, находятся в равновесном состоянии под действием фиксированного поля B . Затем, найдя оптимальные конфигурации для псевдочастиц, мы получим для внешнего поля эффективное действие в самосогласованном виде. Формула (29) как раз и написана в таком виде, чтобы подчеркнуть, что интегрирование проводится по элементам Π , причем описывающие ее состояние параметры могут рассматриваться как функции внешнего поля, т.е. в конечном итоге быть функциями координаты x . Понятен физический смысл такого функционала, демонстрирующего, что каждый отдельный фрагмент Π обладает характерным для него экранированием приложенного поля, описываемым членом U_{ext} .

Варьируя теперь разность действий $\langle S - S_1 \rangle$ по $\mu(\rho)$, находим

$$\mu(\rho) = C d(\rho) e^{-(n\beta\xi^2\bar{\rho}^2 + \zeta B^2)\rho^2},$$

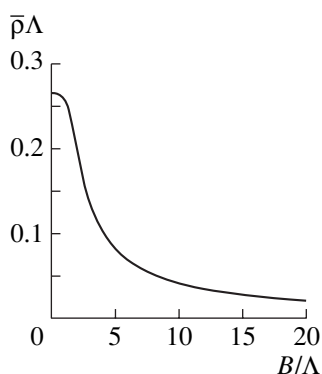


Рис. 2. Средний размер псевдочастиц как функция приложенного поля B .

где C — некоторая произвольная константа, которую фиксируем требованием, чтобы при выключенном поле функция распределения переходила к своему вакуумному значению; тогда

$$\mu(\rho) = C_{N_c} \tilde{\beta}^{2N_c} \Lambda^b \rho^{b-5} e^{-(n\beta\xi^2\bar{\rho}^2 + \zeta B^2)\rho^2}. \quad (30)$$

Используя определение среднего размера:

$$\bar{\rho}^2 = \frac{\int d\rho \rho^2 \mu(\rho)}{\mu_0},$$

приходим к полезному соотношению, связывающему средний размер псевдочастиц и плотность ИЛ:

$$(n\beta\xi^2\bar{\rho}^2 + \zeta B^2)\bar{\rho}^2 \simeq \nu, \quad (31)$$

где $\nu = (b-4)/2$. Отсюда видно, что распределению псевдочастиц по размерам можно придать хорошо известную форму:

$$\mu(\rho) = C_{N_c} \tilde{\beta}^{2N_c} \Lambda^b \rho^{b-5} e^{-\nu\rho^2/\bar{\rho}^2}. \quad (32)$$

Теперь из формулы (31) легко извлечь критерий малости поля, о котором мы упоминали в начале этого раздела, $\zeta B^2 \ll n\beta\xi^2\bar{\rho}^2$ (для приведенных параметров ИЛ $B \ll 400$ МэВ).

С помощью (29) и (32) оценку для производящего функционала (28) можно представить в виде

$$Y \geq \int D[B] e^{-S(B)} e^{-F}, \quad (33)$$

$$F = \int d^4x n \left\{ \ln \frac{n}{\Lambda^4} - 1 - \frac{\nu}{2} + \frac{\zeta \bar{\rho}^2 B^2}{2} - \ln[\Gamma(\nu) C_{N_c} \tilde{\beta}^{2N_c}] - \nu \ln \frac{\bar{\rho}^2}{\nu} \right\}.$$

Теперь, зная связь плотности ИЛ и среднего размера псевдочастицы (31), находим при фиксированном поле B максимум функционала (33) по описывающим ИЛ параметрам, т.е. численно решаем соответствующее трансцендентное уравнение $dF/d\bar{\rho} = 0$. Для справки мы приведем здесь более простое

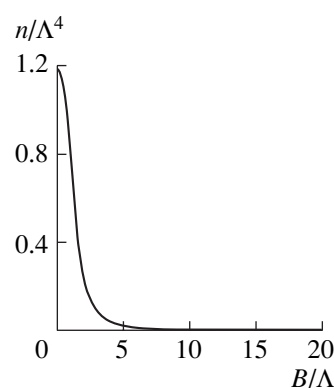


Рис. 3. Плотность ИЛ как функция приложенного поля B .

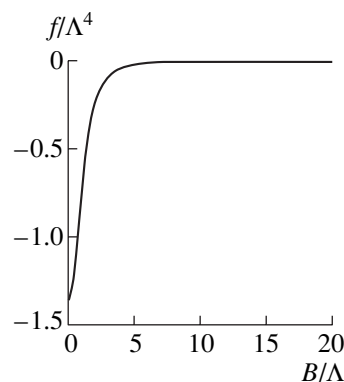


Рис. 4. Плотность свободной энергии как функция поля B .

в записи выражение для производной по nF'_n :

$$F'_n = \ln \frac{n}{\Lambda^4} + \frac{1}{4} \frac{n^2 \xi^4 \beta b (\bar{\rho}^2)^3}{2n\beta\xi^2\bar{\rho}^2\zeta B^2 - n\xi^2\frac{b}{2}\bar{\rho}^2} - \ln[\Gamma(\nu) C_{N_c} \tilde{\beta}^{2N_c}] - 2N_c n \frac{\tilde{\beta}'_n}{\tilde{\beta}} - \nu \ln \frac{\bar{\rho}^2}{\nu}.$$

На рис. 2 и 3 показаны решения для $\bar{\rho}$ и n при $N_c = 3$, $N_f = 2$ как функции внешнего поля B . Рисунок 4 демонстрирует плотность свободной энергии f/Λ^4 , где $F = \int d^4x f$, иллюстрируя устойчивость ИЛ по отношению к воздействию на нее внешнего поля. В случае сильного поля параметры ИЛ описываются асимптотическими формулами:

$$\bar{\rho}^2 \simeq \frac{\nu}{\zeta B^2} \left(1 - \frac{n\nu\beta\xi^2}{\zeta^2 B^4} \right),$$

$$n \simeq \frac{\Gamma(\nu) C_{N_c} \tilde{\beta}^{2N_c}}{(\zeta B^2)^\nu} \left(1 + \frac{\Gamma(\nu) C_{N_c} \tilde{\beta}^{2N_c}}{(\zeta B^2)^\nu} \frac{N_c b \nu \beta \xi^2}{\zeta^2 B^4} \right).$$

На представленных рисунках этот режим начинается примерно с $B\Lambda^{-1} \sim 10$.

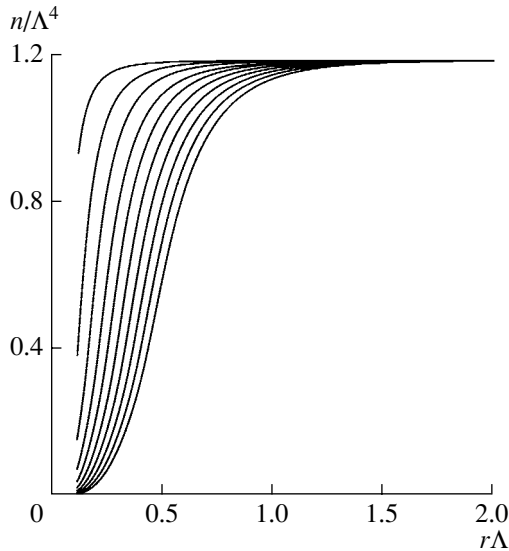


Рис. 5. Плотность Π как функция r для набора констант связи. Крайняя правая кривая соответствует $e/(4\pi) = 1$. Движению влево отвечает уменьшение константы связи $e/(4\pi)$ с шагом 0.1 до значения $e/(4\pi) = 0.1$ (крайняя левая кривая).

Окончательно эффективное действие для поля B можно записать в виде нелинейного функционала

$$S_{\text{eff}} = \int d^4x \left(\frac{G_{\mu\nu}^a(B)G_{\mu\nu}^a(B)}{4} + f[B] \right), \quad (34)$$

в котором состояние Π описывается решениями $\bar{\rho}[B]$ и $n[B]$.

3. ЗАРЯЖЕННЫЙ ШАРИК В Π

Теперь, чтобы получить оценку воздействия внешнего поля на Π , обратимся к модельной задаче, которая была сформулирована в начале нашей работы, о заряженном евклидовом цветовом шарике. Найдем минимум эффективного действия, решая следующую краевую задачу:

$$\Delta B = \frac{df[B]}{dB}, \quad (35)$$

$$B|_{r=r_0} = p(e), \quad \nabla_r B|_{r=r_0} = -\frac{e}{4\pi} \frac{1}{r_0^2}.$$

Сила источника контролируется величиной e . Параметр r_0 обозначает радиус шарика, который, хотя это и не принципиально, мы положим конечным $\sim 0.1\bar{\rho}$, чтобы не иметь дело с сингулярной краевой задачей. Теперь численно находим решение уравнения (35) методом стрельбы, подбирая такое значение потенциала $p(e)$, чтобы решение стремилось к нулю при больших r .

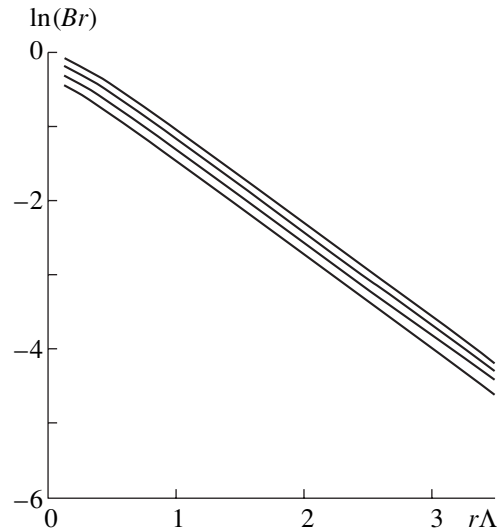


Рис. 6. Зависимости $\ln(Br)$ от r для четырех решений. Верхняя кривая отвечает $e/(4\pi) = 1$. При движении вниз константа связи $e/(4\pi)$ уменьшается с шагом 0.1.

На рис. 5 представлена плотность Π как функция r для десяти вариантов. Крайняя правая кривая отвечает константе связи $e/(4\pi) = 1$, крайняя левая — $e/(4\pi) = 0.1$. С таким же шагом константа связи увеличивается от кривой к кривой при смещении вправо. Как и можно было ожидать, решение носит юкавский характер в виде произведения кулоновского и экспоненциально затухающего множителей, что демонстрируется рис. 6, где представлены зависимости $\ln(Br)$ от r для четырех чередующихся по константе связи с шагом 0.1 вариантов, начиная с верхней кривой, соответствующей $e/(4\pi) = 1$. Из фитирования с помощью линейной функции можно извлечь радиус экранирования:

$$R_d \sim (1.24\Lambda)^{-1},$$

причем он практически одинаков для всех констант связи от $e/(4\pi) = 0.1$ до $e/(4\pi) = 1$, т.е. в данном диапазоне этот параметр характеризует экранирующие свойства самой Π . Такая мягкая шкала для радиуса экранирования свидетельствует о том, что в целом длинноволновое приближение оправдано для кулоновского внешнего поля.

Итак, мы продемонстрировали, что в квазиклассическом приближении в инфракрасной области импульсов происходит генерация массы глюонного поля. Если это свойство сохранится и для квантовых полей, то константа связи заморозится и действие псевдочастиц большого размера не будет изменяться, см. [13]. Тем самым может обнаружиться связь двух механизмов фиксации размера (анти)инстантона: отталкивательного и механизма замораживания константы связи.

Интересно также отметить: то, что мы оперировали с ансамблем сингулярных (анти)инстантонов в качестве насыщающей конфигурации в определенном смысле не играет существенной роли. Ведь легко видеть, что экранирующее поведение эффективного лагранжиана для внешнего поля B обеспечивается любой стохастической конфигурацией с малым характерным размером. Достаточно лишь предположения о справедливости суперпозиционного анзаца, как все старшие вклады будут по-прежнему приходить от отталкивательной, смешанной компоненты $G(A, B)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим основные результаты работы.

Исследован эффект экранирования внешнего цветового поля в инстантонной жидкости. В случае слабого поля, а также сильного поля в длинноволновом приближении выведены соответствующие эффективные лагранжианы, причем в случае сильного поля имеется ярко выраженная тенденция восстановления калибровочной инвариантности. Таким образом, лагранжиан (34) демонстрирует, что удастся качественно правильно описывать введение сторонних источников и эффективно учитывать сохранение заряда (даже в рамках простейшей суперпозиционной формы приближенного решения уравнений Янга–Миллса (1)), — в чем, собственно, и заключается физический смысл калибровочной инвариантности. С аналогичной ситуацией мы сталкиваемся и в случае сверхпроводимости в абелевой теории, см., например, [14]. Дан критерий величины поля, выше которого его влияние на Π может оказаться существенным. На примере модельной задачи о заряженном евклидовом цветовом источнике дана оценка изменения параметров Π как функции константы связи. Получена оценка для дебаевского радиуса экранирования. Указано на возможность существования связи двух механизмов фиксации размера псевдочастиц в Π : отталкивательного и механизма замораживания константы связи.

Авторы выражают сердечную благодарность за многочисленные полезные обсуждения А.Е. Дорохову, А.М. Снигиреву, А.А. Мелкумян.

Работа выполнена при финансовой поддержке STCU, грант № P015с, грантов CERN-INTAS 2000-349, NATO 2000-PST.CLG 977482.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. G. Zakharov, JETP Lett. **80**, 67 (2004); N. N. Nikolaev, W. Schafer, B. G. Zakharov, and V. R. Zoller, hep-ph/0511285; Yu. V. Kovchegov and D. H. Rischke, Phys. Rev. C **56**, 1084 (1997); D. Kharzeev, Yu. V. Kovchegov, and E. Levin, Nucl. Phys. A **699**, 745 (2002); M. Gyulassy and L. McLerran, Nucl. Phys. A **750**, 30 (2005); A. B. Леонидов, УФН **175**, 345 (2005).
2. A. E. Dorokhov, S. V. Esaibegyan, and S. V. Mikhailov, Phys. Rev. D **56**, 4062 (1997).
3. A. Di Giacomo, E. Meggiolaro, and H. Panagopoulos, Nucl. Phys. B **483**, 371 (1997).
4. A. E. Dorokhov, S. V. Esaibegyan, A. E. Maximov, and S. V. Mikhailov, Eur. Phys. J. C **13**, 331 (2000).
5. N. O. Agasian and S. M. Fedorov, JHEP **12**, 019 (2001).
6. D. I. Diakonov and V. Yu. Petrov, Nucl. Phys. B **245**, 259 (1984).
7. M. Hutter, hep-ph/9603280; Preprint LMU-Muenchen HEP 93/18 (1993).
8. C. G. Callan, R. Dashen, and D. J. Gross, Phys. Lett. B **66**, 375 (1977); Phys. Rev. D **17**, 2717 (1978).
9. E.-M. Ilgenfritz, B. V. Martemyanov, S. V. Molodtsov, et al., Phys. Rev. D **58**, 114508 (1998).
10. Г. М. Зиновьев, С. В. Молодцов, Письма в ЭЧАЯ **2** (5), 111 (2005).
11. Г. М. Зиновьев, С. В. Молодцов, ТМФ **146**, 267 (2006).
12. S. V. Molodtsov, A. M. Snigirev, and G. M. Zinovjev, Phys. Rev. D **60**, 056006 (1999); in *Lattice Fermions and Structure of the Vacuum*, Ed. by V. Mitrjushkin and G. Schierholz (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2000), p. 307; Г. М. Зиновьев, С. В. Молодцов, А. М. Снигирев, ЯФ **63**, 975 (2000).
13. E. V. Shuryak, Phys. Rev. D **52**, 5370 (1995).
14. П. И. Арсеев, С. О. Лойко, Н. К. Федоров, УФН **176**, 3 (2006).

SCREENING OF THE COLOR FIELD IN INSTANTON LIQUID

S. V. Molodtsov, G. M. Zinovjev

The effect of external color field impact on the instanton liquid is studied. In the course of this study the corresponding effective Lagrangians are derived for both regimes of weak and strong external field and in long-wave-length approximation. The example of Euclidean color point-like source is analyzed in detail and the feedback of the field on the instanton liquid is estimated as a function of source intensity.