B27. P. 3383; Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 1395. [5] Халилов В. Р.//Квантовая метрология и фундаментальные константы физики. Л., 1988. С. 55. [6] Халилов В. Р.// //Измерительная техника. 1990. № 2. С. 4.

Поступила в редакцию 07.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

УДК 530.145

ГЕНЕРАЦИЯ МАССЫ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ И ПЛОТНОСТИ В МОДЕЛИ ГРОССА—НЕВЬЕ

А. С. Вшивцев, В. Ч. Жуковский, Б. В. Магницкий

(кафедра теоретической физики; НИИЯФ)

Рассматривается влияние конечных значений температур и химического потенциала на генерацию массы в модели Гросса—Невье. Получены соотношения между массой, химическим потенциалом и температурой рассматриваемого газа фермионов.

Как известно, модель Гросса—Невье [1] является двумерным приближением модели Намбу—Иона-Лазинио [2] в квантовой теории поля. Замечательными свойствами модели Гросса—Невье, вытекающими из ее пространственно-временной двумерности, являются перенормируемость, наличие асимптотической свободы и возможность динамической генерации массы фермионов. Отметим, что при конечных температурах и химическом потенциале спонтанно нарушенная симметрия в модели Гросса—Невье может быть восстановлена посредством фазового перехода [3].

В данной работе мы рассмотрим влияние конечных температур и химического потенциала на нарушение киральной симметрии в модели Гросса—Невье при различных соотношениях между этими параметрами.

В качестве исходного лагранжиана рассмотрим, следуя [3], лагранжиан модели Гросса—Невье в двумерном евклидовом пространстве-времени, записанный в следующем виде:

$$\mathscr{L}=\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi+(1/2)\sigma^{2}+ig\bar{\psi}\psi\sigma, \qquad (1)$$

где ψ—N-компонентное фермионное поле, σ — вспомогательное нераспространяющееся поле. Как это было предложено в [2], добавим к лагранжиану (1) и вычтем из него массовый член для фермионов. Тогда лагранжиан примет вид

$$\mathscr{L}=\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi+(1/2)\sigma^{2}+ig\bar{\psi}\psi\sigma+im\bar{\psi}\psi-i(\delta m)\bar{\psi}\psi.$$

Учитывая написанное, для перенормированного обратного пропагатора фермионов получаем выражение [3]

$$i\delta^{ab}Z^{-1}(\gamma^{\mu}p_{\mu}+m+\Sigma_{m})=i\delta^{ab}(\gamma^{\mu}p_{\mu}+m-\delta m)-\Sigma(p),$$

где Σ_{m} — радиационная поправка к массе фермиона в однопетлевом приближении, а $\Sigma(p)$ — собственная энергия фермиона. Для динамической массы фермиона m, используя условия $\Sigma_{m}=0$, $\delta m=m$, аналотично тому как это делается в теории сверхпроводимости для ферми-газа, можно получить уравнение, которое является следствием из соотношения для собственной энергии фермиона [4]:

$$\Sigma(p) = \frac{i}{2\pi} N\delta^{ab} g^2 m \left\{ \ln\left(\frac{m}{M}\right)^2 - 4\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \operatorname{ch}\beta\mu n K_0(\beta m n) \right\}, \qquad (2)$$

где M — точка нормировки, а обратная температура $\beta = 1/T$ и химический потенциал μ газа фермионов были введены в модель с помощью замены временной компоненты импульса фермионов на мацубаровскую частоту с добавлением к ней химического потенциала и с последующей заменой интегрирования по временной компоненте импульса на суммирование по мацубаровским частотам согласно [5].

В пределе малых плотностей, что соответствует выполнению неравенства $\mu/m < 1$, для суммы в (2) можно написать следующее выражение [6]:

$$\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \operatorname{ch}\beta\mu n K_0(\beta m n) =$$

$$= \frac{1}{2\pi i} \int_C d\alpha \left(1 - 2^{\alpha - 1}\right) \zeta(\alpha) \Gamma^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) {}_2F_1\left(\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}, \frac{1}{2}, \left(\frac{\mu}{m}\right)^2\right) (m\beta)^{-\alpha}. \qquad (3)$$

Это соотношение при $\mu = 0$ переходит в следующее простое выражение:

$$\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n K_0(\beta m n) = \frac{1}{2}\left(\mathrm{C} + \ln\frac{\beta m}{\pi}\right) -$$

$$- \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{\beta m}{\pi}\right)^{2n} \left(1 - 2^{-2n-1}\right) \Gamma\left(n + \frac{1}{2}\right) \Gamma^{-1}(n) \zeta(2n+1). \qquad (4)$$

Здесь $\mathrm{C} = 0{,}577\ldots$ — постоянная Эйлера. С учетом (3) и (4) довольно просто получить соотношение для массы фермиона при $\mu = 0$ и больших температурах ($m\beta \ll 1$):

$$\ln\frac{\beta m_0}{\pi} = -\mathrm{C} + \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{\beta m}{\pi}\right)^{2n} \left(1 - 2^{-2n-1}\right) \Gamma\left(n + \frac{1}{2}\right) \times$$

$$\times \Gamma^{-1}(n) \zeta(2n+1),$$

где m_0 — динамическая масса при $\mu = 0$ и $T = 0$ [1]. Отсюда для критической температуры фазового перехода, при котором происходит динамическая генерация массы, следует приближенное уравнение

$$\beta_c^{-1} \cong \frac{m_0}{\pi} \exp\{\mathrm{C}\} \exp\left\{ -\frac{4}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n^{1/2} \left(\frac{\beta m}{\pi}\right)^{2n} \right\}. \qquad (5)$$

Сумма, стоящая в показателе экспоненты в (5), может быть оценена следующим функциональным неравенством:

$$\frac{-(m\beta/\pi)^2}{1+(m\beta/\pi)^2}<\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n n^{1/2}\left(\frac{\beta m}{\pi}\right)^{2n}<\frac{-(m\beta/\pi)^2}{1+(m\beta/\pi)^2}\,\frac{1}{1+(m\beta/\pi)^2}.$$

Это выражение с учетом (5) позволяет с высокой степенью точности оценить критическую температуру, для которой в первом приближении из (5) находим

$$T_c\cong\frac{m_0}{\pi}\exp\{C\},$$

что согласуется с результатом, полученным в [3].

Рассмотрение области низких температур ($m\beta\gg 1$) и больших плотностей ($\mu/m\gg 1$) позволяет получить уравнение состояния рассматриваемой системы, которое имеет вид

$$\mu=T\operatorname{arcch}\left(\sqrt{\frac{m}{2\pi T}}\exp\{m/T\}\ln\frac{m}{m_0}\right).$$

Полезно рассмотреть ситуацию $\mu/m\gg 1$, $m\beta\ll 1$, которая соответствует большим плотностям газа фермионов и высоким температурам. В этой области параметров сумма, входящая в уравнение (2) для фермионов без учета античастиц, может быть оценена выражением

$$\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \operatorname{ch}\beta\mu n\, K_0(\beta m n)\cong\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\exp\{n\beta m\mu/m\}\,K_0(\beta m n). \tag{6}$$

Сумму, стоящую в правой стороне выражения (6), можно представить следующим образом:

$$\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\exp\{a\omega n\}\,K_0(\omega n)=$$

$$=\frac{1}{2\pi i}\int_C ds\,\omega^{-s}(2^{1-s}-1)\,\zeta(s)\,\Gamma(s)\int_0^{a-1}[(a-\tau)^2-1]^{-1/2}\tau^{-s}\,d\tau, \tag{7}$$

где введены обозначения $a=\mu/m$, $\omega=\beta m$ и рассматривается область $a\omega<1$. Вычисляя интеграл в (7) с помощью теории вычетов, получим

$$\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\exp\{a\omega n\}\,K_0(\omega n)=-\frac{1}{2}\ln\left|a+\sqrt{a^2-1}\right|+$$

$$+\frac{\omega}{4}\left\{a\ln\left|a+\sqrt{a^2-1}\right|-\sqrt{a^2-1}\right\}-$$

$$-\frac{\omega^3}{48}\left\{a^3\ln\left|a+\sqrt{a^2-1}\right|-\frac{11}{6}a^2\sqrt{a^2-1}+\right.$$

$$\left.+\frac{3}{2}a\ln\left|a+\sqrt{a^2-1}\right|-\frac{2}{3}\sqrt{a^2-1}\right\}+\dots. \tag{8}$$

Используя (8) и (2), можно получить соотношение между массой, химическим потенциалом и температурой рассматриваемого газа фермионов. Для простоты учтем только первые два слагаемых, стоящие в правой части уравнения (8). Подставляя их в (2), получим

$$\mu = \frac{1}{2}\frac{m^3}{m_0^2}\left[\left(\frac{m_0}{m}\right)^4 + 1\right] +$$

$$+\frac{\mu\beta}{4}\frac{m^3}{m_0^2}\left[\left(\frac{m_0}{m}\right)^4 - 1\right]\ln\left|\frac{\mu}{m} + \sqrt{\left(\frac{\mu}{m}\right)^2 - 1}\right| + O\left(\beta\mu m \ln\frac{\mu}{m}\right).$$

Полученное выражение описывает химический потенциал фермионного газа при высоких плотностях и температурах. В данном выражении следует отметить наличие члена, не зависящего от температуры. Укажем, что аналогичная ситуация имеет место и в низкотемпературном пределе для релятивистского электронного газа в однородном постоянном магнитном поле [7].

ЛИТЕРАТУРА

[1] Gross D. J., Neveu A.//Phys. Rev. 1974. **D10**, N 10. P. 3235. [2] Nambu Y., Jona-Lasinio G.//Phys. Rev. 1961. **122**. P. 345. [3] Treml T. F.//Phys. Rev. 1989. **D39**, N 2. P. 679. [4] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962. С. 443. [5] Bernard C. W.//Phys. Rev. 1974. **D9**, N 12. P. 3312. [6] Вшивцев А. С., Перес-Фернандес В. К.//ДАН СССР. 1989. **309**, № 1. С. 70. [7] Вшивцев А. С., Магницкий Б. В., Маслов И. Н. и др.//Астрон. журн. 1989. **66**, № 3. С. 489.

Поступила в редакцию
29.01.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

УДК 539.12.01

ДИССОЦИАЦИЯ КВАРКОНИЯ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ

Р. Н. Фаустов, И. Г. Василевская

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

В ряде экспериментов наблюдалось подавление рождения чармония J/ψ при столкновениях тяжелых ионов. Этот эффект может быть следствием образования кварк-глюонной плазмы, столкновений чармония с адронами, ядерных эффектов поглощения. В связи с этим представляет интерес диссоциация кваркония в кварк-глюонной плазме. В работе проведены расчеты для процессов $J/\psi+g\to c+\bar{c}$ и $\Upsilon+g\to b+\bar{b}$ при различных температурах.

Эффект подавления рождения J/ψ-частиц при столкновениях тяжелых ионов был предсказан в работе [1] как следствие образования кварк-глюонной плазмы.

Критическая температура перехода в фазу деконфайнмента оценивается следующим образом: $140 < T_c < 250$ МэВ [2]. Предполагается, что при температурах, превышающих критическую, потенциал взаимодействия между кварками имеет вид экранированного кулоновского потенциала:

$$V(r, T) = -\frac{4\alpha_S}{3r}\exp\{-\mu(T)r\},$$