ДИНАМИЧЕСКОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В МАССИВНОЙ МОДЕЛИ С ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫМ ВЗАИМОДЕСТВИЕМ ПРИ КОНЕЧНОМ ПАРАМЕТРЕ ОБРЕЗАНИЯ

Котвицкий А.Т.
Украинская государственная академия транспорта, г.Харьков

Котвицкий А.Т.
Украинская государственная академия транспорта

Явление динамического нарушения симметрии (ДНС) в моделях с четырехфермионным взаимодействием интенсивно изучается уже долгое время [1-2]. Это связано с тем, что использование ДНС в современных моделях квантовой теории поля позволяет обойтись без введения фундаментальных бозонов, ответственных за генерацию масс [3]. Поэтому необходимо иметь представление о том, какие эффекты могут возникать при таком способе нарушения симметрии. Поскольку внешние условия, такие как ненулевая температура, конечная плотность частиц, внешние калибровочные и гравитационное поля, существенно усложняют фазовую диаграмму модели, изучение дополнительных фазовых переходов, генерируемых внешним электромагнитным полем в рассматриваемой модели с высшими производными представляется весьма актуальным [4-7].

Наряду с моделью с высшими производными [8] важно, исследовать возможность (ДНС) в самой обычной 4-х фермионной модели с массивными частицами. В работе [9] показано, что могут существовать осцилляции фазового состояния в моделях с высшими производными при конечном параметре обрезания, данная статья посвящена исследованию того же самого эффекта, но в другой модели во внешнем электромагнитном поле. Обнаружено, что в массивной 4-х фермионной модели электрическое поле индуцирует осцилляции фазового состояния, что может быть важным при изучении образования составных частиц, и их поведения во внешних полях.

Эффективный потенциал в 4-х фермионной модели во внешнем поле

Выберем действие для 4-х фермионного взаимодействия в виде

$$S=\int d^4x\left\{\overline{\Psi}\gamma^\mu iD_\mu\Psi-m\overline{\Psi}\Psi+\frac{\lambda}{2N}(\overline{\Psi}\Psi)^2\right\}, \tag{1}$$

где $\Psi(x)$ – спинорные поля, D_μ – ковариантная производная.

Введем вспомогательное поле $\sigma=-\frac{\lambda}{N}\overline{\Psi}\Psi$, где N – число фермионных полей. Тогда действие (1) можно переписать в виде

$$S=\int d^4x\left\{\overline{\Psi}[\gamma^\mu iD_\mu-(m+\sigma)]\Psi-\frac{N}{2\lambda}\sigma^2\right\}. \tag{2}$$

Тогда производящий функционал можно представить, как

$$Z=\int[d\sigma]e^{N\ln\det[\gamma^\mu iD_\mu-(m+\sigma)]}e^{-i\frac{N}{2\lambda}\int d^4x\sigma^2}. \tag{3}$$

Отсюда видно, что эффективное действие определяется выражением

$$S_{eff}[\sigma]=N\left\{-i\ln\det[\gamma^\mu iD_\mu-(m+\sigma)]-\frac{1}{2\lambda}\int d^4x\sigma^2\right\}. \tag{4}$$

Определим эффективный потенциал как $V_{eff}(\sigma)=-\frac{1}{N}S_{eff}/\int d^4x$, тогда для постоянных параметров σ и m получаем

$$V_{eff}(\sigma)=\frac{1}{2\lambda}\sigma^2+\frac{i}{\Omega}\ln\det[\gamma^\mu iD_\mu-(m+\sigma)]\equiv V_{eff}^{cl}(\sigma)+V_{eff}^{q}(\sigma),$$

где $V_{eff}^{cl}\equiv\sigma^2/2\lambda$ - классическая часть эффективного потенциала, $\Omega=\int d^4x$ - четырехмерный объем пространства, по которому производится интегрирование,

$V_{eff}^{q} \equiv \frac{i}{\Omega} \ln \det[\gamma^{\mu} iD_{\mu} - (m+\sigma)]$ - квантовая часть эффективного потенциала.

В случае постоянного электрического или магнитного полей квантовые части эффективного потенциала будут иметь вид

$$V_{eff}^{q}(\sigma) = \frac{eB}{8\pi^2} \int \frac{ds}{s^2} e^{-s(\sigma+m)^2} \coth(eBs), \tag{6}$$

$$V_{eff}^{q}(\sigma) = \frac{eE}{8\pi^2} \int \frac{ds}{s^2} e^{-s(\sigma+m)^2} \cot(eEs). \tag{7}$$

Подробный анализ показывает, что в случае постоянного магнитного поля симметрия оказывается нарушенной всегда, см. также [9]. В случае постоянного электрического поля эффективный потенциал перепишем в виде

$$\upsilon(\omega) = \frac{\omega^2}{2l} + \frac{\mathrm{E}}{8\pi^2} \int_{1/L^2}^{\infty} \frac{dx}{x^2} e^{-x(\omega+\beta)^2} \cot(\mathrm{E}x) \tag{8}$$

где мы ввели следующие безразмерные параметры:

$x = \zeta^2 s, \omega \equiv \sigma / \zeta, \beta = m / \zeta, \mathrm{B} = eB / \zeta^2, l = \lambda\zeta^2, L = \Lambda / \zeta, \mathrm{E} = eE / \zeta^2$

здесь ζ - произвольный параметр, совпадающий по размерности со вспомогательным полем σ, а L- безразмерный ультрафиолетовый параметр обрезания Λ который, как мы полагаем, может принимать произвольные значения.

Анализ фазовых состояний в этой модели удобно проводить исследуя производную $\upsilon(\omega)$ по ω. Тогда , получим, что корректный учет конечности параметра обрезания приводит к выводу о присутствии осцилляций фазовых состояний в массивной четырехфермионной модели во внешнем постоянном электрическом поле. Эти осцилляции генерируются как величиной параметра обрезания, так и значением напряженности электрического поля. Также показано, что наличие внешнего магнитного поля всегда приводит к нарушению симметрии. Исследование моделей с конечным параметром обрезания может оказаться важным в низкоэнергетической физике сильных взаимодействий, когда параметр обрезания имеет реальный физический смысл.

Литература

1. *Y. Nambu G. Jona-Lasinio* // Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. Phys. Rev. 1961. V. 122. P. 345-360.
2. *D. Gross, A. Neveu* // Dynamical Symmetry Breaking in Asymptotically free field theories. Phys. Rev. 1974. D10. P. 3235-3253.
3. *E. Fahri and R. Jackiw,* Eds., Dynamical Symmetry Breaking(World Scientific, Singapore, 1981);
   T. Muta, K. Yamawaki, Eds., Proceedings of the Workshop on Dynamical Symmetry Breaking (Nagoya, 1990);
   W.A. Bardeen, J. Kodaira and T. Muta, Eds., Proceedings of the International Workshop on Electroweak Symmetry Breaking(World Scientific, Singapore, 1991).
4. *J. Schwinger* // On Gauge Invariance and Vacuum Polarization. Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 664-679.
5. *M. Stone* // Lifetime and Decay of "Excited Vacuum" states of a Field Theory Associated with Nonabsolute Minima of its Effective Potential. Phys. Rev. 1976. D14. P. 3568-3573.
6. *H. Suganuma, T. Tatsumi* // On the Behavior of Symmetry and Phase Transitions in a Strong Electromagnetic Field. Ann. Phys. 1991. V. 208. P. 470-508.
7. *C.N. Leung, Y.J. Ng and A.W. Ackley* // Schwinger – Dyson Equation Approach to Chiral Symmetry Breaking in an External Magnetic Field. Phys. Rev. 1996. D54. P. 4181-4184.

8. *A. Hazenfrantz, K. Jansen, J. Kuti, Y. Shen* // The Equivalence of the Top Quark Condensate and the Elementary Higgs Field. Nucl. Phys. 1991. B365. P. 79-97.
9. *Шильнов Ю.И., Котвицкий А.Т.* // Осцилляции фазового состояния в четырехфермионной модели с высшими производными во внешнем электромагнитном поле. Вестник ХНУ. 2000. Т. №476. серия «Физика». вып.4. С. 53-56.
10. *E.S.Fradkin, D.M. Gitman and Sh.M. Schvartsman*, Quantum Electrodynamics with unstable vacuum (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
11. *Рамон П.*, Теория поля. – М.: Мир, 1984. – 336 с.