

УДК 539.12.01

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА ЗАРЯЖЕННЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ СИЛЬНЫМ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ

И. А. Обухов, В. Р. Халилов, В. К. Перес-Фернандес

(кафедра теоретической физики)

Наличие известной особенности в спектре заряженных векторных мезонов в магнитном поле [1, 2] обуславливает интерес к свойствам этих частиц в сильных магнитных полях $H \geq H_{кр} = M^2/e$ (M — масса векторной частицы). Здесь мы рассмотрим в однопетлевом приближении поправку к функции Лагранжа классического магнитного поля, обусловленную поляризацией вакуума заряженных векторных W -бозонов теории Вайнберга — Салама [3] сильным внешним полем.

Эффективный лагранжиан для неабелева векторного поля изучался в ряде работ [4—7]. В частности, в [6, 7] были найдены однопетлевые поправки к лагранжевой функции безмассового поля Янга — Миллса, соответствующего группе $SU(2)$, которые обусловлены поляризацией вакуума этого поля. Знание полного эффективного лагранжиана представляется важным, так как с его помощью можно изучить поведение теории на малых расстояниях, исследуя асимптотику лагранжиана в сильных полях [8].

В квантовой электродинамике поправка к лагранжиану электромагнитного поля дается хорошо известным выражением Гейзенберга — Эйлера [9, 10]. В единой теории электромагнитных и слабых взаимодействий Вайнберга — Салама подобные поправки будут также возникать вследствие поляризации вакуума W^\pm -бозонов внешним полем. Вклад W -бозонов в эффективный лагранжиан электромагнитного поля найдем, используя методику Гейзенберга — Эйлера [9]:

$$-\mathcal{L}_1^{\text{reg}} = \frac{E_{\text{вак}}}{V} = -\frac{3}{16\pi^2} \int_0^\infty \frac{ds}{s^3} e^{-sM^2} \left(\frac{x}{\text{sh } x} - 1 + \frac{x^2}{6} \right) + \frac{\gamma^2}{8\pi^2} \left[1 + \frac{M^2 + \gamma}{\gamma} \ln \frac{M^2 + \gamma}{M^2} \right] + \frac{\gamma^2}{8\pi^2} \left\{ 1 + \frac{M^2 - \gamma}{\gamma} \left[\ln \left| \frac{M^2}{M^2 - \gamma} \right| + i\pi\theta \left(\frac{\gamma - M^2}{\gamma} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где

$$\gamma = |eH|; \quad x = s\gamma, \quad \theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x > 0. \end{cases}$$

Заметим, что поскольку мы рассматриваем массивное векторное поле, то при вычислении конечной части энергии вакуума в сильном внешнем поле не возникает трудностей с регуляризацией первоначально расходящегося выражения, а именно:

$$\mathcal{L}_1^{\text{reg}}(\gamma, s) = \mathcal{L}_1(\gamma, s) - \mathcal{L}_1(0, s),$$

что соответствует постоянной перенормировке внешнего постоянного магнитного поля H или заряда e .

В выражении (1) второй проинтегрированный по s член определяет вклад в \mathcal{L}_1 нестабильной моды W -поля. При $\gamma > M^2$ в \mathcal{L}_1 появляется мнимая часть, которой определяется интенсивность рождения пар W^\pm -бозонов в магнитном поле. Выражение для $\text{Im}(\mathcal{L}_1)$ было по-

лучено ранее в работах [5, 11]. При $\gamma \gg M^2$ из (1) получим

$$\frac{E_{\text{вак}}}{V} = \frac{7}{32\pi^2} \gamma^2 \left[\ln \frac{\gamma}{M^2} + \frac{8}{7} - \frac{4i\pi}{7} \right].$$

Если сравнить это выражение с аналогичным выражением, полученным для безмассового поля Янга—Миллса [7]:

$$\frac{E_{\text{вак}}}{V} = \frac{5}{48\pi^2} \gamma^2 \left[\ln \frac{\gamma}{\mu^2} - \frac{6}{5} i\pi \right]$$

(здесь μ — параметр обрезания с размерностью массы), то можно обнаружить следующее.

1. Как в случае безмассового поля, так и для массивного заряженного векторного поля в пределе $\gamma \gg M^2$ знак поправки к лагранжиану классического поля отрицательный, причем если для безмассового поля наибольший вклад в этот «отрицательный» знак давала нестабильная мода, то в случае массивного поля одинаковый вклад дают моды $M^2 - \gamma$ и $M^2 + \gamma$.

2. Оба выражения для $E_{\text{вак}}/V$ содержат мнимую часть, показывающую, что вакуум в присутствии магнитного поля неустойчив по отношению к процессам рождения пар. В случае массивного поля значение $H = H_{\text{кр}} = M^2/e$ определяет порог рождения пар W^\pm -бозонов.

Как известно [7], отрицательный знак поправки \mathcal{L}_1 может привести к асимптотической свободе теории. Однако знак полной поправки к эффективному лагранжиану будет существенно зависеть от соотношения между массами лептонов и векторной частицы, поскольку вклад лептонных петель положителен:

$$\mathcal{L}_{e,\mu} = \frac{\gamma^2}{24\pi^2} \ln \frac{\gamma}{m_{e,\mu}^2}.$$

В заключение отметим, что вопрос о спонтанном рождении пар заряженных векторных частиц не может быть окончательно решен в рамках данного рассмотрения. Во-первых, в работе [12] показано, что учет радиационных поправок к энергии W -бозона в основном состоянии в магнитном поле может привести к исчезновению особенности в спектре W -бозонов в полях с $H \geq H_{\text{кр}}$. Во-вторых, учет нелинейных по волновым функциям W -бозонных членов в уравнениях движения векторных частиц в модели Вайнберга—Салама приводит, как показано в работе [13], к образованию конденсатного состояния W -поля в полях с $H \geq H_{\text{кр}}$, т. е. к перестройке вакуума векторного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Tsai Wu-yang, Yildiz A. Phys. Rev., 1971, D4, p. 3643. [2] Обухов И. А., Перес-Фернандес В. К. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, 23, № 5, с. 66. [3] Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p. 1264. [4] Ваняшин В. С., Терентьев М. В. ЖЭТФ, 1965, 48, с. 568. [5] Скалозуб В. В. Ядерная физика, 1978, 28, с. 228. [6] Matinyan S. G., Savvidy G. K. Nucl. Phys., 1978, B 134, p. 539. [7] Nielsen K. K., Olesen P. Nucl. Phys., 1978, B 144, p. 376. [8] Ритус В. И. ЖЭТФ, 1969, 57, с. 2176. [9] Heisenberg W., Euler H. Z. Phys., 1935, 98, p. 714. [10] Тернов И. М., Халилов В. Р., Родионов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М.: Изд-во МГУ, 1982. [11] Маринов М. С., Попов В. С. Ядерная физика, 1972, 15, с. 1271. [12] Ваняшин В. С., Резников Ю. Ю., Скалозуб В. В. Ядерная физика, 1981, 33, с. 429. [13] Халилов В. Р., Обухов И. А., Перес-Фернандес В. К. В кн.: Тр. V Междунар. семинара по физ. высоких энергий и теории полей. Т. 2. Серпухов—Противино, 1982, с. 292.

Поступила в редакцию
15.06.83