

## РАЗРУШЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОГО ВАКУУМА МАССИВНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

*М.Б.Волошин, К.Г.Селиванов*

Вычисляется вероятность квантового распада метастабильного вакуума в  $(I + I)$  измерениях, индуцированного массивным бозоном или фермионом, играющим роль центра образования критического зародыша нижней фазы. Наличие частицы дает экспоненциальный фактор усиления распада и достаточно тяжелые частицы практически мгновенно уничтожают метастабильное состояние. Сама же частица в процессе расширения критического зародыша уносится на бесконечность в виде связанной на солитоне нулевой моды.

Вероятность распада метастабильного вакуума в  $(1+1)$  измерениях была недавно найдена в замкнутом виде как для чисто бозонной системы <sup>1,2</sup>, так и для случая наличия фермионного поля <sup>3,4</sup>, имеющего нулевую моду на солитоне, переводящем метастабильный вакуум ( $\Phi_+$ ) в нижний ( $\Phi_-$ ). Как известно <sup>5,7</sup>, распад происходит за счет образования в результате квантового туннелирования критического зародыша нижней фазы длиной  $2R$  и последующего его расширения, в ходе которого энергия перехода превращается в кинетическую энергию солитонов, находящихся на концах зародыша. Критический радиус определяется условием того, чтобы выигрыш за счет разности плотностей энергии фаз  $\Phi_{\pm}$   $\epsilon = \epsilon(\Phi_+) - \epsilon(\Phi_-)$  на длине  $2R$  оказался достаточным для образования пары солитонов с массой  $\mu$  каждый:  $R = \mu/\epsilon$ .

В этой статье мы приведем краткое изложение метода и результаты вычисления вероятности распада метастабильного вакуума, индуцированного присутствием в фазе  $\Phi_+$  бозона поля  $\Phi$  или фермиона. Данная вероятность может также рассматриваться как распадная ширина частицы (мнимая часть ее массы). Для фермионов мы рассматриваем случай наличия нулевой моды, локализованной на солитоне.

Наш результат для ширин распада выражается через величину

$$\Gamma(m) = w_0 \frac{\mu}{\epsilon} [\sqrt{\pi} \exp(\xi) \operatorname{erfc}(\sqrt{\xi})]^2 \exp \left\{ \frac{2\mu^2}{\epsilon} \arcsin \frac{m}{2\mu} + \frac{m\mu}{\epsilon} \sqrt{1 - \frac{m^2}{4\mu^2}} \right\}, \quad (1)$$

где  $\operatorname{erfc}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt$ ,  $\xi = m^3/8\mu\epsilon$ , а  $w_0$  — дифференциальная по длине и времени вероятность образования критического зародыша в отсутствие частиц. Для чисто бозонной системы <sup>1,2</sup>

$$w_0 = \frac{\epsilon}{2\pi} \exp(-\pi\mu^2/\epsilon), \quad (2)$$

при наличии в системе фермионов величина  $w_0$  удваивается для каждой нулевой фермионной моды <sup>3,4</sup>. Для ширин распада бозона ( $\sigma$ ) и фермиона ( $f$ ) мы нашли выражения

$$\Gamma_{\sigma} = 4A^2 \Gamma(m_{\sigma}), \quad \Gamma_f = F^2 \Gamma(m_f). \quad (3)$$

Константы  $A$  и  $F$  определяются асимптотическим поведением соответственно классического поля на поля  $\Phi(x)$  и нормированной координатной функции  $\Psi(x)$  нулевой моды фермиона на солитоне при удалении вглубь фазы  $\Phi_+$ :  $(\Phi(x) - \Phi_+) \rightarrow Ae^{-mx}$ ,  $\Psi(x) \rightarrow F\sqrt{m} e^{-mx}$ . Величина  $A$  составляет порядка  $(\Phi_+ - \Phi_-)$ ,  $F \rightarrow 1$ , когда  $m_f \ll m_{\sigma}$ .

Приведенные выражения для ширин получены при условии, что выполнены неравенства

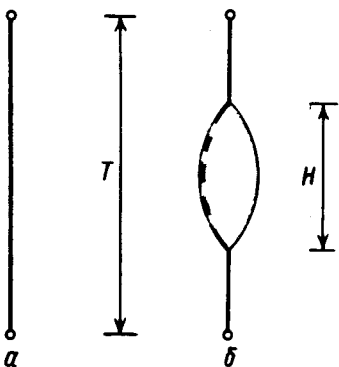
$$m_{f,\sigma} R = (m_{f,\sigma} \mu/\epsilon) \gg 1, \quad m_{f,\sigma} \ll \mu. \quad (4)$$

Однако экспоненциальный фактор в (1) является точным по параметру  $m/\mu$ . Мы также не делаем предположений о величине параметра  $\xi$ . (Нетрудно заметить, что выражение в квадратных скобках в (3) не содержит экспоненциальной зависимости; оно ведет себя как  $1/\sqrt{\xi}$  при  $\xi \rightarrow \infty$  и стремится к  $\sqrt{\pi}$  при  $\xi \rightarrow 0$ ). При  $m$  превышающем  $2\mu$  величина  $\Gamma(m)$  не содержит мало-экспоненциального множителя, что означает практически мгновенное разрушение метастабильного состояния тяжелой частицей. Такого же эффекта можно ожидать и в случае  $m < 2\mu$ , если создать многочастичное бозонное состояние с массой  $M > 2\mu$ , размером  $r \ll R$ . (Для фермионов это явление не имеет места, так как нулевая мода может поглотить только один фермион.)

Траектория подбарьерного туннелирования описывается <sup>8</sup> конфигурацией поля в евклидовом пространстве-времени, которая в отсутствие частиц представляет собой круглый "пузырь" радиуса  $R$ , заполненный состоянием  $\Phi_-$  (снаружи  $\Phi_+$ ). Круглый пузырь является стационарной конфигурацией для действия <sup>2</sup>

$$S = \mu L - \epsilon A, \quad (5)$$

где  $L$  — периметр, а  $A$  — площадь пузыря. Рассмотрим эволюцию в евклидовом времени волновой функции частицы. В отсутствие пузыря за время  $T$  ( $T \gg R$ ) волновая функция приобретает множитель  $\exp(-mT)$  (рис. а). Однако, если на пути мировой линии частицы имеется пузырь, то из-за наличия мягких мод, локализованных на границе пузыря<sup>1-4</sup>, частица распространяется по границе пузыря как безмассовая, и поэтому экспоненциальный эволюционный фактор приобретает вид  $\exp[-m(T-H)]$ , где  $H$  — диаметр пузыря во временном направлении. Поэтому с учетом однопузырькового вклада волновая функция ведет себя как  $\exp(-mT) \cdot (1 - CT \exp(mH))$ . Сравнивая это поведение с разложением ожидаемого точного ответа  $\exp(-(m + \delta m)T)$ , находим  $\delta m = C \exp(mH)$ . Для нахождения предэкспоненты  $CT$  следует вычислить функциональный интеграл по флуктуациям около конфигурации с одним пузырем (фактор  $T$ , очевидно, возникает из интегрирования по положению пузыря во времени). При этом следует учесть, что равновесная (классическая) форма пузыря искажается членом  $mH$  в экспоненте, который следует вычесть из действия (5):  $S_m = S - mH$ . Стационарной конфигурацией для  $S_m$  является пузырь, имеющий форму веретена (рис. б). Угол в вершине "веретена" составляет  $2 \arccos(m/2\mu)$ , а стороны являются дугами окружности радиуса  $R = \mu/\epsilon$ . Действие  $S_m$  на этой конфигурации дает показатель экспоненты в формулах (1)–(3). При  $m = 2\mu$  пузырь сжимается в точку и процесс перестает быть квазиклассическим.



Квазиклассические траектории частицы (жирные линии) и солитонов (тонкая линия) в евклидовом пространстве. Жирный пунктир обозначает распространение частицы в виде мягкой моды

Мнимая часть предэкспоненты, определяющая вероятность распада, вычисляется стандартным способом<sup>1-4</sup>. При этом в функции Грина удерживается лишь вклад мягких мод (так как только они дают фактор  $\exp(mH)$ , для функций которых при условии  $mR \gg 1$  существенны лишь их экспоненциальные асимптотики при удалении от границы пузыря. Отметим также, что наша экспонента в формуле для  $\Gamma_\sigma$  согласуется при  $m \ll \mu$  с полученной ранее<sup>9</sup> с помощью классического рассмотрения. Существенно новым здесь является утверждение о значительном искажении стационарной формы пузыря.

В заключение отметим, что структура конечного состояния, определяемая конфигурацией полей в экваториальном сечении пузыря (рис. б), отвечает солитону и солитону с заполненной нулевой модой. При расширении в пространстве Минковского эти солитоны разбегаются на бесконечность, унося с собой частицу. Заметим, впрочем, что для бозона нулевая мода есть просто смещение солитона (другими словами, присутствие бозона изменяет начальные условия для классического расширения зародыша). Поэтому бозон как бы "растворяется" в вакууме.

#### Литература

1. Киселев В.Г., Селиванов К.Г. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 72.
2. Волошин М.Б. Препринты ИТЭФ-189, 1984; ИТЭФ-8, 1985.
3. Киселев В.Г., Селиванов К.Г. Препринт ИТЭФ-74, 1985.
4. Волошин М.Б. Препринт ИТЭФ-70, 1985.
5. Лифшиц И.М., Каган Ю.М. ЖЭТФ, 1972, 62, 385.
6. Петухов Б.В., Покровский В.Л. ЖЭТФ, 1972, 63, 634.

7. Волошин М.Б., Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б. ЯФ, 1974, 20, 1229.

8. Coleman S. Phys. Rev., 1977, D15, 2929.

9. Affleck J., de Luccia F. Phys. Rev., 1979, D20, 3168.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

---

Поступила в редакцию  
23 августа 1985 г.