

Физический факультет
МГУ им. М.В.Ломоносова

Индукцированный распад ложного вакуума в (1+1)-мерной модели скалярного поля

12 мая 2014 г.

Соболев Иван

Научные руководители

к.ф.-м.н. Демидов Сергей Владимирович,

к.ф.-м.н. Левков Дмитрий Геннадиевич

- Фазовые переходы в физике твердого тела при конечной температуре.
- Теория поля: распад ложного вакуума при столкновении частиц, Процессы с нарушением барионного числа, рождение солитонов в столкновении частиц

Q :Что объединяет эти процессы?

A :Все эти процессы непертурбативные, в режиме слабой связи вероятность перехода можно вычислить квазиклассически.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2 - \theta(\phi)V_+(\phi) - \theta(-\phi)V_-(\phi),$$

где

$$V_+(\phi) = \frac{1}{2}(\phi + 1)^2$$

$$V_-(\phi) = -\epsilon + \frac{1}{2}(\phi - v)^2$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2 - \theta(\phi)V_+(\phi) - \theta(-\phi)V_-(\phi),$$

где

$$V_+(\phi) = \frac{1}{2}(\phi + 1)^2$$

$$V_-(\phi) = -\epsilon + \frac{1}{2}(\phi - v)^2$$

Q: Почему такая модель?

A: Можно выписать решения евклидовых уравнений в практически явном виде, что упрощает анализ проблемы и позволяет выйти за рамки тонкостенного приближения

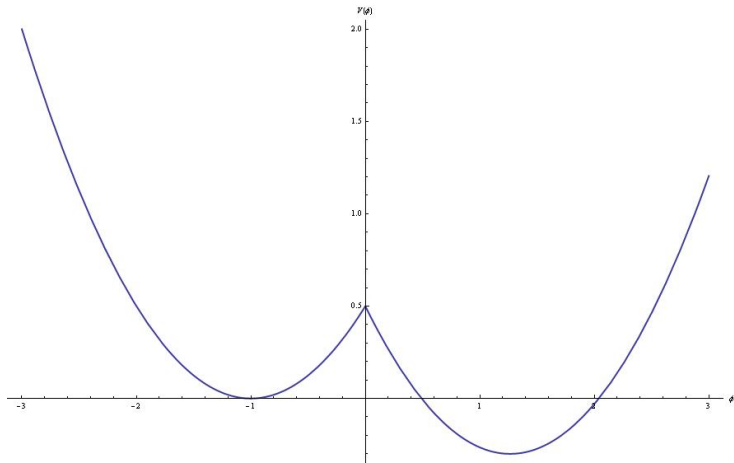


Рис.: Качественный вид потенциала, используемого в задаче.

Цель: посчитать в главном квазиклассическом приближении вероятность распада при заданной энергии

$$\sigma_E = \sum_{i,f} |\langle f | S P_E | i \rangle|^2$$

- $|i\rangle$ – начальное состояние, $|f\rangle$ – конечное состояние
- $P_E = \sum |E\rangle\langle E|$ – проектор на состояние с определенной энергией.

Представление вероятности через континуальный интеграл
(Khlebnikov et al, 1991.)

$$\sigma_E = \int \mathcal{D}\phi \mathcal{D}\phi^* e^{iS[\phi] - iS[\phi^*] + B_E(\phi_i, \phi_i^*, \phi_f)} \quad (1)$$

где граничный член $B_E(\phi_i, \phi_i^*, \phi_f)$ связан с проектором P_E .

Седловой метод \iff Квазиклассическое приближение.

Седловые уравнения

$$\begin{cases} \partial_\tau^2 \phi + \partial_x^2 \phi = \frac{\partial V}{\partial \phi}, \\ \text{Im}(\phi(t_i + iT)) = 0, \\ \text{Im}(\phi(t_f)) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Периодические инстантоны – периодические по евклидовому времени решения, имеющие точку поворота при $\tau = 0$ и $\tau = T$

$$\dot{\phi}(x, 0) = \dot{\phi}(x, T) = 0$$

Вероятность туннелирования

$$\sigma_E = e^{2ET - 2S_E}, \quad (3)$$

где S_E – евклидово действие, вычисленное по полупериоду инстантона.

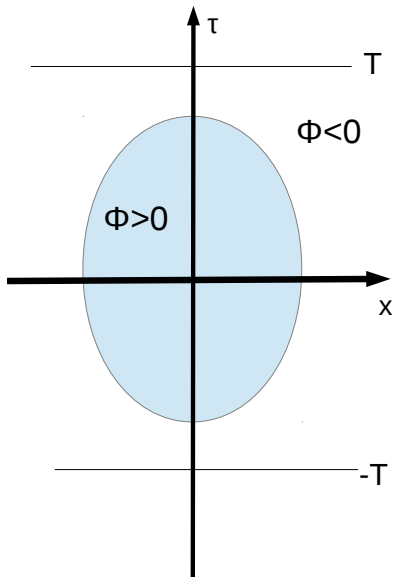
Определим контур $x = x_*(s)$, $\tau = \tau_*(s)$ на котором $\phi = 0$. Уравнения поля

$$\begin{cases} (\partial_\tau^2 + \partial_y^2 - 1)(\phi + 1) - (1 + \nu)\theta(x(\tau) - y) = 0 \\ \phi(x(\tau), \tau) = 0 \end{cases} \quad (4)$$

Т.к. уравнения и граничные условия инвариантны относительно P и T - преобразований, то ищем решения, обладающие дополнительной симметрией: $x \rightarrow -x$, $\tau \rightarrow -\tau$. Решение первого уравнения

$$\phi(x, \tau) = -1 + \frac{1 + \nu}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_G dx' d\tau' K_0(\sqrt{(x - x')^2 + (\tau - \tau' + 2Tm)^2}) \quad (5)$$

Область интегрирования



$$\phi(x_*(\tau), \tau) = 0$$



$$\frac{2\pi}{1+v} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_G dx' d\tau' K_0(\sqrt{(x-x')^2 + (\tau(x) - \tau' + 2Tm)^2})$$

Все интересные нам величины: энергия, действие выражаются через некоторые интегралы по контуру ∂G .

- Туннелирование при энергии $E = 0$.
- решение должно быть аксиально-симметричным Coleman, 1977
-

$$\phi(r) = \begin{cases} v - v \frac{I_0(r)}{I_0(R)}, & r < R, \\ -1 + \frac{K_0(r)}{K_0(R)}, & r > R. \end{cases} \quad (6)$$

- уравнение сшивки при $r = R$: $I_1(R) K_0(R) = \frac{1}{R(1+v)}$
- Можно показать, что общее решение переходит в отскоковое при $T \rightarrow +\infty$.

Частные случаи: отскоковое решение

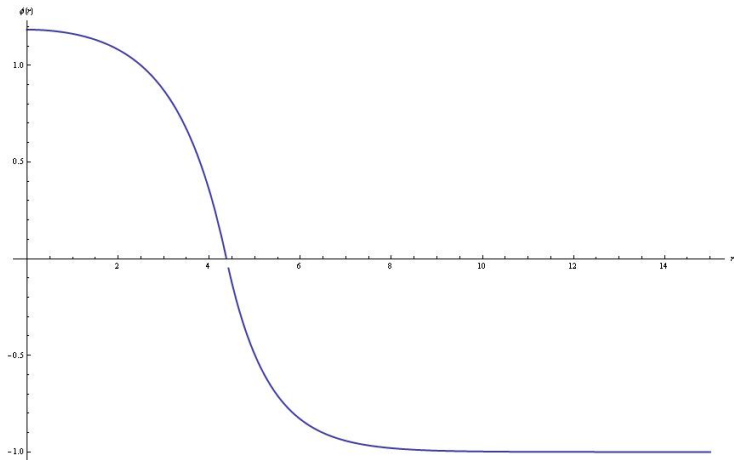


Рис.: Качественный вид отскокового решения.

Частные случаи: отскоковое решение

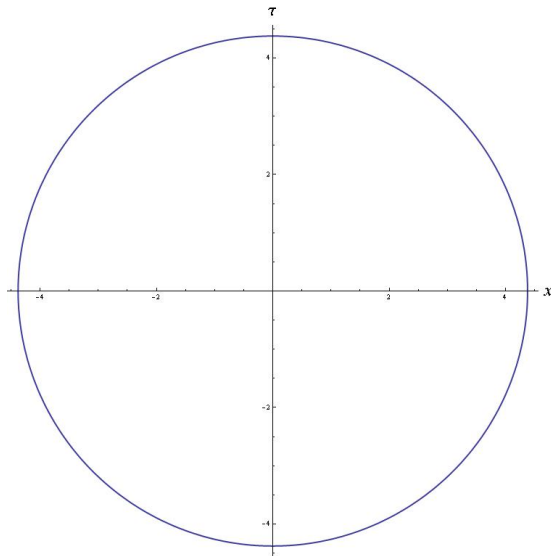


Рис.: Качественный вид контура отскокового решения.

- Неустойчивое статическое решение уравнений поля

$$\begin{cases} \phi_s = -1 + e^{-|y|-x_0}, & |y| > x_0 \\ \phi_s = v \left(1 - \frac{\cosh y}{\cosh x_0} \right), & |y| < x_0 \end{cases} \quad (7)$$

- Энергия критического пузыря E_{sph} определяет высоту потенциального барьера между соседними вакуумами.
- При $E \sim E_{sph}$ $\sigma_E \sim 1$, и при более высоких энергиях распад идет без экспоненциального подавления.
- Имеется отрицательная мода.

Частные случаи: критический пузырь

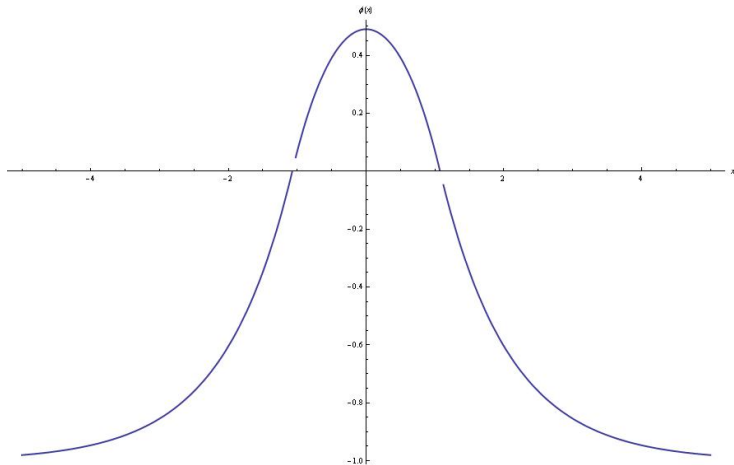


Рис.: Качественный вид критического пузыря.

Частные случаи: критический пузырь

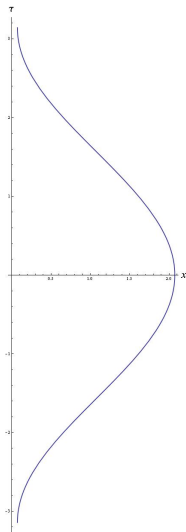
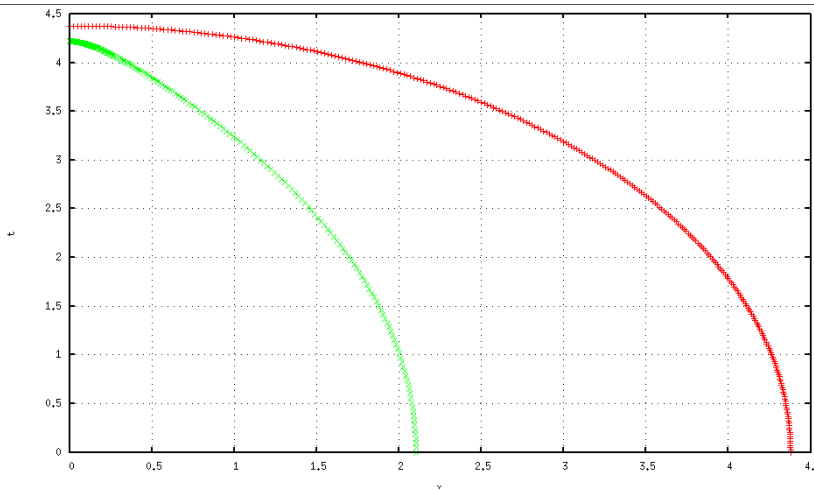


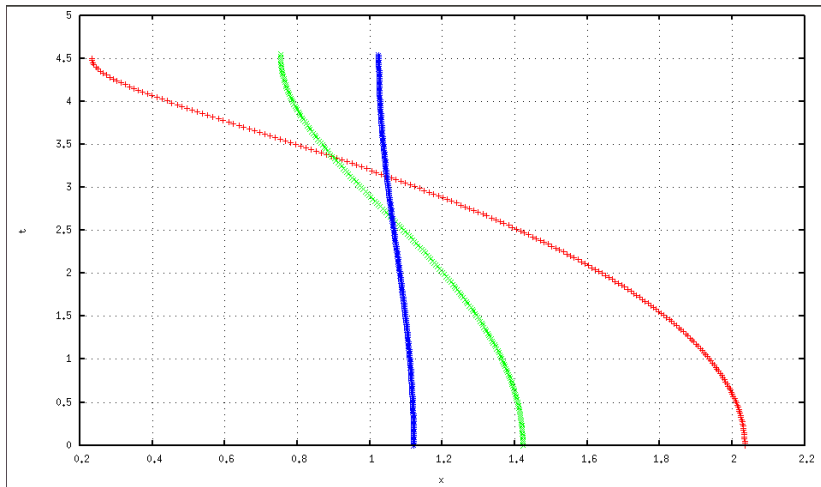
Рис.: Качественный вид контура решения вблизи критического пузыря.

- Две ветви решений.
- Нахождение решений при промежуточных энергиях. Известные решения: при низких энергиях и $T \rightarrow +\infty$ (окружность) и при высоких энергиях $T \rightarrow T_{sph}$ (прямая + возмущения).
- Стартуя с известного решения при $T = T_0$, находим решение при $T = T_0 + \delta T$
- Далее $\epsilon = 0.3$, $E_{sph} = 1.6211$.

Результаты. Пример решений на инстантонной ветке.



Результаты. Пример решений на сфалеронной ветке.



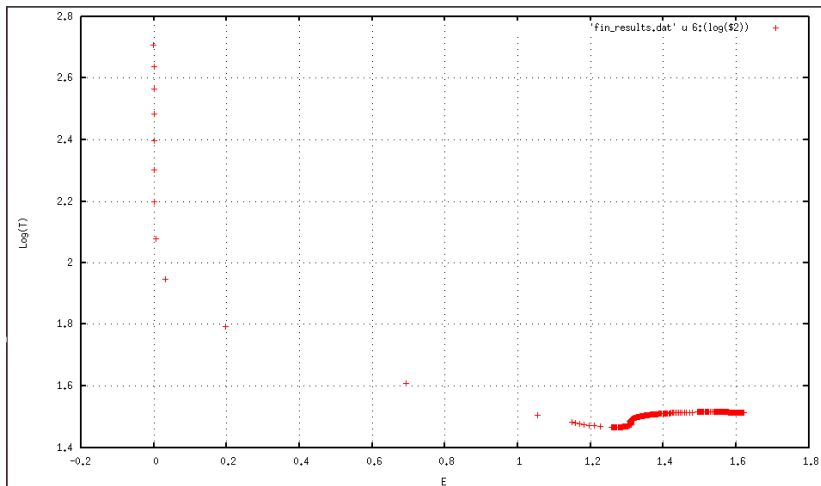


Рис.: Зависимость периода инстантона от энергии

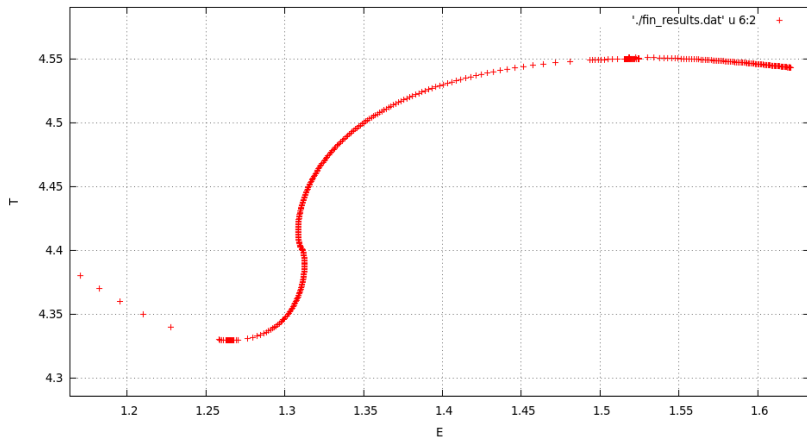
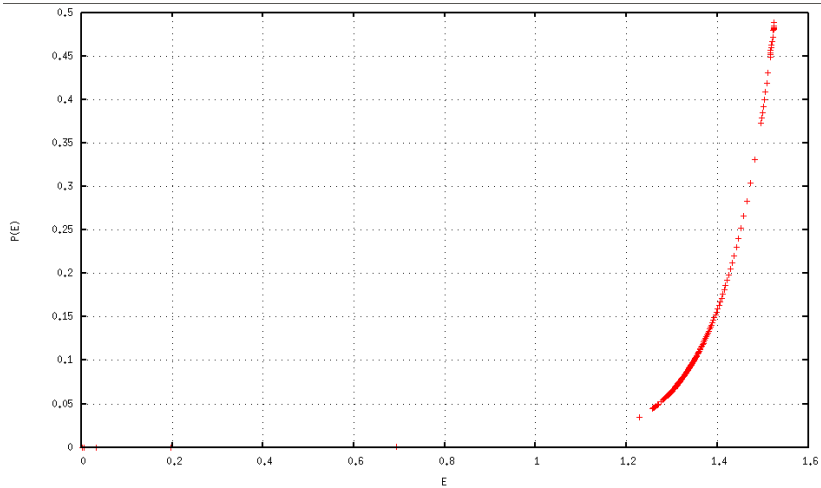


Рис.: Зависимость периода инстантона от энергии вблизи пересечения веток решений.

Результаты. Вероятность туннелирования



- Исследование процессов при фиксированной энергии и фиксированном числе частиц. Два параметра – T и θ .

$$\phi(x, \tau) = -1 + \frac{1+\nu}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{-\theta|m|} \int_G dx' d\tau' K_0(\sqrt{(x-x')^2 + (\tau-\tau'+2Tm)^2})$$

- Переменные x и τ становятся комплексными.

Спасибо за внимание!