

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М. В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра физики частиц и космологии

Фазовый переход в модели с новыми
скалярными бозонами

Курсовая работа
студента 2 курса, 205 группы
Пискунова Максима

Научный руководитель
д. ф.-м. н., проф. В. А. Рубаков

Москва, 2011г.

Аннотация

В данной работе рассматривается электрослабый фазовый переход в моделях с новыми нейтральными скалярными бозонами. Численно показано, что в таких моделях при достаточно большой массе частиц возможен фазовый переход 1-го рода и определены минимальные массы бозонов для выполнения условия генерации асимметрии между веществом и антивеществом.

Содержание

1 Введение	4
2 Описание модели	4
3 Результаты	6
4 Вывод	9
Список литературы	9

1 Введение

Возможность того, что в ранней Вселенной происходил электрослабый фазовый переход 1-го рода представляет большой интерес (в первую очередь с точки зрения генерации асимметрии между веществом и антивеществом [1]). Однако в Стандартной модели с одним Хиггсовским дублетом такая возможность не реализуется. Поэтому может быть интересно добавить в Стандартную модель новые частицы таким образом, чтобы возможность фазового перехода реализовывалась.

2 Описание модели

Рассмотрим лагранжиан вида:

$$L = L_{\text{SM}} + D_\mu H^\dagger D^\mu H - \lambda \left(H^\dagger H - \frac{v^2}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu S^a \partial_\mu S^a - \frac{h_S}{2} H^\dagger H S^a S^a, \quad (1)$$

где H - Хиггсовское поле Стандартной модели, S^a - действительные скалярные поля, $a = \overline{1, N}$, λ - константа самодействия Хиггсовского поля, h_S - константа связи Хиггсовского поля с новыми бозонами.

$v = 247$ ГэВ - вакуумное среднее Хиггсовского поля при нулевой температуре.

L_{SM} включает вклады остальных частиц Стандартной модели. В данной работе учитываются вклады W^\pm и Z -бозонов и t -кварков, как наиболее тяжелых частиц Стандартной модели.

Вычислим массы входящих в теорию частиц.

Связь поля H с Хиггсовским бозоном $h(x)$ Стандартной модели:

$$H(x) = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

Тогда скалярный выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} V(\phi) &= \lambda \left(H^\dagger H - \frac{v^2}{2} \right)^2 = \lambda \left(\frac{1}{2} (v + h)^2 - \frac{v^2}{2} \right)^2 \approx \\ &\approx \lambda \left(\frac{1}{2} (v^2 + 2vh) - \frac{v^2}{2} \right)^2 = \lambda v^2 h^2 \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом масса Хиггсовского бозона выражается через λ как

$$m_h^2 = 2\lambda v^2. \quad (4)$$

Пусть $\phi = \langle H^+ \rangle \langle H \rangle$.

Тогда массы новых частиц

$$m_S(\phi)^2 = h_S \phi^2 = 2m_{S0}^2 \frac{\phi^2}{v^2}, \quad (5)$$

где m_{S0} - массы частиц при $\phi = \frac{v}{\sqrt{2}}$, т. е. при вакуумном значении поля ϕ .

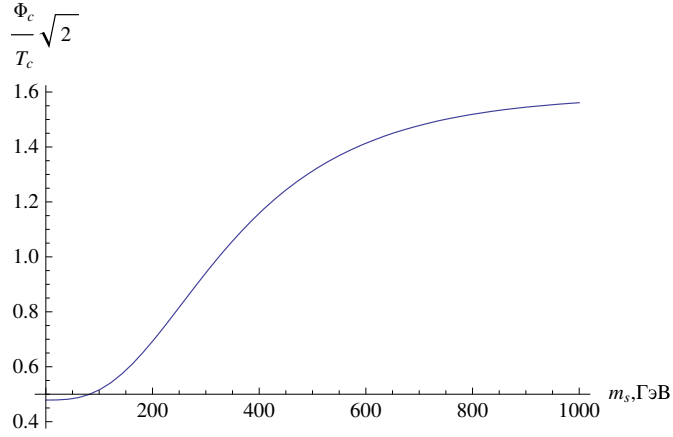


Рис. 1: Зависимость $\frac{\Phi_c \sqrt{2}}{T_c}$ от массы частицы при $N = 1$

Аналогично для W^\pm и Z -бозонов и t -кварков:

$$m_W(\phi)^2 = 2m_{W0}^2 \frac{\phi^2}{v^2} \quad (6)$$

$$m_Z(\phi)^2 = 2m_{Z0}^2 \frac{\phi^2}{v^2} \quad (7)$$

$$m_t(\phi)^2 = 2m_{t0}^2 \frac{\phi^2}{v^2} \quad (8)$$

Здесь $m_{W0} = 80.4$ ГэВ, $m_{Z0} = 91.2$ ГэВ, $m_{t0} = 175$ ГэВ.

Эффективный потенциал (плотность свободной энергии) в данной модели выглядит следующим образом [1]:

$$V_{\text{eff}}(T, \phi) = V(\phi) + \sum_i f_i, \quad (9)$$

где f_i - температурные вклады каждого типа частиц и античастиц, равные давлению, взятому с отрицательным знаком [1]:

$$\begin{aligned} f_i = -p_i &= -\frac{g_i}{6\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_i^2}} \cdot \frac{1}{e^{\sqrt{k^2 + m_i^2}/T} \mp 1} = \\ &= -\frac{6}{6\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_W^2}} \cdot \frac{1}{e^{\sqrt{k^2 + m_W^2}/T} - 1} - \\ &\quad -\frac{3}{6\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_Z^2}} \cdot \frac{1}{e^{\sqrt{k^2 + m_Z^2}/T} - 1} - \\ &\quad -\frac{12}{6\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_t^2}} \cdot \frac{1}{e^{\sqrt{k^2 + m_t^2}/T} + 1} - \\ &\quad -\frac{N}{6\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_s^2}} \cdot \frac{1}{e^{\sqrt{k^2 + m_s^2}/T} - 1}, \end{aligned} \quad (10)$$

где g_i - число спиновых состояний, $k \equiv \sqrt{\mathbf{k}^2}$, верхний знак относится к бозонам, нижний - к фермионам.

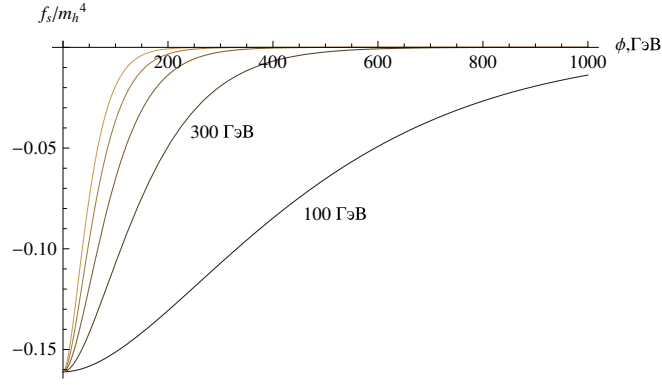


Рис. 2: Вид зависимости температурного вклада бозонов с разными массами от ϕ . Показаны кривые при массах 100, 300, 500, 700 и 900 ГэВ (масса возрастает с увеличением яркости кривой).

Здесь учтено, что W^+ и W^- -бозоны вместе имеют шесть поляризаций, Z -бозон имеет три поляризации, а t -кварк вместе со своей античастицей - четыре; кроме того, t -кварк может находиться в трех состояниях по цвету.

Поле ϕ находится в состоянии с наименьшим эффективным потенциалом. Поэтому при температуре, в которой значение V_{eff} в точке $\phi = 0$ совпадает с его значением в минимуме при ненулевом ϕ происходит фазовый переход первого рода (см. рис. 3 (d,e,f)). Подробнее процесс "кипения" среды описан в [1].

Интегралы (10) не удастся взять аналитически, существует два подхода к его вычислению: высокотемпературное приближение и численный счет.

Так как в модели, используемой в данной работе, температура меньше массы частиц, высокотемпературное приближение неприменимо. Поэтому в данной работе интегралы (10) считаются численно.

Для генерации барионной асимметрии необходимо выполнение условия [1]:

$$\frac{\Phi_c \sqrt{2}}{T_c} > 1, \quad (11)$$

где Φ_c - среднее значение поля, а T_c - температура фазового перехода.

3 Результаты

В данной работе определялись среднее значение поля ϕ и температура фазового перехода при варьировании количества и масс новых частиц.

Для каждого значения массы частиц бинарным поиском определялась температура фазового перехода (т. е. точка, при которой минимумы эффективного потенциала совпадают). После чего бинарным поиском находилась минимальная масса частиц, при которой все еще выполняется соотношение (11).

На рис. 1 показана зависимость $\frac{\Phi_c \sqrt{2}}{T_c}$ от массы частицы при $N = 1$. Из этого графика видно, что для выполнения соотношения (11) необходимо, чтобы масса новой частицы была больше 330 ГэВ.

Рассмотрим подробнее фазовый переход в данном случае. Зависимость эффективного потенциала от ϕ при температурах ниже, выше и равной температуре фазового перехода (125 ГэВ) показана на рис. 3. Из графиков видно, что

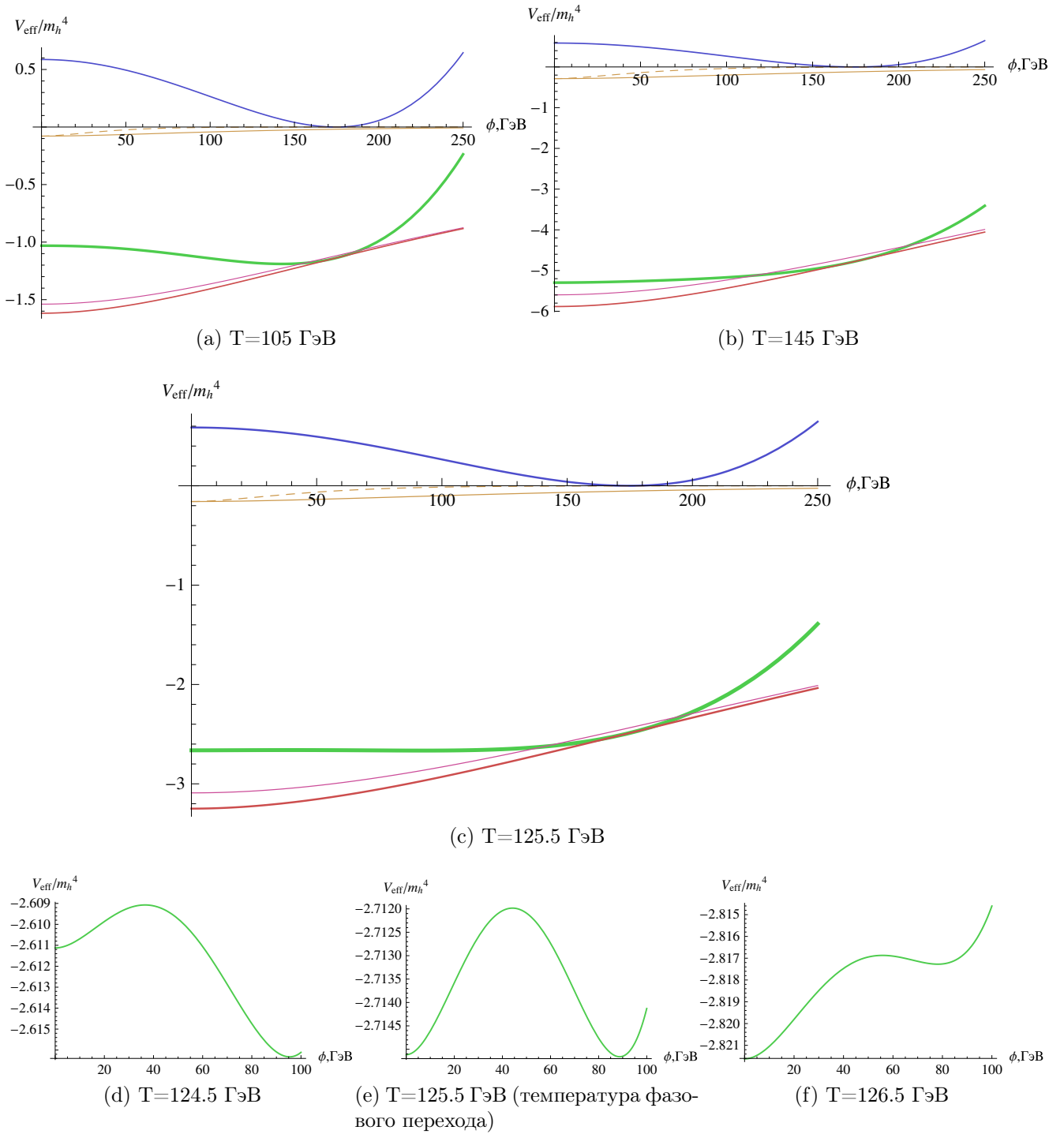


Рис. 3: Зависимость эффективного потенциала от ϕ при различных температурах. $m_s = 324$ ГэВ, $N = 1$, $m_h = 114$ ГэВ. Кривые на графике показывают вклад скалярного потенциала (синяя кривая), температурный вклад новых частиц (коричневая кривая), частиц Стандартной модели (розовая кривая), сумму температурных вкладов (красная кривая), и эффективный потенциал (сумму) (зеленая кривая). Пунктирная линия показывает, каким был бы температурный вклад частицы массой 1000 ГэВ при таких же остальных параметрах.

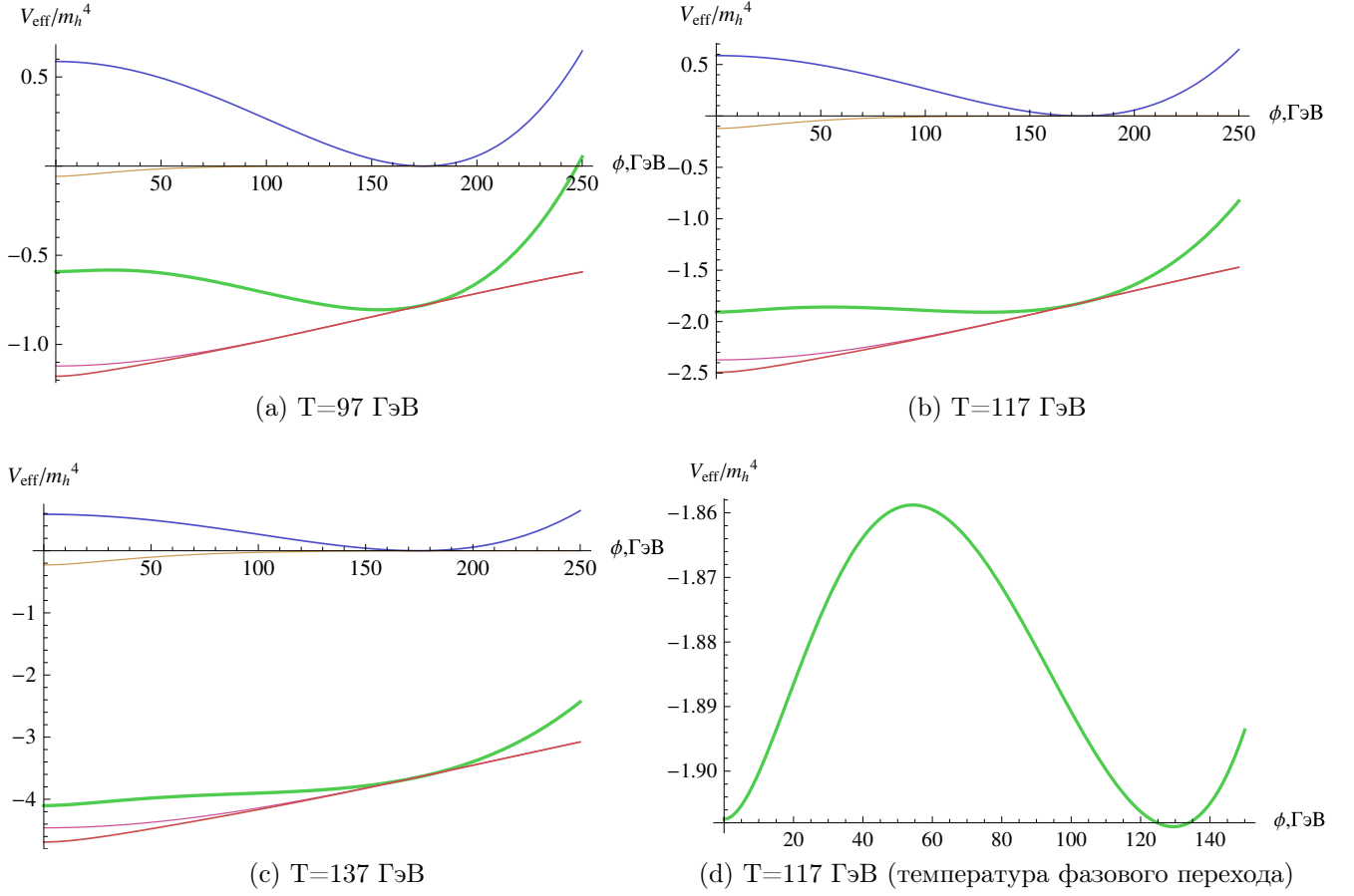


Рис. 4: Зависимость эффективного потенциала от ϕ при различных температурах. $m_s = 1000$ ГэВ, $N = 1$, $m_h = 114$ ГэВ. Кривые на графике показывают вклад скалярного потенциала (синяя кривая), температурный вклад новых частиц (коричневая кривая), частиц Стандартной модели (розовая кривая), сумму температурных вкладов (красная кривая), и эффективный потенциал (сумму) (зеленая кривая).

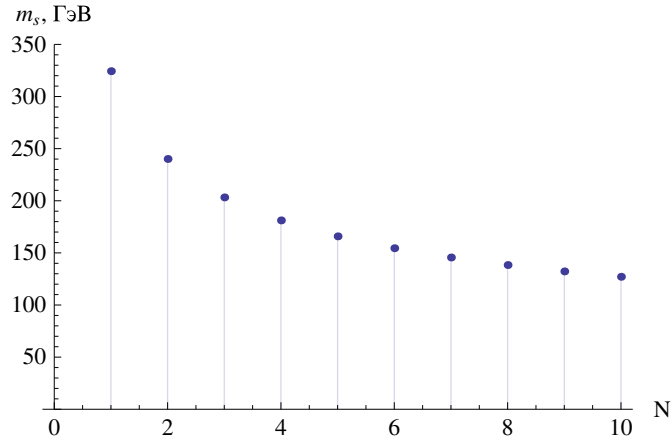


Рис. 5: Зависимость минимально возможных масс новых частиц от их количества

N	m_s , ГэВ	T , ГэВ
1	324.295	125.494
2	240.097	122.352
3	203.220	120.307
4	181.164	118.751
5	165.866	117.500
6	154.488	116.437
7	145.588	115.509
8	138.356	114.683
9	132.231	113.958
10	127.084	113.278

Таблица 1: Минимально возможные массы частиц для выполнения условия (11) при разном их количестве.

основной температурный вклад в потенциал дают частицы стандартной модели, однако вклад новой тяжелой частицы быстрее падает с ростом ϕ , что приводит к появлению максимума и минимума в эффективном потенциале. При увеличении массы частицы, ее температурный вклад начинает падать еще быстрее, в результате чего фазовый переход становится еще более явным (рис. 4, 2).

Зависимость минимально возможных масс новых частиц от их количества показана на рис. 5.

4 Вывод

Таким образом, установлено, что в моделях с дополнительными скалярными бозонами может существовать электрослабый фазовый переход 1-го рода. При этом с возрастанием массы частиц фазовый переход становится более явным. Минимальная масса новых частиц 324 ГэВ для одной частицы или 240 ГэВ для двух.

Список литературы

- [1] Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва (Глава 10, 11), Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков (URSS, Москва, 2008).