Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 12, с. 856 – 865

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проекты РФФИ # 11-02-00242а

Неминимальные хиггсовские модели, темная материя и эволюция Вселенной

И. Ф. Гинзбург[1)]

Институт математики им. Соболева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 мая 2014 г.

Получен набор правил сумм для широкого класса неминимальных хиггсовских моделей. С их помощью с учетом недавних результатов LHC выявлены трудности и пути выяснения возможностей исследования расширенных хиггсовских моделей на коллайдерах. Новые методы изучения многодублетных хиггсовских моделей с различными группами симметрий применены к решению задач по классификации этих групп, нарушению симметрий в вакууме и т. п. Предложен способ извлечения масс и спинов частиц темной материи D и их партнеров с помощью энергетического спектра лептона в процессе $e^+e^- \to DDW^+W^-$. Обнаружена возможность существования сильно взаимодействующей темной материи. Исследованы варианты эволюции фазовых состояний Вселенной в инертной дублетной модели.

DOI: 10.7868/S0370274X14120133

В работе обсуждаются неминимальные модели нарушения электрослабой симметрии – модели с дополнительными бозонами Хиггса. Особое внимание обращается на трудности и возможности экспериментального обнаружения новых частиц, возникающих в таких теориях, с учетом недавних данных по свойствам бозона Хиггса на LHC (пп. 1–4).

Специальный вариант двухдублетной хиггсовской модели – инертная дублетная модель (IDM) – естественным образом вводит в теорию кандидатов на роль частиц темной материи. Обсуждается способ измерения масс этих частиц на линейном коллайдере ILC. Выясняется, что в такой модели может реализоваться сильно взаимодействующая сильная материя (пп. 5, 6).

При охлаждении Вселенной в постинфляционную эру параметры потенциала IDM меняются и фазовые состояния Вселенной могут изменяться так, что после обычно обсуждаемого фазового перехода, разрушающего электрослабую симметрию, Вселенная может претерпевать еще один фазовый переход первого рода или пару переходов второго рода при сравнительно невысоких температурах с богатой структурой критических флуктуаций (пп. 7, 8).

1. Хиггсовские модели. Электрослабая теория хорошо описывает экспериментальные данные. Для окончательного построения теории оставалось выяснить, как происходит нарушение электрослабой симметрии (EWSB). После обнаружения бозона Хиггса с массой $M_h = 125$ ГэВ [1] сообщество уверилось в том, что EWSB обусловлено хиггсовским механизмом с лагранжианом

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gf}^{\mathrm{SM}} + \mathcal{L}_Y + T - V. \qquad (1)$$

Здесь $\mathcal{L}_{gf}^{\mathrm{SM}}$ описывает стандартное $SU(2) \times U(1)$-взаимодействие калибровочных бозонов и фермионов, $\mathcal{L}_Y$ – взаимодействие Юкавы фермионов со скалярными хиггсовскими полями ϕ_i, а последние слагаемые – поля Хиггса ($T = \sum_i (\mathcal{D}_\mu \phi_i)(\mathcal{D}_\mu \phi_i)^\dagger/2$ – стандартный кинетический член, V – хиггсовский потенциал).

В минимальном варианте (SM) в теорию вводится одно фундаментальное хиггсовское поле ϕ (слабый изодублет) и $V = -m^2(\phi^\dagger\phi)/2 + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2/2$. Поле ϕ имеет 4 степени свободы. После EWSB три компоненты указанного поля остаются безмассовы-

[1)]e-mail: ginzburg@math.nsc.ru

ми. Это голдстоуновские моды, которые превращаются в продольные компоненты калибровочных полей. Одна компонента реализуется как скалярный бозон Хиггса, масса которого – почти произвольный параметр теории. Константы связи бозона Хиггса с фундаментальными частицами однозначно определены.

Тот же механизм EWSB может быть реализован и в неминимальных моделях, содержащих несколько фундаментальных хиггсовских полей ϕ_i. Их добавление позволяет естественным образом описать нарушение CP-симметрии, изменяющие аромат нейтральные токи, ввести кандидатов на роль частиц темной материи и т.д. (Такие модели естественным образом возникают, например, в моделях нарушенной суперсимметрии, претендующих на описание реальности: MSSM, nMSSM и т.п.) Мы будем специально говорить о моделях $nHDM+pHSnM$, содержащих n скалярных изодублетов и p скалярных изосинглетов. (В MSSM хиггсовский сектор имеет вид $2HDM$, а в nMSSM – $2HDM+1HSnM$.)

Относительные константы связи калибровочных бозонов $V=W$, Z, лептонов и кварков f с нейтральным хиггсовским бозоном h_a есть отношения наблюдаемых значений констант к соответствующим значениям в SM:

$$\chi_V^{(a)}=g_V^{(a)}/g_V^{\rm SM},\quad \chi_f^{(a)}=g_f^{(a)}/g_f^{\rm SM}. \tag{2a}$$

В неминимальных хиггсовских моделях возникают дополнительные взаимодействия скалярных и векторных бозонов. Для моделей с одним заряженным хиггсовским бозоном $H^\pm$ мы вводим величины

$$\chi_{H^\pm W^\mp}^{(a)}=\frac{g(H^\pm W^\mp h_a)}{M_W/v},\quad \chi_Z^{(ab)}=\frac{g(Zh_ah_b)}{M_Z/v}. \tag{2b}$$

SM-like ситуация. После нарушения электрослабой симметрии новые фундаментальные поля реализуются в виде набора заряженных и нейтральных скаляров – бозонов Хиггса $H^\pm$ и h_a. Обнаружение этих новых бозонов будет главным признаком реализации неминимальных моделей. До этого важным сигналом реализации такой модели станет отклонение констант связи от их значений в SM.

В связи с этим возникает следующий вопрос. *Пусть экспериментальная ситуация в какой-то момент времени неотличима в пределах погрешности опыта от предсказываемой в* SM, *т.е. обнаружен лишь один хиггсовский бозон, а его взаимодействия с фундаментальными частицами в пределах погрешностей опыта* $\varepsilon^{\rm exp}$ *не отличаются от предсказаний* SM:

$$||\chi_V^{(1)}|-1|,\ ||\chi_f^{(1)}|-1|<\varepsilon_{V,f}^{\rm exp}. \tag{3}$$

Мы называем данную возможность ***SM-like ситуацией*** [2]. *Совместимо ли это с реализацией какой-нибудь неминимальной теории? Какие "простейшие" эксперименты нужны, чтобы различить эти возможности?*

Разумеется, SM-like ситуация в неминимальной модели может реализоваться, если дополнительные бозоны Хиггса являются очень тяжелыми и лишь слабо связаны с обычным веществом (*decoupling limit*). В работах [2] было обнаружено, что при погрешностях эксперимента, которые ожидались на строящемся тогда LHC и планируемом линейном e^+e^--коллайдере, даже в простейшей неминимальной модели 2HDM со специальным выбором формы взаимодействия Юкавы 2HDM-II (как в MSSM) имеется несколько окон возможностей, существенно отличающихся от decoupling limit и реализующих SM-like ситуацию. Ясно, что подобные окна существуют и в других моделях. (В то же время изучение рождения бозона Хиггса на фотонном коллайдере поможет сделать выбор между моделями [2].)

Область допустимых значений параметров неминимальной модели (3) сужается вместе с успехами эксперимента (с уменьшением $\varepsilon^{\rm exp}$).

Эксперименты LHC свидетельствуют о реализации SM-like ситуации [3] (с погрешностями, значительно большими, чем обсуждались в [2]). Ныне мировое сообщество занято активным поиском подобных возможностей и вероятных сигналов отклонений от SM в будущих экспериментах.

2. Двухдублетная хиггсовская модель. Простейшую альтернативу минимальному варианту SM составляет модель с двумя хиггсовскими дублетами, ϕ_1 и ϕ_2 (2HDM). В общем случае ее потенциал описывается 14 параметрами (4 комплексных параметра m_{12}^2, λ_{5-7}, остальные параметры действительны):

$$\begin{aligned}V=&-\frac{1}{2}\left\{m_{11}^2(\phi_1^\dagger\phi_1)+m_{22}^2(\phi_2^\dagger\phi_2)+\right.\\&\left.+\left[m_{12}^2(\phi_1^\dagger\phi_2)+{\rm h.c.}\right]\right\}+\\&+\frac{\lambda_1(\phi_1^\dagger\phi_1)^2+\lambda_2(\phi_2^\dagger\phi_2)^2}{2}+\lambda_3(\phi_1^\dagger\phi_1)(\phi_2^\dagger\phi_2)+\\&+\lambda_4(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_1)+\left[\frac{\lambda_5}{2}(\phi_1^\dagger\phi_2)^2+\right.\\&\left.+\lambda_6(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_1^\dagger\phi_1)+\lambda_7(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_2)+{\rm h.c.}\right].\end{aligned} \tag{4}$$

Разные варианты модели отличаются и видом взаимодействия Юкавы L_Y.

Наличие в модели двух полей с тождественными квантовыми числами позволяет использовать для описания одной и той же физической реальности лагранжианы разной формы. Последние можно получить друг из друга с помощью глобального линейного преобразования фундаментальных полей Хиггса (обобщенное вращение $\phi_1, \phi_2 \to \phi_1', \phi_2'$) с соответствующим изменением параметров потенциала (*репараметризационная* (RPa) *инвариантность*). Указанное вращение описывается тремя (калибровочными) параметрами. Поэтому для полного описания модели достаточно определить 11 существенных параметров.

Для классических полей потенциал имеет минимум при некоторых их значениях $\langle\phi_i\rangle$. Обычно выбирают изотопическое направление, отвечающее нейтральному полю вдоль нижней компоненты слабого изоспинора $\langle\phi_1\rangle$. Тогда минимум, сохраняющий заряд, имеет вид

$$\langle\phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v_1\end{pmatrix}, \quad \langle\phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v_2 e^{i\xi}\end{pmatrix}. \qquad (5)$$

При RPa-вращении отношения $v_2/v_1 = \operatorname{tg}\beta$ меняются, а $v = \sqrt{v_1^2+v_2^2} = 246\,$ГэВ сохраняется.

При решении разных физических задач удобны разные RPa-калибровки. В частности, при изучении следствий какой-нибудь симметрии предпочтительна калибровка, в которой эта симметрия записывается самым простым образом.

В ряде задач удобен хиггсовский базис, в котором $\langle\phi_1\rangle = \dfrac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v\end{pmatrix}$, а $\langle\phi_2\rangle = 0$ (см., например, [4]). Этот базис получается из того базиса, в котором вакуумные средние имеют вид (5), посредством преобразования

$$\begin{pmatrix}\phi_{1H}\\ \phi_{2H}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\beta\, e^{i\rho/2} & \sin\beta\, e^{i(\rho/2-\xi)}\\ -\sin\beta\, e^{-i(\rho/2-\xi)} & \cos\beta\, e^{-i\rho/2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\phi_1\\ \phi_2\end{pmatrix} \qquad (6)$$

с соответствующим изменением параметров потенциала $\lambda_i \to \Lambda_i$ (далее индекс “H” отбрасывается).

Перепишем потенциал в форме, включающей массу заряженного бозона Хиггса $M_\pm$ [5]:

$$\begin{aligned}V_{HB} = M_\pm^2(\phi_2^\dagger\phi_2 + \frac{\Lambda_1}{2}\left(\phi_1^\dagger\phi_1 - \frac{v^2}{2}\right)^2 + \frac{\Lambda_2}{2}(\phi_2^\dagger\phi_2)^2 + \\ + \Lambda_3\left(\phi_1^\dagger\phi_1 - \frac{v^2}{2}\right)(\phi_2^\dagger\phi_2) + \Lambda_4(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_1) + \\ + \left[\frac{\Lambda_5}{2}(\phi_1^\dagger\phi_2)^2 + \Lambda_6\left(\phi_1^\dagger\phi_1 - \frac{v^2}{2}\right) + \right.\\ \left. + \Lambda_7(\phi_2^\dagger\phi_2)(\phi_1^\dagger\phi_2) + \text{h.c.}\right].\end{aligned} \qquad (7)$$

Этот потенциал сохраняет свою форму при *rephasing* (RPh) *преобразовании* $(\phi_1^\dagger\phi_2) \to (\phi_1^\dagger\phi_2)e^{i\rho}$ (6) с соответствующим изменением параметров Λ_i.

Далее выполняется разложение полей по отклонениям от вакуумного среднего:

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \dfrac{v+\eta_1+iG^0}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \dfrac{\eta_2+i\eta_3}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}. \qquad (8)$$

Здесь $G^\pm$, G^0 – голдстоуновские поля, переходящие в продольные компоненты массивных калибровочных полей $W^\pm$, Z (в дальнейшем мы их не упоминаем), $H^\pm$ – заряженные хиггсовские поля с массой $M_\pm$, а из нейтральных компонент η_i формируются нейтральные хиггсовские поля:

$$h_a = R_a^i \eta_i\,. \qquad (9)$$

Элементы матрицы смешивания R_a^i действительны. Разумеется, подобное соотношение может быть записано в любом RPa-базисе. Преимуществом (для анализа) хиггсовского базиса является то, что в нем измеримые физические величины – константы связи (2) – прямо выражаются через R_a^i:

$$\begin{gathered}\chi_V^{(a)} = R_a^1, \quad \chi_{H^\pm W^\mp}^{(a)} = R_a^2 + iR_a^3,\\ \chi_Z^{ab} = R_a^2 R_b^3 - R_b^2 R_a^3.\end{gathered} \qquad (10)$$

(Фазы величин $\chi_{H^\pm W^\mp}^{(a)}$, т. е. отношения R_a^3/R_a^2, не могут быть фиксированы из-за наличия фазовой свободы в определении полей в (7), но их относительные фазы однозначно определены. В частности, можно фиксировать калибровку этой фазы требованием действительности одного из параметров $\chi_{H^\pm W^\mp}^{(a)}$.)

Прямое рассмотрение выражения (7) позволяет убедиться в том, что параметры модели подразделяются на две группы. Параметры, входящие в первую группу ($\Lambda_1, \Lambda_4, \Lambda_5, \Lambda_6, M_\pm^2$), полностью определяются значениями масс скалярных частиц и константами их взаимодействия с калибровочными бозонами. Остальные параметры ($\Lambda_3, \Lambda_7, \Lambda_2$) невозможно определить без измерения тройных и четверных взаимодействий бозонов Хиггса (лучше всего для этого подходят вершины $H^+H^-h_a$ и $H^+H^-H^+H^-$). Более того, даже при умеренных значениях масс хиггсовских бозонов возможен сценарий с большими значениями Λ_2 (сильное взаимодействие в хиггсовском секторе, которое должно послужить предметом отдельного изучения [6]). Здесь проявляется отличие от SM, где в условиях сильной связи физический бозон Хиггса исчезает, его ширина сравнивается с массой).

Ортогональность матрицы смешивания означает, что $\sum\limits_i |R_i^a|^2 = 1$, $\sum\limits_a |R_i^a|^2 = 1$. Эти соотношения совместно с (10) мы записываем в виде правил сумм [6]:

$$\sum_i |\chi_V^{(a)}|^2 = 1, \tag{11a}$$

$$|\chi_V^{(a)}|^2 + |\chi_{H^\pm W^\mp}^{(a)}|^2 = 1, \; \sum_i |\chi_{H^\pm W^\mp}^{(a)}|^2 = 2, \tag{11b}$$

$$\chi_Z^{(ab)} = \mathrm{Im}\left(\chi_{H^\pm W^\mp}^{*(a)} \chi_{H^\pm W^\mp}^{(b)}\right). \tag{11c}$$

3. Правила сумм и возможности будущих экспериментов. Изложенный метод получения правил сумм позволяет распространить их на значительно более широкие классы моделей.

Правило сумм (11a) хорошо известно в 2HDM [7, 2, 8]. Это соотношение выражает тот факт, что массы калибровочных бозонов определяются хиггсовским механизмом EWSB. Поэтому правило сумм (11a) справедливо в любой неминимальной хиггсовской модели, как такой, где $\chi_W^{(a)} = \chi_Z^{(a)}$ (как в SM и nHDM), так и в модели, где $\chi_W^{(a)} \neq \chi_Z^{(a)}$ (например, модели с дополнительными изосинглетными и (или) изотриплетными хиггсовскими полями) [9].

Правила сумм (11b) и соотношение (11c) ранее не формулировались. Они имеют место во всех моделях, физический сектор которых содержит только один заряженный бозон Хиггса ($H^\pm$). Это модели, содержащие два изодублета и p изосинглетов, $2HDM + pHSnM$, в частности nMSSM.

Правила сумм (11) описывают хиггсовский сектор теории при любом виде взаимодействия с фермионами (Юкавы). В литературе известны правила сумм для, *вообще говоря, комплексных* констант связи какого-нибудь фермиона (кварка или лептона) f с нейтральными хиггсовскими бозонами $\chi_f^{(a)}$ в моделях с двумя хиггсовскими дублетами и определенным типом их взаимодействия с фермионами, 2HDM-II и 2HDM-I [7, 2, 8]:

$$\sum_a (\chi_f^{(a)})^2 = 1. \tag{12}$$

Эти правила сумм распространяются на модели $nHDM + pHSnM$ с произвольными n и p в том случае, когда слабые изоскаляры не связаны с фермионами, а в остальном взаимодействие Юкавы произвольно [9]. Чтобы убедиться в этом, запишем общее взаимодействие фермиона f с фундаментальными изодублетами в виде $\Delta L_Y = \sum_j g_{jf} \bar{\psi}^\dagger \phi_j \psi_f$. Простая репараметризация $\phi_1' = N \sum_j g_{jf} \phi_j$ (где N – нормировочный фактор) преобразует этот вклад к виду $\Delta L_Y = g_{1f}' \bar{\psi}^\dagger \phi_1' \psi_f$, который совпадает с видом подобного взаимодействия в 2HDM-II (или 2HDM-I), где правило сумм (12) было доказано ранее.

Соотношения между константами Юкавы для разных фермионов возникают только в специальных предположениях о структуре этого взаимодействия.

О стратегии поиска новых бозонов Хиггса на коллайдерах в SM-like ситуации. Основная задача в обнаружении неминимальных моделей – поиск новых нейтральных хиггсовских бозонов h_a с массами M_a и ширинами Γ_a (мы рассматриваем новые бозоны Хиггса, отличные от уже обнаруженного, $a \neq 1$, и предполагаем $M_a > 150$ ГэВ). В различных частных моделях такие задачи обсуждаются в течение многих лет, как правило для каких-либо более или менее определенных значений масс этих частиц. До недавнего времени обычно имелось в виду, что свойства этого h_a более или менее близки к свойствам стандартного бозона Хиггса SM с приблизительно такой же массой. Из факта реализации SM-like ситуации следует, что подобные ожидания неоправданы в любой неминимальной модели.

Каналы распада и ширины хиггсовских бозонов Γ_a. В SM при массе бозона Хиггса больше 150 ГэВ основной вклад в его ширину дают распады $h_1 \to W^+W^-$, $h_1 \to ZZ$. Именно эти распады должны были давать основной сигнал регистрации CP-четного бозона Хиггса. В силу правила сумм (11a) константы связи новых бозонов Хиггса h_a малы. Поэтому наблюдение бозонов h_a по их распадам в калибровочные бозоны становится маловероятным (а наблюдение по распадам в кварки затруднительно из-за большого фона). По той же причине при $M_a < 350$ ГэВ ширины Γ_a очень невелики *в любой неминимальной хиггсовской модели*. При этом основным каналом распада остается $h_a \to b\bar{b}$ с очень большим фоном и, следовательно, обнаружение h_a – трудная задача.

При $M_a > 350$ ГэВ открывается канал распада $h_a \to t\bar{t}$. Правило сумм (12) включает константы связи $\chi_t^{(a)}$, которые, вообще говоря, комплексны. Малость суммы $\sum\limits_{a>1} (\chi_t^{(a)})^2 = 1 - (\chi_t^{(1)})^2$ может быть обеспечена при больших значениях отдельных слагаемых (например, одно действительное, а другое мнимое). Такой пример демонстрирует 2HDM-II при $\mathrm{tg}\,\beta < 1$ (значения $\mathrm{tg}\,\beta < 1/7$ должны быть исключены, поскольку при этом мы вступаем в область сильного взаимодействия Юкавы, где используемые пертурбативные оценки не работают). В этом случае по крайней мере для пары бозонов h_a отношения Γ_a/M_a могут быть не малыми и приблизительно равными друг другу [9]. При $\tan\beta \gtrsim 1$ полная ширина Γ_a невелика при любой массе M_a.

Рождение CP-четного бозона Хиггса через калибровочную вершину до недавнего времени считалось способным обеспечить наилучшее отношение сигнал/фон и наименьшую погрешность в измерении его параметров. Это W-fusion на LHC, $e^+e^- \to Zh_a$, $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}h_a$ на ILC, $e\gamma \to \nu W^- h_a$, $\gamma\gamma \to W^+H^-h_a$ на PLC (фотонный коллайдер).

С учетом (3) из правил сумм (11a) для всех моделей при любом наборе их параметров следует, что эксперименты по поиску дополнительных бозонов Хиггса на LHC и линейном коллайдере в таких процессах не могут иметь успеха [9] (до сих пор подобные результаты получались только при некоторых наборах параметров в заданных моделях (см., например, недавние работы [10]).

Отдельного обсуждения требуют процессы рождения бозона Хиггса в ассоциации с t-кварком и через петлевую вершину на LHC, $gg \to t\bar{t}h_a$, $gg \to h_a$, а также $\gamma\gamma \to h_a$, $e\gamma \to eh_a$ на фотонном коллайдере.

Правила сумм (11b) и соотношения (11c) показывают, что успеха в поиске бозонов Хиггса h_a следует ожидать в процессах $q_1\bar{q}_2 \to H^+h_a$, $q\bar{q} \to h_ah_b$ на LHC, $e\gamma \to \nu H^+h_a$, $e^+e^- \to h_ah_b$, $e^+e^- \to H^\pm W^\mp h_a$ на ILC, $\gamma\gamma \to H^\pm W^\mp h_a$ на PLC.

4. Многодублетные и т.п. модели. Большинство из неминимальных моделей по построению симметрично относительно некоторой группы глобальных преобразований, которые могут затрагивать и скалярный, и фермионный секторы модели. Спонтанное нарушение симметрии может приводить к частицам-кандидатам в темную материю, к CP-нарушению и т.п.

Несмотря на огромное число феноменологически ориентированных исследований, до недавнего времени не было известно, какие группы симметрии могут возникать в подобных моделях, как эти симметрии могут нарушаться, как они проявляются в скалярном и фермионном секторах и к каким феноменологическим последствиям это приводит. Исследованы были лишь простейшие варианты.

Работы [11–21] направлены на разрешение большинства возникающих здесь вопросов в очень широком классе моделей. В этих работах получены новые результаты и разработаны новые методы исследования таких моделей. Зачастую они гораздо эффективнее традиционных подходов и иногда вскрывают некоторые огрехи последних.

А. В рамках скалярного сектора изучена задача о классификации групп симметрий для теорий с заданным набором дополнительных скалярных полей. До сих пор такая задача решалась только для 2HDM. Абелева часть этой задачи решена для модели с любым количеством дублетов [12]. Для 3HDM она решена полностью [14, 16]. В процессе решения разработан метод анализа абелевых симметрий на основе нормальных форм Шмидта, пригодный для любых моделей с новыми комплексными полями.

Описан класс всегда нарушающихся симметрий, названных фрустрированными [11]. Предложен новый геометрический способ минимизации потенциалов с такими симметриями [17]. В некоторых случаях этот способ превосходит более привычные методы.

Проанализировано явление геометрического CP-нарушения в многодублетных моделях [20].

Б. В многодублетных моделях естественным образом возникают скалярные кандидаты в темную материю с необычными квантовыми числами [13]. Для двухдублетной модели установлен новый удобный критерий, который отсекает модели с метастабильным вакуумом [18, 19]. Этот критерий можно проверять по данным LHC.

В. Задача классификации симметрий и изучения их последствий рассмотрена и в кварковом секторе многодублетных моделей [21]. Получены общие результаты относительно возможных симметрий для произвольного числа дублетов. Изучены наиболее интересные примеры 3HDM и 4HDM. Используемый метод приводит к результатам без необходимости прибегать к компьютерным расчетам, открывая тем самым прямую дорогу к нейтринным моделям.

5. Инертная дублетная модель. Инертная дублетная модель (IDM) является серьезным кандидатом на роль модели, описывающей темную материю (DM) [22]. Эта модель описывается специальным случаем 2HDM, где одно хиггсовское поле, ϕ_S, являетя таким же, как в минимальной стандартной модели, а другое, ϕ_D, не имеет вакуумного среднего и не взаимодействует с фермионами. Соответствующий лагранжиан имеет вид (1), (4) с $\phi_1 \to \phi_S$, $\phi_2 \to \phi_D$, $m_{12} = 0$, $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$. Можно считать λ_5 действительным и выбрать $\lambda_5 < 0$. Кроме того, примем $\lambda_4 + \lambda_5 < 0$.

Ниже используются обозначения

$$R = \frac{\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5}{\sqrt{\lambda_1\lambda_2}}, \quad \mu_1 = \frac{m_{11}^2}{\sqrt{\lambda_1}}, \quad \mu_2 = \frac{m_{22}^2}{\sqrt{\lambda_2}}. \qquad (13)$$

Требование положительности потенциала при больших квазиклассических значениях полей накладывает *ограничения положительности* $\lambda_{1,2} > 0$, $R > -1$.

Потенциал обладает парой Z_2-симметрий (относительно преобразования $\phi_S \to -\phi_S$, $\phi_D \to \phi_D$), называемых нами S-симметрией, и D-симметрией (относительно преобразования $\phi_S \to \phi_S$, $\phi_D \to -\phi_D$). При этом S-симметрия нарушается взаимодействием Юкавы, а D-симметрия является точной, обеспечивая сохранение D-четности относительно данного преобразования. Модель может претендовать на описание темной материи при таком наборе параметров, что $\langle\phi_D\rangle = 0$, $\langle\phi_S\rangle = v/\sqrt{2}$. В этом минимуме потенциала D-симметрия остается точной, а S-симметрия нарушается взаимодействием Юкавы и выбором минимума потенциала. Массы фермионов выражаются через $\langle\phi_S\rangle$, как в SM. Чтобы можно было реализовать это состояние и иметь нейтральную частицу, претендующую на роль темной материи, параметры потенциала должны удовлетворять условиям

$$m_{11}^2 > 0; \quad \begin{cases} \mu_1 > \mu_2 & \text{при} \quad R > 1, \\ R\mu_1 > \mu_2 & \text{при} \quad |R| < 1. \end{cases} \tag{14}$$

Теперь разложение (8) принимает вид

$$\phi_S = \begin{pmatrix} G^+ \\ \dfrac{v + h + iG^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_D = \begin{pmatrix} D^+ \\ \dfrac{D + iD_A}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{15}$$

Здесь h – стандартный хиггсовский бозон с массой $M_h \approx 125$ ГэВ, D, D_A и $D^\pm$ – физические частицы с массами M_D, M_A и $M_\pm \equiv M_+$ соответственно,

$$\begin{gathered} M_h^2 = \lambda_1 v^2, \;\; M_D^2 = \frac{\sqrt{\lambda_2}(R\mu_1 - \mu_2)}{2}, \\ M_A^2 = M_D^2 - v^2\lambda_5, \;\; M_\pm^2 = M_D^2 - v^2\frac{\lambda_4 + \lambda_5}{2}. \end{gathered} \tag{16}$$

При этом P-четности D и D_A противоположны.

Частицы D, D_A и $D^\pm$ являются D-нечетными. Все остальные частицы D-четны. В силу сохранения D-четности легчайшая из D-частиц, D, может играть роль частицы темной материи.

Значения масс D-частиц ограничиваются ускорительными и космологическими данными. Ссылки на них можно найти, например, в [23, 24]. В частности, $M_+ > 90$ ГэВ и $M_A + M_D > 180$ ГэВ (данные LEP).

Скаляры D, D_A, $D^\pm$ взаимодействуют с обычными частицами через ковариантные производные в кинетическом члене $(\mathcal{D}_\mu\phi_D)^\dagger(\mathcal{D}_\mu\phi_D)$. Тройные взаимодействия с калибровочными бозонами имеют вид $D^+D^-\gamma(Z)$, $D^\pm DW^\mp$, $D^\pm D_A W^\mp$, DD_AZ. Взаимодействия с бозоном Хиггса h диагональны по каждому из полей D, D_A, $D^\pm$. Для их описания к константам, которые получаются из измерения масс частиц, надо добавить константу λ_3. При $M_D < 60$ ГэВ измерения невидимого распада $h \to DD$, например в реакции $e^+e^- \to Zh \to ZDD$ позволят найти λ_3.

Сильно взаимодействующая темная материя [25]. Полный набор четверных взаимодействий D-частиц имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_2}{8}[(DD+D_AD_A)(DD+D_AD_A+4D^+D^-) + \\ + 8D^+D^-D^+D^-]. \end{aligned} \tag{17}$$

Разности масс D-частиц не зависят от значения λ_2. Их константы связи есть константы связи с калибровочными бозонами и тройные константы типа DDh. Таким образом, нельзя исключить большие значения λ_2, т.е. сильно взаимодействующую темную материю. При небольших энергиях сталкивающихся D-частиц это отталкивание ($\lambda_2 > 0$). При больших энергиях здесь может возникать притяжение с образованием резонансных состояний, как это обсуждалось для возможного сильного взаимодействия в хиггсовском секторе SM (см., в частности, недавнюю работу [26]). В этом случае требуются дальнейшие исследования.

6. Измерение масс D-частиц. На линейном коллайдере ILC с подходящей энергией пара D^+D^- рождается в e^+e^--соударении с сечением, близким к сечению процесса $e^+e^-\mu^+\mu^-$. Это громадные сечения для ILC. Наблюдаться будут пары адронных струй (адронные моды распада W) и лептоны из распада $D^+ \to DW^+$. Суммарная энергия наблюдаемых частиц намного меньше полной энергии столкновения, а их суммарный поперечный импульс достаточно велик. Если бы удалось аккуратно измерить энергии рождающихся из распада W адронных струй, то измерение границ соответствующих энергетических распределений позволило бы найти массы D^+ и D. К сожалению, такие точные измерения невозможны. Измерению поддаются лишь энергии лептонов (например, мюонов) из распада W. Простой кинематический анализ показал, что в энергетических распределениях мюонов имеются надежно определяемые особые точки (пики или изломы), измерение которых позволит аккуратно определить массы D^+ и D [27].

Такой кинематический анализ не зависит от спина D-частиц. Он в равной мере применим и для случая фермионной темной материи (например, если D – нейтралино, $D^\pm$ – чарджино). В последнем случае сечение процесса $e^+e^- \to D^+D^-$ по меньшей мере вдвое больше того же сечения для скалярных частиц. Таким образом, после определения масс частиц по особенностям кинематики даже грубое измерение сечения позволит определить спин D-частиц [27]. Более детальные вычисления для случая IDM (но без изучения указанных особенностей энергетических спектров отдельного лептона) содержатся в недавней работе [28].

7. Фазовые состояния Вселенной в IDM. В период охлаждения Вселенной после Большого взрыва ее основное состояние определяется минимумом потенциала Гиббса

$$V_G = \mathrm{Tr}\left(V e^{-\hat{H}/T}\right)/\mathrm{Tr}\left(e^{-\hat{H}/T}\right). \qquad (18)$$

Для IDM в первом нетривиальном приближении и при достаточно высоких температурах потенциал Гиббса имеет тот же вид, что и потенциал (4), с теми же коэффициентами λ_i, но с зависящим от температуры массовым членом:

$$\begin{gathered} m_{11}^2(T)=m_{11}^2-c_1T^2,\;\; m_{22}^2(T)=m_{22}^2-c_2T^2,\\ c_1=\frac{3\lambda_1+2\lambda_3+\lambda_4}{12}+\frac{3g^2+g'^2}{32}+\frac{g_t^2+g_b^2}{8},\\ c_2=\frac{3\lambda_2+2\lambda_3+\lambda_4}{12}+\frac{3g^2+g'^2}{32}. \end{gathered} \qquad (19)$$

Здесь g и g' – стандартные калибровочные константы связи электрослабой теории, $g_t \approx 1$ и $g_b \approx 0.025$ – константы связи t- и b-кварков с бозоном Хиггса[2)]. В силу ограничений положительности $c_1 + c_2 > 0$ [23].

При конечной температуре условия (14) могут нарушиться. Тогда свойства основного состояния могут существенно отличаться от современных [29]. Простая структура потенциала IDM позволила легко найти все его экстремумы. Перечислим их с указанием соответствующих значений $v_i = \sqrt{2}\langle\phi_i\rangle$ и энергии основного состояния $\mathcal{E}$ [23]:

$$EWs\colon\; v_D = 0, \quad v_S = 0, \qquad \mathcal{E}_{EWs} = 0; \qquad (20a)$$

$$I_1\colon\; v_D = 0,\; v_S^2 = \frac{\mu_1}{\sqrt{\lambda_1}}, \quad \mathcal{E}_{I_1} = -\frac{\mu_1^2}{8}; \qquad (20b)$$

$$I_2\colon\; v_S = 0,\; v_D^2 = \frac{\mu_2}{\sqrt{\lambda_2}}, \quad \mathcal{E}_{I_2} = -\frac{\mu_2^2}{8}; \qquad (20c)$$

$$M\colon \begin{cases} v_S^2=\dfrac{\mu_1-R\mu_2}{\sqrt{\lambda_1}(1-R^2)},\;\; v_D^2=\dfrac{\mu_2-R\mu_1}{\sqrt{\lambda_2}(1-R^2)},\\ v_M^2 = v_S^2 + v_D^2,\\ \mathcal{E}_M = -\dfrac{\mu_1^2+\mu_2^2-2R\,\mu_1\mu_2}{8(1-R^2)}. \end{cases} \qquad (20d)$$

(Если одна из величин v_S^2, v_D^2 в (20d) отрицательна, то экстремум M не реализуется.)

Основное состояние (вакуум) отвечает экстремуму с наименьшей энергией $\mathcal{E}$. Охарактеризуем кратко все возможные вакуумные состояния (20).

EW-симметричное состояние EWs. Такой экстремум существует при любых параметрах потенциала. Он сохраняет D- и S-симметрии потенциала. Это минимум, реализующий вакуум при

$$m_{11}^2 < 0, \qquad m_{22}^2 < 0. \qquad (21)$$

В этом вакууме все частицы являются безмассовыми, кроме скалярных дублетов с массами $|m_{11}|/\sqrt{2}$ и $|m_{22}|/\sqrt{2}$.

Инертное состояние I_1. Свойства этого состояния описаны в п. 5. Оно оказывается основным (вакуум) при условиях (14). В двух описываемых ниже фазах ни одна частица не обладает свойствами темной материи.

Инертноподобное состояние I_2. На первый взгляд свойства данного состояния подобны свойствам инертного состояния с заменой $D \leftrightarrow S$. Однако в этом состоянии S-частицы, подобные D-частицам инертного состояния, взаимодействуют с фермионами, которые остаются безмассовыми. Условия реализации состояния I_2 как вакуума подобны (14):

$$m_{22}^2 > 0; \quad \begin{cases} \mu_2 > \mu_1 \text{ при } R > 1,\\ R\mu_2 > \mu_1 \text{ при } |R| < 1. \end{cases} \qquad (22)$$

В смешанном состоянии M как D-, так и S-симметрии нарушены. Здесь массы фермионов выражаются через их современные значения как $m_{f,M} = m_f(v_S/v)$. Стандартное разложение вокруг этого экстремума дает голдстоуновские бозоны $G^\pm$, G^0, заряженные бозоны Хиггса $H^\pm$ и псевдоскаляр A с массами

$$M_{H^\pm}^2 = -\frac{\lambda_4+\lambda_5}{2}v_M^2, \quad M_A^2 = -v_M^2\lambda_5, \qquad (23)$$

а также два скаляра, h и H, с массами

$$\begin{gathered} M_{h,H}^2=\frac{\lambda_1 v_S^2+\lambda_2 v_D^2\pm\sqrt{\Delta}}{2},\\ \Delta = (\lambda_1 v_S^2+\lambda_2 v_D^2)^2-4\lambda_1\lambda_2(1-R^2)v_S^2 v_D^2. \end{gathered} \qquad (24)$$

Из (20) видно, что если смешанное состояние дает минимум потенциала, то он оказывается глобальным, т.е. это вакуум. Для этого необходимо выполнение условий $|R| < 1$ и

$$\begin{gathered} 0 < R\mu_1 < \mu_2 < \frac{\mu_1}{R} \quad \text{при} \quad 1 > R > 0;\\ \mu_2 > R\mu_1,\;\; \mu_2 > \frac{\mu_1}{R} \quad \text{при} \quad 0 > R > -1. \end{gathered} \qquad (25)$$

[2)] Это высокотемпературное приближение. При умеренных энергиях зависимости становятся более сложными. Мы надеемся, что наши вычисления правильно описывают общую качественную картину явлений.

Вырождение смешанного состояния [25]. Исходный лагранжиан симметричен относительно замены $\phi_D \to -\phi_D$. Поэтому экстремум (20d) вырожден по знаку $\langle\phi_D\rangle \equiv v_D$ и следует говорить о состояниях M_+ с $\langle\phi_D\rangle = +|v_D|$ и M_- с $\langle\phi_D\rangle = -|v_D|$. В указанных состояниях знаки константы связи тяжелого бозона Хиггса H с калибровочным бозоном Z различны. Это отличие в принципе можно обнаружить в процессе $t\bar{t} \to WW$, в котором интерферируют Z- и H-обмены.

Энергетический барьер между состояниями M_+ и M_- дается значением энергии седловой точки между ними – значением следующего по величине экстремума в (20). Высота этого барьера $\mathcal{E}_B$ есть

$$\mathcal{E}_B = \begin{cases} \mathcal{E}_{I1} - \mathcal{E}_M \equiv \dfrac{(\mu_2 - R\mu_1)^2}{8(1-R^2)} & \text{при } \mu_1 > \mu_2, \\ \mathcal{E}_{I2} - \mathcal{E}_M \equiv \dfrac{(\mu_1 - R\mu_2)^2}{8(1-R^2)} & \text{при } \mu_2 > \mu_1. \end{cases} \tag{26}$$

8. Эволюция фазовых состояний Вселенной. Перейдем к описанию возможной фазовой истории Вселенной в рамках IDM, полагая, что современное состояние описывается инертным вакуумом I_1.

Удобно воспользоваться фазовой плоскостью $(\mu_1(T), \mu_2(T))$, где

$$\mu_1(T) = m_{11}^2(T)/\sqrt{\lambda_1}, \quad \mu_2(T) = m_{22}^2(T)/\sqrt{\lambda_2}, \tag{27}$$

а функции $m_{ii}^2(T)$ определены в (19) (для современных значений μ_i аргумент T опускается). На рисунках современное состояние Вселенной изображается черной точкой $Pn = (\mu_1, \mu_2)$, где n – номер точки. Сейчас, в инертной фазе, $\mu_1 > 0$. Параметр μ_2 может быть как положительным (точки $P1$ и $P3$), так и отрицательным (точки $P2$ и $P4$). При $R > 0$ имеем $c_2 > 0$, $c_1 > 0$ [23], а в начальном состоянии Вселенной ($T \to \infty$) $m_{11}^2 < 0$ и $m_{22}^2 < 0$, т.е. это начальное состояние обладает электрослабой симметрией.

В соответствии с (19) эволюция Вселенной описывается лучом nm, который кончается в точке Pn (m – номер типа луча). Стрелка на этом луче отвечает росту времени (падению температуры). Направление луча дают параметры $\tilde{c}_1 \equiv c_1/\sqrt{\lambda_1}$ и $\tilde{c}_2 \equiv c_2/\sqrt{\lambda_2}$.

Для случая $R > 1$ фазовая диаграмма изображена на рис. 1. Она содержит один квадрант с EWs-фазой и два сектора с фазами I_1 и I_2. Эти секторы разделяются *линией фазового перехода* $\mu_1 = \mu_2$ (тонкая черная линия). Две типичные возможности современного состояния изображаются точками $P1$ ($\mu_2 > 0$) и $P2$ ($\mu_2 < 0$), а возможные типы эволюции – лучами **11**, **12** и **21**.

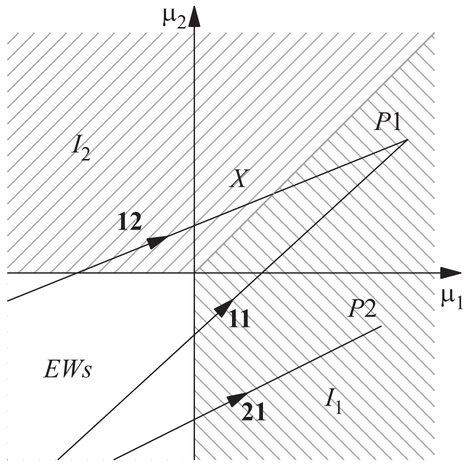

Рис. 1. Пути фазовой эволюции Вселенной при $R > 1$

Лучи **11** ($c_2/c_1 > m_{22}^2/m_{11}^2$) *и* **21** ($m_{22}^2 < 0$). Эволюция начинается с EW-симметричной (EWs) фазы. Как и в Стандартной модели, Вселенная переходит в современную инертную фазу после единственного EWSB-перехода второго рода при $m_{11}^2(T) = 0$, т.е. при температуре

$$T_{EWs,1} = \sqrt{m_{11}^2/c_1}, \tag{28}$$

с параметром порядка $\eta_{EW1} \propto \langle\phi_S\rangle = v_S$, представляемым массой обычного бозона Хиггса m_h.

Луч **12** ($c_2/c_1 < m_{22}^2/m_{11}^2$). Эволюция начинается с EWs фазы. Затем происходит EWSB-переход второго рода в инертноподобную фазу I_2 при $m_{22}^2(T) = 0$, т.е. при температуре

$$T_{EWs,2} = \sqrt{m_{22}^2/c_2}, \tag{29}$$

с параметром порядка $\eta_{EW2} \propto \langle\phi_D\rangle = v_D$, представляемым массой бозона Хиггса M_{hD}.

При дальнейшем охлаждении Вселенная переходит в инертную фазу I_1 при $\mu_2(T) = \mu_1(T)$, т.е. при температуре

$$T_{2,1} = \sqrt{\frac{\mu_1 - \mu_2}{\tilde{c}_1 - \tilde{c}_2}}. \tag{30}$$

Это – фазовый переход первого рода со скрытой теплотой перехода

$$Q_{I_2 \to I_1} = T\frac{\partial \mathcal{E}_{I_2}}{\partial T} - T\frac{\partial \mathcal{E}_{I_1}}{\partial T}\bigg|_{\mu_2(T) \to \mu_1(T)} =$$

$$= (m_{22}^2 c_1 - m_{11}^2 c_2) T_{2,1}^2 / (4\sqrt{\lambda_1\lambda_2}). \tag{31}$$

В окрестности данного перехода происходит обычное образование пузырьков новой фазы, отражающееся в современной пространственной структуре микроволнового излучения. Этот переход может происходить при значительно более низких температурах, чем EWSB в SM.

Для случая $1 > R > 0$ фазовая диаграмма изображена на рис. 2. В добавление к фазам предыдущего случая (рис. 1) в верхнем правом квадранте появляется новый сектор, где реализуется смешанная M-фаза, границы которой определяются в соответствии с (25) как

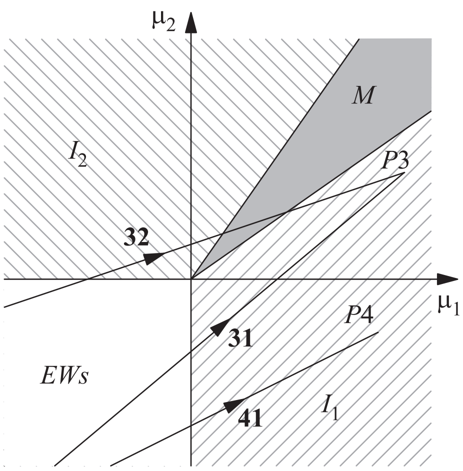

Рис. 2. Пути фазовой эволюции Вселенной при $1 > R > 0$

$$0 < R\mu_1(T) < \mu_2(T) < \mu_1(T)/R. \qquad (32)$$

Две типичные возможности современного состояния изображаются точками $P3$ ($\mu_2 > 0$) и $P4$ ($\mu_2 < 0$), а возможные типы эволюции – лучами **31**, **32** и **41**.

Для *лучей* **31** *и* **41** фазовая эволюция оказывается такой же, как и для лучей **11** и **21** на рис. 1.

Луч **32** ($c_2/c_1 < m_{22}^2/m_{11}^2$). Вселенная стартует с EWs-состояния. Затем при температуре $T_{EWs,2}$ (29) происходит EWSB фазовый переход второго рода в инертноподобную фазу I_2 с параметром порядка $\eta_{EW2} \propto \langle\phi_D\rangle = v_D$. При дальнейшем охлаждении Вселенная проходит через смешанную фазу в современную инертную фазу I_1.

Фазовый переход $I_2 \to M_\pm$ происходит при температуре

$$T_{2,M} = \sqrt{(\mu_1 - R\mu_2)/(\tilde{c}_1 - R\tilde{c}_2)}. \qquad (33)$$

Это переход второго рода с параметром порядка $\eta_{I2M} \propto \langle\phi_D\rangle = v_D$, который представляется массой обычного хиггсовского бозона M_{hD} в инертноподобной фазе I_2 и массой легчайшего хиггсовского бозона M_h в смешанной фазе $M_\pm$. Энергетический барьер между фазами M_+ и M_- (26) с отходом от точки перехода растет как η_{I2M}^4.

При понижении температуры ниже $T_{2,1}$ (30) мы переходим в область $\mu_1 > \mu_2$ со сменой параметра порядка с η_{I2M} на $\eta_{MI1} \propto \langle\phi_S\rangle = v_S$. Последний представляется массой обычного хиггсовского бозона M_h в инертной фазе I_1 и массой легчайшего хиггсовского бозона M_h в смешанной фазе $M_\pm$. После этого величина барьера уменьшается $\propto \eta_{MI1}^4$. При температуре

$$T_{M,1} = \sqrt{(R\mu_1 - \mu_2)/(R\tilde{c}_1 - \tilde{c}_2)} \qquad (34)$$

происходит фазовый переход второго рода $M \to I_1$ с параметром порядка η_{MI1}.

При приближении к температурам переходов $T_{\text{phtr}} = T_{M,1}$ и $T_{2,M}$ массы бозонов, представляющих параметры порядка, стремятся к нулю как $M_a^2 = A_a|T^2 - T_{\text{phtr}}^2|$ с разными коэффициентами A_a.

В окрестности этих переходов развиваются большие критические флуктуации, следы которых можно попытаться искать в современной пространственной структуре микроволнового излучения. В частности, в смешанной фазе вблизи перехода $I_2 \to M$ имеются домены I_2 (обязанные флуктуациям температуры и плотности), а также домены M_+ и M_- с высотой стенок между ними $\propto \eta_{2,M}^4$. Распределение этих доменов в пространстве постоянно меняется. Характерный корреляционный радиус домена $R_c(T) \propto 1/\eta_{2,M} \propto 1/\sqrt{|T^2 - T_{2,M}^2|}$.

При дальнейшем охлаждении домены I_2 становятся все менее энергетически выгодными, а домены M_+ и M_- "закаливаются", т.к. высота стенок между ними увеличивается. Домены превращаются в пузырьки с поверхностным натяжением $\sigma_s \sim E_b R_c$. Искривленная поверхность таких пузырьков создает давление $\sim \sigma_s/r$, где r – локальный радиус кривизны. Это давление приводит к поглощению малых доменов большими. Локальная скорость движения доменной стенки составляет порядка скорости света c. Вместе с тем глобальный процесс перемешивания есть медленный диффузионный процесс с характерным временем $\sim (R/c)\sqrt{R/R_c}$, где R – характерный размер неоднородности Вселенной.

При падении температуры ниже $T_{2,1}$ эволюция доменов развивается по обратному пути с заменой параметра порядка $\eta_{2,M} \to \eta_{M,1}$.

При $0 > R > -1$ фазовая диаграмма сходна с рис. 2 с важным изменением: область существования смешанной фазы захватывает весь правый верхний квадрант и выходит за его пределы, располагаясь между лучами $\mu_2 > \mu_1/R$ и $\mu_2 > \mu_1 R$. Сверх того, при $R < 0$ может оказаться и $c_2/c_1 < 0$. Тогда в начальном состоянии Вселенной электрослабая симметрия оказывается нарушенной и возникают новые типы фазовой эволюции, стартующие из начальной инертноподобной фазы I_2 и приходящие в современную инертную фазу I_1 либо через смешанную фазу (наподобие луча **12**), либо через промежуточную фазу с электрослабой симметрией (два фазовых перехода второго рода).

Развитая картина оставляет много интересных вопросов для дальнейшего исследования.

Варианты с переходом через смешанную фазу или с переходом первого рода. В зависимости от параметров модели последний фазовый переход во Вселенной может происходить при достаточно низкой температуре. Каково соотношение темпов диффузионного выравнивания флуктуаций с темпом расширения Вселенной? Не существует ли таких масштабов, на которых неоднородности Вселенной все же сохраняются до нашего времени?

Вариант с переходом через смешанную фазу. Насколько долго следы "закалки" доменов сохраняются в инертной фазе?

Работа основана на результатах исследований, выполненных при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 11-02-00242, а также предшествующих грантов РФФИ, гранта по поддержке научных школ НШ-3802.2012.2 и программы отделения физических наук РАН "Изучение бозона Хиггса и экзотических частиц на LHC".

1. G. Aad, E. Abat, I. Abdallah et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B **716**, 1 (2012); arXiv:1207.7214 [hep-ex]; S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan et al. (CMS Collaboration), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012); arXiv:1207.7235 [hep-ex].
2. I. F. Ginzburg, M. Krawczyk, and P. Osland, *2nd ECFA/DESY Study 1998–2001*, p. 997; hep-ph/9909455; Nucl. Instrum. Meth. A **472**, 149 (2001); hep-ph/0101229; AIP Conf. Proc. Series **578**, 304 (2001), IFT-2001-2; hep-ph/0101331; *Proc. SUSY02 Conference*, p. 703; hep-ph/0211371.
3. G. Belanger, B. Dumont, U. Ellwanger, J. F. Gunion, and S. Kraml, JHEP **1302**, 053 (2013); arXiv:1212.5244 [hep-ph].
4. C. C. Nishi Phys. Rev. D **77**, 055009 (2008).
5. I. F. Ginzburg and K. A. Kanishev, Phys. Rev. D **76**, 095013 (2007); arXiv:0704.3664 [hep-ph].
6. I. F. Ginzburg and K. A. Kanishev, *Report at SCALARS2011*.
7. J. F. Gunion, H. E. Haber, and J. Wudka, Phys. Rev. D **43**, 904 (1991).
8. I. F. Ginzburg and M. Krawczyk, Phys. Rev. D **72**, 115013 (2005); hep-ph/0408011.
9. I. F. Ginzburg and M. Krawczyk, ArXiv:[hep-ph] 1310.5881.
10. H.-Y. Ren, L.-H. Xia, and Y.-P. Kuang, arXiv: 1404.6367 [hep-ph]; L. Wang and X.-F. Han, arXiv:1404.7437 [hep-ph].
11. I. P. Ivanov and V. Keus, Phys. Lett. B **695**, 459 (2011).
12. I. P. Ivanov, V. Keus, and E. Vdovin, J. Phys. A **45**, 215201 (2012).
13. I. P. Ivanov and V. Keus, Phys. Rev. D **86**, 016004 (2012).
14. I. P. Ivanov and E. Vdovin, Phys. Rev. D **86**, 095030 (2012).
15. I. P. Ivanov, arXiv:1211.0647 [hep-ph].
16. I. P. Ivanov and E. Vdovin, Eur. Phys. J. C **73**, 2309 (2013).
17. A. Degee, I. P. Ivanov, and V. Keus, JHEP **1302**, 125 (2013).
18. A. Barroso, P. M. Ferreira, I. P. Ivanov, R. Santos, and J. P. Silva, Eur. Phys. J. C **73**, 2537 (2013).
19. A. Barroso, P. M. Ferreira, I. P. Ivanov, and R. Santos, JHEP 1306, 045 (2013).
20. I. P. Ivanov and L. Lavoura, Eur. Phys. J. C 73, 2416 (2013).
21. I. P. Ivanov and C. C. Nishi, JHEP 1311, 069 (2013).
22. N. G. Deshpande and E. Ma, Phys. Rev. D **18**, 2574 (1978); R. Barbieri, L. J. Hall, and V. S. Rychkov, Phys. Rev. D **74**, 015007 (2006); arXiv:hep-ph/0603188.
23. I. F.Ginzburg, K. A. Kanishev, M. Krawczyk, and D. Sokolowska, Phys. Rev. D **82**, 123533 (2010); hep-ph/1009.4593.
24. M. Krawczyk and D. Sokolowska, arXiv:0911.2457; 1305.6266 [hep-ph]; M. Krawczyk, D. Sokolowska, and B. Swiezewska, arXiv:1304.7757[hep-ph].
25. I. F. Ginzburg, *Proc. Scalars 2011, 2013.*
26. A. Urbano, arXiv:1310.5733 [hep-ph].
27. И. Ф. Гинзбург, http://iopscience.iop.org/1742-6596; Письма в ЭЧАЯ **9**, 42 (2012); Arxiv. hep-ph/1211.2429; ЭЧАЯ **45**, 207 (2014); J. Mod. Phys. (2014) (in print); П. А. Крачков, Письма в ЭЧАЯ **9**, 197 (2012).
28. N. D. Christensen T. Han, J. Song, and Stefanusa, arXiv:1404.6258 [hep-ph].
29. I. F. Ginzburg, I. P. Ivanov, and K. A. Kanishev, Phys. Rev. D **81**, 085031 (2010); arXiv:0911.2383 [hep-ph].