

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Квантовая теория явлений переноса
и электрослабый бариогенезис

Т. Констандин

Представлен обзор результатов исследования механизма электрослабого бариогенезиса. Основное внимание уделяется выводу квантовых уравнений, описывающих явления переноса, из первых принципов в формализме Швингера – Келдыша. Отмечается важность квазиклассического подхода, который приводит к надёжным предсказаниям для барионной асимметрии в большинстве моделей. Обсуждается статус электрослабого бариогенезиса в некотором классе моделей в свете недавних измерений электрического дипольного момента, а также результатов поисков новой физики в ускорительных экспериментах.

PACS numbers: 05.60.Gg, 12.15. – y, 12.60.Jv

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201308a.0785

Содержание

1. Введение (785).
2. Квантовые кинетические уравнения (787).
 - 2.1. Формализм Швингера – Келдыша. 2.2. Различные приближения. 2.3. Случай одного бозонного аромата. 2.4. Случай одного фермионного аромата. 2.5. Случай нескольких ароматов. 2.6. Другие подходы.
3. Электрослабый бариогенезис: игрушечная модель (795).
 - 3.1. Переход от уравнений Больцмана к уравнениям диффузии. 3.2. Простой пример системы уравнений диффузии.
4. Модели (798).
 - 4.1. Стандартная модель с низким масштабом обрезания. 4.2. Низкий масштаб обрезания: модели с синглетным расширением. 4.3. Двухдублетная хиггсовская модель. 4.4. Минимальная суперсимметричная стандартная модель. 4.5. Next-to-MSSM. 4.6. Другие модели.
5. Заключение (809).
6. Приложения (810).
 - А. Скорость слабых сфалеронов. Б. Квазиклассический подход к фазовым переходам. В. Скорость и толщина стенки пузыря. Г. Электрослабый фазовый переход в Стандартной модели.

Список литературы (813).

1. Введение

Целью любой модели бариогенезиса является объяснение наблюдаемой асимметрии между материей и антиматерией. Количественной мерой этой асимметрии является величина

$$\eta \equiv \frac{n_B - \bar{n}_B}{n_\gamma} \simeq 10^{-10}, \quad (1)$$

где n_B , \bar{n}_B , n_γ — концентрации барионов, антибарионов и реликтовых фотонов соответственно. Для того чтобы такая асимметрия могла образовываться динамически, должны выполняться необходимые условия, известные как условия Сахарова [1]: несохранение барионного числа (B), нарушение симметрии относительно зарядового сопряжения (C) и комбинированной зарядовой чётности (CP) и, кроме того, должна быть нарушена инвариантность относительно обращения времени, что для случая ранней Вселенной подразумевает неравновесное состояние плазмы. Требования, определяемые условиями Сахарова, приводят к тому, что бариогенезис оказывается возможным только в расширениях Стандартной модели (Standard Model — SM) физики частиц. В частности, для реалистичного бариогенезиса необходимы новые источники CP -нарушения, а также наличие определённого механизма, приводящего к значительному отклонению от термодинамического равновесия.

Особая привлекательность электрослабого бариогенезиса [2] состоит в том, что этот механизм включает в себя только физику на электрослабом масштабе энергий. Указанная особенность делает этот механизм, по крайней мере в принципе, доступным для экспериментальной проверки. В общих чертах механизм электрослабого бариогенезиса можно представить следующим образом. При температурах, больших электрослабого масштаба энергий, электрослабая калибровочная симметрия восстанавливается и Вселенная оказывается заполненной горячей плазмой, в которой отсутствует барионная асимметрия. Вселенная охлаждается и расширяется, и в конечном итоге возникает спонтанное нарушение электрослабой симметрии, обусловленное механизмом Хиггса. Электрослабый бариогенезис оказывается возможным, если такое нарушение сопровождается фазовым переходом первого рода. В этом случае образуются пузыри, содержащие частицы плазмы в фазе с нарушенной симметрией; пузыри расширяются, постепенно распространяясь на область пространства, занятую плазмой в фазе с ненарушенной симметрией. Движение стенки

Т. Констандин. Deutsche Elektronen Synchrotron (DESY),
Notkestr. 85, 22607 Hamburg, Germany
E-mail: Thomas.Konstandin@desy.de

Статья поступила 9 октября 2012 г.

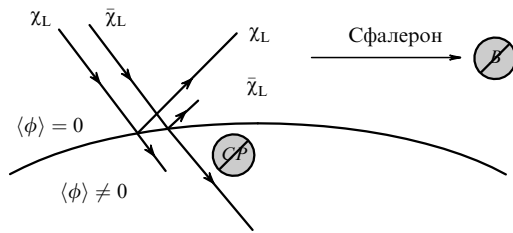


Рис. 1. Схема механизма электрослабого бариогенезиса. Стенка хиггсовского пузыря разделяет симметричную и нарушенную фазы. Если отражение левополяризованных частиц влечёт за собой CP -нарушение, то сфалеронные процессы, активные лишь в симметричной фазе, приводят к образованию барионной асимметрии.

расширяющегося пузыря через плазму оказывает влияние на отдельные частицы вследствие их взаимодействия с хиггсовским полем. Это приводит к отражению частиц от стенки пузыря, что выводит плазму из состояния равновесия. В итоге процесс отражения влечёт за собой CP -нарушение и с течением времени перед стенкой расширяющегося пузыря накапливается асимметрия между частицами и античастицами. До тех пор пока отсутствует нарушение барионной симметрии, внутри пузыря с нарушенной фазой в свою очередь будет возрастать противоположная по знаку асимметрия между частицами и античастицами. Наконец, к нарушению барионного числа приводят сфалеронные переходы, которые происходят только в ненарушенной фазе. Кроме того, сфалероны обуславливают нарушение зарядовой C -чётности, поскольку в этих процессах участвуют только частицы с левой спиральностью. Описанный механизм оказывается наиболее эффективным в случае, когда асимметрии между частицами и античастицами проникают далеко в глубь ненарушенной фазы, где сфалеронные переходы не подавлены [3]. Схема электрослабого бариогенезиса представлена на рис. 1.

Среди всех моделей, в которых выполняются необходимые условия для электрослабого бариогенезиса, особую роль играет Минимальная суперсимметричная стандартная модель (Minimal Supersymmetric Standard Model — MSSM). Причиной является то, что в рамках MSSM в некоторых областях параметров оказывается возможным разрешить (или, по крайней мере, упростить) многие проблемы Стандартной модели, в частности проблему иерархии взаимодействий SM , а также проблемы объединения калибровочных взаимодействий, экспериментальной аномалии в гиромангнитном отношении для мюона, выбора реалистичных кандидатов на роль частиц тёмной материи и ряд других. В связи с этим MSSM является наиболее изученной с точки зрения электрослабого бариогенезиса.

К сожалению, реализовать в MSSM электрослабый бариогенезис совсем непросто. Основная причина состоит в том, что, во-первых, хиггсовский сектор данной модели довольно сильно ограничен и, во-вторых, CP -нарушение возникает довольно специфическим образом. Несмотря на то что в рамках MSSM достаточно сильный электрослабый фазовый переход первого рода возможен лишь в малой области параметров (когда реализуется так называемый сценарий лёгкого стоп-кварка), наблюдаемая величина барионной асимметрии может быть объяснена только в случае близких по величине масс чарджино и/или нейтралино. Поэтому для надёжного

вычисления количества барионной асимметрии необходимо учёт эффектов смешивания, таких как флейворные осцилляции, резонансные усиления и эффекты переноса, специфичные для случая нескольких ароматов. Эти усложнения, которым уделяется значительное внимание в литературе, являются причиной существенных расхождений результатов анализа бариогенезиса в разных подходах. С появлением результатов экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК), в частности данных по поиску бозона Хиггса, феноменологически разрешённая область параметров MSSM значительно уменьшилась. В целом, хотя электрослабый бариогенезис в MSSM формально ещё не исключён, его реализация возможна только при весьма специфических предположениях, а также при наличии определённых сокращений и тонкой подстройке параметров (детальное обсуждение проводится в разделе 4.4).

Основная цель настоящего обзора состоит в том, чтобы рассмотреть, как реализуется электрослабый бариогенезис не только в MSSM, но и в других моделях. Поэтому основное внимание будет уделено следующим аспектам.

- В последнее время использование формализма Швингера–Келдыша [4, 5] (см. также [5a]) позволило вывести из первых принципов уравнения, которые описывают явления переноса в электрослабом бариогенезисе на квантовом уровне. При этом все приближения, применявшиеся при выводе уравнений, оказываются вполне обоснованными (в частности, в случае, когда CP -нарушение в данном механизме бариогенезиса возникает в результате действия некоторой квазиклассической силы, а не вследствие смешивания нескольких ароматов) и позволяют получать надёжные численные предсказания.

- Недавно в экспериментах на БАК была обнаружена частица с массой $m_h \simeq 125$ ГэВ, по свойствам близкая к бозону Хиггса. Если данная частица действительно будет идентифицирована как хиггсовский бозон, то это окажется весьма существенным обстоятельством с точки зрения электрослабого бариогенезиса. Дело в том, что интенсивность электрослабого фазового перехода непосредственно зависит от массы хиггсовского бозона. Чем больше эта масса, тем слабее электрослабый фазовый переход, а значит, меньше барионная асимметрия. Далее во всех моделях мы будем предполагать, что масса бозона Хиггса равна вышеприведённому значению.

- Основным аргументом в пользу существования новой физики на электрослабом масштабе энергий (в частности, суперсимметрии) является проблема иерархии. Открытие бозона Хиггса усиливает эту связь между проблемой иерархии и новой физикой и исключает безхиггсовские модели, такие как, например, техницвет. В последнее время был достигнут значительный прогресс, касающийся альтернативных решений проблемы иерархии, например, с помощью моделей со составным хиггсовским бозоном. В этих моделях электрослабый бариогенезис обычно оказывается возможным без тонкой подстройки параметров в хиггсовском секторе.

Настоящий обзор построен следующим образом. В разделе 2 приводится вывод из первых принципов квазиклассических уравнений переноса в формализме Швингера–Келдыша [4, 5]. Основным результатом этого раздела является уравнение Больцмана (48), которое включает в себя CP -нарушающую квазиклассическую силу в порядке \hbar . В разделе 3 описывается процедура перехода

от уравнений переноса бoльцмановского типа к уравнениям диффузии посредством использования потокового анзаца, а также проводится полный анализ вычисления образующейся барионной асимметрии. Наконец, в разделе 4 обсуждаются возможности образования барионной асимметрии в рамках конкретных моделей с учётом экспериментальных поисков проявлений этих моделей на ускорителях. В приложениях описываются некоторые детали вычисления барионной асимметрии, в частности, представлены расчёты ряда характеристик фазового перехода и скорости сфалеронных процессов.

2. Квантовые кинетические уравнения

В этом разделе мы рассмотрим вывод квантовых уравнений переноса из первых принципов квантовой теории поля (КТП) и, в частности, их приложение к электрослабому бариогенезису. Главная задача раздела состоит не в том, чтобы в деталях описать формализм Швингера – Келдыша [4, 5] (который известен также как формализм замкнутого временного контура, или in-in-формализм), а в том, чтобы дать его краткую характеристику и объяснить причины его использования. Ниже мы следуем выводу, предложенному в работе [6], используя теоретический формализм, представленный в обзорах [7, 8]. Для прояснения деталей читатель может обратиться к работам [9–11]; квантовая теория поля при конечных температурах изложена в монографиях [12, 13].

2.1. Формализм Швингера – Келдыша

Отправная точка формализма Швингера – Келдыша состоит в наблюдении, что представление в виде интеграла по траекториям возможно не только для амплитуд рассеяния, но и для эволюционирующих со временем средних значений операторов [4, 5]. Рассмотрим квантово-механическую систему с координатой q , набором базисных состояний $|n\rangle$, а также некоторый оператор \hat{O} , матричные элементы которого в начальный момент времени t_0 имеют вид

$$O_{mn}(t_0) = \langle m | \hat{O} | n \rangle. \tag{2}$$

Матричные элементы этого оператора в последующие моменты времени можно связать с $O_{mn}(t_0)$:

$$O_{ab}(t_1) = \sum_{n,m} \langle a | \exp [i\hat{H}(t_1 - t_0)] | m \rangle \times O_{mn}(t_0) \langle n | \exp [-i\hat{H}(t_1 - t_0)] | b \rangle. \tag{3}$$

Таким образом, временная эволюция матричных элементов, в отличие от временной эволюции амплитуд рассеяния, происходит не только вперёд, но и назад по времени.

Эволюция базисных состояний системы с лагранжианом \mathcal{L} может быть выражена в виде континуального интеграла:

$$\langle n | \exp [-i\hat{H}(t_1 - t_0)] | b \rangle = \int \mathcal{D}q \exp \left(i \int_{t_0}^{t_1} dt \mathcal{L}(q, \dot{q}) \right), \tag{4}$$

с соответствующими граничными условиями. Временная эволюция матричных элементов рассмотренного опера-

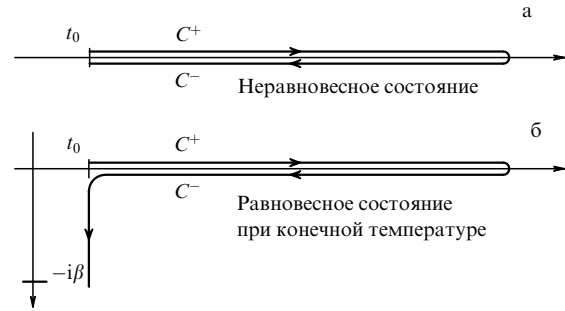


Рис. 2. Замкнутый по времени контур для неравновесной системы (а) и контур для равновесной системы при конечной температуре (б).

тора может быть представлена как

$$O_{ab}(t_1) = \int \mathcal{D}q O(t_1) \exp \left(i \int_{\mathcal{P}} dt \mathcal{L}(q, \dot{q}) \right), \tag{5}$$

где под знаком экспоненты проводится интегрирование, упорядоченное по замкнутому временному пути \mathcal{P} , который идёт от точки t_0 вперёд по времени, а затем поворачивает обратно (рис. 2). Важно иметь в виду, что оба интервала интегрирования являются независимыми, так что в гамильтоновой картине операторы являются упорядоченными именно вдоль направления контура, а не по возрастанию времени.

В КТП аналогичные рассуждения также приводят к интегралу по траекториям вдоль замкнутого временного контура. Как и в вышеприведённом примере квантово-механической системы, описание эволюции операторов сводится к вакуумным средним (или, что то же самое, вакуумным ожидаемым значениям — Vacuum Expectation Value (VEV)), упорядоченным по указанному временному контуру. Из этого в свою очередь следует, что дайсеновское разложение в рамках нестационарной теории возмущений будет включать в себя не только причинную функцию Грина, но и антипричинную, а также неупорядоченную по времени функцию Грина. Этот факт можно эффективно учесть, записывая функции Грина в виде матрицы 2×2 . Например, в случае действительного скалярного поля ϕ определим функции

$$\begin{aligned} \Delta^{++}(u, v) &\equiv \Delta^{\dagger}(u, v) \equiv -i \langle \Omega | T [\phi(u) \phi^{\dagger}(v)] | \Omega \rangle, \\ \Delta^{+-}(u, v) &\equiv \Delta^{<}(u, v) \equiv -i \langle \Omega | \phi^{\dagger}(v) \phi(u) | \Omega \rangle, \\ \Delta^{-+}(u, v) &\equiv \Delta^{>}(u, v) \equiv -i \langle \Omega | \phi(u) \phi^{\dagger}(v) | \Omega \rangle, \\ \Delta^{--}(u, v) &\equiv \Delta^{\bar{\dagger}}(u, v) \equiv -i \langle \Omega | \bar{T} [\phi(u) \phi^{\dagger}(v)] | \Omega \rangle, \end{aligned} \tag{6}$$

где T и \bar{T} означают упорядочение по возрастанию и убыванию времени соответственно. Очевидно, что только две из функций (6) являются независимыми и матрица Δ в вышеприведённых обозначениях оказывается антиэрмитовой в том смысле, что справедливо равенство

$$\Delta^{\dagger}(u, v) = -\Delta(v, u). \tag{7}$$

Во многих случаях удобно выразить эти двухточечные функции в терминах спектральной функции $\mathcal{A} = i(\Delta^{>} - \Delta^{<})/2$ и симметричного пропагатора $\mathcal{F} = (\Delta^{>} + \Delta^{<})/2$. Для канонически нормированных полей

спектральная функция удовлетворяет соотношению

$$2\delta_{u_0} \mathcal{A}(u, v) \Big|_{u_0 \rightarrow v_0} = \delta(\mathbf{u} - \mathbf{v}), \quad (8)$$

которое немедленно следует из одновременных канонических коммутационных соотношений для поля ϕ .

В конечном итоге матричные элементы (2) могут быть использованы для нахождения с помощью матрицы плотности $\hat{\rho}$ свойств статистической системы:

$$\text{Tr}(\hat{\rho} \hat{O}) = \rho_{nm} O_{nm}. \quad (9)$$

Если матрица плотности в начальный момент времени известна, то матричные элементы операторов могут быть вычислены, как описано выше, с использованием интегрального представления для O_{nm} . В принципе, если известна матрица плотности, то может быть получена вся необходимая информация о системе.

Альтернативный подход состоит в рассмотрении замкнутой системы n -точечных функций и наложении начальных условий на эти n -точечные функции, а не на матрицу плотности. В полной аналогии с вычислениями в рамках КТП, уравнения Швингера–Дайсона могут быть выведены с использованием двухчастично-неприводимого эффективного действия [14] для случая неравновесной системы. Формально уравнение имеет тот же вид, что и в равновесном случае, а именно:

$$\int d^4 w (\square + m^2 + \Pi(u, w)) \Delta(w, v) = \delta(u - v), \quad (10)$$

где Π — собственно-энергетическая функция. В каждой конкретной модели собственно-энергетическая функция Π может быть выражена в рамках теории возмущений через двухточечные корреляционные функции и вершины взаимодействия. Это позволяет определить двухточечные функции в любой момент времени самосогласованным образом, не обращаясь к начальным условиям для матрицы плотности¹.

Однако, несмотря на то что эти уравнения формально идентичны уравнениям Швингера–Дайсона, в них неявно подразумевается, что двухточечная функция Грина имеет структуру матрицы 2×2 , которая описана выше. Кроме того, часто статистические системы не являются изотропными, так что двухточечные функции Δ и собственно-энергетическая функция Π зависят не только от разности координат $u - v$, но и явно от u и v в отдельности. Это необходимо учитывать при проведении преобразования Фурье (ФТ) для двухточечных функций. Обычно вычисления фейнмановских диаграмм упрощаются при переходе к импульсному представлению, поскольку свёртка двух функций в координатном пространстве переходит в обычное произведение:

$$\int dy A(x - y) B(y - z) \xrightarrow{\text{FT}} A(p) B(p). \quad (11)$$

¹ Строго говоря, уравнения Швингера–Дайсона в формализме двухчастично-неприводимого действия допускают только гауссовы начальные условия. Чтобы наложить граничные условия более общего типа, необходимо применить обобщённый формализм с использованием n -частично неприводимых функций или другие похожие методы [9, 15–18]. В контексте настоящего обсуждения этой проблемы не возникает, поскольку берётся предел $t_0 \rightarrow -\infty$ и, следовательно, появляются термальные начальные условия.

Однако если функции зависят от самих координат, а не только от их разности, то свёртка переходит в звёздочное произведение Мойала:

$$\int dy A(x, y) B(y, z) \xrightarrow{\text{FT}} A(p, X) \star B(p, X). \quad (12)$$

Здесь $A(p, X)$ обозначает преобразование Фурье по относительной координате $r = x - y$ при фиксированной координате центра $X = (x + y)/2$,

$$A(p, X) = \int d^4 r A\left(X + \frac{r}{2}, X - \frac{r}{2}\right) \exp(irp), \quad (13)$$

а звёздочное произведение Мойала определяется с использованием так называемого ромбического оператора

$$\diamond = \frac{1}{2} \left(\overleftarrow{\partial}_p \overrightarrow{\partial}_X - \overleftarrow{\partial}_X \overrightarrow{\partial}_p \right) \quad (14)$$

следующим образом:

$$A(p, X) \star B(p, X) = A(p, X) \exp(-i\diamond) B(p, X). \quad (15)$$

Подобное представление двухточечных функций, которое называется представлением в пространстве Вигнера (или преобразованием Вигнера), позволяет интерпретировать ряд явлений в терминах величин полуклассического фазового пространства. Одним из довольно простых приложений этого формализма является КТП при конечной температуре, к обсуждению которой мы и переходим.

2.1.1. Квантовая теория поля при ненулевой температуре.

Матрица плотности системы при конечной температуре выражается через гамильтониан системы \hat{H} и её температуру $T = \beta^{-1}$ как

$$\hat{\rho} = \exp(-\hat{H}\beta). \quad (16)$$

Статистическая сумма системы

$$Z = \text{Tr} \hat{\rho} = \int dq \langle q | \exp(-\hat{H}\beta) | q \rangle \quad (17)$$

может быть представлена в виде фейнмановского интеграла по траекториям, если замкнутый временной контур продолжить на мнимое направление времени (см. рис. 2) и наложить периодические (антипериодические) граничные условия на бозонные (фермионные) поля. Для двухточечных функций периодические граничные условия переходят в соотношение Кубо–Мартина–Швингера (КМШ)

$$\begin{aligned} \Delta^>(u, v) \Big|_{u_0 - v_0 = t} &= \\ &= \Delta^<(u, v) \Big|_{u_0 - v_0 = t + i\beta} \xrightarrow{\text{FT}} \Delta^>(k) = \exp(k_0\beta) \Delta^<(k). \end{aligned} \quad (18)$$

Комбинируя эти соотношения со спектральным правилом сумм (8),

$$\int \frac{dp_0}{2\pi} 2p_0 \mathcal{A}(p) = 1, \quad (19)$$

можно получить для равновесного *свободного* бозонного поля

$$\mathcal{A}(p) = \pi \delta(p^2 - m^2) \text{sign}(p_0), \quad (20)$$

$$\mathcal{F}(p) = -\pi i \delta(p^2 - m^2) (2n|p_0| + 1),$$

или

$$\begin{aligned} \Delta^< &= -\pi i \delta(p^2 - m^2) \operatorname{sign}(p_0) n(p_0), \\ \Delta^> &= -\pi i \delta(p^2 - m^2) \operatorname{sign}(p_0) (n(p_0) + 1). \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь мы воспроизвели функцию распределения Бозе–Эйнштейна

$$n(E) = \frac{1}{\exp(E\beta) - 1}. \quad (22)$$

Для слабо взаимодействующей подсистемы частиц, которая находится в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, спектральная функция Δ аппроксимируется δ -функцией, а соответствующий компонент плазмы может быть описан с помощью квазичастиц. В этом случае функция распределения частиц $n(X, p)$ может быть выражена через симметричный пропагатор \mathcal{F} или функции Вайтмана $\Delta^{<,\>}$.

2.1.2. Уравнения Каданова – Бейма. Неудивительно, что плотности частиц в плазме выражаются через функции Вайтмана $\Delta^<$ и $\Delta^>$. В конечном счёте эти функции связаны с операторами числа частиц. Это указывает способ вывода квантовых уравнений переноса из первых принципов: уравнения Швингера – Дайсона (10) в пространстве Вигнера (называемые уравнениями Каданова – Бейма (КБ) [19])

$$(p^2 - m^2 + \Pi(p, X)) \star \Delta(p, X) = 1, \quad (23)$$

которые должны решаться с определёнными граничными условиями. В компонентах уравнение (23) может быть выражено следующим образом [7, 8]:

$$(p^2 - m^2 - \Pi^h) \star \Delta^{<,\>} - \Pi^{<,\>} \star \Delta^h = \operatorname{coll.}, \quad (24)$$

где мы ввели обозначение для столкновительного члена

$$\operatorname{coll.} = \frac{1}{2} (\Pi^> \star \Delta^< - \Pi^< \star \Delta^>) \quad (25)$$

эрмитовой части функции Грина

$$\Delta^h = \Delta^t - \frac{1}{2} (\Delta^< + \Delta^>) \quad (26)$$

и аналогичные обозначения для собственно-энергетической функции Π . Если функции Вайтмана известны, то можно получить функции распределения частиц при более поздних временах, когда состояние системы снова оказывается близким к равновесному. Из уравнения (21) находим

$$n(X^\mu, \mathbf{p}) = 4i \int_{p_0 > 0} \frac{dp_0}{2\pi} \Delta^<, \quad (27)$$

$$1 + \bar{n}(X^\mu, \mathbf{p}) = 4i \int_{p_0 < 0} \frac{dp_0}{2\pi} \Delta^<. \quad (28)$$

Уравнения (24) с использованием подходящих граничных условий могут быть непосредственно применены к описанию электрослабого бариогенезиса. Система, находящаяся в начальный момент времени в состоянии, близком к равновесному, во время бариогенезиса становится неравновесной. В случае электрослабого бариогенезиса неравновесность проявляется в том, что наличие хиггсовских пузырей приводит к пространственно-временной зависимости массовых слагаемых $m(X)$ для не-

которых полей. Слагаемые в левой части уравнения (24) описывают силы, действующие на частицы, а также диффузию плотностей частиц в направлении от стенки пузыря. Выражение в правой части (24) (называемое *столкновительным членом*) описывает взаимодействия, которые приводят систему в состояние термодинамического и химического равновесия. И наконец, плотности частиц нужных нам типов при более поздних временах после завершения фазового перехода могут быть найдены из функций Вайтмана.

2.2. Различные приближения

Для того чтобы привести систему уравнений (24) к виду более пригодному для исследования, необходимо ввести некоторые упрощения, которые мы обсудим в этом разделе. В контексте электрослабого бариогенезиса обычно применяют следующие приближения².

- *Градиентное разложение.* Если фоновое поле слабо зависит от пространственных координат и времени, то ромбический оператор, который содержится в определении произведения Мойала, можно разложить в ряд по производным. На первый взгляд, такое разложение применимо в случае электрослабого бариогенезиса, поскольку зависимость фонового поля действительно является слабой в единицах характерного масштаба импульсов. Так, например, в MSSM типичная толщина стенки хиггсовского пузыря $l_w \sim 20 - 30 T^{-1}$. В то же время, характерная величина импульса частицы плазмы $p \sim T$. Следовательно, действие ромбического оператора приводит к появлению дополнительного множителя, $\diamond \sim (l_w T)^{-1} \ll 1$.

- *Жидкостное приближение.* Предполагается, что плазма находится в состоянии, близком к равновесному. Это, в частности, означает, что процессы рассеяния "два в два" (или другие взаимодействия, не меняющие числа частиц) происходят достаточно быстро, так что свойства плазмы с хорошей точностью могут описываться локальной скоростью её различных компонентов, их локальной температурой и локальными химическими потенциалами. В этом случае функции распределения для разных типов частиц можно представить в параметрическом виде:

$$n \simeq \frac{1}{\exp[(u_\mu p^\mu + \mu)\beta] \pm 1}, \quad (29)$$

где 4-вектор скорости u^μ , обратная температура β и химический потенциал μ соответствующего компонента плазмы зависят от координат точки пространства-времени. Уравнения, описывающие изменение этих величин со временем, можно получить, взяв моменты различных степеней в описанных выше транспортных уравнениях (см. раздел 3).

- *Слабая связь.* Вдали от источника неравновесности система будет стремиться к состоянию химического равновесия за счёт взаимодействий, которые изменяют число частиц. Предполагается, что эти взаимодействия являются достаточно медленными для того, чтобы при вычислении их вероятностей можно было производить разложение по соответствующим константам связи.

Используя перечисленные выше предположения, уравнения Каданова – Бейма можно упростить. Однако

² Подобное обсуждение приведено также в работе [20].

при этом следует проявлять осторожность, поскольку указанные приближения не всегда справедливы. Так, например, основным примером нарушения жидкостного приближения являются флейворные осцилляции [20] (см. раздел 2.5).

Ниже мы увидим, что основная причина того, что система выходит из состояния равновесия и возникает CP -нарушение, связана с кинематическим эффектом, который становится только сильнее при стремлении взаимодействия к нулю. Эффекты, вызванные отклонением от состояния равновесия, оказываются подавленными фактором $\epsilon_w \simeq (l_w T)^{-1}$, в то время как собственно-энергетическая часть подавлена константой связи и петлевыми множителями $\epsilon_{\text{coll}} \simeq g^2/4\pi$. В частности, столкновительный член стремится к нулю в пределе равновесной ситуации, но тоже явно содержит фактор ϵ_{coll} , входящий в собственно-энергетическую часть. Следовательно, можно пренебречь градиентами старших порядков в разложении звёздочного произведения Мойала в столкновительном члене и записать

$$\text{coll.} \simeq P^>(p, X) \Delta^<(p, X) - P^<(p, X) \Delta^>(p, X). \quad (30)$$

Более того, члены, в которые входит собственно-энергетическая часть, в левой части уравнений Каданова–Бейма (24) влияют в основном лишь на форму спектральной функции. Слагаемое, содержащее P^h , приводит к перенормировке массы, тогда как член, включающий в себя $P^{< \cdot >}$, — к уширению спектральной функции [7, 8]. Далее мы будем пренебрегать этими вкладами, тогда уравнения Каданова–Бейма примут вид

$$(p^2 - m^2) \star \Delta^{< \cdot >} = P^>(p, X) \Delta^<(p, X) - P^<(p, X) \Delta^>(p, X). \quad (31)$$

2.3. Случай одного бозонного аромата

Для системы только с одной бозонной степенью свободы функции Вайтмана являются чисто мнимыми и уравнения Каданова–Бейма непосредственно расщепляются на действительную,

$$(p^2 - m^2) \cos(\diamond) \Delta^{< \cdot >}(p, X) = 0, \quad (32)$$

и мнимую,

$$(p^2 - m^2) \sin(\diamond) \Delta^{< \cdot >}(p, X) = \text{coll.}, \quad (33)$$

части. Действительная часть, которая определяет спектральную функцию, обычно называется *уравнением связи*, а мнимая часть, описывающая изменения плотностей распределения частиц вследствие внешних воздействий, — *кинетическим уравнением*.

В порядке $\mathcal{O}(\diamond^2)$ уравнения (32), (33) могут быть решены с помощью подстановки

$$\Delta^< = 2\pi\delta(p^2 - m^2) \text{sign}(p_0) n(p, X), \quad (34)$$

в результате которой функции распределения будут удовлетворять уравнению

$$2\pi\delta(p^2 - m^2)(2p^\mu \partial_\mu n(p, X) + \partial_\mu m^2(X) \partial_{p_\mu} n(p, X)) = \text{coll.} \quad (35)$$

Уравнение (35) имеет простую квазиклассическую интерпретацию. Представим себе частицу, которая обладает возникающей вследствие наличия хиггсовского пузыря массой $m^2(z)$, зависящей от точки пространства, и имеет 4-импульс p^μ непосредственно перед стенкой пузыря. Если частица проходит сквозь стенку, то её масса изменяется. Если квазиклассическая частица находится на массовой поверхности по обе стороны от стенки пузыря, то её 4-импульс должен измениться, а ввиду симметрии задачи изменение претерпит только компонента p_z . Таким образом, приходим к соотношению $p_{z,\text{in}}^2 + m_{\text{in}}^2 = p_{z,\text{out}}^2 + m_{\text{out}}^2$, из которого следует, что для налетающей частицы такое изменение массы имеет тот же эффект, что и прохождение через потенциальный барьер. В частности, очень мягкие частицы не могут находиться на массовой поверхности внутри пузыря, поэтому они должны отразиться от его стенки. Обобщая эту картину для налетающих частиц с функцией распределения $n(p, X)$ и массой $m(X)$, имеющей плавно изменяющийся профиль, получаем соотношение

$$p^\mu \partial_\mu n(p, X) = -\partial_\mu m^2(X) \partial_{p_\mu} n(p, X), \quad (36)$$

которое представляет собой не что иное, как уравнение (35) при отсутствии взаимодействий. С точки зрения уравнений Больцмана, изменение массы приводит к *кинематическому эффекту*, который вызывает появление некоторой *силы*, действующей на частицы плазмы. Этот эффект является чисто классическим, так как он не исчезает в пределе $\hbar \rightarrow 0$. Данный эффект представляет интерес для электрослабого бариогенезиса, поскольку, как мы увидим далее, в случае, когда частицы являются фермионами и/или когда имеется несколько ароматов, кинематические силы могут вызвать CP -нарушение (но уже в первом порядке по \hbar).

Прежде чем перейти к дальнейшему описанию, обсудим некоторые дополнительные свойства уравнения (35) и его решения. Во-первых, заметим, что если стенка пузыря покоится относительно плазмы, то действующая на частицы сила отсутствует. В системе координат, связанной со стенкой, масса частицы зависит только от пространственной координаты, $m(z)$, тогда как в системе отсчёта, связанной с плазмой, равновесные функции распределения зависят только от энергии, $n(p_0)$. Если эти системы отсчёта совпадают, то слагаемое, которое приводит к возникновению силы, $\partial_\mu m^2(X) \partial_{p_\mu} n(p)$, обнуляется и решение уравнения (35) во всём пространстве является равновесным (разумеется, с массой, зависящей от пространственно-временных координат). Рассуждая в терминах частиц, мы видим, что мягкие (низкоэнергетичные) частицы отражаются от стенки пузыря, $n(\mathbf{p}) = n(-\mathbf{p})$, в то же время происходит обмен жёсткими (высокоэнергетичными) частицами между областями пространства, примыкающими к стенке пузыря с обеих сторон. Во время электрослабого бариогенезиса эффекты, вызванные отклонениями от равновесия, дополнительно подавляются скоростью стенки v_w относительно плазмы, если v_w значительно меньше скорости света.

Далее, отметим, что этот эффект проявляется даже в случае полного отсутствия взаимодействий. Если стенка пузыря движется, то низкоэнергетичные частицы по-прежнему будут отражаться от стенки, $n(\mathbf{p}) = n(-\mathbf{p})$, однако этот процесс окажется не согласованным с

граничными условиями плазмы, движущейся навстречу стенке пузыря. Кроме того, плазма с другой стороны стенки находится в неравновесном состоянии. Таким образом, хотя роль взаимодействий весьма существенна для установления равновесия вдали от стенки, их вклад в образование неравновесной ситуации в рассматриваемом случае мал.

Наконец, отметим, что, поскольку эффект взаимодействия со стенкой может быть описан как результат действия некоторой силы,

$$p^\mu \partial_\mu n(p, X) \delta(p^2 - m^2) = m(X) F_\mu(X) \partial_{p_\mu} n(p, X) \delta(p^2 - m^2), \quad (37)$$

4-вектор тока

$$J^\mu = \int d^4p p^\mu n(X, p) \delta(p^2 - m^2) \quad (38)$$

сохраняется,

$$\partial_\mu J^\mu = 0. \quad (39)$$

Этот факт является дополнительным аргументом в пользу того, что рассмотренный эффект является чисто кинематическим: частицы не образуются и не исчезают в этом процессе. Конечно, если в столкновительном члене учесть взаимодействия, которые изменяют число частиц, то это приведёт к модификации закона сохранения. С другой стороны, тензор энергии-импульса

$$T^{\mu\nu} = \int d^4p p^\mu p^\nu n(X, p) \delta(p^2 - m^2) \quad (40)$$

не сохраняется,

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = \int d^4p p^\nu F^\nu n(X, p) \delta(p^2 - m^2) \neq 0, \quad (41)$$

из-за скрытой теплоты, которая выделяется в процессе фазового перехода из хиггсовского сектора в плазму. Тем не менее взаимодействия сохраняют тензор (полный) энергии-импульса,

$$\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} p^\mu \text{coll.} = 0, \quad (42)$$

и не приводят к изменению этого соотношения (после суммирования по всем типам частиц). В идеале любое приближение для уравнений переноса, которое будет применяться впоследствии, должно удовлетворять этим законам сохранения.

2.4. Случай одного фермионного аромата

Для системы, содержащей одну фермионную степень свободы, вывод уравнения Каданова–Бейма аналогичен его выводу для бозонного случая. Уравнение, аналогичное (31), в этом случае имеет вид

$$(\not{p} - P_L m(X) - P_R m^*(X)) \star S^<(p, X) = \text{coll.}, \quad (43)$$

где $S^<$ — фермионная функция Вайтмана. В (43) мы уже пренебрегли всеми нелидирующими членами, а также ввели комплексную массу, зависящую от простран-

ственно-временных координат. В отличие от уравнения в бозонном случае, уравнение (43) нельзя легко расщепить на уравнение связи и кинетическое уравнение, поскольку оператор Дирака, так же как и функция Грина $S^<$, имеет спинорную структуру. Далее мы будем полагать, что направление, вдоль которого изменяется масса, совпадает с направлением импульса частицы (будем считать, что оба направления совпадают с осью z , перпендикулярной стенке), что делает задачу эффективно $(1+1)$ -мерной. Если упомянутые направления не совпадают, то всегда можно перейти в подходящую систему отсчёта, в которой это условие выполняется [21].

Спинорную структуру можно частично расщепить, принимая во внимание, что оператор Дирака коммутирует со следующим оператором спина:

$$S_z = \gamma_0 \gamma_3 \gamma_5 \propto \gamma_1 \gamma_2. \quad (44)$$

Используя проекторы $P_s = \frac{1}{2}(1 + sS_z)$, оператор Дирака можно представить в блочно-диагональном виде. Блок, который даёт вклад в векторные и аксиальные токи, может быть параметризован следующим образом:

$$S^< = \sum_{s=\pm} P_s S_s^<, \quad S_s^< = P_s [\gamma_0 g_0^s + \gamma_3 g_3^s + g_1^s + \gamma_5 g_2^s]. \quad (45)$$

В этих обозначениях s -чётные (нечётные) компоненты g_0 описывают вклад в векторную плотность (z -компоненту аксиального тока), g_3 вносят вклад в z -компоненту векторного тока (аксиальную плотность), $g_{1/2}$ — в скалярную/псевдоскалярную (z -спиновую) плотность.

После разложения по производным спинорная структура уравнения Каданова–Бейма может быть расщеплена [6], что приводит к следующему уравнению связи и кинетическому уравнению для g_0^s :

$$\left(k^2 - |m|^2 - \frac{s}{k_0} |m|^2 \theta' \right) g_0^s = 0, \quad (46)$$

$$\left(k_z \partial_z - \frac{1}{2} |m|^2 \partial_{k_z} - \frac{s}{2k_0} (|m|^2 \theta') \partial_{k_z} \right) g_0^s = \text{coll.},$$

где массовое слагаемое представлено в параметрическом виде: $m(z) = |m(z)| \exp(i\theta(z))$. Далее можно снова применить анзац для функции g_0^s :

$$g_0^s \propto \delta(k_0^2 - \omega_s^2) n_0^s, \quad \omega_s^2 \equiv k_z^2 + |m|^2 + \frac{s}{k_0} |m|^2 \theta', \quad (47)$$

что приводит к уравнению

$$\left(k_z \partial_z - \frac{1}{2} |m|^2 \partial_{k_z} - \frac{s}{2k_0} (|m|^2 \theta') \partial_{k_z} \right) n_0^s = \text{coll.} \quad (48)$$

Дополнительная CP -нарушающая сила в этом уравнении вызывает CP -нарушающие отклонения от равновесия в z -компоненте аксиального тока. В аналогичном уравнении для g_3 нет зависимости от сдвига по фазе θ' . В целом в рассматриваемом процессе частицы не появляются и не исчезают. Однако частицам с различными спинами соответствуют разные потенциальные барьеры, и поэтому они по-разному отражаются от стенки. Таким образом, спин частицы сохраняется, тогда как её киральность не сохраняется.

Если стенка покоится, то n_0 не зависит от k_z и вдали от стенки функция распределения частиц является локально равновесной. Однако частицы с разными спинами имеют

разные дисперсионные соотношения, так что двухточечные функции, а также аксиальный ток J_z^5 зависят от изменения фазы θ' при переходе через стенку. Эта картина сохраняется даже при наличии взаимодействий [8], поскольку решение должно удовлетворять условию Кубо–Мартина–Швингера. Только если скорость стенки отлична от нуля, CP -нарушение может диффундировать в симметричную фазу, приводя к образованию барионной асимметрии.

Уравнение (48) является основным для описания электрослабого бариогенезиса в случае одного аромата. Силы в левой части этого уравнения описывают, как плазма выводится из равновесного состояния и как CP -нарушение влияет на плотности частиц. Кинетический и столкновительные члены описывают процессы диффузии частиц от стенки. Столкновительные члены также описывают перераспределение асимметрии между различными типами частиц и в конечном итоге образование барионной асимметрии за счёт электрослабых сфалеронов. Полный анализ электрослабого бариогенезиса в игрушечной модели представлен в разделе 3.

2.5. Случай нескольких ароматов

Дополнительные сложности возникают, если в процессы вовлечено сразу несколько ароматов. Ромбический оператор всегда возникает одновременно с множителем \hbar , и в случае одного аромата уравнение связи всегда является алгебраическим в лидирующем порядке. Кроме того, кинетическое уравнение содержит общий множитель \hbar и в ведущем порядке выглядит как транспортное уравнение. В случае нескольких ароматов кинетическое уравнение (для случая бозонов) в лидирующем порядке имеет вид

$$2k''\partial_\mu A^< + i[m^2, A^<] - \frac{1}{2}\{m^{2'}, \partial_{k_z} A^<\} = \text{coll}. \quad (49)$$

Первые два слагаемых этого уравнения описывают осцилляции между ароматами с частотой $\omega \simeq \Delta m^2/k_z \propto 1/\hbar$, а третье слагаемое представляет квазиклассические силы, аналогичные тем, которые возникли в случае одного аромата. В случае нескольких ароматов функция Вайтмана не только описывает квазиклассические функции распределения частиц, но и учитывает влияние когерентных суперпозиций различных массовых состояний. Несмотря на то что функция Вайтмана диагональна в массовом базисе вдали от стенки пузыря, упомянутые выше силы вызывают появление недиагональных членов, которые участвуют во флейворных осцилляциях. Этот механизм создаёт новые источники CP -нарушения. В частности, рассмотренный эффект возникает уже в лидирующем порядке в кинетическом уравнении. Для сравнения, квазиклассическая сила в случае одного аромата содержит ещё один дополнительный градиент (а значит, ещё один множитель \hbar). С одной стороны, приведённая картина указывает на то, что эффекты флейворного смешивания могут быть усилены по сравнению с эффектами, вызываемыми квазиклассической силой. С другой стороны, если осцилляции являются достаточно быстрыми, то влияние недиагональных членов матрицы оказывается подавленным. Так что *a priori* неизвестно, какой из двух вкладов в CP -нарушение — возникающий из-за смешивания или обусловленный квазиклассической силой — будет играть основную роль в образовании барионной асимметрии.

Для полноты рассмотрения приведём кинетическое уравнение для фермионов с несколькими ароматами, выведенное в [22] во втором порядке по производным. В этом случае оказывается более удобным параметризовать двухточечные функции в терминах плотностей правополяризованных и левополяризованных частиц. Уравнение для плотности правых частиц имеет вид

$$\begin{aligned} k_z \partial_z g_R + \frac{i}{2} [m^\dagger m, g_R] - \frac{1}{4} \{ (m^\dagger m)', \partial_{k_z} g_R \} + \\ + \frac{1}{4k_z} (m^\dagger m' g_R + g_R m^\dagger m') - \frac{1}{4k_z} (m^\dagger g_L m + m^\dagger g_L m') - \\ - \frac{i}{16} [(m^\dagger m)'', \partial_{k_z}^2 g_R] + \frac{i}{8k_z} [m^\dagger m', \partial_{k_z} g_R] + \\ + \frac{i}{8} \left(m^\dagger m \partial_{k_z} \left(\frac{g_R}{k_z} \right) - \partial_{k_z} \left(\frac{g_R}{k_z} \right) m^\dagger m'' \right) - \\ - \frac{i}{8} \left(m^\dagger m \partial_{k_z} \left(\frac{g_L}{k_z} \right) m - m^\dagger \partial_{k_z} \left(\frac{g_L}{k_z} \right) m'' \right) = \text{coll}. \quad (50) \end{aligned}$$

Аналогичное уравнение для плотности левых частиц получается с помощью замены

$$g_R \leftrightarrow g_L, \quad m \leftrightarrow m^\dagger. \quad (51)$$

Заметим, что это уравнение не зависит явно от спинового квантового числа s , поэтому соответствующий индекс опущен. Явную зависимость от s можно восстановить, если переписать уравнения для плотностей правых и левых частиц, используя введённые ранее обозначения

$$g_L^s = g_0^s - s g_3^s, \quad g_R^s = g_0^s + s g_3^s, \quad (52)$$

а также соотношение $k_z g_3 = k_0 g_0$, справедливое в лидирующем порядке. Отметим, что эти кинетические уравнения не зависят явно от энергии k_0 . Поэтому уравнения переноса для функций распределения могут быть получены интегрированием без привлечения информации о спектральной функции.

Второе слагаемое в уравнении (50) описывает флейворные осцилляции, а оставшийся член первого порядка по производным представляет собой аналог квазиклассических сил в случае одного аромата. Эти слагаемые вызывают появление недиагональных членов (во флейворном пространстве) у функций Вайтмана и содержат новые источники CP -нарушения, как и в случае бозонной системы с несколькими ароматами. Два последних слагаемых воспроизводят квазиклассическую силу, аналогичную таковой в случае одного аромата.

2.5.1. Применения к MSSM. Уравнение (50) используется в основном для описания электрослабого бариогенезиса, который происходит за счёт чарджино (нейтралино) в MSSM. В этом случае для объяснения наблюдаемой барионной асимметрии недостаточно одной квазиклассической силы, обеспечивающей электрослабый бариогенезис в случае одного аромата. Причина заключается в том, что электрослабый фазовый переход в этой модели оказывается довольно слабым, а также в имеющихся довольно сильных ограничениях из измерений электрических дипольных моментов (ЭДМ). Следовательно, электрослабый бариогенезис в MSSM должен определяться эффектами смешивания, которые номинально

оказываются менее подавленными благодаря меньшему на единицу порядку в градиентном разложении.

К сожалению, некоторые из стандартных предположений, используемых при количественном рассмотрении электрослабого бариогенезиса, могут нарушаться в случае, когда CP -нарушение возникает в результате смешивания нескольких ароматов, что детально обсуждается в работе [20]. Частота осцилляций в рассматриваемом случае $\tau_{\text{osc}}^{-1} \sim \Delta m^2/p$, где Δm^2 — разность квадратов собственных значений массовой матрицы. Для мягких частиц это означает наличие очень быстрых осцилляций, которые эффективно приводят к подавлению недиагональных членов. С другой стороны, флейворные осцилляции важны, поскольку они дают новые CP -нарушающие слагаемые в уравнении (50), помимо вклада, связанного с квазиклассической силой [22].

Если скорость осцилляций больше, чем скорость изменений величин по пространству, $\tau_{\text{osc}} \ll l_w$, то система оказывается в адиабатическом режиме [20, 23]. В случае MSSM это предположение кажется обоснованным, поскольку стенка пузыря всегда является довольно широкой, $l_w T = 10-20$, и чарджино никогда не бывают вырожденными по массе внутри стенки. Следовательно, для типичных частиц плазмы с импульсом $p \sim T$ предположение $\tau_{\text{osc}} \ll l_w$ должно быть справедливым. В этом режиме потоковый анзац (29) (включающий коллективные осцилляции) представляется обоснованным. Кроме того, обратное влияние недиагональных плотностей на диагональные оказывается малым³ и им можно пренебречь. Этой линии рассуждений придерживались авторы работы [24]. К сожалению, предсказываемая барионная асимметрия оказывается слишком малой для объяснения наблюдаемого значения, если при вычислениях принять во внимание ограничения на электрические дипольные моменты (более подробное обсуждение этих результатов приводится в разделе 4.4).

Первый анализ, не опирающийся на предположение о быстрых осцилляциях, был представлен в работах [20, 23] для некоторой игрушечной модели. В рассматриваемом режиме взаимосвязь между диагональными и недиагональными элементами во флейворном пространстве оказывается более сложной и может приводить к некоторому параметрическому усилению CP -нарушения в диагональных плотностях частиц. В игрушечной бозонной модели CP -нарушение оказывает наибольшее влияние на те моды, у которых период осцилляций сравним с характерным расстоянием изменения фонового поля, т.е. $\tau_{\text{osc}} \sim l_w$. Как обсуждалось выше, в MSSM частицы, удовлетворяющие такому условию, оказываются достаточно высокоэнергетичными, что может приводить к некоторому подавлению, поскольку таких мод в плазме мало. Тем не менее может оказаться, что именно эти частицы дают большой вклад в CP -нарушающие плотности частиц по сравнению с вкладом остальных мод, находящихся в адиабатическом режиме. Чтобы определить, действительно ли это имеет место, необходимо провести анализ, подобный тому, который был проделан в работах [20, 23] для некоторой фермионной системы (а именно сектора чарджино в MSSM), что является довольно громоздкой задачей.

2.6. Другие подходы

В этом разделе мы кратко обсудим, насколько подход, описанный выше, согласуется с другими методами, имеющимися в литературе. В частности, рассмотрим подход с квазиклассической силой в приближении Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна (ВКБ) и формализм массовой вставки.

2.6.1. Квазиклассическая сила в ВКБ-приближении. Исторически квазиклассическая сила в ВКБ-приближении изначально была получена в работах [25–28] и впоследствии была использована при рассмотрении бариогенезиса в MSSM [29–32]. Её вывод в последнем случае оказывается менее очевидным, чем в формализме Каданова – Бейма. Так, например, он основывается на описании в терминах квазичастиц, что является более сильным предположением, чем просто градиентное разложение, используемое в КБ-подходе.

Вывод производится следующим образом. Снова предположим, что имеется один фермион с комплексным массовым параметром, зависящим от координат пространства-времени, $m = |m| \exp(i\theta)$. Соответствующий лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ - P_L m - P_R m^*)\psi. \quad (53)$$

С помощью локального аксиального преобразования лагранжиан может быть приведён к виду, в котором массовый параметр является чисто действительным, но при этом возникает дополнительное аксиальное калибровочное поле:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ + \gamma_5 Z - m)\psi, \quad (54)$$

где $Z_\mu = (1/2)\partial_\mu\theta$. Решая соответствующее уравнение Дирака, можно получить дисперсионное соотношение для квазичастиц. В системе отсчёта, связанной со стенкой, находим [26, 27]

$$E^2 = p_\perp^2 + \left(\sqrt{p_z^2 + m^2} \pm Z_z\right)^2. \quad (55)$$

Знаки плюс и минус соответствуют разным проекциям спина в направлении z в системе, в которой поперечная компонента импульса p_\perp обнуляется, по аналогии с тем, как это имело место в подходе Каданова – Бейма (см. формулу (44)). Групповая скорость частицы выражается в виде

$$v_g = \dot{z} = \frac{\partial E}{\partial p_z}, \quad (56)$$

а из сохранения энергии следует условие связи

$$\dot{E} = 0 = \dot{z} \frac{\partial E}{\partial z} + \dot{p}_z \frac{\partial E}{\partial p_z}, \quad (57)$$

а значит, $\dot{p}_z = -\partial_z E$. Используя эти соотношения, можно вывести уравнение Больцмана

$$\frac{dn}{dt} = \partial_t n + \dot{z} \partial_z n + \dot{p}_z \partial_{p_z} n = \text{coll}. \quad (58)$$

Заметим, что условие $\dot{p}_z = -\partial_z E$ гарантирует, что для статической стенки решением этого уравнения Больцмана является равновесная функция распределения

³ Формально обратное влияние, которое возникает во втором порядке по градиентам, сопоставимо по величине с квазиклассической силой.

(которая в данной системе отсчёта зависит только от энергии).

Теперь сравним наш результат с результатами, полученными в подходе Каданова–Бейма. В $(1+1)$ -мерном случае при достаточно малых градиентах имеем

$$E^2 = \left(\sqrt{p_z^2 + m^2} \pm Z_z \right)^2 \simeq p_z^2 + m^2 \pm 2EZ_z. \quad (59)$$

Сравнивая это выражение с (46), мы видим, что сила в ВКБ-приближении оказывается в m^2/E^2 раз меньше, причём отношение m^2/E^2 близко к единице только в случае нерелятивистских частиц. Таким образом, полученный результат находится лишь в довольно грубом согласии с полученным в рамках подхода Каданова–Бейма. Однако рассматриваемый CP -нарушающий член возник после калибровочного (аксиального) преобразования, что в своё время привело к дискуссии в литературе относительно физичности полученного результата. Этот вопрос может быть разрешён, если принять во внимание различие между каноническим и физическим импульсами [31]. Детальный анализ также приводит к появлению множителя m^2/E^2 и тем самым к полному согласию с результатами, полученными в подходе Каданова–Бейма.

Итак, результаты для обусловленных CP -нарушением поправок, вычисленных в подходе Каданова–Бейма, согласуются с аналогичными результатами, полученными в ВКБ-приближении в случае одного фермионного аромата. Однако подход Каданова–Бейма избавлен от ряда недостатков квазиклассического анализа. Во-первых, в нём не возникает вышеупомянутой неопределённости, связанной с различием канонического и физического импульсов. Во-вторых, в подходе Каданова–Бейма изначально не делается предположений о том, что систему можно описывать в терминах квазичастиц. Свойства, связанные с картиной квазичастиц, скорее являются следствиями уравнений связи в низших порядках градиентного разложения.

2.6.2. Формализм массовой вставки. Другим подходом к CP -нарушающим источникам в транспортных уравнениях является формализм массовой вставки [33–44]. По сравнению с полным формализмом Каданова–Бейма, данный метод имеет то преимущество, что он является пертурбативным и это делает вычисления довольно очевидными даже в случае нескольких ароматов. Главным применением этого подхода является описание электрослабого бариогенезиса в MSSM.

Основная идея состоит в том, чтобы рассматривать массовый член как некоторое возмущение и разлагать уравнения Каданова–Бейма около решения с нулевой массой. Формально уравнение для фермионов, аналогичное уравнению (23),

$$(\not{p} - P_L m - P_R m^\dagger - \Sigma(p, X)) \star S(p, X) = 1, \quad (60)$$

решается пертурбативно (в пренебрежении Σ -членами, возникающими из-за "настоящих" взаимодействий),

$$\not{p} \star S^{(1)} = (P_L m + P_R m^\dagger) \star S^{(0)}, \quad (61)$$

где S_0 — равновесное решение для безмассовой частицы.

Вообще говоря, этот формализм поднимает следующие вопросы [45].

- В случае одного аромата основной эффект возникает из-за изменения в дисперсионном соотношении. Этот эффект правильным образом учитывается при решении уравнения Каданова–Бейма. С точки зрения теории возмущений, уравнения Каданова–Бейма осуществляют пересуммирование бесконечного количества диаграмм. Более того, если обратить оператор $\not{p} \star$, входящий в уравнение (61), то придётся иметь дело с возникающими расходимостями. В качестве примера рассмотрим следующее уравнение, моделирующее уравнение связи:

$$(x - a - \Delta a)f(x) = 0. \quad (62)$$

Уравнение (62) имеет решение $f(a) \propto \delta(x - a - \Delta a)$. Если это уравнение разложить по параметру Δa , то можно получить $f^{(0)}(a) \propto \delta(x - a)$ и $f^{(1)}(a) = \Delta a f^{(0)}/(x - a)$, что является не очень хорошо определённым объектом. В принципе правильное поведение можно восстановить, если провести отождествление $\delta(x - a)/(x - a) \rightarrow -\delta'(x - a)$. Однако в литературе по электрослабому бариогенезису эту проблему обычно устраняют, вводя конечную ширину спектральной функции. Это может привести к завышенной оценке величины физического эффекта. Если не проводить разложения по параметру Δa , то результат остаётся конечным.

- Результирующая функция Вайтмана является локальной по построению и поэтому не содержит в себе никаких эффектов переноса. Для преодоления этой трудности результирующее отклонение от равновесия интерпретируется как некий источник, который впоследствии должен быть подставлен в транспортное уравнение, чтобы одновременно описать процессы диффузии. В литературе имеются различные предложения по конкретной реализации описанной схемы, наиболее правдоподобные из которых используют закон Фика [42].

- В рассмотренных бариогенезиса с использованием формализма массовой вставки флейворные осцилляции воспроизводятся некорректно.

- Поскольку источник подставляется в классическое уравнение переноса, необходимо выбрать базисные состояния. Оказывается, что CP -нарушающий источник обнуляется в случае базиса из массовых состояний, поэтому используется базис, в котором взаимодействия диагональны. С другой стороны, квазичастицы распространяются так, как будто они являются массовыми состояниями, что делает такой выбор базиса проблематичным. Что касается транспортных уравнений, полученных в подходе Каданова–Бейма, то они в принципе не зависят от выбора базиса⁴.

В работе [42], где представлена усовершенствованная версия формализма массовой вставки, производилось разложение массового параметра в окрестности некоторой точки:

$$m(X) = m(X^0) + (X_\mu - X_\mu^0) \partial_\mu m. \quad (63)$$

Член с производной снова рассматривался как взаимодействие, а массовое слагаемое подставлялось в решение

⁴ Тем не менее на практике, если рассматриваемые частицы взаимодействуют с другими степенями свободы, приходится делать выбор базиса и в рамках подхода Каданова–Бейма (см., например, работу [24]).

низшего порядка $S^{(0)}$. Эта модификация позволяет преодолеть ряд трудностей, перечисленных выше, но в то же время приводит к уменьшению предсказываемой барионной асимметрии на порядок величины. Основное различие между уравнениями Каданова–Бейма и формализмом массовой вставки в таком виде, с частичным пересуммированием, по-видимому, состоит в различном учёте явлений переноса и пренебрежении флейворными осцилляциями. В то время как уравнения бoльцмановского типа естественным образом возникают из уравнений Каданова–Бейма, в формализме массовой вставки для описания диффузии необходимо использовать закон Фика или аналогичные полуклассические предположения.

Количественное сравнение различных подходов в случае MSSM приведено в разделе 4.4.

3. Электрослабый бариогенезис: игрушечная модель

В этом разделе мы установим связь между анализом CP -нарушающих плотностей частиц и непосредственным вычислением барионной асимметрии. А именно, обсудим переход от уравнений Больцмана к уравнениям диффузии (в основном в отсутствие смешивания нескольких ароматов). Наконец, мы приведём пример явного расчёта барионной асимметрии для игрушечной модели. Некоторые детали, такие как вычисление скорости сфалеронных переходов, а также характеристик фазового перехода, даны в приложениях.

3.1. Переход от уравнений Больцмана к уравнениям диффузии

Если не проводить никаких дальнейших упрощений, то непосредственное решение уравнений в частных производных (48) или (50) оказывается довольно затруднительным. Далее мы будем обсуждать уравнения диффузии в моделях без смешивания ароматов, в которых доминирующий вклад в CP -нарушение даёт квазиклассическая сила.

Рассмотрим уравнение бoльцмановского типа

$$p_z \partial_z n(\mathbf{p}) + mF_z \partial_{p_z} n(\mathbf{p}) = \text{coll.} \quad (64)$$

в системе отсчёта, связанной со стенкой пузыря. Для того чтобы упростить это уравнение в частных производных, часто применяется так называемый потоковый анзац. Основопологающей мотивацией для использования такого анзаца является то, что процесс перехода в состояние равновесия определяется различными временными масштабами [46, 47]. Если система выведена из состояния равновесия, то в ней за короткое время восстанавливается кинетическое равновесие за счёт процессов рассеяния и эффектов декогеренции. После завершения этой стадии функции распределения для отдельных типов частиц могут быть приближённо записаны как

$$n(\mathbf{p}) = \frac{1}{\exp(u_\mu p^\mu + \mu)/T \pm 1} \Big|_{p_0=c\omega}, \quad (65)$$

где u^μ — 4-скорость плазмы, T — температура, μ — химический потенциал. В промежуточные моменты времени эти величины оказываются зависящими от

пространственно-временных координат. Только на достаточно поздних временах как температуры, так и 4-скорости частиц различных типов становятся сравнимыми между собой, а химические потенциалы приближаются к своим равновесным значениям, которые определяются набором сохраняющихся зарядов в рассматриваемой системе. Таким образом, в электрослабом бариогенезисе потоковый анзац выполняется достаточно хорошо во всём пространстве, в то время как истинное равновесие достигается только вдали от стенки. Более того, предположение о равенстве температур частиц различных типов является достаточно хорошим предположением в случае электрослабого бариогенезиса. Это обусловлено особой структурой CP -нарушающего источника⁵.

Прежде чем перейти к решению уравнений Больцмана с использованием потокового анзаца, обсудим более детально их связь с уравнениями Каданова–Бейма из раздела 2. В уравнениях Каданова–Бейма функции распределения для античастиц определяются отрицательной частотной компонентой с использованием отожествления

$$\bar{n}(p^0) = -n(-p^0) \pm 1. \quad (66)$$

Поэтому античастицы входят в потоковый анзац (65) с теми же значениями 4-скорости и температуры, но с противоположным по знаку химическим потенциалом, как и должно быть. Конечно, при наличии CP -нарушения как химические потенциалы, так и скорости частиц и античастиц будут различаться. Другой важный вопрос: как правильно ввести CP -нарушающую силу в систему уравнений Больцмана? Уравнения Больцмана не имеют дираковской структуры уравнений Каданова–Бейма, но лишь параметризуют систему четырьмя плотностями частиц (псевдочастиц). В качестве последних обычно выбирают плотности левых (правых) частиц (античастиц). Спин здесь, в отличие от такового в уравнениях Каданова–Бейма, является сохраняющимся квантовым числом. После перехода в киральный базис квазиклассическая сила (48) принимает следующий вид:

$$mF_z \simeq \frac{1}{2} |m^2|' \pm \frac{\text{sign } p_z}{2c\omega} (|m^2|\theta) ', \quad (67)$$

где знак плюс (минус) соответствует левым (правым) киральным плотностям частиц (античастиц). Строго говоря, такое разделение справедливо лишь для ультрарелятивистских частиц, но, как мы увидим ниже, оно воспроизводит (в лидирующем порядке в разложении по скорости движения стенки пузыря) правильное отклонение от равновесия для векторных и аксиальных токов.

Используя потоковый анзац, можно получить различные моменты транспортного уравнения (64), необходимые для того, чтобы свести уравнения Больцмана к уравнениям типа диффузионных. Эта процедура приводит к уравнениям

$$\begin{aligned} \langle p_z \rangle \mu' + \langle p_z^2 \rangle u_z' + \langle mF_z \rangle u_z &= \langle \text{coll.} \rangle, \\ \langle p_z^2 \rangle \mu' + \langle p_z^3 \rangle u_z' + \langle p_z mF_z \rangle u_z &= \langle p_z \text{ coll.} \rangle, \end{aligned} \quad (68)$$

⁵ Отметим, что при вычислении скорости движения стенки пузыря указанное предположение применять нельзя [48].

где u_z даётся в лидирующем порядке скоростью фонового потока плазмы (которая вдали от стенки равна скорости самой стенки). Здесь мы использовали тот факт, что потоковый член и сила удовлетворяют соотношениям $d\omega/dp_z = p_z/\omega$ и $d\omega/dz = mF_z/\omega$, которые гарантируют, что слагаемые с двумя производными, действующими на энергию, сокращаются⁶.

Моменты обычно определяются следующим образом:

$$\langle X \rangle = \frac{1}{N} \int d^3p \frac{1}{\omega} \frac{dn}{d\mu} X, \quad (69)$$

причём они нормированы на число фермионных степеней свободы в равновесии

$$N = \int d^3p \frac{dn_f}{d\mu} \Big|_{m=\mu=u_z=0}. \quad (70)$$

В дальнейшем мы линеаризуем полученную систему уравнений по химическим потенциалам и скоростям потоков. В лидирующем порядке некоторые моменты связаны между собой лоренцевыми бустами, например $\langle p_z \rangle \simeq -u_z \kappa$, где $\kappa \equiv \langle \omega \rangle$ — статистический множитель, равный 1 (2) для безмассовых фермионов (бозонов) в случае покоящейся плазмы. Кроме того, в лидирующем порядке величина $\langle p_z^2 \rangle$ равна 1/3 от давления в плазме и $\langle p_z^3 \rangle \simeq -3u_z \langle p_z^2 \omega \rangle$.

Теперь перейдём к рассмотрению столкновительных членов. Интеграл столкновений во втором уравнении насыщается за счёт вкладов от упругого рассеяния:

$$\langle p_z \text{ coll.} \rangle \simeq -\Gamma^{\text{ela}} (u - \bar{u}) \quad (71)$$

(заметим, что согласно этому определению величина Γ^{ela} имеет массовую размерность 3). Величина \bar{u} обозначает среднюю скорость потока, с которой рассеиваются входящие в него частицы, и часто предполагают, что \bar{u} равняется скорости стенки и описывает поток вдали от неё, $\bar{u} \simeq v_w$. Заметим, что последнее предположение, вообще говоря, не согласуется с аргументами на основе закона сохранения энергии-импульса, которые обсуждались в разделе 2.3. Однако это приближение является справедливым, до тех пор пока в плазме имеется большое число степеней свободы.

Столкновительный член в первом уравнении, который описывает взаимодействия, приводящие к изменению количества и типов частиц, имеет вид

$$\langle \text{coll.} \rangle \simeq \Gamma^{\text{inela}} \sum_i c_i \mu_i, \quad (72)$$

где c_i — некоторые целые постоянные, μ_i — химический потенциал, индекс i указывает тип частицы. Среди этих взаимодействий имеются и сфалеронные переходы, которые в конце концов и приводят к образованию барионной асимметрии. Как сильные, так и электрослабые сфалероны невозможно описать в рамках теории возмущений, поэтому их нельзя получить из столкновительного члена в уравнении (25). Таким образом, эти взаимодействия

⁶ Вообще говоря, здесь возникает дополнительное слагаемое из членов с производными, действующими на множитель $\text{sign } p_z$, но расчёты показывают, что поправка, обусловленная этим слагаемым, пренебрежимо мала [49].

должны быть "вручную" добавлены в уравнения переноса.

Наконец, рассмотрим силы в уравнениях диффузии. CP -сохраняющая сила, которая выводит потоки как частиц, так и античастиц из равновесного состояния, определяется выражением

$$\langle mF_z \rangle u_z \simeq \frac{1}{2} |m^2|' \langle 1 \rangle v_w \equiv S_\mu. \quad (73)$$

Однако эта сила не оказывает значительного воздействия на химические потенциалы. С другой стороны, CP -нарушающая сила даёт основной вклад как раз в то уравнение, которое включает в себя химические потенциалы,

$$\langle p_z mF_z \rangle u_z \simeq \frac{1}{2} (|m^2|' \theta') \left\langle \frac{|p_z|}{\omega} \right\rangle v_w \equiv S_u. \quad (74)$$

В частности, эта CP -нарушающая сила входит с разными знаками для левых и правых полей, так что она действует только на аксиальный ток, как это было показано выше в случае подхода Каданова – Бейма. Кроме того, эта сила автоматически обнуляется для покоящейся стенки.

Полученную систему уравнений можно привести к виду уравнений диффузии, если пренебречь членами второго порядка по скоростям во втором уравнении. Такое приближение приводит к соотношению

$$u - \bar{u} \simeq \frac{1}{\Gamma^{\text{ela}}} (\langle p_z^2 \rangle \mu' + S_u). \quad (75)$$

Подставляя это выражение в уравнение (68) и пренебрегая производными, которые действуют на усреднённые величины, получаем

$$D\mu'' + v_w \kappa \mu' + S_\mu + S_D = \langle \text{coll.} \rangle, \quad (76)$$

где мы определили постоянную диффузии

$$D = \frac{\langle p_z^2 \rangle^2}{\Gamma^{\text{ela}}} \quad (77)$$

и представили CP -нарушающий источник в виде $S_D = S_u' / \Gamma^{\text{ela}}$. Однако особой необходимости в этих дополнительных приближениях нет, поскольку систему дифференциальных уравнений (68) можно легко решить численно.

Итак, система транспортных уравнений после линеаризации по скоростям и химическим потенциалам может быть приведена к виду

$$\partial_z \Delta J_\alpha^z + \sum_{A,\beta} \Gamma_A^{\text{inela}} c_\alpha^A c_\beta^A \mu_\beta = 0, \quad (78)$$

$$\partial_z \Delta T_\alpha^{zz} + \Gamma_\alpha^{\text{ela}} (u_\alpha - v_w) = S_\alpha, \quad (79)$$

где индексы α и β пробегает по всем типам частиц определённой киральности, индекс A отвечает типу взаимодействий, ΔJ^z — разность z -компонент токов для частиц и античастиц, $\partial_z \Delta J^z$ обозначает все три слагаемых в левой части первого уравнения в (68). Аналогично, ΔT^{zz} обозначает разность zz -компонент тензора энергии-импульса для частиц и античастиц, а выражение $\partial_z \Delta T_\alpha^{zz}$ представляет собой сокращённую запись для первых

двух слагаемых во втором уравнении в (68). С другой стороны, CP -нарушающие вклады в силы рассматриваются как источник S_x в уравнениях диффузии. Величины Γ_x^{ela} представляют собой скорости упругих взаимодействий, а Γ_A^{inela} — скорости взаимодействий, изменяющих число и тип частиц. Во взаимодействия последнего типа вовлекаются химические потенциалы μ_β . Векторы c_x^A определяют, какие частицы участвуют в том или ином взаимодействии.

Наличие некоторого сохраняющегося тока можно отразить, вводя такой вектор d_x , с помощью которого условие того, что все взаимодействия удовлетворяют этому закону сохранения, выражается как $\sum_x c_x d_x = 0$. Кроме того, для указанного тока не должно быть нетривиального источника, т.е. $\sum_x d_x S_x = 0$. Примером таких сохраняющихся величин могут служить электрический заряд в нарушенной фазе или барионное число при пренебрежении сфалеронными переходами.

3.2. Простой пример системы уравнений диффузии

Для того чтобы определить величину барионной асимметрии, необходимо записать транспортные уравнения, которые содержат все существенные степени свободы. Среди всех взаимодействий этих степеней свободы наименьшую скорость имеют сфалеронные переходы, поэтому можно пренебречь обратной реакцией от сфалеронов и вычислить возникающий барионный заряд, используя плотности левых частиц, как описано в начале приложения А.

В нашей игрушечной модели CP -нарушение возникает в секторе топ-кварка, поэтому сначала мы рассмотрим быстрые взаимодействия, в которых участвует топ-кварк. Среди них можно выделить юкавские взаимодействия с бозоном Хиггса, электрослабые взаимодействия с W -бозонами и сильные сфалероны, в которых участвуют все типы кварков. В нарушенной фазе ненулевое вакуумное среднее хиггсовского поля индуцирует киральные переходы между правыми и левыми топ-кварками, а также распад бозона Хиггса в W -бозоны. Скорости этих взаимодействий (которые изменяют тип частиц) имеют вид [34, 50]

$$\begin{aligned} t_L \leftrightarrow t_R + h : \Gamma_y &\simeq 4,2 \times 10^{-3} T, \\ t_L \leftrightarrow t_R : \Gamma_m &\simeq \frac{m_t^2}{63 T}, \end{aligned} \quad (80)$$

$$t_L + b_L + 4u_L \leftrightarrow t_R + b_R + 4u_R : \Gamma_{ss} \simeq 4,9 \times 10^{-4} T,$$

$$h \leftrightarrow 2W : \Gamma_h \simeq \frac{m_W^2}{50 T},$$

где u_L и u_R обозначает левые и правые лёгкие кварки.

Далее необходимо уточнить скорости упругих взаимодействий для бозона Хиггса и топ-кварка. Обычно они входят в выражения для постоянных диффузии, которые определены в уравнении (77) и вычислены в работах [26, 27, 31, 51–53]:

$$D_q \equiv \frac{6}{T}, \quad D_h \equiv \frac{20}{T}. \quad (81)$$

Бозон Хиггса и W -бозоны быстро распадаются в нарушенной фазе, так что пренебрежение их химическими потенциалами не окажет существенного влияния на окончательный результат для барионной асимметрии.

Детальный анализ этого вопроса можно найти в работе [49]. Кроме того, взаимодействия, в которых участвуют W -бозоны, являются довольно быстрыми, что приводит к выравниванию химических потенциалов для левополяризованных нижних (b) и верхних (t) кварков. Плотности правополяризованных b-кварков, а также плотности более лёгких кварков изменяются только за счёт сильных сфалеронных переходов (т.е. сфалеронов в секторе сильных взаимодействий), поскольку скорости остальных взаимодействий подавлены малыми юкавскими константами. Поэтому химические потенциалы лёгких правых кварков равны между собой и совпадают с химическим потенциалом правых b-кварков, в то время как левые кварки имеют химические потенциалы противоположного знака.

Итак, у нас остались в рассмотрении следующие степени свободы: левополяризованные t- и b-кварки с химическим потенциалом μ_q и правополяризованные t- и b-кварки с химическими потенциалами μ_t и μ_b соответственно. Лёгкие правые кварки имеют те же химические потенциалы, что и правые b-кварки, т.е. μ_b , а химические потенциалы лёгких левых кварков имеют противоположный знак.

Сохранение барионного числа приводит к следующему соотношению между химическими потенциалами:

$$(\kappa_t + 1)\mu_q + \mu_b + \kappa_t \mu_t = 0. \quad (82)$$

В этом соотношении вклады лёгких кварков сокращаются ввиду противоположных знаков химических потенциалов для правых и левых частиц. Далее мы также пренебрежём массой b-кварка, т.е. положим $\kappa_b = \kappa_0 = 1$. Тогда химический потенциал правых b-кварков можно вообще исключить из наших уравнений. Например, сильные сфалероны связаны со следующей комбинацией химических потенциалов:

$$2\mu_q - \mu_t - 9\mu_b = (9\kappa_t + 11)\mu_q + (9\kappa_t - 1)\mu_t. \quad (83)$$

Слагаемое $-9\mu_b$ в левой части этого соотношения представляет собой вклад девяти лёгких киральностей, включая вклад лёгких правых b-кварков. Таким образом, химический потенциал левых барионов, который входит в уравнение для сфалеронных переходов (см. уравнение (122) в приложении А), можно записать в виде

$$\mu_L = \mu_q - 2\mu_b = (3 + 2\kappa_t)\mu_q + 2\kappa_t \mu_t. \quad (84)$$

Слагаемое $-2\mu_b$ представляет собой вклад левых кварков двух лёгких поколений. Заметим, что если предположить, что топ-кварк является достаточно лёгким, т.е. $\kappa_t = 1$, то комбинация химических потенциалов, которая вовлекается в слабые сфалеронные переходы (83), будет пропорциональна комбинации химических потенциалов, которая вовлекается в процессы с сильными сфалеронами (84). Следовательно, в этом пределе окончательная барионная асимметрия оказывается подавленной скоростью сильных сфалеронов [54].

Мы не будем приводить здесь полную систему уравнений. Явные уравнения для описания транспорта, которые включают в себя поля бозона Хиггса и W -бозона, можно найти, например, в работе [49]. Сокращённая система, без учёта поля бозона Хиггса, использовалась в работах [55, 56]. Обобщение этой системы для

случая двухдублетной хиггсовской модели дано в [57]. В литературе также активно обсуждаются другие обобщения для суперсимметричных расширений. В этом случае учитываются новые типы взаимодействий [58], а также более сложная структура процессов диффузии. Во многих случаях предполагается, что суперкалибровочные взаимодействия находятся в равновесии, поэтому частицы и их суперпартнёры имеют одинаковые химические потенциалы. Если это предположение ослабить, то конечный результат решения уравнений диффузии будет зависеть от гораздо большего числа параметров, например от спектра масс суперпартнёров. Это может привести к очень большим поправкам и даже к изменению знака окончательной барионной асимметрии [59–61].

Далее мы опишем некоторые результаты работы [56]. Для того чтобы провести как можно более модельно-независимое рассмотрение, в этой работе *CP*-нарушающий источник в секторе топ-кварка представлен в параметрическом виде через массовое слагаемое следующим образом:

$$m_t = y_t \phi(z) \exp(i\Theta_t(z)),$$

где

$$\begin{aligned} \phi(z) &= \frac{\phi_c}{2} \left(1 + \tanh \frac{z}{l_w} \right), \\ \Theta_t(z) &= \frac{\Delta\Theta_t}{2} \left(1 + \tanh \frac{z}{l_w} \right). \end{aligned} \quad (85)$$

Окончательная барионная асимметрия в этом случае оказывается пропорциональной изменению комплексной фазы массового параметра топ-кварка $\Delta\Theta_t$ во время фазового перехода. Кроме того, асимметрия зависит от двух безразмерных величин: ϕ_c/T_c и $l_w T_c$.

На рисунке 3 показано изменение комплексной фазы массы топ-кварка $\Delta\Theta_t$ во время фазового перехода, необходимое для воспроизведения наблюдаемой барионной асимметрии. Оказывается, что окончательный результат для барионной асимметрии очень сильно зависит от силы фазового перехода, а именно от величины ϕ_c/T_c . Более того, как и ожидалось, увеличение толщины стенки пузыря приводит к подавлению образующейся барионной асимметрии. Для фазовых переходов, в которых выполняется условие невымывания барионной асимметрии, т.е. $\phi_c \simeq T_c$, требуется изменение фазы $\Delta\Theta_t \gtrsim 0,3-0,6$ при реалистичных толщинах стенки пузыря $l_w T_c \simeq 2-8$.

4. Модели

Необходимыми составляющими успешного электрослабого бариогенезиса являются сильный электрослабый фазовый переход первого рода и подходящий источник *CP*-нарушения.

Сильный фазовый переход необходим сразу по нескольким причинам. Во-первых, именно образующиеся во время фазового перехода пузыри являются тем фактором, который локально выводит плазму из состояния равновесия и способствует образованию значительных *CP*-нарушающих токов. Во-вторых, сфалеронные процессы, в которых нарушается барионное число, должны быть достаточно сильно подавленными после фазового перехода, для того чтобы избежать вымывания

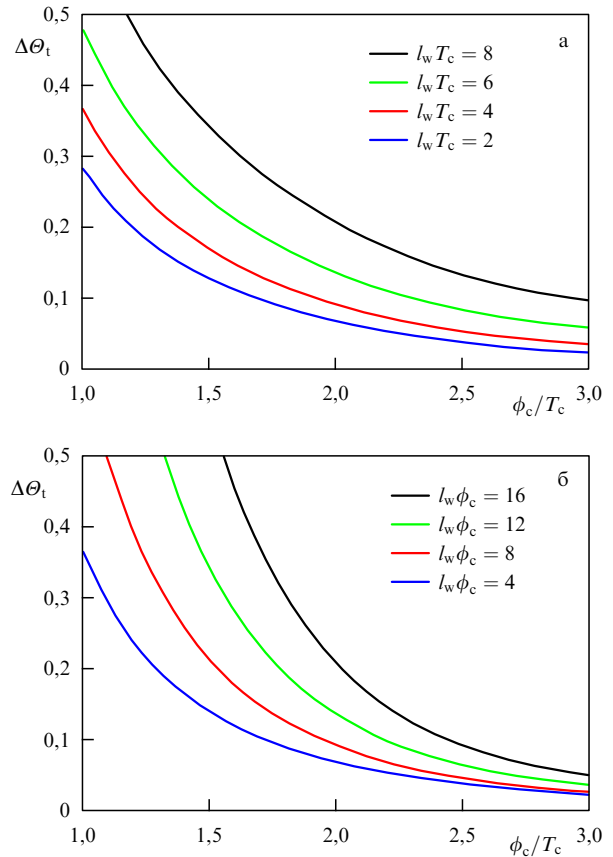


Рис. 3. Изменение фазы массового параметра топ-кварка $\Delta\Theta_t$ во время фазового перехода, необходимое для получения наблюдаемого значения барионной асимметрии: толщина стенки пузыря считается постоянной (а) в единицах обратной температуры, (б) в единицах критического значения вакуумного среднего поля Хиггса. (Из работы [56].)

только что образовавшейся барионной асимметрии. Это требование приводит к следующему ограничению на критическую величину вакуумного среднего значения хиггсовского поля ϕ_c и критическую температуру фазового перехода T_c (в приложении А приводится краткий вывод этого условия):

$$\frac{\phi_c}{T_c} > 1,1. \quad (86)$$

Известно, что в Стандартной модели фазовый переход первого рода исключён для всех масс бозона Хиггса, вплоть до величин порядка массы *W*-бозона [62]. Между тем, согласно критерию невымывания барионной асимметрии (86), необходимо, чтобы масса бозона Хиггса была меньше величины порядка 40 ГэВ. Это вступает в противоречие с ограничением на массу бозона Хиггса, следующим из экспериментов на Большом электрон-позитронном коллайдере (LEP — Large Electron-Positron collider): $m_H > 114$ ГэВ. Таким образом, сильный фазовый переход, для которого выполняется соотношение (86), требует введения расширенного скалярного сектора или, по крайней мере, новых степеней свободы, сильно взаимодействующих с бозоном Хиггса.

В электрослабом бариогенезисе подходящий источник *CP*-нарушения должен иметь вид комплексной массовой матрицы, элементы которой изменяются в

процессе фазового перехода таким образом, что вблизи стенки пузыря образуется поток киральных плотностей. Этого можно добиться за счёт взаимодействия соответствующих частиц с VEV именно того поля, которое участвует в образовании пузырей во время фазового перехода. Во многих случаях такое вакуумное среднее возникает у физического поля Хиггса, однако в моделях с более сложными скалярными секторами шансы успешного электрослабого бариогенезиса возрастают. Последнее обусловлено тем, что массы фермионов Стандартной модели пропорциональны VEV поля Хиггса. Сравнение с выражениями для источников, входящими в уравнение (48), показывает, что CP -нарушения в этом случае не будет. Отсюда следует, что надо или изменить массы фермионов Стандартной модели, или ввести новую фермионную частицу, которая будет приводить к возникновению CP -нарушающего потока. Кроме того, в конце концов CP -нарушающий поток должен оказывать влияние на электрослабые сфалеронные переходы. Поэтому во многих моделях эта необходимая новая фермионная степень свободы оказывается взаимодействующей с калибровочными полями группы $SU(2)_L$.

В то же время эти новые черты модификаций Стандартной модели могут оказаться доступными для наблюдений как в экспериментах на ускорителях, так и в низкоэнергетических экспериментах. Одно из основных ограничений такого рода возникает из экспериментов по поиску электрических дипольных моментов (ЭДМ), которые устанавливают ограничение на величину новых источников CP -нарушения. Во многих случаях индуцируемый ЭДМ возникает начиная только со второй петли теории возмущений. И тем не менее оказывается, что современные верхние пределы ЭДМ электрона, $d_e < 1,05 \times 10^{-27} e \text{ см}$ [63] и нейтрона, $d_n < 2,9 \times 10^{-26} e \text{ см}$ [64], сильно ограничивают реалистичные модели электрослабого бариогенезиса. Кроме того, новые степени свободы, ответственные за усиление фазового перехода, могут приводить и к другим измеримым следствиям. Основным примером здесь является MSSM, в которой только в случае достаточно лёгких правых стоп-кварков может возникнуть достаточно сильный фазовый переход. Такие лёгкие стоп-кварки должны были бы в большом количестве образовываться на БАК, что также приводит к дополнительным ограничениям.

В дальнейшем мы обсудим несколько моделей, в которых возможен электрослабый бариогенезис. Начнём обсуждение с относительно простых моделей, содержащих операторы старшей размерности, и двухдублетной хиггсовской модели, в которых работает квазиклассическая сила. Затем мы обсудим MSSM и её расширения, что требует более детального анализа CP -нарушения, обусловленного смешиванием ароматов.

4.1. Стандартная модель с низким масштабом обрезания

С точки зрения феноменологического подхода "снизу-вверх", минимальный способ описания расширений Стандартной модели состоит в том, чтобы сохранить состав полей, но изменить лагранжиан модели добавлением операторов старшей размерности. Поскольку электрослабый бариогенезис требует значительного изменения Стандартной модели уже на электрослабом масштабе энергий, физический масштаб обрезания, а

значит, и масштаб подавления операторов старшей размерности не могут быть слишком большими в таком подходе. Следовательно, операторы старшей размерности могут сильно влиять на динамику фазового перехода, давать новые источники CP -нарушения и приводить к успешно работающему электрослабому бариогенезису.

4.1.1. Фазовый переход. Лидирующий (по размерности) оператор, который приводит к изменению хиггсовского скалярного потенциала, имеет вид $(\Phi^\dagger \Phi)^3$, и модифицированный скалярный потенциал для VEV ϕ хиггсовского поля выражается как

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 + \frac{1}{\Lambda^2} \phi^6. \quad (87)$$

Новый параметр Λ представляет собой масштаб энергий в теории, на котором становятся существенными новые степени свободы или возникают явления, приводящие к сильной связи. Такая форма потенциала может обеспечить сильный фазовый переход уже в приближении среднего поля, в котором температура даёт вклад только в квадратичное по полю Хиггса слагаемое в потенциале, $\Delta V_T \simeq c T^2 \phi^2$. Соответствующий потенциальный барьер возникает за счёт баланса между отрицательным членом четвёртой степени, $\lambda < 0$, и положительным вкладом от оператора ϕ^6 [65, 66]. Критическая температура в такой модели даётся выражением

$$T_c^2 = \frac{\Lambda^4 m_H^4 + 2\Lambda^2 m_H^2 \phi_0^4 - 3\phi_0^8}{16c\Lambda^2 \phi_0^4}, \quad (88)$$

где параметры μ и λ выражены в терминах физической массы m_H и наблюдаемого значения VEV поля Хиггса $\phi_0 \simeq 246 \text{ ГэВ}$. Критическое значение VEV хиггсовского поля выражается в виде

$$\phi_c^2 = \frac{3}{2} \phi_0^2 - \frac{m_H^2 \Lambda^2}{2\phi_0^2}. \quad (89)$$

Можно получить ограничения на масштаб Λ сверху, исходя из того что электрослабый фазовый переход становится переходом второго рода, а также снизу, ввиду того что при $T = 0$ должна нарушаться электрослабая симметрия. Как и ранее, увеличение массы бозона Хиггса приводит к ослаблению фазового перехода. Условие невымывания (86) переходит в ограничение сверху на масштаб Λ . При учёте однопетлевых поправок эти ограничения численно выражаются как [66]

$$\begin{aligned} \Lambda &\lesssim 800 \text{ ГэВ}, & m_H &= 125 \text{ ГэВ}, \\ \Lambda &\lesssim 900 \text{ ГэВ}, & m_H &= 115 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (90)$$

Особенность данной модели состоит в том, что коэффициент перед слагаемым четвёртой степени по полю λ является отрицательным. Однако такая отрицательная постоянная может возникать естественным образом, например, в низкоэнергетическом действии для модели с тяжёлым скалярным полем после его исключения из спектра [65].

4.1.2. Электрослабый бариогенезис. Электрослабый бариогенезис в рассматриваемой модели изучался в работе [55]. Роль дополнительного эффективного источника CP -нарушения играла константа связи при операторе размерностью 6 между полем Хиггса Φ и верхними

кварками,

$$\mathcal{L} \ni \frac{x_{ij}}{A_{CP}^2} (\Phi^\dagger \Phi) \bar{q}_i \Phi u_j + \text{h.c.}, \quad (91)$$

в комбинации с обычной юкавской константой,

$$\mathcal{L} \ni y_{ij} \bar{q}_i \Phi u_j + \text{h.c.} \quad (92)$$

В этой модели выражения для фермионных масс во время фазового перехода имеют вид

$$m_{ij} = y_{ij} \frac{\phi}{\sqrt{2}} + x_{ij} \frac{\phi^3}{\sqrt{8} A_{CP}^2}, \quad (93)$$

что и приводит к CP -нарушающей квазиклассической силе, если имеется относительная комплексная фаза между постоянными y_{ij} и x_{ij} . Наиболее важный вклад даёт сектор топ-кварка, поскольку остальные кварки являются слишком лёгкими для того, чтобы оказать существенное влияние на CP -нарушающий поток через стенку пузыря. Изменение комплексной фазы, следовательно, выражается как

$$\Delta\theta \simeq \text{Im}(x_t) \frac{\phi^2}{A_{CP}^2}, \quad (94)$$

где x_t обозначает элемент 3×3 матрицы констант x_{ij} в массовом базисе кварков.

Система уравнений переноса этой модели совпадает с обсуждавшейся в разделе 3.2. В процессах диффузии участвуют только степени свободы Стандартной модели, а доминирующий вклад в CP -нарушение даёт квазиклассическая сила со стороны сектора топ-кварка. Единственным недостающим элементом описанной картины является толщина стенки пузыря. Численный анализ характеристик фазового перехода (рис. 4), а также вычисление образовавшейся барионной асимметрии проведены в работе [55]. Окончательный результат для барионной асимметрии оказывается очень чувствительным к масштабу энергий A . Основное влияние оказывает связь между A и критическим значением VEV поля Хиггса ϕ_c . Квазиклассическая сила (67) пропорциональна ϕ_c^2 из-за массы топ-кварка, а дополнительный фактор ϕ_c^2 обусловлен изменением фазы (94). Кроме того,

толщина стенки l_w становится меньше при более сильных фазовых переходах и, следовательно, при более низких масштабах A . Вычисленная барионная асимметрия совпадёт с наблюдаемым значением в случае $\text{Im}(x_t) \lesssim 1$ при ограничении $A_{CP} \simeq A < 650$ ГэВ.

4.1.3. Методы проверки модели на коллайдерах и в низкоэнергетических экспериментах. Поскольку рассматриваемая модель не содержит новых степеней свободы, никаких особенных сигнатур на коллайдерах ожидать не приходится. Тем не менее наличие операторов старшей размерности может приводить к измеримым отклонениям от Стандартной модели.

Как отмечалось в разделе 4.1.1, для сильного фазового перехода существенным является наличие нового оператора ϕ^6 . Основным следствием наличия этого оператора для коллайдерных экспериментов является изменение связи между константами самодействия бозона Хиггса и его массой [65]. Соответствующие отклонения для констант связи Стандартной модели могут быть записаны как

$$\mu = 3 \frac{m_H^2}{\phi_0} + 6 \frac{\phi_0^3}{A^2}, \quad \eta = 3 \frac{m_H^2}{\phi_0^2} + 36 \frac{\phi_0^2}{A^2}, \quad (95)$$

где μ (η) — кубичная (четвёртой степени) константа самодействия поля Хиггса. Отклонения оказываются особенно выраженными для малой массы хиггсовского бозона, например $\mu \simeq 2\mu_{SM}$ при $m_H = 125$ ГэВ и $A = 650$ ГэВ. Для наблюдения таких малых отклонений требуется проведение экспериментов на линейном коллайдере [65]. Однако, с учётом ограничений на электрические дипольные моменты, реалистичный бариогенезис в этой модели требует довольно сильного фазового перехода, что делает необходимыми значительные отклонения в хиггсовском секторе. Этот вопрос обсуждается ниже.

Новый источник CP -нарушения может оказаться сильно подавленным из-за наличия ограничений на процессы, проходящие с нарушением аромата в нейтральных токах. Однако эти ограничения являются в значительной степени модельно-зависимыми, в частности, они определяются флейворной структурой величин x_{ij} оператора (91). Процессы с нарушением аромата в нейтральных токах могут возникнуть из-за того, что массовый член (93) не пропорционален константе связи между бозоном Хиггса и фермионами,

$$Y_{ij} = y_{ij} \frac{1}{\sqrt{2}} + x_{ij} \frac{3v^2}{\sqrt{8} A_{CP}^2}. \quad (96)$$

Если бы константы x_{ij} являлись некоторыми произвольными величинами порядка единицы, то можно было бы ожидать больших расхождений в процессах с участием первых двух кварковых поколений. Например, оператор (91) оказывает влияние на $K - \bar{K}$ -смешивание [55], что в свою очередь приводит к ограничению $A_{CP} \gtrsim 10^7$ ГэВ. С другой стороны, если x_{ij} имеют флейворную структуру, схожую со структурой констант y_{ij} , то модель оказывается в согласии с этими ограничениями уже при $A_{CP} > 500$ ГэВ. Такое условие хорошо согласуется с гипотезой минимального флейворного нарушения [67], и его можно получить в классе моделей Фрогатта–Нильсена.

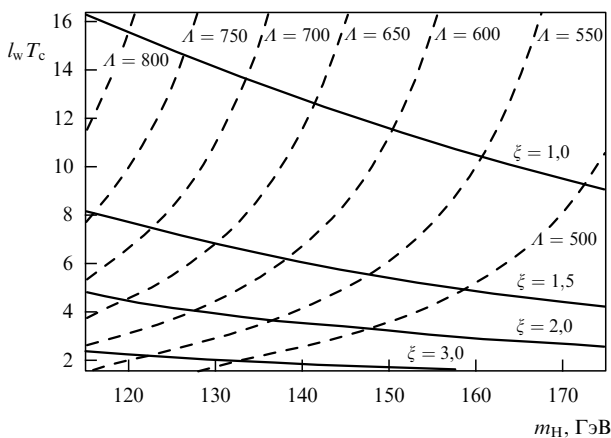


Рис. 4. Толщина стенки l_w как функция массы бозона Хиггса. Указаны соответствующие значения масштаба новой физики A и отношения $\xi = \phi_c / T_c$. (Из работы [55].)

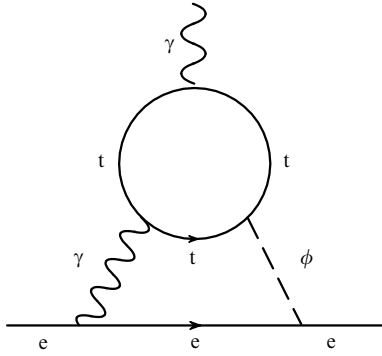


Рис. 5. Двухпетлевой вклад в электрический дипольный момент электрона типа Барра–Зи.

Ограничения на электрические дипольные моменты оказываются более серьёзными даже при наличии только одного аромата с ненулевой относительной фазой между константами y_t и x_t . Поскольку эта фаза также является существенной для образования барионной асимметрии, возникает непосредственная связь между низкоэнергетическими наблюдаемыми и бариогенезисом. Наиболее сильные ограничения [68] обусловлены вкладами типа Барра–Зи в ЭДМ нейтрона и электрона (рис. 5). Для бозона Хиггса с массой $m_H = 125$ ГэВ такое ограничение имеет вид $A_{CP} \gtrsim \sqrt{\text{Im}(x_t)} \times 750$ ГэВ, и оно несколько ослабевает при увеличении массы хиггсовского бозона.

4.1.4. Выводы. Электрослабый бариогенезис оказывается вполне реалистичным для Стандартной модели с низким масштабом обрезания. Самыми сильными ограничениями в этом случае являются ограничения на кубичную константу самодействия бозона Хиггса в этой модели, а также экспериментальные ограничения на ЭДМ нейтрона. Исходя из общих оснований можно ожидать, что новый оператор в (87), который позволяет получить сильный фазовый переход, и операторы, дающие вклад в CP -нарушение (91), будут подавлены одинаковым масштабом, т.е. $A \sim A_{CP}$. В действительности это становится возможным, когда масштаб A несколько меньше A_{CP} . В качестве примера приведём возможный выбор параметров:

$$A \simeq 500 \text{ ГэВ}, \quad A_{CP} \simeq 1000 \text{ ГэВ}, \quad \text{Im}(x_t) \simeq 1. \quad (97)$$

Если бозон Хиггса является достаточно лёгким ($m_H \simeq 125$ ГэВ), то модель с такими параметрами может быть проверена экспериментально в ближайшем будущем. В этом случае константа при кубическом члене в хиггсовском потенциале оказывается большей примерно в три раза по сравнению с таковой в Стандартной модели, что может оказаться в пределах достижимости для экспериментов на БАК при высокой светимости. Более того, следующее поколение экспериментов по измерению ЭДМ нейтрона (предполагающих увеличение чувствительности в 10 раз) может исключить эту модель электрослабого бариогенезиса.

4.2. Низкий масштаб обрезания: модели с синглетным расширением

Основной мотивацией для введения расширений Стандартной модели с низким масштабом обрезания явля-

ется наличие моделей составного бозона Хиггса, в которых лёгкая часть спектра скалярного сектора зависит от структуры классов смежности сильно связанного сектора. Степени свободы с массами, меньшими масштаба сильной связи, возникают в этих моделях как связанные состояния, которые имеют псевдоголдстоуновскую природу. В минимальной модели [69–71] бозон Хиггса является псевдоголдстоуновским бозоном симметрии $SO(5)$, нарушенной спонтанно до группы $SO(4)$, представляющей собой лишённую одной степени свободы симметрию (custodial symmetry) хиггсовского сектора. В неминимальных моделях при низких энергиях возникает расширенный скалярный сектор. Ниже мы обсудим модель со спонтанным нарушением $SO(6) \rightarrow SO(5)$, которая служит ультрафиолетовым дополнением к Стандартной модели с низким масштабом обрезания и дополнительным синглетным скаляром [72].

С феноменологической точки зрения, электрослабый бариогенезис в этой модели реализуется легче, чем в Стандартной модели с низким масштабом обрезания (без дополнительного синглета). Во-первых, фазовый переход первого рода может быть сильным уже только благодаря перенормируемой части скалярного потенциала в приближении среднего поля, без введения операторов старшей размерности. Во-вторых, доминирующий источник CP -нарушения возникает уже на уровне операторов размерности 5. Это позволяет увеличить масштаб обрезания вплоть до нескольких ТэВ, что является преимуществом с точки зрения флейворной физики. Наконец, доминирующий вклад в электрические дипольные моменты возникает из-за смешивания между бозоном Хиггса и дополнительным синглетом. До тех пор пока смешивание мало, можно легко удовлетворить современным ограничениям из низкоэнергетических экспериментов.

4.2.1. Фазовый переход. Как упоминалось выше, для того чтобы фазовый переход был сильным уже в приближении среднего поля, в рассматриваемой модели достаточно только наличия перенормируемых операторов в скалярном потенциале. Интересно, что это остаётся справедливым даже в случае наложения на синглет дополнительной Z_2 -симметрии, $s \rightarrow -s$. Рассмотрим следующий потенциал при критической температуре:

$$V|_{T=T_c} = \frac{\lambda}{4} \left(\phi^2 + \frac{s^2 \phi_c^2}{s_c^2} - \phi_c^2 \right)^2 + \frac{\kappa}{4} \phi^2 s^2. \quad (98)$$

Здесь ϕ и s обозначают VEV полей Хиггса и синглета соответственно, ϕ_c и s_c — значения этих величин в $SU(2)_L$ - и Z_2 -нарушенных фазах при критической температуре. Первое слагаемое в правой части (98) представляет собой потенциал типа "мексиканской шляпы", у которого имеется одно плоское направление, соединяющее фазы с нарушенными $SU(2)_L$ - и Z_2 -симметрией. Второе слагаемое в этом выражении приподнимает это плоское направление и создаёт потенциальный барьер между двумя вырожденными минимумами потенциала.

В это выражение можно добавить температурные поправки в приближении среднего поля

$$\Delta V_T = \frac{1}{2} (c_\phi \phi^2 + c_s s^2) (T^2 - T_c^2), \quad (99)$$

где коэффициенты c_ϕ и c_s имеют вид [73]

$$c_\phi = \frac{1}{48} \left(9g^2 + 3g'^2 + 12y_t^2 + 24\lambda + 4\sqrt{\lambda\lambda_s} + 2\kappa \right), \quad (100)$$

$$c_s = \frac{1}{12} \left(3\lambda_s + 4\sqrt{\lambda\lambda_s} + 2\kappa \right)$$

и введено обозначение $\lambda_s = \lambda\phi_c^4/s_c^4$. В общем случае модель имеет четыре свободных параметра, которые можно фиксировать, используя наблюдаемое значение VEV хиггсовского поля $\phi = 246$ ГэВ, а также значения массы бозона Хиггса, массы синглета и критической температуры. Ограничение снизу на массу синглета возникает из-за требования, чтобы фазовый переход был первого рода ($\kappa > 0$), в то время как верхнее ограничение на эту величину диктуется условием, чтобы минимум, в котором нарушается $SU(2)_L$ -симметрия, являлся глобальным при $T = 0$. Детальные графики, демонстрирующие, как работают эти условия, приведены в работе [73] (см. также [74]). При фиксированных массах бозона Хиггса и синглета критическую температуру всегда можно снижать до тех пор, пока фазовый переход не станет очень сильным, $\phi_c/T_c \sim$ нескольких единиц.

Фактически в этой модели фазовый переход является двухстадийным. При очень высоких температурах VEV хиггсовского поля и синглета становятся пренебрежимо малыми и ни электрослабая симметрия $SU(2)_L$, ни Z_2 -симметрия не нарушаются. При понижении температуры синглет приобретает ненулевое значение VEV, нарушающее Z_2 -симметрию. В зависимости от параметров модели, этот процесс может произойти при температурах в несколько сотен ГэВ и будет представлять собой скорее кроссовер, чем фазовый переход. На этой стадии образуются доменные стенки. Однако доменные стенки не оказывают никакого влияния на первичный нуклеосинтез, поскольку они исчезают на следующей стадии фазового перехода, на которой система переходит из фазы с нарушенной Z_2 -симметрией в фазу с нарушенной электрослабой симметрией.

4.2.2. Электрослабый бариогенезис. В отличие от Стандартной модели с низким масштабом обрезания, расширение SM с дополнительным синглетом даёт возможность ввести сильное CP -нарушение уже при размерности 5, а именно

$$\mathcal{L} \ni \frac{x_{ij}}{A_{CP}} s\bar{q}_i \Phi u_j + \text{h.c.} \quad (101)$$

Возникающие массы фермионов имеют следующий вид:

$$m_{ij} = y_{ij} \frac{\phi}{\sqrt{2}} + x_{ij} \frac{s\phi}{\sqrt{2}A_{CP}}, \quad (102)$$

что также приводит к CP -нарушающей квазиклассической силе, если имеется относительная комплексная фаза между константами y_{ij} и x_{ij} . Так же как и при рассмотрении Стандартной модели с низким масштабом обрезания, мы сосредоточимся на секторе топ-кварка. Возникающее изменение фазы в массовом параметре топ-кварка имеет порядок

$$\Delta\theta_t \simeq \text{Im}(x_t) \frac{s}{A_{CP}}, \quad (103)$$

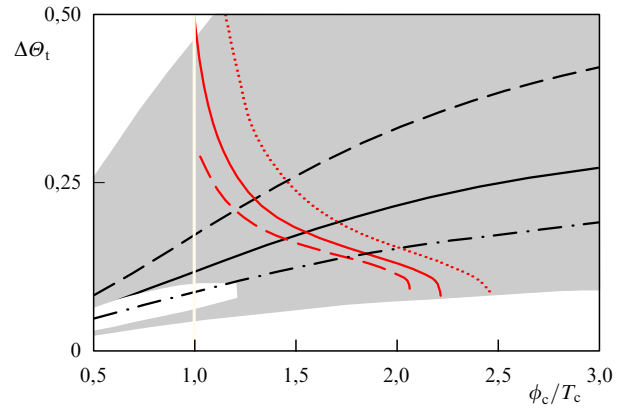


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Области возможных моделей в плоскости $\xi - \Delta\theta_t$ (выделена тёмным цветом); $\xi = \phi_c/T_c$, $\Delta\theta_t$ — изменение фазы массы топ-кварка. Масса бозона Хиггса $m_H = 120$ ГэВ, масса синглета $m_s = 130$ ГэВ. Масштаб новой физики $A_{CP} = 500$ ГэВ. Красные линии соответствуют параметрам, которые воспроизводят наблюдаемое значение барионной асимметрии. (Из работы [56].)

где x_t снова обозначает константу в массовом базисе кварков. С точки зрения электрослабого бариогенезиса, модель с дополнительным синглетом имеет несколько преимуществ перед минимальной моделью с низким масштабом обрезания. Во-первых, фазовый переход может быть достаточно сильным, несмотря на низкий масштаб обрезания. Далее, изменение фазы (103) оказывается подавленным всего лишь первой степенью масштаба обрезания A , следовательно, бариогенезис в этой модели возможен при $A \sim 2-3$ ГэВ. В модели с таким большим обрезанием можно решить флейворную проблему с помощью пятимерного аналога механизма Глэшоу–Илиопулоса–Майани (ГИМ) (Glashow–Iliopoulos–Maiani) в специфических реализациях модели составного бозона Хиггса [75]. Более того, ожидается, что VEV синглета⁷ превосходит VEV поля Хиггса, вследствие чего CP -нарушающий источник (103) становится ещё больше. Некоторые результаты численных расчётов приведены на рис. 6. Электрослабый бариогенезис в этой модели может быть реалистичным при $\Delta\theta_t \gtrsim 1$, отсюда следует ограничение, что величина A_{CP} должна быть меньше нескольких ТэВ.

Заметим, что если скалярный потенциал полностью инвариантен относительно Z_2 -симметрии, то барионная асимметрия оказывается подавленной. Как упоминалось выше, на промежуточном этапе фазового перехода, когда VEV синглета спонтанно нарушает Z_2 -симметрию, образуются доменные стенки. На этой стадии Вселенная оказывается разделённой на области с положительным и отрицательным значениями VEV синглетного поля. В этих областях во время электрослабого фазового перехода образуются противоположные по знаку барионные заряды. Во избежание этого Z_2 -симметрия должна быть немного нарушена. Даже очень небольшая величина такого нарушения приведёт к исчезновению доменных стенок и сохранению барионной асимметрии [56].

⁷ В пятимерных моделях составного бозона Хиггса требуется небольшая подстройка параметров для обеспечения малых значений электрослабого масштаба и, следовательно, значения VEV хиггсовского поля [70].

4.2.3. Методы проверки модели на коллайдерах и в низкоэнергетических экспериментах. В рассмотренной модели дополнительный CP -нарушающий оператор, в отличие от такового в Стандартной модели, не даёт опасных вкладов в флейворные наблюдаемые. Во-первых, если модель приближённо инвариантна относительно Z_2 -симметрии, то оператор (101) после фазового перехода обнуляется. Даже если синглетное скалярное поле имеет отличное от нуля значение VEV после завершения фазового перехода, юкавские взаимодействия с фермионами можно привести к диагональному виду одновременно с массовыми слагаемыми для фермионов (102), что обеспечивает подавление процессов с нарушением аромата в нейтральных токах до уровня петлевых поправок более высокого порядка.

Эксперименты на коллайдерах и ограничения на электрические дипольные моменты оказываются наиболее чувствительными к отклонениям от Стандартной модели, возникающим в результате смешивания бозона Хиггса и синглета. Как упоминалось выше, небольшое нарушение Z_2 -симметрии необходимо для успешного бариогенезиса, и в этом случае можно легко удовлетворить ограничениям на электрослабые наблюдаемые или электрические дипольные моменты, как видно из рис. 7.

Другим характерным подтверждением данной модели мог бы стать распад бозона Хиггса на четыре фермиона в результате образования двух промежуточных синглетов. Может ли этот процесс быть обнаружен, зависит от констант связи скалярного синглета со всеми фермионами (за исключением топ-кварка) и его массы.

4.2.4. Выводы. Электрослабый бариогенезис может быть легко реализован в рамках Стандартной модели с низким масштабом обрезания, дополненной скалярным синглетом. При этом масштаб обрезания может быть несколько выше, чем в минимальной модели без допол-

нительного синглета, Λ не более нескольких ТэВ, поскольку эффективные источники CP -нарушения присутствуют уже на уровне операторов с размерностью 5. Ускорительные ограничения, а также ограничения на электрические дипольные моменты, следующие из низкоэнергетических экспериментов, можно легко обойти в этой модели, если Z_2 -симметрия в синглетном секторе немного нарушена. Это делает модель совместимой с ускорительной феноменологией и нечувствительной к ограничениям на ЭДМ. Однако следует отметить, что подобные рассуждения противоречат основной идее электрослабого бариогенезиса, заключающейся в том, что этот механизм может быть проверен в экспериментах, чувствительных к физике на электрослабом масштабе.

4.3. Двухдублетная хиггсовская модель

В модели с двумя хиггсовскими дублетами все необходимые ингредиенты для электрослабого бариогенезиса уже имеются на уровне перенормируемых операторов. Наиболее общий скалярный потенциал этой модели имеет вид

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = -\mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 - \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \mu_3^2 [\exp(i\alpha) \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}] + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \frac{1}{2} \lambda_3 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 ((\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.}). \quad (104)$$

Потенциал содержит две комплексные (т.е. способные привести к CP -нарушению) константы связи, $\mu_3 \exp(i\alpha)$ и λ_5 . Следуя соглашениям, принятым в работе [57], выберем константу λ_5 действительной, так чтобы именно параметр α отвечал за CP -нарушение в скалярном секторе. Как мы увидим в разделе 4.3.1, этот потенциал способен также обеспечить сильный фазовый переход первого рода.

4.3.1. Фазовый переход. В принципе в рассматриваемой модели имеются два режима, в которых может реализоваться сильный фазовый переход первого рода. Первый из них близок к рассмотренному в разделе 4.2 случаю синглетного расширения. Фазовый переход в этом режиме протекает в две стадии, но, в отличие от перехода в модели со скалярным синглетом, уже во время первой стадии в двухдублетной хиггсовской модели нарушается электрослабая симметрия. Следовательно, для реалистичного бариогенезиса уже эта первая стадия должна быть сильным фазовым переходом первого рода, чего добиться довольно сложно. Поэтому в дальнейшем мы не будем рассматривать возможность двухстадийного фазового перехода.

Имеются две причины, по которым электрослабый фазовый переход в этой модели может быть значительно сильнее, чем аналогичный переход в Стандартной модели. Первая состоит в том, что оба хиггсовских дублета приобретают ненулевые значения VEV после фазового перехода и из вида скалярного потенциала следует, что величина $\tan \beta$ для этих VEV,

$$\langle \Phi_1 \rangle = (0, h_1 \exp(i\theta_1)), \quad \langle \Phi_2 \rangle = (0, h_2 \exp(i\theta_2)), \quad (105)$$

$$\tan \beta \equiv \frac{h_1}{h_2},$$

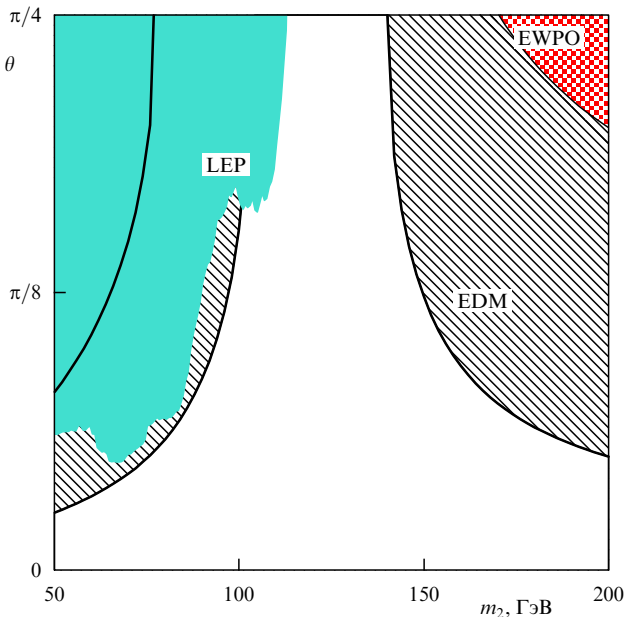


Рис. 7. Ограничения на массу m_2 состояния, в основном состоящего из синглета, и угол смешивания θ . Состояние, в основном состоящее из бозона Хиггса, имеет массу $m_1 = 120$ ГэВ. Масштаб новой физики $\Lambda_{CP} = 500$ ГэВ. EWPO — Electroweak precision observables. (Из работы [56].)

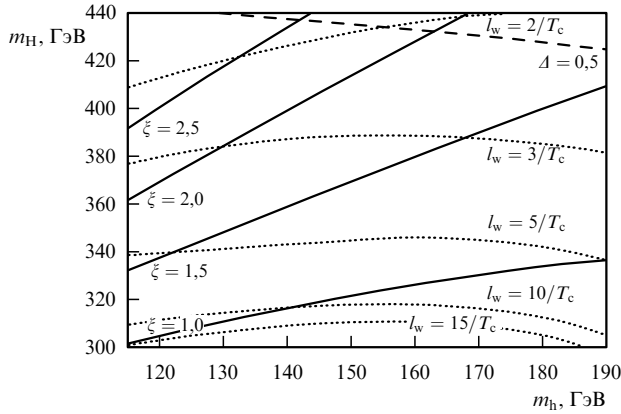


Рис. 8. Линии постоянных величин $\xi = \phi_c/T_c$ и l_w в зависимости от двух скалярных масс, m_h и m_t , при $\mu_3 = 100$ ГэВ и $\alpha = 0$ (μ_3 и α — соответственно константа связи и комплексная фаза в потенциале (104)). Δ — линия относительной величины однопетлевых поправок для констант λ . (Из работы [57].)

не остаётся постоянной во время фазового перехода. Следовательно, потенциал как функция $\phi^2 = h_1^2 + h_2^2$ не обязательно является полиномиальным, и в нём в конечном итоге образуется потенциальный барьер между двумя минимумами при критической температуре. Вторая причина заключается в том, что скалярный потенциал содержит достаточно большое число свободных параметров, чтобы расцепить связь между хиггсовской массой и константой при операторе четвёртой степени по хиггсовским полям, т.е. ту связь, которая в Стандартной модели имеет вид $m_h^2 = 2\lambda\phi_0^2$. Поэтому в двухдублетной хиггсовской модели оказывается возможным получить сильный фазовый переход с помощью кубичных по полям температурных поправок в эффективный потенциал и в то же время удовлетворить ограничению из экспериментов на LEP $m_h > 114$ ГэВ.

Таким образом, в этой модели оказываются возможными относительно сильные фазовые переходы, в которых $\xi = \phi_c/T_c \gtrsim 1,5$, $l_w T_c \lesssim 10$, при массах бозона Хиггса, превышающих LEP-ограничение [57, 76–78], что видно из рис. 8.

4.3.2. Электрослабый бариогенезис. В наиболее общей двухдублетной хиггсовской модели с юкавским взаимодействием между фермионами и двумя хиггсовскими полями уже на древесном уровне возникают трудности, связанные с нарушающими аромат процессами в нейтральных токах. Чтобы избежать этой проблемы, обычно налагают дополнительную Z_2 -симметрию,

$$\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1, \quad d \rightarrow \pm d \quad (106)$$

(где d обозначает все нижние кварки), что позволяет добиться того, чтобы каждый фермион взаимодействовал только с одним из двух хиггсовских дублетов. В зависимости от знака в преобразовании для нижних кварков, возникают двухдублетные хиггсовские модели типа I и типа II соответственно. Заметим, что комплексная фаза α в потенциале (104) явным образом нарушает эту симметрию, поэтому электрослабый бариогенезис оказывается невозможным, если эта симметрия наложена в скалярном секторе.

Как и прежде, основной источник для бариогенезиса возникает из сектора с топ-кварком и соответствующее

юкавское взаимодействие имеет вид

$$\mathcal{L} \ni y_t \bar{Q}_3 \Phi_2 t. \quad (107)$$

CP -нарушающий источник в этой модели появляется не только благодаря взаимосвязи между двумя операторами, которые дают вклады в массу топ-кварка, но и вследствие изменения комплексной фазы Θ_2 того хиггсовского поля, которое взаимодействует с топ-кварком,

$$m_t = \frac{y_t}{\sqrt{2}} h_2 \exp(i\Theta_2). \quad (108)$$

Изменение величины Θ_2 во время фазового перехода тем самым определяется зависимостью скалярного потенциала от относительной фазы $\Delta\Theta = (\Theta_1 - \Theta_2)/2$, которая в свою очередь возникает из-за вкладов, содержащих параметр α .

В работе [57] проанализирована часть области параметров двухдублетной хиггсовской модели в предположении, что $\tan\beta$ во время фазового перехода не изменяется. Однако, как показано в работе [79], такое предположение приводит к завышению величины CP -нарушения. Причина состоит в следующем. Кинетические слагаемые для хиггсовских полей дают за счёт переменной фазы следующие вклады в эффективное действие для вакуумных средних h_1 и h_2 :

$$S \ni \frac{1}{2}(\Theta'_1)^2 h_1^2 + \frac{1}{2}(\Theta'_2)^2 h_2^2 = \frac{1}{2}(\Theta')^2 (h_1^2 + h_2^2) + \frac{1}{2}(\Delta\Theta')^2 (h_1^2 + h_2^2) + \Delta\Theta' \Theta' (h_1^2 - h_2^2), \quad (109)$$

где мы определили среднюю $\Theta = (\Theta_1 + \Theta_2)/2$ и относительную $\Delta\Theta = (\Theta_1 - \Theta_2)/2$ фазы. Поскольку эффективный потенциал не зависит от средней фазы Θ , то, используя уравнения движения, находим

$$\Theta' = -\frac{h_1^2 - h_2^2}{h_1^2 + h_2^2} \Delta\Theta'. \quad (110)$$

Подставляя (110) в кинетические слагаемые, получаем

$$S \ni (\Delta\Theta')^2 \frac{h_1^2 h_2^2}{h_1^2 + h_2^2}, \quad (111)$$

в то время как отдельные выражения для каждой из фаз имеют вид

$$\Theta'_1 = \frac{2h_2^2}{h_1^2 + h_2^2} \Delta\Theta', \quad \Theta'_2 = \frac{-2h_1^2}{h_1^2 + h_2^2} \Delta\Theta'. \quad (112)$$

Отсюда следует, что CP -нарушение в секторе топ-кварка исчезает, если одно из вакуумных средних равно нулю на траектории во время фазового перехода (при $h_2 = 0$ масса топ-кварка обращается в нуль, а при $h_1 = 0$ фаза Θ_2 остаётся постоянной и квазиклассической силы не возникает). С другой стороны, всегда можно выбрать такой базис, в котором только одно из хиггсовских полей имело бы ненулевое значение VEV в нарушенной фазе. Если в этом базисе наложить условие $\tan\beta = \text{const}$, то CP -нарушения не возникнет. Поэтому предположение о постоянстве $\tan\beta$ не только зависит от выбора базиса, но и играет важную роль для CP -нарушения. Более того, этот аргумент показывает, что барионная асимметрия

должна быть подавлена в пределе очень больших или очень малых значений $\tan \beta$.

Численный расчёт, проведённый в работе [57], показал, что в данной модели можно получить величину барионной асимметрии, в несколько раз большую, чем её наблюдаемое значение. Напротив, проведённый в работе [79] анализ, в котором учитывались ограничения (очень сильные) на распад $Z \rightarrow b\bar{b}$, привёл к меньшему значению барионной асимметрии.

4.3.3. Методы проверки модели на коллайдерах и в низкоэнергетических экспериментах. Двухдублетная хиггсовская модель и её феноменология хорошо изучены в ускорительных экспериментах (см., например, недавний обзор [80]). В контексте электрослабого бариогенезиса основными наблюдаемыми являются массы дополнительных хиггсовских бозонов, которые оказывают большое влияние на силу электрослабого фазового перехода, а также вклады в ЭДМ электрона и нейтрона.

Анализ, проведённый в работе [76], в согласии с результатами [57], показал, что при фиксированной массе m_h бозона Хиггса более сильный фазовый переход можно получить, в частности, в случае, когда дополнительные бозоны Хиггса являются более тяжёлыми. Как показано в работе [57], этот эффект связан с тем, что более тяжёлые массы возникают из-за больших констант взаимодействия в членах четвертой степени по полям, поэтому дополнительные хиггсовские бозоны не отщепляются из спектра. С другой стороны, значения четырёх-бозонных констант не являются существенными для поисков в ускорительных экспериментах и для ограничений на электрические дипольные моменты, так что в этом пределе двухдублетной хиггсовской модели электрослабый бариогенезис оказывается в значительной степени свободным от экспериментальных ограничений. Единственным ограничением в этом режиме является условие пертурбативности для константы в четырёхбозонной вершине.

Как упоминалось ранее, дополнительные ограничения обусловлены процессом распада $Z \rightarrow b\bar{b}$. Поскольку основное отклонение от Стандартной модели в этом процессе связано с петлевыми вкладами заряженных бозонов Хиггса, это, вообще говоря, ограничивает модели достаточно большими массами заряженных хиггсовских бозонов и большими значениями $\tan \beta$. Однако эти условия оказываются проблематичными для успешного электрослабого бариогенезиса, поскольку при больших значениях $\tan \beta$ CP -нарушающая квазиклассическая сила оказывается подавленной. В работе [79] проанализированы эти довольно сильные ограничения (на уровне достоверности 66 %) на данный процесс и показано их существенное влияние на окончательное значение барионной асимметрии. Если соответствующие ограничения ослабить (например, до уровня достоверности 95 %), то они окажутся не такими существенными и особо сильных ограничений на величину $\tan \beta$ не возникнет.

4.3.4. Выводы. Электрослабый бариогенезис оказывается вполне реалистичным в двухдублетной хиггсовской модели. В этой модели могут быть получены достаточно сильный фазовый переход первого рода без тонкой подстройки параметров и достаточно большая величина CP -нарушения, которая оказывается совместимой с ограничениями на электрические дипольные

моменты, а также с ограничениями, вытекающими из ускорительных экспериментов. Основным недостатком модели является отсутствие каких-либо других феноменологических преимуществ помимо наличия реалистичного электрослабого бариогенезиса. В частности, в модели остаётся нерешённой проблема иерархии, а вопросы, связанные с нарушающими аромат процессами в нейтральных токах, не могут быть решены с помощью дискретной симметрии в тех случаях, когда возможен электрослабый бариогенезис.

Кроме того, улучшение точности измерения ЭДМ нейтрона на порядок позволит исключить электрослабый бариогенезис в двухдублетной хиггсовской модели.

4.4. Минимальная суперсимметричная стандартная модель

В настоящее время $MSSM$ является не только одной из наиболее изученных моделей новой физики, но и одной из наиболее интересных теорий, претендующих на объяснение большого различия между электрослабым и планковским масштабами.

Анализ электрослабого бариогенезиса в $MSSM$ сильно отличается от аналогичного анализа в других моделях. Прежде всего, в $MSSM$ нет CP -нарушения в скалярном потенциале и секторе топ-кварка (помимо CP -нарушения в матрице Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa — CKM) в Стандартной модели), поэтому CP -нарушение должно быть обусловлено некоторым источником, отличным от обсуждавшихся выше. Кроме того, в $MSSM$ оказывается нелегко получить сильный фазовый переход первого рода. В частности, отношение ϕ_c/T_c даже в самых оптимистичных сценариях с трудом удовлетворяет условию невымывания барионной асимметрии (86), а толщина стенки хиггсовского пузыря довольно велика, $l_w T_c \simeq 20$. Поэтому квазиклассическая сила оказывается слишком слабой для объяснения наблюдаемой величины барионной асимметрии. Следовательно, электрослабый бариогенезис в $MSSM$ должен основываться на другом источнике CP -нарушения, например смешивании в секторе чарджино (а также нейтралينو), которое может приводить к резонансному усилению. Подробный обзор электрослабого бариогенезиса в $MSSM$ дан в работе [81], а здесь мы лишь кратко рассмотрим основные моменты.

4.4.1. Фазовый переход. Скалярный потенциал в $MSSM$ в общем случае является гораздо более ограниченным, чем в двухдублетной хиггсовской модели. На древесном уровне потенциал имеет вид

$$V_0 = m_1^2 h_1^2 + m_2^2 h_2^2 + 2m_3^2 h_1 h_2 + \frac{g^2 + g'^2}{8} (h_1^2 - h_2^2)^2. \quad (113)$$

Для этого потенциала масса самого лёгкого из бозонов Хиггса ограничена сверху массой Z -бозона. Однако такое значение массы противоречит ограничениям, полученным на LEP, и необходимо учитывать однопетлевые поправки в эффективный потенциал

$$V_1 = \sum_i \frac{n_i}{64\pi^2} m_i^4 \left(\log \frac{m_i^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right). \quad (114)$$

Основные вклады в массу бозона Хиггса дают топ-кварки и их суперпартнёры — стоп-кварки, имеющие

юкавские константы порядка единицы; масса топ-кварка $m_t = y_t h_2$, а массовая матрица для стоп-кварка имеет вид

$$M_t^2 = \begin{pmatrix} m_Q^2 + y_t^2 h_2^2 & y_t(A_t h_2 - \mu h_1) \\ y_t(A_t h_2 - \mu h_1) & m_U^2 + y_t^2 h_2^2 \end{pmatrix}, \quad (115)$$

где m_U, m_Q и A_t — мягко нарушающие суперсимметрию константы, постоянная μ обусловлена наличием члена вида $W \ni \mu H_1 H_2$ в суперпотенциале. Для того чтобы получить массу бозона Хиггса $m_h \sim 125$ ГэВ, по крайней мере один из стоп-кварков должен быть достаточно тяжёлым, $m_{\tilde{t}_L} > 30$ ТэВ. Этого можно достичь или с помощью больших значений мягкой массы m_Q , или больших значений недиагональных вкладов, связанных с мягкой константой A_t .

Вторая возможность, как мы увидим далее, не совместима с требованием наличия сильного фазового перехода первого рода. Как и в случае Стандартной модели, потенциальный барьер, ответственный за возникновение фазового перехода первого рода, появляется из-за температурных поправок кубичного порядка по полям в эффективном потенциале (см. приложение Г). Помимо степеней свободы, имеющих в Стандартной модели, только стоп-кварки могут дать существенный вклад в указанные кубичные поправки [82–86]. Это в свою очередь означает, что правые стоп-кварки (на которые существуют более слабые ограничения из электрослабых наблюдаемых, чем на их левых партнёров) должны быть достаточно лёгкими. В частности, кубичное слагаемое возникает, только если смешивание между стоп-кварками мало и термальная масса правого стоп-кварка компенсируется отрицательной мягкой массой, т.е.

$$m_{\tilde{t}_R}^2(T) = m_U^2 + y_t^2 h_2^2 + \Pi(T)_{\tilde{t}_R} \simeq y_t^2 h_2^2. \quad (116)$$

Дополнительные ограничения определяются требованиями, чтобы величина $\tan \beta$ была не слишком велика и поля стоп-кварков не приобрели ненулевых значений VEV при низких температурах, что привело бы к спонтанному нарушению цветовой симметрии. Результаты анализа, проведённого в работе [87] (рис. 9), каче-

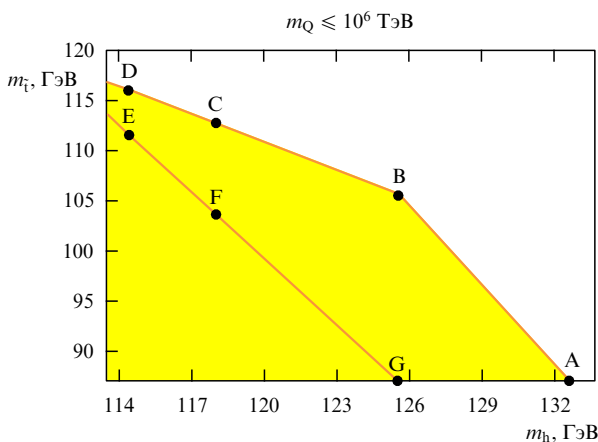


Рис. 9. Область, в которой реализуется достаточно сильный фазовый переход, $\phi_c/T_c > 1.0$, в координатах масса бозона Хиггса – масса лёгкого стоп-кварка в MSSM. Сильный фазовый переход при массе хиггсовского бозона $m_h \simeq 125$ ГэВ может быть достигнут за счёт очень тяжёлого левого стоп-кварка: $m_Q \sim 10^6$ ТэВ. (Из работы [87].)

ственно подтверждаются результатами решёточных вычислений [88].

4.4.2. Электрослабый бариогенезис. Как упоминалось в разделе 2.5, конкретное вычисление барионной асимметрии в MSSM сталкивается с противоречиями. Одно из отличий от остальных моделей, обсуждавшихся выше, состоит в том, что CP -нарушение возникает не в секторе топ-кварка. Оказывается, что доминирующим источником CP -нарушения является сектор чарджино и нейтралино. Так, например, массовая матрица чарджино может быть записана в виде

$$M_{\chi_{\pm}} = \begin{pmatrix} M_2 & gh_2 \\ gh_1 & \mu \end{pmatrix}, \quad (117)$$

где M_2 и μ могут содержать комплексные фазы.

Матрица (117) приводит к источнику для квазиклассической силы, как следует из уравнения (50). Однако фазовый переход в MSSM является относительно слабым [89, 90], а именно $\phi_c/T_c \simeq 1$, $l_w T_c \simeq 20$, поэтому указанного источника CP -нарушения оказывается недостаточно, чтобы объяснить наблюдаемую барионную асимметрию, учитывая современные ограничения на электрические дипольные моменты.

Следовательно, бариогенезис в MSSM должен быть обусловлен эффектами смешивания. Параметрически эффекты смешивания менее подавлены, поскольку они возникают уже в первом порядке по производным, как видно из уравнения (50). Вычисление барионной асимметрии, которая возникает вследствие эффектов смешивания, является в некоторой степени ещё открытым вопросом. Формализм массовой вставки даёт достаточно большое значение барионной асимметрии [41], однако этот формализм приводит к принципиальным трудностям (см. раздел 2.6). Частично эти трудности можно преодолеть посредством пересуммирования вставок хиггсовских вкладов [42], но и тогда остаются открытыми некоторые вопросы, касающиеся конечности полученных результатов и описания эффектов переноса. С концептуальной точки зрения, наиболее ясным способом преодоления этих трудностей является использование подхода Каданова – Бейма, основанного на первых принципах. Этот подход был применён в работе [24], где, в частности, была отмечена важность флейворных осцилляций. Однако в [24] также использовался ряд упрощающих предположений, а именно полагалось, что когерентные недиагональные плотности являются малыми. В частности, пренебрегалось всеми вкладами выше второго порядка по градиентам включительно. Далеко не очевидно, действительно ли эти вклады малы, поскольку резонансные эффекты могут стать важными, когда длина осцилляций становится сравнимой с толщиной стенки пузыря [20]. На первый взгляд, это резонансное условие выполняется для чарджино в MSSM только для очень высокоэнергетичных мод (которых достаточно мало в плазме), однако отсутствуют гарантии, что этот резонанс не может дать значительного усиления образования барионной асимметрии.

Тем не менее есть несколько общих для всех используемых подходов черт. Например, барионная асимметрия оказывается подавленной, когда чарджино являются несильно вырожденными по массе или имеют массы, значительно превышающие температуру, что видно из

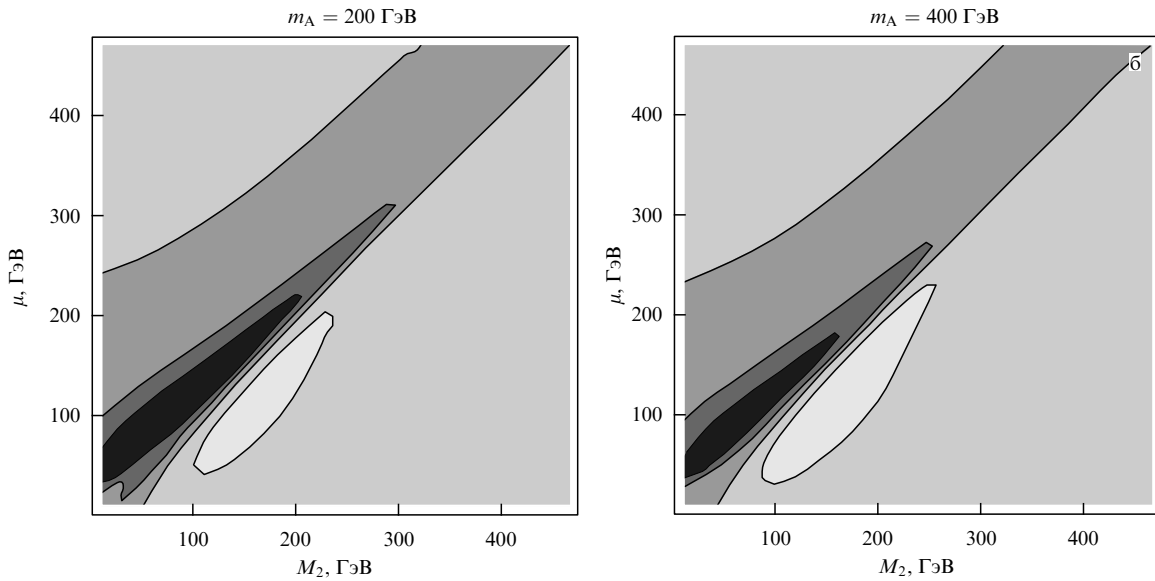


Рис. 10. Контуры областей, в которых возможен реалистичный бариогенезис, в зависимости от двух массовых параметров чарджино: M_2 и μ (при разных значениях массы m_A псевдоскалярного бозона Хиггса в MSSM). В области чёрного цвета барионная асимметрия больше наблюдаемого значения. (Из работы [24].)

Таблица. Наибольшее возможное значение барионной асимметрии для почти вырожденных по массе чарджино и максимального значения CP -нарушающей фазы

Метод	η/η_{obs}	Литература
Формализм массовой вставки без хиггсовского пересуммирования	~ 35	[41] (2000)
Формализм массовой вставки с хиггсовским пересуммированием	~ 10	[42] (2002)
Формализм массовой вставки без хиггсовского пересуммирования. Более реалистичная картина процессов диффузии	~ 140	[43] (2004)
Формализм Каданова–Бейма. Флейворные осцилляции. Предположение об адиабатическом режиме	$\sim 3,5$	[24] (2005)

рис. 10, на котором показаны области реалистичного бариогенезиса в зависимости от двух массовых параметров чарджино. Некоторые количественные результаты по бариогенезису, который обусловлен физикой в секторе чарджино в MSSM, приведены в таблице.

Помимо указанных подходов, в литературе рассматриваются варианты, в которых бариогенезис в MSSM обусловлен физикой в секторе нейтралино [91] или стоп-кварка [92]. Нейтралино имеют то преимущество, что ограничения на электрические дипольные моменты накладывают на них более слабые условия, чем в случае чарджино, но в то же время этот механизм является несколько менее эффективным с точки зрения производимого им количества барионной асимметрии [91].

4.4.3. Методы проверки модели на коллайдерах и в низкоэнергетических экспериментах. В контексте электрослабого бариогенезиса MSSM обладает специфическими признаками для экспериментов. Первый тип таких признаков обусловлен наличием нового источника CP -нарушения в секторе чарджино. Поскольку масса чарджино не может превышать электрослабый масштаб в

рассматриваемом механизме бариогенезиса, это приводит к появлению вкладов типа Барра–Зи в электрические дипольные моменты электрона и нейтрона, которые оказываются довольно значительными и уже могут приводить к противоречиям с экспериментальными ограничениями. Более того, зависимость ЭДМ электрона от $\tan\beta$ и масс чарджино очень похожа на зависимость от этих величин барионной асимметрии [93–95] (рис. 11). Это означает, что комплексная фаза в секторе чарджино не может быть больше, чем $\arg(\mu^* M_2) \lesssim 0,05$. Тем самым электрослабый бариогенезис, вызываемый физикой сектора чарджино, оказывается исключённым даже в наиболее консервативных подходах (см. таблицу).

Второй тип экспериментальных признаков связан с требованием существования сильного фазового перехода первого рода. Наиболее жёсткое из ограничений — это необходимость существования лёгких стоп-кварков с массой, близкой к ограничениям из экспериментов на LEP [96–98]. Последние экспериментальные поиски, чувствительные к лёгким стоп-кваркам, показали, что единственная остающаяся возможность — это случай, когда стоп-кварк оказывается скрытым из-за распадов на нейтралино, близкие к нему по массе, или за счёт похожих механизмов [87]. Однако лёгкие стоп-кварки играют важную роль в поисках хиггсовского бозона. В частности, они увеличивают индуцированную петлевыми поправками вероятность образования бозона Хиггса в слиянии глюонов в 2–3 раза. Кроме того, лёгкие стоп-кварки приводят к некоторому уменьшению относительной вероятности распада хиггсовского бозона на два фотона вследствие деструктивной интерференции с доминирующим вкладом петли W -бозонов. В целом лёгкие стоп-кварки приводят к увеличению вероятности процесса $gg \rightarrow H \rightarrow VV$ и к некоторому уменьшению вероятности распада $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ по сравнению с соответствующими вероятностями в Стандартной модели. Это вступает в противоречие с современными данными по поискам хиггсовского бозона [99–101]. Данное противоречие может быть частично ослаблено

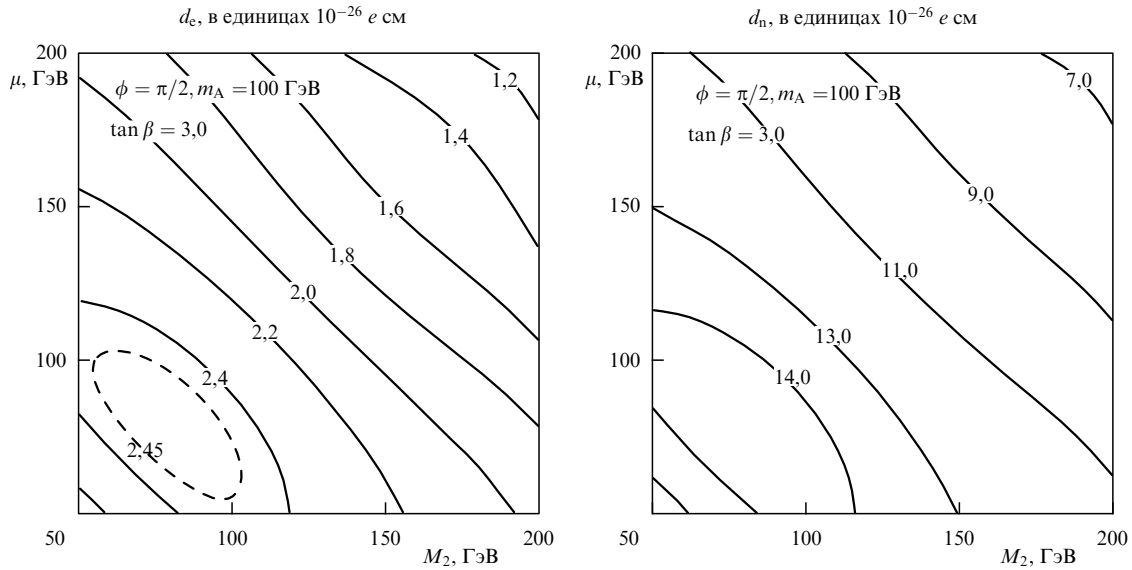


Рис. 11. Линии постоянных значений электрических дипольных моментов электрона и нейтрона как функции двух массовых параметров чарджино в случае максимального CP -нарушения. (Из работы [93].)

введением дополнительных предположений о спектре масс частиц в MSSM [87].

4.4.4. Выводы. Электрослабый бариогенезис в MSSM представляется весьма привлекательным сценарием, поскольку эта модель является минимальной для решения проблемы иерархии в пертурбативном режиме. Значение массы хиггсовского бозона $m_h \sim 125$ ГэВ входит в некоторое противоречие с минимальными суперсимметричными моделями, особенно если требуется сильный электрослабый фазовый переход первого рода. Кроме того, это требование приводит к необходимости существования очень лёгких стоп-кварков с массами, лишь ненамного превышающими ограничения из экспериментов на LEP. Тот факт, что такие состояния до сих пор не найдены на БАК, можно объяснить только в случае весьма специфического выбора масс частиц, которые возникают в цепочке распадов стоп-кварков [87]. Кроме того, ограничения на электрические дипольные моменты в общем случае находятся в противоречии с электрослабым бариогенезисом, вызванным динамикой сектора чарджино. Поэтому необходимо либо привлечь к рассмотрению другие источники CP -нарушения (например, сектор нейтралино), либо предположить, что имеются некоторые сокращения между различными вкладами в электрические дипольные моменты.

Таким образом, в MSSM всё ещё имеется область параметров, в которой возможен реалистичный электрослабый бариогенезис. Однако эта возможность кажется весьма неестественной ввиду многочисленных ограничений, возникающих из различных секторов. Наиболее сильные ограничения возвращают нас к тому факту, что в рамках MSSM довольно трудно получить массу бозона Хиггса порядка $m_h \sim 125$ ГэВ. В расширениях этой модели, где такая масса хиггсовского бозона может быть получена более естественным образом, перспективы электрослабого бариогенезиса выглядят гораздо лучше. Мы увидим это при рассмотрении следующей модели.

4.5. Next-to-MSSM

Существует две основные причины расширения MSSM посредством добавления синглетов. Во-первых, таким способом можно решить μ -проблему MSSM. Этого можно добиться добавлением в суперпотенциал слагаемого вида $\lambda SH_1 H_2$. Когда скалярная компонента синглета приобретает ненулевое вакуумное среднее, этот оператор эффективно приводит к μ -члену MSSM. Во-вторых, возникающие дополнительные вклады в массу легчайшего бозона Хиггса улучшают согласие с ускорительными ограничениями. В дальнейшем мы обсудим вариант модели, когда в суперпотенциал добавлены лишь трилинейные константы к полям Хиггса, а также линейное слагаемое для синглета, как это сделано в работах [102–104]. Более общие модели могут приводить к новым эффектам, таким как, например, переходное CP -нарушение [105], или к интересной феноменологии тёмной материи [106].

4.5.1. Фазовый переход. В рассматриваемой модели скалярный потенциал имеет следующий вид:

$$V_0 = m_1^2 h_1^2 + m_2^2 h_2^2 + 2m_3^2 h_1 h_2 + \frac{g^2 + g'^2}{8} (h_1^2 - h_2^2)^2 + m_s^2 s^2 + \frac{\lambda}{4} h_1^2 h_2^2 + a_\lambda s h_1 h_2 + t_s s \exp(i\Theta_s) + \text{h.c.}, \quad (118)$$

где мы определили вакуумное среднее скалярного поля как $\langle S \rangle = s \exp(i\Theta_s)/\sqrt{2}$. Здесь параметр λ возникает из слагаемого $\lambda SH_1 H_2$ в суперпотенциале, t_s и a_λ — мягко нарушающие суперсимметрию константы. Особый интерес представляет слагаемое $\lambda h_1^2 h_2^2/4$, которое поднимает D-плоские направления в MSSM и может давать значительный вклад в массу легчайшего бозона Хиггса.

В этой модели фазовый переход может стать сильным за счёт взаимосвязи между вакуумными средними хиггсовских бозонов и синглета, а не за счёт термальных петлевых поправок. Поэтому в модели возможен фазовый переход первого рода уже на древесном уровне, если

выполнено условие [103]

$$m_s^2 < \frac{1}{\tilde{\lambda}} \left| \frac{\lambda^2 t_s}{m_s} - \frac{\sin(2\beta)}{2} m_s a_\lambda \right|, \quad (119)$$

где

$$\tilde{\lambda}^2 \equiv \frac{\lambda^2}{4} \sin^2(2\beta) + \frac{g^2 + g'^2}{8} \cos^2(2\beta). \quad (120)$$

Для небольших значений λ можно получить значение массы бозона Хиггса $m_h \sim 125$ ГэВ и одновременно сильный фазовый переход. Условие отсутствия полюса Ландау у параметра λ на достаточно низких масштабах приводит к ограничению $\lambda < 0,7$.

4.5.2. Электрослабый бариогенезис. Электрослабый бариогенезис легче реализуется в NMSSM (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model), чем в MSSM, по нескольким причинам. Прежде всего, электрослабый фазовый переход может быть значительно сильнее. Это приводит к значительному возрастанию CP -нарушающего источника, который очень чувствителен к величине ϕ_c/T_c , а кроме того, усиление источника обусловлено несколько меньшей толщиной стенки. Более того, к новым источникам CP -нарушения приводят дополнительные комплексные фазы в параметрах t_s и a_λ . В частности, во время фазового перехода изменяются фазы скалярного синглета и хиггсовских полей [104, 107]. Первая из них приводит к возникновению дополнительной квазиклассической силы в секторе чарджино вследствие модификации массовой матрицы

$$\mathcal{M}_{\chi_\pm} = \begin{pmatrix} M_2 & gh_2 \exp(i\theta_2) \\ gh_1 \exp(i\theta_1) & -\lambda s \exp(i\theta_s) \end{pmatrix}, \quad (121)$$

а также к дополнительному CP -нарушающему источнику в секторе топ-кварка из-за изменения фазы θ_2 во время фазового перехода. Эти вклады, которые возникают в подходе с квазиклассической силой, не связаны со смешиванием фермионов. Дополнительные источники, обусловленные смешиванием ароматов, могут быть столь же велики, как и в MSSM, но поскольку квазиклассическая сила в этом случае не приводит к сильному вырождению масс в секторе чарджино, указанные вклады в общем случае значительно меньше. Данный факт позволяет провести более надёжное, чем в MSSM, вычисление образующейся барионной асимметрии.

4.5.3. Методы проверки модели на коллайдерах и в низкоэнергетических экспериментах. В NMSSM значительно легче, чем в MSSM, удовлетворить ограничениям на электрические дипольные моменты и ограничениям из ускорительных экспериментов. Как упоминалось выше, масса легчайшего хиггсовского бозона может получить значительную поправку из-за его взаимодействия с полем синглета. Однако если масса бозона Хиггса $m_h \sim 125$ ГэВ определяется исключительно этим взаимодействием, то это приводит к появлению полюса Ландау для константы связи λ на масштабе энергий, меньшем масштаба Великого объединения. Поэтому петлевые вклады от стоп- и топ-кварков также должны быть значительными, а масса стоп-кварков должна быть больше, чем 1 ТэВ. Заметим, что в этом случае лёгкие правые стоп-кварки не оказывают существенного влия-

ния на фазовый переход первого рода, поэтому они могут иметь массы, близкие к массам их левых партнёров.

Экспериментальные ограничения на электрические дипольные моменты также могут быть преодолены значительно легче, чем в MSSM. Одна из причин состоит в том, что комплексная фаза в эффективном параметре μ является динамической. Следовательно, эта фаза может быть достаточно малой в нарушенной фазе, даже если она сильно изменяется во время фазового перехода. Кроме того, благодаря более сильному фазовому переходу электрослабый бариогенезис в этой модели является более эффективным и наблюдаемая величина барионной асимметрии может быть воспроизведена с меньшими значениями комплексных фаз в секторе чарджино.

4.5.4. Выводы. Вероятностный анализ показывает, что современные экспериментальные данные, а также ограничения по массе устанавливают жёсткие границы области параметров скалярного сектора NMSSM. Однако даже при учёте всех ограничений значительная часть оставшейся области параметров приводит к сильному фазовому переходу первого рода и реалистичному бариогенезису в NMSSM [104]. В этом смысле успешный электрослабый бариогенезис является достаточно общим свойством NMSSM.

4.6. Другие модели

Для полноты рассмотрения кратко упомянем другие модели, в которых изучался электрослабый бариогенезис. Здесь можно выделить выходящие за рамки MSSM модели [108, 109], MSSM с дополнительным $U(1)'$ -калибровочным взаимодействием [110–112], модели с R -симметричной суперсимметрией [113, 114], модель с майорановским синглетом [115] и лево-правые симметричные модели [116].

5. Заключение

Итак, основные ингредиенты успешного электрослабого бариогенезиса — это сильный фазовый переход первого рода и новые источники CP -нарушения. Вследствие этих условий электрослабый бариогенезис исключён в Стандартной модели и сильно ограничен в MSSM. Однако в моделях с более общим скалярным сектором сильный фазовый переход первого рода и реалистичный электрослабый бариогенезис являются достаточно характерными.

С точки зрения перспектив электрослабого бариогенезиса, в более общих моделях вычисление величины барионной асимметрии оказывается гораздо более надёжным, чем в MSSM. В большинстве этих моделей доминирующий источник CP -нарушения возникает благодаря квазиклассической силе, которая чувствительна к спином частиц разных типов. Напротив, в MSSM CP -нарушение, возникающее во время фазового перехода, обусловлено смешиванием ароматов в секторе чарджино, нейтрально или стоп-кварков. Это усложняет анализ ввиду специфичных для систем с несколькими ароматами эффектов, таких как флейворные осцилляции и резонансное усиление.

Таким образом, ответ на вопрос: является ли электрослабый бариогенезис успешным механизмом в принципе

— зависит от того, как новая физика на электрослабом масштабе решает проблему иерархии и может ли решить её вообще. Открытие на БАК частицы, близкой по свойствам к бозону Хиггса, с массой 125 ГэВ указывает на то, что в рамках MSSM проблема иерархии может быть решена только посредством введения "малой проблемы иерархии". Это делает модели с расширенным скалярным сектором очень привлекательными, а электрослабый бариогенезис — многообещающим механизмом для объяснения возникновения барионной асимметрии Вселенной.

Благодарности. Мне приятно поблагодарить моих сотрудников, которые работали со мной над проблемами электрослабого бариогенезиса и связанными с ним темами, в частности Стефана Хубера, Томислава Прокопеца и Майкла Г. Шмидта. Я благодарю Валерия Рубакова, который побудил меня написать этот обзор. Я признателен также Матиасу Гарни за внимательное чтение рукописи и полезные замечания. Наконец, я выражаю благодарность авторам статей, из которых были взяты иллюстрации, за предоставленное разрешение воспроизвести их в этом обзоре.

6. Приложения

А. Скорость слабых сфалеронов

Один из существенных ингредиентов электрослабого бариогенезиса — это скорость сфалеронных переходов⁸. Сфалерон — это статическое решение уравнений поля электрослабого сектора Стандартной модели. Эта конфигурация является седловой точкой функционала потенциальной электрослабой энергии, и она определяет скорость процессов, идущих с нарушением барионного и лептонного чисел при конечной температуре в ранней Вселенной. Сфалероны, которые связаны с левополяризованными фермионами и антифермионами Стандартной модели, обычно приводят к нарушению лептонного и барионного чисел. При наличии CP -асимметрии (локальной) в плотностях левых частиц сфалеронные переходы приводят к образованию ненулевого барионного заряда. В то же время любой ранее возникший барионный заряд будет диффундировать в плазме, если сохраняется разность барионного и лептонного чисел $B - L$. Барионная асимметрия удовлетворяет уравнению [29]

$$v_w \frac{dn_B}{dz} = \frac{3}{2} \Gamma_{ws} \left(\frac{\mu_L}{T} - \frac{15}{2} \frac{n_B}{T^3} \right), \quad (122)$$

где Γ_{ws} — скорость сфалеронных переходов, μ_L — химический потенциал левых фермионов. Окончательная барионная асимметрия даётся интегрированием этого уравнения:

$$\eta = \frac{n_B}{s} = \frac{405 \Gamma_{ws}}{4\pi^2 v_w g_* T^4} \int_0^\infty dz \mu_L \exp(-vz), \quad (123)$$

где $g_* \simeq 106,75$ — эффективное число степеней свободы при электрослабых температурах, $v \equiv 45 \Gamma_{ws} / 4 v_w T^3$. Химический потенциал при увеличении расстояния от стенки пузыря убывает в сторону симметричной фазы

по меньшей мере как $\exp(-D_q z)$, где D_q — константа диффузии для кварков. Поэтому при больших скоростях стенки v_w величина $\exp(-vz)$ становится несущественной и зависимость барионной асимметрии от скорости стенки целиком определяется химическим потенциалом μ_L , который в лидирующем порядке линейно зависит от v_w . Поэтому при $v \ll D_q$ и $v_w \ll 1$ результат для барионной асимметрии очень слабо зависит от скорости стенки. Если v_w становится близкой к скорости звука $c_s = 1/\sqrt{3}$, то процессы диффузии оказываются неэффективными (что, однако, не совсем корректно воспроизводится в анализе, проведённом в разделе 3, где предполагается малая скорость стенки). В пределе очень малых скоростей стенки экспонента становится существенной, что приводит к дополнительному подавлению. Таким образом, стенка движется слишком медленно для того, чтобы сфалеронные переходы успешно работали. В этом режиме нельзя пренебречь обратным влиянием на химический потенциал μ_L левых фермионов.

С другой стороны, скорость сфалеронных переходов должна быть достаточно велика во время фазового перехода в симметричной фазе перед стенкой. CP -нарушение, возникающее при отражении частиц от стенки, приводит к ненулевой CP -нарушающей плотности частиц непосредственно перед стенкой. Если эта плотность несёт положительный лептонный или отрицательный барионный заряд, то сфалеронные процессы приводят к появлению ненулевого положительного барионного числа. Для того чтобы воспроизвести наблюдаемую величину барионной асимметрии $\eta \simeq 10^{-10}$, скорость сфалеронных переходов должна быть значительно больше η в электрослабых единицах.

Скорость сфалеронных переходов в симметричной фазе активно обсуждалась в литературе⁹. Основная проблема состоит в том, что скорость сфалеронных переходов является непертурбативной величиной, поскольку мягкие моды имеют большие числа заполнения, но она также оказывается чувствительной к жёстким модам в плазме [119]. Система может быть успешно описана эффективной теорией Бодекера [120–122], которая легко моделируется на решётке. Результаты расчётов показывают, что скорость сфалеронных переходов в симметричной фазе имеет вид

$$\Gamma_{ws} = \kappa \left(\frac{g_w^2 T^2}{m_D^2} \right) \alpha_w^5 T^4, \quad (124)$$

где $m_D^2 = (11/6)g_w^2 T^2$ — масса Дебая для слабых калибровочных полей, g_w — калибровочная константа слабых взаимодействий. Численная величина коэффициента κ составляет $\simeq 40$. Включение динамики хиггсовского поля слегка уменьшает это число, что в результате даёт [123]

$$\Gamma_{ws} \simeq 1,0 \times 10^{-6} T^4. \quad (125)$$

В принципе величина (125) является достаточно большой для успешного электрослабого бариогенезиса.

С другой стороны, скорость сфалеронных переходов в нарушенной фазе должна быть меньше, чем в симметричной. Если бы эти скорости были одинаковыми, то никакой барионной асимметрии не возникало бы, пос-

⁸ Обзор методов вычисления скорости сфалеронных переходов в контексте электрослабого бариогенезиса приведён в работе [117].

⁹ Замечательное резюме *status quo* этого вопроса можно найти в докладе [118].

кольку плазма внутри пузыря несёт противоположные по знаку лептонную и барионную плотности зарядов, в отличие от плазмы вне пузыря. Фактически скорость сфалеронных переходов в нарушенной фазе должна быть на много порядков меньше скорости в симметричной фазе. После фазового перехода компоненты плазмы внутри и вне пузыря снова смешиваются. Несмотря на то что во время фазового перехода образовался ненулевой барионный (и лептонный) заряд, для равновесного состояния выполняется равенство $B = L = 0$. Если сфалеронные процессы остаются активными после фазового перехода, то система за время порядка хаббловского вернётся в состояние равновесия. Следовательно, чтобы электрослабый бариогенезис действительно осуществлялся, скорость сфалеронных процессов после фазового перехода должна быть мала по сравнению со скоростью хаббловского расширения.

Скорость сфалеронных переходов в нарушенной фазе, которая может быть вычислена в квазиклассическом приближении [124, 125], оказывается экспоненциально подавленной энергией сфалерона:

$$\Gamma_{ws} \simeq T^4 \exp\left(-\frac{E_{sp}}{T}\right). \quad (126)$$

Энергия сфалерона имеет следующий вид [124]:

$$E_{sp} \simeq \frac{4\pi\phi_c}{g_w} \mathcal{E}, \quad (127)$$

и численно можно найти, что $\mathcal{E} \simeq 2.8$. Требование, чтобы скорость сфалеронов была меньше скорости хаббловского расширения, $\Gamma_{ws} \ll HT^3$, приводит к условию [125–128]

$$\phi_c \gtrsim 1,1 T_c. \quad (128)$$

Это неравенство и является условием невымывания барионной асимметрии¹⁰.

Полученное значение скорости сфалеронных переходов в нарушенной фазе было также подтверждено непертурбативно решёточными вычислениями [131]. Недавно впервые были проведены решёточные расчёты с учётом связи симметричной и нарушенной фаз [132], которые подтвердили описанную картину динамики в двух различных фазах в едином подходе.

Б. Квазиклассический подход к фазовым переходам

Формализм для квазиклассического описания туннелирования был разработан для системы конденсированного состояния Лангером [133], в квантовой теории поля — Коулманом [134, 135], а для систем при конечных температурах — Линде [136]. Обзор по этой теме можно найти в работе [137].

В задачах, связанных с туннелированием, эффективный потенциал обычно имеет по меньшей мере два локальных минимума, которые соответствуют различным фазам физической системы, в которых она может находиться. Далее мы будем называть эти фазы симметричной (до фазового перехода) и нарушенной (после фазового перехода), по аналогии со случаем электрослабого фазового перехода (рис. 12). В квазиклассическом ВКБ-приближении вероятность туннелирования в единицу объёма в единицу времени оказывается экспонен-

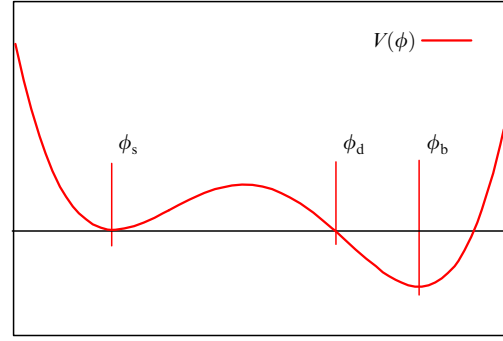


Рис. 12. Пример потенциала с метастабильным минимумом. Фазовый переход происходит из симметричной фазы ϕ_s в нарушенную фазу ϕ_b .

циально подавленной евклидовым действием, вычисленным на так называемом решении туннельного отскока $\bar{\phi}$,

$$P \sim A \exp(-S(\bar{\phi})), \quad (129)$$

которое получается из эффективного действия разложением по градиентам:

$$S \simeq \int d^4x \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi + V(\phi), \quad (130)$$

где $V(\phi)$ — соответствующий эффективный потенциал, который, в частности, зависит от температуры.

Коэффициент A в уравнении (129) из размерных соображений должен удовлетворять условию $A \sim T^4$. Фазовый переход происходит тогда, когда вероятность образования пузыря нарушенной фазы в хаббловских объёме и времени становится порядка единицы, откуда следует условие

$$S \simeq \log \frac{A}{H^4} \simeq 140. \quad (131)$$

Отскоковое решение $\bar{\phi}$ при нулевой температуре представляет собой $O(4)$ -симметричное решение евклидовых уравнений движения, тогда как при конечной температуре $\bar{\phi}$ является $O(3)$ -симметричным решением, периодичным по мнимому времени. Соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 \bar{\phi}}{d\tau^2} + (d-1) \frac{d\bar{\phi}}{\tau d\tau} = -\frac{dV}{d\bar{\phi}}, \quad (132)$$

$d = 4$ ($d = 3$) для туннелирования при нулевой (конечной) температуре. Граничные условия для уравнения (132) следующие: поле $\bar{\phi}$ в начальный момент находится в окрестности нарушенной фазы и асимптотически приближается к симметричной фазе при поздних "временах",

$$\bar{\phi}(0) \simeq \phi_b, \quad \bar{\phi}'(0) = 0, \quad \bar{\phi}(\infty) = \phi_s. \quad (133)$$

Оказывается, что в пределе слабых фазовых переходов применимо тонкостенное приближение [134]. В этом случае поле $\bar{\phi}$ в течение довольно длительного времени τ_R сохраняет значение, соответствующее нарушенной фазе, а затем быстро принимает значение, отвечающее симметричной фазе. В этом случае туннельное действие можно выразить через натяжение стенки пузыря

$$\sigma = \int d\phi \sqrt{2V(\phi)} \quad (134)$$

¹⁰ Детальное обсуждение этого аргумента можно найти в работах [129, 130].

и разности плотностей потенциальной энергии в локальных минимумах $\Delta V \equiv V(\phi_b) - V(\phi_s)$ следующим образом:

$$S = \frac{27\pi^2\sigma^4}{2\Delta V^3}, \quad d = 4, \quad (135)$$

$$S = \frac{16\pi\sigma^3}{3T\Delta V^2}, \quad d = 3.$$

В общем случае для одного поля и произвольных условий туннельное действие может быть легко получено численно с использованием алгоритма стрельбы [134]. В случае нескольких скалярных полей необходимо применение более сложных методов [138, 139].

Недавно был поднят вопрос о калибровочной зависимости вышеизложенного подхода [129, 140, 141], однако явное вычисление в игрушечной абелевой модели показало, что зависимость от выбора калибровки на самом деле является довольно слабой [142]. Это подтверждается также тем, что квазиклассический подход достаточно хорошо согласуется с результатами, полученными непertурбативными методами на решётке [143]. Основная поправка к описанной выше процедуре, по видимому, обусловлена вкладами высших порядков в кинетический член и эффективный потенциал в эффективном действии (130).

В. Скорость и толщина стенки пузыря

Количество образовавшейся барионной асимметрии зависит от нескольких характеристик фазового перехода, а именно от критического значения поля ϕ_c , критической температуры T_c , толщины стенки l_w и её скорости v_w .

Наиболее важные характеристики фазового перехода — это отношение ϕ_c/T_c , определяющее степень вымывания барионной асимметрии из-за сфалеронных переходов, а также коэффициент отражения частиц хиггсовскими стенками, которые приводят к возникновению CP -нарушения в плотностях частиц. К счастью, в большинстве моделей с реалистичным бариогенезисом эти параметры могут быть легко вычислены с помощью квазиклассических методов, описанных в приложении Б.

Другой важный параметр в вычислениях барионной асимметрии — это толщина стенки l_w . Если толщина стенки велика, т.е. $l_w T \gg 1$, то можно применить градиентное разложение и результат для барионной асимметрии в случае одного аромата в грубом приближении оказывается обратно пропорциональным толщине стенки. Если скорость стенки не очень велика, то профиль хиггсовского пузыря во время его расширения изменяется незначительно [144]. Тогда толщина стенки может быть определена исходя из толщины пузыря в момент его образования с помощью квазиклассического анализа соответствующего туннельного процесса.

И наконец, барионная асимметрия зависит от скорости стенки v_w . Для реалистичного бариогенезиса необходимо, чтобы скорость стенки была достаточно мала для того, чтобы частицы успевали диффундировать в область перед стенкой, т.е. $v_w < 1/\sqrt{3}$. При меньших скоростях образующаяся барионная асимметрия практически не чувствительна к скорости стенки, как обсуждалось в приложении А. Причина заключается в том, что CP -нарушающие плотности, которые накапливаются перед стенкой, оказываются пропорциональными скоро-

сти стенки. Между тем фазовый переход длится дольше, и сфалеронные процессы также дольше действуют на CP -нарушающие плотности частиц и преобразуют их в барионную асимметрию. В этом режиме результирующее значение барионной асимметрии очень слабо зависит от скорости стенки. Однако в случае очень медленной стенки сфалеронные процессы насыщаются и барионная асимметрия зависит линейно от скорости стенки. Вследствие малости скорости сфалеронных переходов смена режима обычно происходит при $v_w \lesssim 10^{-3}$.

Таким образом, основной вопрос состоит в том, лежит ли скорость стенки в интервале $10^{-3} \ll v_w < 1/\sqrt{3}$, где используемые приближения справедливы и результат для барионной асимметрии оказывается нечувствительным к скорости стенки. Чтобы ответить на этот вопрос в конкретной модели, необходимо провести анализ динамики неравновесной системы, который пока сделан только для Стандартной модели [48, 145] и MSSM [146]. В обоих случаях оказалось, что скорость стенки принадлежит указанной области. Для остальных моделей эта скорость пока не известна. Простой метод оценки скорости стенки пузыря состоит в том, чтобы феноменологически смоделировать трение стенки о плазму и экстраполировать результаты, полученные в Стандартной модели и MSSM [144, 147–150].

Г. Электрослабый фазовый переход в Стандартной модели

В этом приложении мы дадим обзор пертурбативного анализа электрослабого фазового перехода в Стандартной модели. Здесь мы следуем работе [151], но представим результаты в упрощённом виде.

На древесном уровне эффективный потенциал хиггсовского поля имеет вид

$$V^0 = \frac{\lambda}{4}(\phi^2 - v^2)^2, \quad (136)$$

а однопетлевые температурные поправки к свободной энергии выражаются как

$$\Delta V^1 = \mp \frac{T^4}{2\pi^2} \sum_i \int dx x^2 \log \left[1 \pm \exp \left(-\sqrt{x^2 + m_i^2} \beta \right) \right], \quad (137)$$

где знаки плюс и минус относятся к фермионам и бозонам соответственно, T — температура, β — величина, обратная температуре, m_i — массы частиц различных типов. Если эти массы не превышают температуры, то можно применить следующее разложение:

$$\Delta V_{\text{fermions}}^1 = \frac{1}{48} m^2 T^2 + O(m^4), \quad (138)$$

$$\Delta V_{\text{bosons}}^1 = \frac{1}{24} m^2 T^2 - \frac{1}{12\pi} m^3 T + O(m^4).$$

Особенно важными здесь оказываются кубичные слагаемые, в которые дают вклад бозонные поля. Если масса некоторого бозона полностью определяется его взаимодействием с полем бозона Хиггса (как и для бозонов Стандартной модели), то это приводит к появлению слагаемого вида $\phi^3 T$ в эффективном потенциале. Указанное слагаемое оказывается существенным для образования потенциального барьера между симметричной и нарушенной фазами.

Рассмотрим эффективный потенциал вида

$$V = \mu^2(T)\phi^2 - E T \phi^3 + \frac{\lambda}{4} \phi^4. \quad (139)$$

При некоторой температуре T_c полиномиальный потенциал (139) имеет два вырожденных минимума: при $\phi = 0$ и $\phi = \phi_c > 0$, и он может быть представлен как

$$V = \frac{\lambda}{4} \phi^2 (\phi - \phi_c)^2. \quad (140)$$

Сопоставляя (139) и (140), получим

$$\mu^2(T_c) = \frac{1}{4} \lambda \phi_c^2, \quad E T_c = \frac{1}{2} \lambda \phi_c. \quad (141)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{\phi_c}{T_c} = \frac{2E}{\lambda}, \quad (142)$$

поэтому чем больше масса бозона Хиггса, тем слабее фазовый переход.

В Стандартной модели кубичное по полям слагаемое возникает только из-за вкладов электрослабых калибровочных (поперечных) бозонов [152–154], $E \sim 10^{-2}$. Соответственно, фазовый переход оказывается достаточно сильным для электрослабого бариогенезиса лишь при массах бозона Хиггса менее 40 ГэВ [155] из-за условия невымывания барионной асимметрии (128). Кроме того, если масса бозона Хиггса $m_h \gtrsim 70$ ГэВ, то пертурбативный анализ вообще становится неприменимым и оказывается, что вместо фазового перехода происходит кроссовер.

В MSSM дополнительные вклады в кубичное по полям слагаемое в эффективном потенциале возникают из-за правых стоп-кварков в случае, когда их массы меньше массы топ-кварка. Эти вклады могут обеспечить достаточно сильный для бариогенезиса фазовый переход в некоторой области параметров, даже при предположении, что масса бозона Хиггса $m_h \simeq 125$ ГэВ (см. раздел 4.4).

В общем случае, если потенциальный барьер возникает из термальных кубичных вкладов, то соотношение (142) при массе бозона Хиггса $m_h \simeq 125$ ГэВ подразумевает, что для сильного фазового перехода первого рода требуются по крайней мере значения $E \gtrsim 0,1$. Следовательно, наличие некоторого количества лёгких бозонов, которые достаточно сильно взаимодействуют с бозоном Хиггса, в этом случае является существенным условием. Однако во многих моделях сила фазового перехода не связана с температурными вкладами третьей степени по полям. Основным примером здесь являются модели с расширенным хиггсовским сектором. Когда несколько скалярных полей приобретают вакуумные средние значения на электрослабом масштабе, потенциальные барьеры в скалярном потенциале могут возникать уже на древесном уровне (см. раздел 4.2).

Список литературы

- Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967) [Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)]
- Kuzmin V A, Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **155** 36 (1985)
- Cohen A G, Kaplan D B, Nelson A E *Phys. Lett. B* **336** 41 (1994)
- Schwinger J J. *Math. Phys.* **2** 407 (1961)
- Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1515 (1964) [Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* **20** 1018 (1965)]
- a. Keldysh L V "Real-time nonequilibrium Green's functions", in *Proc. of the Conf. Progress in Nonequilibrium Green's Functions II, 19–23 August 2002, Dresden, Germany* (Eds M Bonitz, D Semkat) (Singapore: World Scientific, 2003) p. 4
- Kainulainen K et al. *JHEP* (06) 031 (2001)
- Prokopec T, Schmidt M G, Weinstock S *Ann. Physics* **314** 208 (2004); hep-ph/0312110
- Prokopec T, Schmidt M G, Weinstock S *Ann. Physics* **314** 267 (2004); hep-ph/0406140
- Calzetta E, Hu B L *Phys. Rev. D* **37** 2878 (1988)
- Berges J *AIP Conf. Proc.* **739** 3 (2004); hep-ph/0409233
- Calzetta E A, Hu B-L B *Nonequilibrium Quantum Field Theory* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2008)
- Kapusta J I, Gale C *Finite-Temperature Field Theory. Principles and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989)
- Bellac M L *Thermal Field Theory* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996)
- Cornwall J M, Jackiw R, Tomboulis E *Phys. Rev. D* **10** 2428 (1974)
- Danielewicz P *Ann. Physics* **152** 239 (1984)
- Berges J *Phys. Rev. D* **70** 105010 (2004); hep-ph/0401172
- Borsányi Sz, Reinoso U *Nucl. Phys. A* **820** 147c (2009); arXiv: 0810.4262
- Garny M, Müller M M *Phys. Rev. D* **80** 085011 (2009); arXiv: 0904.3600
- Kadanoff L P, Baym G *Quantum Statistical Mechanics. Green's Function Methods in Equilibrium and Nonequilibrium Problems* (New York: W.A. Benjamin, 1962)
- Cirigliano V et al. *Phys. Rev. D* **81** 103503 (2010); arXiv:0912.3523
- Kainulainen K et al. *Phys. Rev. D* **66** 043502 (2002); hep-ph/0202177
- Konstandin T, Prokopec T, Schmidt M G *Nucl. Phys. B* **716** 373 (2005); hep-ph/0410135
- Cirigliano V, Lee C, Tulin S *Phys. Rev. D* **84** 056006 (2011); arXiv: 1106.0747
- Konstandin T et al. *Nucl. Phys. B* **738** 1 (2006); hep-ph/0505103
- Joyce M, Prokopec T, Turok N *Phys. Rev. Lett.* **75** 1695 (1995); hep-ph/9408339
- Joyce M, Prokopec T, Turok N *Phys. Rev. D* **53** 2930 (1996); hep-ph/9410281
- Joyce M, Prokopec T, Turok N *Phys. Rev. D* **53** 2958 (1996); hep-ph/9410282
- Joyce M, Prokopec T, Turok N *Phys. Lett. B* **339** 312 (1994)
- Cline J M, Joyce M, Kainulainen K *Phys. Lett. B* **417** 79 (1998); hep-ph/9708393
- Cline J M, Kainulainen K *Phys. Rev. Lett.* **85** 5519 (2000); hep-ph/0002272
- Cline J M, Joyce M, Kainulainen K *JHEP* (07) 018 (2000); hep-ph/0006119
- Cline J M, Joyce M, Kainulainen K, hep-ph/0110031
- Huet P, Nelson A E *Phys. Lett. B* **355** 229 (1995); hep-ph/9504427
- Huet P, Nelson A E *Phys. Rev. D* **53** 4578 (1996); hep-ph/9506477
- Riotto A *Phys. Rev. D* **53** 5834 (1996); hep-ph/9510271
- Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **503** 387 (1997); hep-ph/9702409
- Riotto A *Int. J. Mod. Phys. D* **7** 815 (1998); hep-ph/9709286
- Riotto A *Nucl. Phys. B* **518** 339 (1998); hep-ph/9712221
- Riotto A *Phys. Rev. D* **58** 095009 (1998); hep-ph/9803357
- Rius N, Sanz V *Nucl. Phys. B* **570** 155 (2000); hep-ph/9907460
- Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **599** 158 (2001); hep-ph/0011055
- Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **650** 24 (2003); hep-ph/0208043
- Lee C, Cirigliano V, Ramsey-Musolf M J *Phys. Rev. D* **71** 075010 (2005); hep-ph/0412354
- Cirigliano V et al. *Phys. Rev. D* **73** 115009 (2006); hep-ph/0603058
- Kainulainen K et al., hep-ph/0201245
- Berges J *Nucl. Phys. A* **699** 847 (2002); hep-ph/0105311
- Berges J, Borsányi Sz, Wetterich C *Phys. Rev. Lett.* **93** 142002 (2004); hep-ph/0403234
- Moore G D, Prokopec T *Phys. Rev. D* **52** 7182 (1995); hep-ph/9506475
- Fromme L, Huber S J *JHEP* (03) 049 (2007); hep-ph/0604159
- Moore G D *Phys. Lett. B* **412** 359 (1997); hep-ph/9705248
- Cline J M *Phys. Lett. B* **338** 263 (1994); hep-ph/9405365
- Arnold P, Moore G D, Yaffe L G *JHEP* (11) 001 (2000); hep-ph/0010177
- Arnold P, Moore G D, Yaffe L G *JHEP* (05) 051 (2003); hep-ph/0302165
- Giudice G F, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **326** 118 (1994); hep-ph/9311367
- Bödeker D et al. *JHEP* (02) 026 (2005); hep-ph/0412366
- Espinosa J R, Gripaios B, Konstandin T, Riva F *JCAP* (01) 012 (2012); arXiv:1110.2876
- Fromme L, Huber S J, Seniuch M *JHEP* (11) 038 (2006); hep-ph/0605242
- Elmfors P et al. *Phys. Lett. B* **452** 279 (1999); hep-ph/9809529

59. Chung D J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 061301 (2009); arXiv:0808.1144
60. Chung D J H et al. *JHEP* (12) 067 (2009); arXiv:0908.2187
61. Chung D J H et al. *Phys. Rev. D* **81** 063506 (2010); arXiv:0905.4509
62. Kajantie K et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2887 (1996); hep-ph/9605288
63. Hudson J J et al. *Nature* **473** 493 (2011)
64. Harris P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 904 (1999)
65. Grojean C, Servant G, Wells J D *Phys. Rev. D* **71** 036001 (2005); hep-ph/0407019
66. Delaunay C, Grojean C, Wells J D *JHEP* (04) 029 (2008); arXiv:0711.2511
67. D'Ambrosio G et al. *Nucl. Phys. B* **645** 155 (2002); hep-ph/0207036
68. Huber S J, Pospelov M, Ritz A *Phys. Rev. D* **75** 036006 (2007); hep-ph/0610003
69. Contino R, Nomura Y, Pomarol A *Nucl. Phys. B* **671** 148 (2003); hep-ph/0306259
70. Agashe K, Contino R, Pomarol A *Nucl. Phys. B* **719** 165 (2005); hep-ph/0412089
71. Agashe K et al. *Phys. Lett. B* **641** 62 (2006); hep-ph/0605341
72. Griaios B et al. *JHEP* (04) 070 (2009); arXiv:0902.1483
73. Espinosa J R, Konstandin T, Riva F *Nucl. Phys. B* **854** 592 (2012); arXiv:1107.5441
74. Cline J M, Kainulainen K *JCAP* (01) 012 (2013); arXiv:1210.4196
75. Csáki C, Falkowski A, Weiler A *Phys. Rev. D* **80** 016001 (2009); arXiv:0806.3757
76. Cline J M, Kainulainen K, Vischer A P *Phys. Rev. D* **54** 2451 (1996); hep-ph/9506284
77. Cline J M, Lemieux P-A *Phys. Rev. D* **55** 3873 (1997); hep-ph/9609240
78. Cline J M, Kainulainen K, arXiv:1302.2614
79. Cline J M, Kainulainen K, Trott M *JHEP* (11) 089 (2011); arXiv:1107.3559
80. Branco G C et al. *Phys. Rep.* **516** 1 (2012); arXiv:1106.0034
81. Morrissey D E, Ramsey-Musolf M J *New J. Phys.* **14** 125003 (2012); arXiv:1206.2942
82. Carena M S, Quirós M, Wagner C E M *Phys. Lett. B* **380** 81 (1996); hep-ph/9603420
83. Losada M *Nucl. Phys. B* **537** 3 (1999); hep-ph/9806519
84. Espinosa J R, Quirós M, Zwirner F *Phys. Lett. B* **307** 106 (1993); hep-ph/9303317
85. Carena M et al. *JHEP* (10) 062 (2008); arXiv:0806.4297
86. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **812** 243 (2009); arXiv:0809.3760
87. Carena M et al. *JHEP* (02) 001 (2013); arXiv:1207.6330
88. Cline J M, Kainulainen K *Nucl. Phys. B* **482** 73 (1996); hep-ph/9605235
89. Moreno J M, Quirós M, Seco M *Nucl. Phys. B* **526** 489 (1998); hep-ph/9801272
90. Huber S J, John P, Schmidt M G *Eur. Phys. J. C* **20** 695 (2001); hep-ph/0101249
91. Li Y, Profumo S, Ramsey-Musolf M *Phys. Lett. B* **673** 95 (2009); arXiv:0811.1987
92. Kozaczuk J et al. *Phys. Rev. D* **86** 096001 (2012); arXiv:1206.4100
93. Chang D, Chang W-F, Keung W-Y *Phys. Rev. D* **66** 116008 (2002); hep-ph/0205084
94. Pilaftsis A *Nucl. Phys. B* **644** 263 (2002); hep-ph/0207277
95. Cirigliano V et al. *JHEP* (01) 002 (2010); arXiv:0910.4589
96. Delepine D et al. *Phys. Lett. B* **386** 183 (1996); hep-ph/9604440
97. Cline J M, Moore G D *Phys. Rev. Lett.* **81** 3315 (1998); hep-ph/9806354
98. Balázs C, Carena M, Wagner C E M *Phys. Rev. D* **70** 015007 (2004); hep-ph/0403224
99. Menon A, Morrissey D E *Phys. Rev. D* **79** 115020 (2009); arXiv:0903.3038
100. Cohen T, Morrissey D E, Pierce A *Phys. Rev. D* **86** 013009 (2012); arXiv:1203.2924
101. Curtin D, Jaiswal P, Meade P *JHEP* (08) 005 (2012); arXiv:1203.2932
102. Panagiotakopoulos C, Pilaftsis A *Phys. Rev. D* **63** 055003 (2001); hep-ph/0008268
103. Menon A, Morrissey D E, Wagner C E M *Phys. Rev. D* **70** 035005 (2004); hep-ph/0404184
104. Huber S J, Konstandin T, Prokopec T, Schmidt M G *Nucl. Phys. B* **757** 172 (2006); hep-ph/0606298
105. Huber S J, Schmidt M G *Nucl. Phys. B* **606** 183 (2001); hep-ph/0003122
106. Kozaczuk J, Profumo S, Wainwright C L *Phys. Rev. D* **87** 075011 (2013); arXiv:1302.4781
107. Cheung K et al. *Phys. Lett. B* **710** 188 (2012); arXiv:1201.3781
108. Blum K, Nir Y *Phys. Rev. D* **78** 035005 (2008); arXiv:0805.0097
109. Blum K et al. *JHEP* (05) 101 (2010); arXiv:1003.2447
110. Kang J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 061801 (2005); hep-ph/0402086
111. Ham S W, Oh S K *Phys. Rev. D* **76** 095018 (2007); arXiv:0708.1785
112. Kang J et al. *JHEP* (04) 097 (2011); arXiv:0911.2939
113. Kumar P, Pontón E *JHEP* (11) 037 (2011); arXiv:1107.1719
114. Fok R et al., arXiv:1208.2784
115. Cline J M et al. *JHEP* (07) 040 (2009); arXiv:0905.2559
116. Mohapatra R N, Zhang X *Phys. Rev. D* **46** 5331 (1992)
117. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996) [Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Usp.* **39** 461 (1996)]; hep-ph/9603208
118. Moore G D, hep-ph/0009161
119. Arnold P, Son D, Yaffe L G *Phys. Rev. D* **55** 6264 (1997); hep-ph/9609481
120. Bödeker D *Phys. Lett. B* **426** 351 (1998); hep-ph/9801430
121. Bödeker D, Moore G D, Rummukainen K *Phys. Rev. D* **61** 056003 (2000); hep-ph/9907545
122. Bödeker D *Nucl. Phys. B* **559** 502 (1999); hep-ph/9905239
123. Moore G D *Phys. Rev. D* **62** 085011 (2000); hep-ph/0001216
124. Klinkhamer F R, Manton N S *Phys. Rev. D* **30** 2212 (1984)
125. Arnold P, McLerran L *Phys. Rev. D* **37** 1020 (1988)
126. Shaposhnikov M E *Nucl. Phys. B* **287** 757 (1987)
127. Shaposhnikov M E *Nucl. Phys. B* **299** 797 (1988)
128. Arnold P, McLerran L *Phys. Rev. D* **36** 581 (1987)
129. Patel H H, Ramsey-Musolf M J *JHEP* (07) 029 (2011); arXiv:1101.4665
130. Funakubo K, Senaha E *Phys. Rev. D* **79** 115024 (2009); arXiv:0905.2022
131. Moore G D *Phys. Rev. D* **59** 014503 (1999); hep-ph/9805264
132. D'Onofrio M, Rummukainen K, Tranberg A *JHEP* (08) 123 (2012); arXiv:1207.0685
133. Langer J S *Ann. Physics* **54** 258 (1969)
134. Coleman S *Phys. Rev. D* **15** 2929 (1977)
135. Callan C G (Jr.), Coleman S *Phys. Rev. D* **16** 1762 (1977)
136. Linde A D *Phys. Lett. B* **100** 37 (1981)
137. Quirós M *Helv. Phys. Acta* **67** 451 (1994)
138. Cline J M, Moore G D, Servant G *Phys. Rev. D* **60** 105035 (1999); hep-ph/9902220
139. Konstandin T, Huber S J *JCAP* (06) 021 (2006); hep-ph/0603081
140. Wainwright C, Profumo S, Ramsey-Musolf M J *Phys. Rev. D* **84** 023521 (2011); arXiv:1104.5487
141. Wainwright C L, Profumo S, Ramsey-Musolf M J *Phys. Rev. D* **86** 083537 (2012); arXiv:1204.5464
142. Garny M, Konstandin T *JHEP* (07) 189 (2012); arXiv:1205.3392
143. Moore G D, Rummukainen K *Phys. Rev. D* **63** 045002 (2001); hep-ph/0009132
144. Espinosa J R, Konstandin T, No J M, Servant G *JCAP* (06) 028 (2010); arXiv:1004.4187
145. Moore G, Prokopec T *Phys. Rev. Lett.* **75** 777 (1995); hep-ph/9503296
146. John P, Schmidt M G *Nucl. Phys. B* **598** 291 (2001); hep-ph/0002050
147. Mégevand A, Sánchez A D *Nucl. Phys. B* **820** 47 (2009); arXiv:0904.1753
148. Mégevand A, Sánchez A D *Nucl. Phys. B* **825** 151 (2010); arXiv:0908.3663
149. Huber S J, Sopena M *Phys. Rev. D* **85** 103507 (2012); arXiv:1112.1888
150. Huber S J, Sopena M, arXiv:1302.1044
151. Anderson G W, Hall L J *Phys. Rev. D* **45** 2685 (1992)
152. Carrington M E *Phys. Rev. D* **45** 2933 (1992)
153. Dine M et al. *Phys. Lett. B* **283** 319 (1992); hep-ph/9203201
154. Dine M et al. *Phys. Rev. D* **46** 550 (1992); hep-ph/9203203
155. Kajantie K et al. *Nucl. Phys. B* **466** 189 (1996); hep-lat/9510020

Quantum transport and electroweak baryogenesis

T. Konstandin, *Deutsche Elektronen Synchrotron (DESY), Notkestr. 85, 22607 Hamburg, Germany. E-mail: Thomas.Konstandin@desy.de*

We review the mechanism of electroweak baryogenesis. Our focus is on the derivation of quantum transport equations from first principles within the Schwinger–Keldysh formalism. We emphasize the importance of the semiclassical force approach, which provides reliable predictions in most models. In the light of recent electric dipole moment measurements and given the results on new physics searches from collider experiments, the status of electroweak baryogenesis is discussed in a variety of models.

PACS numbers: 05.60.Gg, **12.15**.-y, 12.60.Jv

Bibliography — 155 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (8) 785–814 (2013)

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201308a.0785

Received 9 October 2012

Physics – Uspekhi **56** (8) (2013)