

## СЦЕНАРИИ БАРИОГЕНЕЗИСА И НЕОБХОДИМОСТЬ РАСШИРЕНИЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

© 2008 А.О. Борисов, М.В. Долгополов, Э.Н. Рыкова

Самарский государственный университет

Классическая картина бариогенезиса в теориях Великого объединения претерпела сильные изменения в связи с развитием теории Стандартной модели, фазовой диаграммой электрослабого взаимодействия и экспериментальными данными. В статье обсуждаются особенности бариогенезиса и фазового перехода, в том числе в моделях с расширенным скалярным сектором. Подчеркивается значение феноменологии расширений скалярного сектора Стандартной модели для электрослабого фазового перехода. Приведено краткое описание исторического развития соответствующих вопросов. Перечислены основные сценарии бариогенезиса и перспективы их исследования. Рассматриваются основные критические предсказания для исследования свойств сектора Хиггса.

### Введение

Понимание свойств материи является одной из главных задач физики. Согласно современным представлениям, при нормальных условиях материя состоит из атомов, молекул и свободных электронов, а взаимодействия между ними описываются с помощью электродинамики. Однако при увеличении температуры и плотности составные состояния разрушаются, и материя превращается в скопление элементарных частиц, которые, так же как и сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия между ними, с высокой точностью описываются в рамках Стандартной модели (СМ) физики частиц.

После создания теории электрослабого взаимодействия возник вопрос, как применить ее к системам с ненулевой температурой. Исходя из аналогии между бозонным сектором электрослабой модели и теорией сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау, Давид Киржниц и Андрей Линде развили теорию, согласно которой симметрия между электромагнитными и слабыми взаимодействиями, спонтанно нарушенная при температуре  $T=0$ , восстанавливалась при высоких  $T$  на ранней стадии эволюции Вселенной [1]. Нарушение этой симметрии происходит при охлаждении Вселенной ниже критической температуры, возможно  $T_c \sim 100$  ГэВ. При низких температурах вакуум должен быть как бы сверхпроводником по отношению к слабому взаимодействию, будучи диэлектриком по отношению к электромагнитному взаимодействию. Сверхпроводимость пропадает при

повышении температуры до некоторого значения, называемого критическим, которое оказывается порядка энергетического масштаба слабого взаимодействия. Причиной восстановления симметрии при высоких температурах является то, что тепловое равновесие системы достигается, если энтропия системы максимальна, что наиболее вероятно, когда в теории существует симметрия (при низких температурах равновесные состояния системы – это состояния с минимальной энергией). Дальнейшее развитие теории восстановления симметрии при высоких температурах получила в работах Вайнберга, Долана и Джакива, Киржница и Линде [2] в 1974 году, в методе эффективного потенциала. А вскоре теория электрослабых фазовых переходов стала одним из элементов современной космологии.

Космологические модели, основанные на представлении о горячей Вселенной при Большом Взрыве, приводят к интереснейшим следствиям для существующих сейчас взаимодействий элементарных частиц. Наиболее очевидными реликтами Большого Взрыва являются барионы (протоны) и фотоны, которые в основном и составляют существующий наблюдаемый мир. Из астрофизических наблюдений очевидно, что как наша, так и ближайшие к ней галактики в основном состоят из материи, а не из антиматерии, то есть даже в сравнительно горячей Вселенной с температурой порядка нескольких ГэВ доля антибарионов не превышала  $10^{-8}$  по сравнению с долей барионов. Таким образом, все

наблюдаемое, что нас окружает, состоит только из материи, и, в частности, исследования космических лучей, показывают, что антиматерии (антивещества) нет не только на нашей Земле, но и во всей видимой Вселенной. Хотя это не исключает возможности того, что материя доминирует только в некоторой области, и Вселенная в целом симметрична. Однако в этом случае на границе между материей и антиматерией должны происходить аннигиляционные эффекты, сопровождающиеся  $g$ -излучением. В экспериментах по его распределению результирующее сильное излучение не наблюдается. Следовательно, можно предположить, что видимая Вселенная состоит только из материи без каких-либо областей антиматерии. Но начальное состояние, как предполагается, было зарядовсимметричным. Основной вопрос, как возникла космологическая асимметрия между материей и антиматерией, начинается с изучения динамики отклонения от симметричного состояния. Это отклонение является одной из загадок современной физики частиц и космологии. Ответ можно получить, предполагая, что материя, наблюдаемая сегодня, произошла благодаря небольшой разнице между частицами и античастицами в горячей плазме на ранней стадии развития Вселенной. Эта космологическая асимметрия между материей и антиматерией должна быть результатом эволюции взаимодействий частиц ранней Вселенной, а процесс ее возникновения необходимо было бы количественно рассчитать в рамках калибровочных моделей взаимодействия частиц. Попытки такого расчета систематически предпринимаются, начиная с 1970-х годов.

Динамическую генерацию ненулевого барионного заряда во Вселенной (возникновение барионной асимметрии) называют бариогенезисом. В СРТ-инвариантной теории он должен быть реализован так, чтобы объяснить наблюдаемую асимметрию, выражаемую отношением

$$\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = 6 \cdot 10^{-10}.$$

Здесь  $n_i$  – плотности барионов, антибарионов и фотонов нашей Вселенной, соответственно. Значение этого отношения получено с большой точностью независимо при ана-

лизе данных по космическому микроволновому фону, CMBR (cosmic microwave background radiation), и первичному нуклеосинтезу, BBN (Big Bang nucleosynthesis).

В модели горячей Вселенной формирование атомных ядер началось с первичного нуклеосинтеза – образования из нуклонов легчайших элементов: дейтерия  $D$ , гелия  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}$  и лития  ${}^7\text{Li}$ . Существенные для этого физические процессы шли при температурах от 1 МэВ до 50 кэВ. Соответствующий временной интервал от 1 до 300 секунд. Когда температура Вселенной упала до  $T \approx 0.7$  МэВ, скорость протекания лептонных реакций с нейтронами оказалась малой по сравнению с темпом расширения Вселенной, и отношение числа протонов к числу нейтронов ( $p/n$ ) застыло на определенном значении. В дальнейшем эволюция  $n/p$  полностью определяется реакцией распада нейтрона с временем жизни  $\phi_n = 887 \pm 2$  с. При снижении температуры до  $T_{\text{BBN}} = 60 \dots 70$  кэВ практически все нейтроны в течение очень короткого промежутка времени образуют связанное состояние  ${}^4\text{He}$  с максимальной энергией связи (около 25 % всей массы) и совсем немного других легких элементов:  ${}^2\text{H}$  ( $3 \cdot 10^{-5}$  по числу частиц),  ${}^3\text{He}$  (примерно та же доля, что и для  ${}^2\text{H}$ ) и  ${}^7\text{Li}$  ( $10^{-9} \dots 10^{-10}$ ). Однако индивидуальные данные имеют довольно большой разброс. После завершения первичного нуклеосинтеза относительное содержание легких элементов отличалось до девяти порядков величины, что полностью согласуется с космологическими данными о распространенности соответствующих элементов.

Известно, что для объяснения динамического возникновения наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной во взаимодействиях частиц и в космологической эволюции (в СРТ-инвариантной теории) должны выполняться условия, предложенные более 40 лет назад А.Д.Сахаровым [3]. Сейчас их формулируют следующим образом: 1) несохранение барионного числа, 2) нарушение  $C$ - и  $CP$ -инвариантности, 3) наличие на стадии бариогенезиса отклонения от термодинамического равновесия. Также добавляют к этим условиям требование невымывания ненулевого значения разности барионного и лептонного чисел  $B-L$ . Эти условия могли бы выполняться в СМ. Однако нижнее ограничение на массу бозона Хиггса (114,4 ГэВ в СМ по данным LEP2) исключают фазовый пере-

ход первого рода, а также СМ не содержит источников  $CP$ -нарушения, дополнительных к весьма слабому  $CP$ -нарушению смешиванием Кабиббо–Кобаяши–Маскава (СКМ, англ.). Выход за пределы СМ предоставляет гораздо больше возможностей для генерации электрослабой барионной асимметрии. В особенности интересны здесь рассматриваемые в последнее время суперсимметричные модели с явным нарушением  $CP$ -инвариантности в двухдублетном хиггсовском секторе, дополнительным к механизму СКМ. Уже в минимальной суперсимметричной модели с явным  $CP$ -нарушением масса наиболее легкого бозона Хиггса порядка 40...50 ГэВ не противоречит экспериментальным ограничениям LEP2 и Tevatron.

Удивительно, что еще в 1967 году Сахаров понял необходимость динамического появления барионной асимметрии, больше чем за десятилетие до того, как была введена инфляция. К идее первоначально не относились серьезно, поскольку не были развиты соответствующие методы исследования; фактически не ссылались на идеи относительно бариогенезиса вплоть до 1979 года (а первые ссылки на работу Сахарова появились лишь в 1975 и 1976 годах). Теперь эта работа имеет более 1200 цитирований. С появлением теорий Великого объединения (ТВО), содержащих необходимые компоненты для бариогенезиса, интерес к этому предмету резко возрос.

### Развитие теории фазовых переходов и сценарии бариогенезиса

В первых работах по проблеме нарушения симметрии предполагалось, что фазовый переход являлся переходом второго рода (образуется один минимум свободной энергии). Позднее Киржниц и Линде показали [4], что в калибровочных теориях с большим количеством частиц необходимо учитывать поправки к высокотемпературному приближению вблизи точки фазового перехода. Эти поправки приводят к появлению кубического по полю слагаемого в выражении для эффективного потенциала  $V$  (плотности свободной энергии). В результате при некоторой температуре потенциал приобретает дополнительный минимум, и фазовый переход является фазовым переходом первого рода. Та-

кой фазовый переход происходит путем образования и последующего расширения пузырька скалярного поля  $\phi$  внутри симметричной фазы  $\langle\phi\rangle=0$ . Дальнейшие исследования этого вопроса Гуттом и Линде показали, что фазовый переход в ТВО является сильным фазовым переходом первого рода [5].

Теория фазовых переходов, так же как и механизм остывания Вселенной, сыграли важную роль в развитии сценария инфляционной (раздувающейся) Вселенной [6]. Под термином “инфляция” понимают ускоренное (экспоненциальное) расширение. Примечательно, что инфляционная теория только за последнее десятилетие обогатилась двумя новыми экспериментальными открытиями. Первое – вскоре после рождения Вселенной наступила стадия инфляции, когда за малое время Вселенная расширялась с большим ускорением. И второе – сейчас она расширяется не с замедлением, а с некоторым небольшим ускорением, которое началось приблизительно 5 миллиардов лет назад.

Долгое время считали, что электрослабый фазовый переход не имеет никаких серьезных следствий, кроме ожидаемого легкого бозона Хиггса. Хотя возможность сильного (аномального [7]) нарушения барионного числа при большой температуре была установлена Линде [8] и Димопулосом и Саскиндом [9], только после статьи Кузьмина, Рубакова и Шапошникова [10] было осознано, что фазовые переходы играют важную роль в понимании барионной асимметрии Вселенной.

В [7 Phys.Rev] ‘т Хоофт отметил, что инстантоны, которые являются непертурбативными эффектами, могут приводить к процессам, которые нарушают комбинацию  $B+L$ , но не ее ортогональную комбинацию  $B-L$ . Его оценка показала, что вероятность этих процессов при нулевой температуре сильно подавлена  $\Gamma \sim \exp(-16p^2/g^2)H''10^{-162}$ . В [10] была рассмотрена возможность бариогенезиса при электрослабом фазовом переходе. Возможность электрослабых взаимодействий не только уничтожить, но и породить космическую барионную асимметрию, привела к возобновлению интереса к электрослабым фазовым переходам [11].

Со времени появления работы Сахарова было предложено несколько сценариев бариогенезиса. Классифицировать их можно по различным способам реализации условий Са-

харова. Мы остановимся на наиболее адекватных с точки зрения возможности проверки их на опыте и совместимых с существующими расширениями СМ [12,13]. Хотя причина происхождения асимметрии материи-антиматерии остается неизвестной, продолжительный прогресс в теории и улучшение экспериментальных пределов исключили некоторые сценарии для бариогенезиса, например, бариогенезис при электрослабом фазовом переходе в СМ. В то же самое время, успех инфляционной космологии и перспектива обнаружения суперсимметрии на ЛНС привели к рассмотрению новых сценариев. Были предложены несколько механизмов для понимания барионной асимметрии:

1. Бариогенезис на планковском масштабе: за асимметрию ответственны явления, происходящие на планковском масштабе. Однако это не доступно экспериментальной проверке.

2. Сценарий, связанный с ТВО – это самый ранний мотивированный сценарий. В рамках этого сценария группа симметрии ТВО нарушается до группы симметрии СМ. Барионное ( $B$ ) и лептонное числа ( $L$ ) нарушаются взаимодействиями калибровочных бозонов и лептокварков. В этом сценарии выполняются условия Сахарова [14], и нарушение барионного числа обеспечивается, в частности, различием парциальных вероятностей распадов частиц на кварки и античастиц на антикварки. Однако как показывают расчеты, этого эффекта оказывается недостаточно для получения наблюдаемой асимметрии частиц. Это – очевидный недостаток ТВО-сценариев. Но в рамках такого подхода удается получить удовлетворительное описание  $(B+L)$ -асимметрии. Главные недостатки этой возможности связаны с рождением гравитино. Предполагается, что Вселенная не была достаточно горячей в прошлом для использования этого механизма.

3. Электрослабый бариогенезис [10]. Сценарий интенсивно изучался в последние годы, потому что он проявляется при относительно низком масштабе энергий, порядка электрослабой шкалы. Такая физика будет исследована в деталях в следующие годы на ЛНС. Основной вопрос, который возникал у физиков: можно ли в рамках СМ объяснить бариогенезис? СМ удовлетворяет всем условиям Сахарова для бариогенезиса. При низ-

ких температурах модель сохраняет барионное число (пертурбативно), а при высоких температурах барионное и лептонное числа сильно нарушены. Барионное число непертурбативно нарушается сфалеронами при конечной температуре (обзор [15]). Условия отклонения от теплового равновесия возникают при электрослабом фазовом переходе – переходе между состоянием, в котором  $W$ - и  $Z$ -бозоны массивны и состоянием, в котором они являются безмассовыми, т.е. в стенках пузырей новой фазы. Этот переход может быть первого рода. Однако генерируемая при этом барионная асимметрия слишком мала, чтобы объяснить наблюдаемые факты. В СМ наблюдаемая барионная асимметрия выводится из  $CP$ -нарушающих фаз матрицы СКМ. Этот эффект мал, и приходится вводить новые поля для получения дополнительных  $CP$ -нарушающих фаз. Таким образом, СМ хотя и содержит все необходимые составляющие для электрослабого бариогенезиса, тем не менее количественно не удовлетворяет данному сценарию: фазовый переход недостаточно сильно выражен. Если барионная асимметрия Вселенной и была сгенерирована, то она будет вымыта слабыми сфалеронами в нарушенной фазе.

Одним из наиболее перспективных расширений в этом случае является (не)минимальная суперсимметричная СМ ( $(H)MSSM$ ), в которой эффективное описание  $CP$ -нарушения, в соответствии с условиями Сахарова, ведет к получению наблюдаемой барионной асимметрии. В некоторых расширениях СМ возможно получить наблюдаемую асимметрию, но в большинстве случаев разрешенная область параметров является очень малой. Проблема, связанная с этим сценарием, заключается в том, что новые поля (поля Хиггса), вводимые в теорию, пока не открыты.

4. Бариогенезис через лептогенезис [16]. Здесь лептон-антилептонная асимметрия генерируется реакциями, в которых образуются массивные нейтрино и хиггсовские бозоны. Нарушение лептонного числа посредством специального механизма (т.н. сфалеронного процесса) приводит к барионной асимметрии. Этот сценарий, связывающий нарушение лептонного числа с барионным, имеет различные модификации, имеющие своей природой варьирование параметров теории: масс бозонов Хиггса и

нейтрино, а также некоторую интересную связь с суперсимметричными обобщениями СМ и супергравитацией. Наблюдение, что слабые взаимодействия генерируют некоторое лептонное число по отношению к барионному, означает, что если генерируется большое лептонное число на некоторой стадии, оно будет преобразовываться в барионное и лептонное числа. Трудность, как и в электрослабом бариогенезисе, связана с ненаблюдаемостью бозона Хиггса и массовых состояний у нейтрино. Наблюдение массивных нейтрино делает эту идею более вероятной. Многие, но не все, соответствующие параметры могут быть непосредственно измерены. Возможные эксперименты на ЛНС, быть может, приведут к какой-то области значений параметров, из которой и будет проведен выбор конкретного сценария лептогенезиса.

Дираковский лептогенезис (или дираковский нейтриногенезис) [17], в котором нейтрино являются вполне дираковскими и принимают маленькие, но отличные от нуля, массы без помощи механизма качелей (*see-saw*). Такой подход обеспечивает интересную альтернативу к стандартной картине лептогенезиса, удовлетворяя утверждениям космологии, физики нейтрино и нарушения аромата.

5. Генерация при флуктуации скалярных полей (механизм Аффлекса–Дайна) [18]: этот механизм мог бы реализовываться, если природа являлась суперсимметричной. Количественно, наблюдаемое барионное нарушение возникает как следствие полевых флуктуаций около минимума эффективного потенциала, описывающего теорию, после чего в потенциале появляются слагаемые, нарушающие CP- и B-инвариантность. Можно было бы измерить многие параметры асимметрии. Механизм Аффлекса–Дайна является примером нетеплового бариогенезиса.

6. Шестая, широко обсуждаемая в литературе [13], возможность IBMs (*intersecting brane models*), обосновывает возникновение барионной асимметрии проявлением ряда эффектов, имеющих место при переходе к низкоэнергетическому пределу в теории открытых бозонных струн, локализованных своими концами на разных бранах. К таким эффектам относятся, в первую очередь, проявление аномалий скрытого сектора калибровочной теории. Эти аномалии видоизменяют треугольную аномалию Адлера–Белла–

Джакива. Иначе, в этом сценарии нарушение барионного числа связывается с инстантоноподобными процессами в скрытом секторе. Резюмируя, можно сказать, что последний сценарий обобщает механизм электрослабого бариогенезиса, правда, не совсем ясным представляется состав скрытого сектора.

В настоящее время нельзя исключить ни одну из этих моделей для бариогенезиса. Но можно дать некоторые аргументы против первых двух сценариев, и большое пространство параметров может быть исключено из третьего сценария за счет экспериментов по поиску бозона Хиггса. Последние четыре сценария являются более многообещающими, и будут предметом обширного экспериментального изучения в течение следующего десятилетия.

Рассматривают также гипермагнитный бариогенезис [19], обусловленный спонтанным нарушением СРТ-инвариантности через взаимодействие барионного тока и гипермагнитной амплитуды (число Черна–Саймонса). Последняя для  $U(1)_Y$  обеспечивает СРТ-нарушенный фон для генерирования барионов через сфалеронные процессы, которые сохраняют эти барионы от сфалеронного эффекта вымывания в тепловом равновесии. В настоящее время амплитуда результирующих магнитных полей достаточно большая для широкой области масштаба масс (от ТэВ до планковского масштаба), чтобы реализовывалась наблюдаемая величина барионной асимметрии Вселенной.

В работе [20] рассмотрен подход к электрослабым фазовым переходам, моделируемый действием в рамках модели Рэндалл–Сундрума, вклад в которое дают поля Хиггса и поля Голдбергера–Вайза в 5D-пространстве. Найдена область параметров теории, наиболее благоприятствующая сильному фазовому переходу первого рода. Используя метрику выбранной космологической модели и полуэмпирическую связь между температурой, временем жизни Вселенной и параметром Хаббла, авторы продемонстрировали связь между космологией и физикой частиц.

В рамках AdS-CFT-соответствия [21] (пятермерной гравитации в пространстве антиде-Ситтера и конформной теории поля в четырехмерном пространстве) используется голографический принцип (согласно которому теорию во всем N-мерном объемном пространстве можно получить, используя лишь

данные о его границе (т.н. балке)). Такой подход представляет известное соответствие между гравитацией и калибровочными теориями. Модель формулировалась авторами как модель Рэндалл–Сундрума, метрика пространства – в форме решения Клебанова–Цейтлина. Предсказания теории получаются из производящего функционала, образуемого действиями Фрадкина–Цейтлина (некоторое обобщение эффективного действия в теории поля), Эйнштейна–Гильберта и т.д. В рамках этого подхода авторами получено эффективное число степеней свободы теории, которое оказывается нелинейно зависящим от локального радиуса кривизны. В рамках такого подхода, варьируя «поведение» полей (соответствующих им решений и действий) на бранах, получаются предсказания, согласующиеся с известными при низких энергиях, т.е. на уровне СМ.

Большинство сценариев требуют наличия сильного фазового перехода первого рода, иначе, например, при фазовом переходе второго рода, барионная асимметрия, генерируемая в процессе электрослабого фазового перехода, впоследствии исчезает. Это происходит вследствие того, что частота взаимодействий частиц при электрослабых температурах  $T \sim 10^2 \dots 10^3$  ГэВ намного превышает скорость расширения Вселенной, приводя к тепловому равновесию. Тепловое равновесие может быть значительно нарушено (третье условие Сахарова) лишь при фазовом переходе первого рода [15]. Сила или выраженность электрослабого фазового перехода в СМ сильно зависит от массы бозона Хиггса и для существующих экспериментальных пределов она очень мала. Поэтому говорят, что наблюдаемая барионная асимметрия свидетельствует о новой физике.

Для описания процессов при фазовых переходах первого рода используются космологические пузыри. Одними из первых в отечественной литературе этот вопрос исследовали Я.Б. Зельдович, И.Ю. Кобзарев и Л.Б. Окунь [22], которые на модельном примере обсудили возможность доменной структуры вакуума как космологического последствия спонтанного нарушения дискретной симметрии. Доменная структура вакуума возникает «из-за того, что при охлаждении Вселенной в различных точках пространства, причинно не связанных между собой, тот или

иной знак конденсата возникает случайным образом». Дальнейшее развитие эта идея получила в работе [23], где показано, что двухслойная вакуумная структура стабильна относительно самопроизвольного перехода состояния с положительным конденсатом в состояние с отрицательным. Тем не менее, усатанавливается, что верхний (т.е. положительный) вакуум в случае несимметричного потенциала представляет собой метастабильное относительно нижнего образование, переходящее в нижний вакуум самопроизвольным образом посредством образования в состоянии с положительным конденсатом классических объектов-пузырьков, впоследствии разрастающихся и объединяющихся друг с другом. Возможно также схлопывание пузырей за время  $\phi \sim R$ , где  $R$  – радиус пузыря ( $\hbar=c=1$ ), происходящее под действием поверхностного натяжения стенок пузырей и сопровождающееся рождением частиц. Переход из ложного вакуума в настоящий вакуум происходит как тепловое туннелирование при конечной температуре. Это может быть понято как процесс образования пузырей нарушенной фазы в среде с симметричной фазой [23, 24]. Если это так, то пузыри расширяются, вытесняя ложный вакуум действительным.

Хотя в модели ДДМ (двухдублетная модель) можно устранить и нарушение  $CP$ -инвариантности, и FCNC-переходы на древесном уровне, налагая дискретную  $Z_2$ -симметрию, такая симметрия ведет к формированию доменных стенок в ранней Вселенной [22], которые создают неприемлемо большие анизотропии в СМВР.

Практически во всех сценариях барионная асимметрия появляется вблизи стенок пузырей скалярного поля  $\phi$ . Понимание природы фазового перехода электрослабой теории и исследование структуры и эволюции пузырей, образующихся в процессе фазового перехода, являются важной задачей современной космологии. Для ее решения необходимо провести тщательный анализ свойств электрослабого фазового перехода и вычислить критическую температуру.

Несмотря на то, что мы имеем дело с теорией слабых взаимодействий, многие вопросы фазовых переходов являются сложными. Одна из проблем – является ли фазовый переход в действительности фазовым переходом первого рода и как он образуется. Удоб-

но, оказывается, рассмотреть электрослабую теорию с одним бозоном Хиггса и показать, что в этой модели не генерируется барионная асимметрия. Такая модель помогает проиллюстрировать различные возможности, которые реализуются в более сложных теориях [15].

### **Электрослабый бариогенезис в моделях с расширенным скалярным сектором**

Как отмечалось в предыдущих пунктах – основное, что мы должны извлечь – это необходимость добавления в СМ новой физики (дополнительных частиц). Для реализации электрослабого бариогенезиса необходимо расширить СМ, так как она не приводит к сильному фазовому переходу первого рода, который необходим для возникновения неравновесного состояния. И нарушение  $CP$ -инвариантности в матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскава слишком мало для генерации достаточного барионного числа. Следовательно, необходимы дополнительные источники  $CP$ -нарушения и легкие бозоны, усиливающие электрослабый фазовый переход первого рода. Очевидными кандидатами являются бозоны, сильно связанные с сектором Хиггса. Обоснование здесь простое: во-первых, бозоны имеют  $n=0$  моды Мацубара и поэтому они дают вклад в кубические члены конечнотемпературного потенциала, приводя к фазовому переходу первого рода. Во-вторых, бозоны появляются в суперсимметричных расширениях СМ, в частности, скалярные кварки, которые сильно связаны с сектором Хиггса (как и топ-кварк).

В особенности интересны суперсимметричные модели с явным нарушением  $CP$ -инвариантности в двухдублетном хиггсовском секторе. Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ) является минимальным расширением СМ и содержит дополнительные источники  $CP$ -нарушения [25]. В МССМ появляется гораздо больше возможностей для генерации электрослабой барионной асимметрии. Фактически в МССМ существует так называемая область параметров – окно легкого стопа (light stop window) [26]. В этой области барионная асимметрия генерируется фермионами – чарджино и нейтралино, а сильный фазовый переход первого рода образуется за счет бозонов – скалярных квар-

ков и бозонов Хиггса. Такая асимметрия соответствует результатам WMAP и легким чарджино и нейтралино. Однако существующее ограничение на легчайший бозон Хиггса сужает возможное пространство параметров для спектра масс скалярных кварков, соответствующее сильному электрослабому фазовому переходу первого рода (правый скалярный топ-кварк должен быть легче топ-кварка, а также легкие чарджино). Электрослабый фазовый переход ослабевает при введении относительной фазы хиггсовских дублетов. Таким образом, в МССМ остается очень ограниченная область значений параметров, допустимых для бариогенезиса. Другое расширение СМ – неминимальная суперсимметричная стандартная модель (НМССМ), которая содержит дополнительное синглетное суперполе. Эта модель имеет все преимущества МССМ и эффективно решает  $\mu$ -проблему, которая возникает в МССМ. По сравнению с МССМ, модель НМССМ содержит дополнительные  $CP$ -четный и  $CP$ -нечетный бозоны Хиггса, а также еще одно нейтралино. Эти новые поля смешиваются с соответствующими полями МССМ, приводя к более интересной и сложной феноменологии. В НМССМ возможны легкий бозон Хиггса за счет малой константы взаимодействия с  $Z$ -бозоном и исчезающая  $CP$ -фаза даже в древесном хиггсовском потенциале. Синглетные скаляры в такой модели естественно и легко приводят к сильному фазовому переходу первого рода. Перспективно также рассмотрение расщепленной суперсимметрии и введение новых полей, сильно связанных с сектором Хиггса.

### **Заключение и перспективы**

В заключение подчеркнем, что понимание происхождения материи – одна из основных проблем современной физики частиц. С точки зрения теоретического понимания и последних экспериментальных данных наиболее предсказательными для объяснения барионной асимметрии представляются сценарии электрослабого бариогенезиса в расширениях Стандартной модели, а также лептогенезиса и механизма Аффлека–Дайна.

Исследование фазовых переходов в суперсимметричных моделях с явным нарушением  $CP$ -инвариантности низкоэнергетического эффективного хиггсовского потенци-

ала может привести к фундаментальным выводам о природе механизмов генерации избытка барионов во Вселенной и возможностях генерации барионной асимметрии в рамках расширений Стандартной модели. И хотя в целом электрослабый фазовый переход в МССМ достаточно хорошо понят, детали того, как барионы образуются и взаимодействуют со стенкой пузыря, все еще спорны. Это очень сложное явление, затрагивающее квантовое отражение и классические силы, действующие на частицы около стенки, в то время как они одновременно рассеиваются другими частицами в плазме. Необходимо развитие более строгой теории для описания и объяснения этих интересных явлений. В ближайшее время ожидаются новые данные с ЛНС и астрофизики, которые возможно окажут влияние на понимание происхождения асимметрии материи-антиматерии Вселенной.

Планируемые эксперименты на ЛНС и новые космологические наблюдения, в том числе связанные с поиском возможных кандидатов среди легких частиц на роль темной материи или открытием стандартного супергравитационного сценария на ЛНС, определяют приоритеты рассматриваемых сценариев бариогенезиса. Суперсимметричный электрослабый бариогенезис будет тестироваться на ЛНС. Развитие сценариев лептогенезиса будет определяться наблюдениями массивных нейтрино и гравитационной темной материи. Наблюдение макроскопической темной материи может привести к развитию сценария Аффлекса–Дайна.

### Благодарности

Авторы признательны А.Д. Долгову и М.Н. Дубинину за замечания и дискуссии. А.О. Борисов выражает благодарность за финансовую поддержку фонду Династия и МЦФФМ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kirzhnits D.A.* Weinberg model in the hot universe // JETP Lett. 1972. 15; *Kirzhnits D.A., Linde A.D.* Macroscopic consequences of the Weinberg model // Phys. Lett.B. 1972. V.72.
2. *Weinberg S.* Gauge and global symmetries at high temperature // Phys.Rev.D. 1974. V.9;

- Dolan L., Jackiw R.* Symmetry behavior at finite temperature // Phys. Rev. D. 1974. V.9;
- Kirzhnits D.A., Linde A.D.* A Relativistic phase transition // Sov.Phys.JETP. 1974. V.40.
3. *Сахаров А.Д.* Нарушение CP-инвариантности, C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной // Письма в ЖЭТФ. 1967. V.5.
4. *Kirzhnits D.A., Linde A.D.* Symmetry behavior in gauge theories // Ann.Phys. 1976. V.101.
5. *Linde A.D.* Grand Bang // Phys.Lett. B. 1981. V.99.
6. *Guth A.H.* The inflationary Universe: a possible solution to the horizon and flatness problems // Phys.Rev. D. 1981. V.23; *Linde A.D.* A new inflationary Universe scenario: a possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems // Phys.Lett. B. 1982. V.108; Coleman–Weinberg theory and a new inflationary Universe scenario / Idem // Phys.Lett. B. 1982. V.114; Temperature dependence of coupling constants and the phase transition in the Coleman–Weinberg theory // Phys.Lett.B. 1982. V.116; Scalar field fluctuations in expanding Universe and the new inflationary Universe scenario // Phys.Lett.B. 1982. V.116; *Albrecht A., Steinhardt P.J.* Cosmology for Grand Unified Theories with radiatively induced symmetry breaking // Phys. Rev. Lett. 1982. V.48.
7. *t' Hooft G.* Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies // Phys. Rev. Lett. 1976. V.37; Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle // Phys.Rev. D. 1976. V.14. Erratum-ibid.D18: 1978.
8. *Linde A.D.* On the vacuum instability and the Higgs meson mass // Phys. Lett. B. 1977. V.70.
9. *Dimopoulos S., Susskind L.* On the baryon number of the Universe // Phys. Rev. D. 1978. V.18.
10. *Kuzmin V.A., Rubakov V.A., Shaposhnikov M.A.* On the anomalous electroweak baryon number nonconservation in the early Universe // Phys. Lett. B. 1985. V.155.
11. *Shaposhnikov M.E.* Possible appearance of the baryon asymmetry of the Universe in an electroweak theory // JETP Lett. 1986. V.44; Baryon asymmetry of the Universe in standard electroweak theory // Nucl. Phys. B. 1987.



- V.287; Structure of the high temperature gauge ground state and electroweak production of the baryon asymmetry // Nucl.Phys. B. 1988. V.299; *Kuzmin V.A., Rubakov V.A., Shaposhnikov M.E.* Anomalous electroweak baryon number nonconservation and GUT mechanism for baryogenesis // Phys.Lett. B. 1987. V.191; *Bochkarev A.I., Khlebnikov S.Y., Shaposhnikov M.E.* Sphalerons and baryogenesis: electroweak CP violation at high temperatures // Nucl. Phys. B. 1990. V.329.
12. *Dolgov A.D.* CP violation in cosmology / *A.D. Dolgov* // Lectures given at International School of Physics "Enrico Fermi": CP Violation: From Quarks to Leptons, Varenna, Italy, 19-29 Jul 2005. Published in \*Varenna 2005, CP violation\* 407-438. hep-ph/0511213.
  13. *Ibanez L.E.* Flux-induced baryon asymmetry // hep-th/0602279; *Buchmüller W.* Baryogenesis – 40 years later // hep-ph/0710.5857.
  14. *Nanopoulos D.V., Weinberg S.* Mechanisms for cosmological baryon production // Phys.Rev.D. 1979. V.20.
  15. *Рубаков В.А., Шапошников М.Е.* Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц при высоких энергиях // УФН. 1996. Т.166. №5.
  16. *Fukugita M., Yanagida T.* Baryogenesis without grand unification // Phys.Lett.B. 1986. V.174.
  17. *Dick, K.* Leptogenesis with Dirac neutrinos / *K. Dick, M. Lindner, M. Ratz, D. Wright* // Phys. Rev. Lett.- 2000.-V.84; *Murayama, H.* Realistic Dirac leptogenesis / *H. Murayama, A. Pierce* // Phys. Rev. Lett.- 2002.-V.89.
  18. *Affleck I., Dine M.* A new mechanism for baryogenesis // Nucl.Phys.B. 1985. V.249.
  19. *Geng C.Q., Ho S.H., Ng J.N.* Neutrino number asymmetry and cosmological birefringence // JCAP. 2007. 0709; *Bamba Kazuharu, Geng C.Q., Ho S.H.* Hypermagnetic baryogenesis // hep-ph/0712.1523.
  20. *Nardini G., Quiros M., Wulzer A.* A confining strong first-order electroweak phase transition // JHEP.- 2007.-0709.
  21. *Hassanain B., March-Russell J., Schwelling M.* Warped deformed throats have faster (electroweak) phase transitions // JHEP.- 2007.-0710.
  22. *Зельдович Я.Б., Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б.* Космологические следствия спонтанного нарушения дискретной симметрии // ЖЭТФ. 1974. Т. 67.
  23. *Волошин М.Б., Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б.* О пузырьках в метастабильном вакууме // ЯФ. 1974. Т. 20.
  24. *Linde A.D.* Fate of the false vacuum at finite temperature: theory and applications // Phys.Lett. B. 1981. V.100; Decay of the false vacuum at finite temperature // Nucl. Phys. B. 1983. V.216.
  25. *Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н.* Нарушение CP-инвариантности в двухдублетном хиггсовском секторе МССМ // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. В.5.
  26. *Carena M., Quiros M., Wagner C.E.M.* Opening the window for electroweak baryogenesis // Phys. Lett. B. 1996. V.380.

## THE BARYOGENESIS SCENARIOS AND NECESSITY OF THE STANDARD MODEL EXTENSION

© 2008 A.O. Borisov, M.V. Dolgoplov, E.N. Rykova

Samara State University

The classical picture of baryogenesis in the Grand Unified theories has undergone strong changes in connection with the development of the Standard model, the phase diagram of electroweak theory and experimental data. The features of baryogenesis and phase transition, including in the models with extended Higgs sector, are discussed. We briefly review the description of the historical development of corresponding problems. The basic scripts of the baryogenesis are considered. The basic critical consequences for the research of the Higgs sector properties are considered.