

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН

На правах рукописи

Горбунов Дмитрий Сергеевич

**Возможные проявления новой
физики частиц
в космологии и ускорительных
экспериментах**

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

*Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук*

Москва 2013

Содержание

	Введение	4
	Глава 1. Феноменологически полные минимальные обобщения SM	59
§ 1	Физика модели ν MSM	59
1.1	Лагранжиан и параметры ν MSM	62
1.2	Ограничения свойств стерильных нейтрино из лабораторных исследований и предсказаний первичного нуклеосинтеза	68
1.3	Распады тяжёлых нейтральных лептонов	72
1.4	Рождение тяжёлых нейтральных лептонов	76
1.5	Перспективы будущих экспериментов	86
§ 2	Модель хаотической инфляции с лёгким инфлатоном	91
2.1	Описание модели	93
2.2	Распады инфлатона	100
2.3	Инфлатон в адронных распадах	105
2.4	Рождение инфлатона в столкновениях частиц	109
2.5	Ограничения из прямых поисков и предсказания для будущих экспериментов	111
2.6	Обсуждение результатов и симбиоз с моделью ν MSM	114
§ 3	Тёмная материя и бариогенезис в инфляции Старобинского	121
3.1	Гравитационное рождение тёмной материи	123
3.2	Лептогенезис в R^2 -инфляции	132
3.3	Обсуждение	137
§ 4	Инфляция на поле Хиггса	139
4.1	Хиггсовское поле как инфлатон	139
4.2	Разогрев Вселенной после инфляции на поле Хиггса .	146

4.3	Возможная роль неперенормируемых вкладов, появляющихся на масштабе сильной связи	151
Глава 2. Космология и феноменология суперсимметричных обобщений СМ		168
§ 1	Мнимальное обобщение СМ с дополнительным скаляром и “расщеплённым” спектром суперпартнёров	168
1.1	Предварительные замечания	170
1.2	Описание модели	172
1.3	Электрослабый фазовый переход	184
1.4	Барионная асимметрия	188
1.5	Электрические дипольные моменты	198
1.6	Кандидаты в тёмную материю	201
§ 2	Лёгкое гравитино как тёплая тёмная материя	204
2.1	Гравитино как тёплая тёмная материя	205
2.2	Механизмы рождения гравитино	213
2.3	Результаты	222
§ 3	Лёгкие сголдстино	228
3.1	Эффективный лагранжиан сголдстино	229
3.2	Феноменология лёгких сголдстино	235
Заключение		249
Литература		252

Введение

Физика элементарных частиц предназначена в первую очередь для описания физических процессов на расстояниях порядка и меньше атомного масштаба 10^{-8} см. В решении этой задачи достигнут значительный прогресс. В результате скрупулёзного анализа большого набора экспериментальных данных¹ была построена Стандартная модель физики элементарных частиц (СМ). На момент написания диссертации все частицы, предсказываемые в рамках СМ, кроме одной (хиггсовский бозон), обнаружены экспериментально. Более того, недавно получены интересные данные экспериментов ATLAS [2] и CMS [3], работающих на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, далее ЛHC), которые можно интерпретировать как подтверждение существования и той одной частицы, бозона Хиггса. Из всех взаимодействий, описываемых СМ, лишь взаимодействия хиггсовского бозона пока не получили прямого экспериментального подтверждения. Определённую роль в решении этой проблемы должны сыграть исследования на ЛHC.

В основе СМ лежит математический аппарат квантовой теории поля (см. например [4, 5, 6, 7]), позволяющий описывать распространение и взаимодействие свободных элементарных частиц. В электрослабом секторе теории (описывающем электромагнитные и слабые процессы в рамках объединённо электрослабой модели с калибровочной группой $SU(2)_W \times U(1)_Y$ [8, 9, 10]) с использованием пертурбативных методов квантовой теории поля удаётся получить весьма точные предсказания для наблюдаемых. Абсолютный рекорд здесь принадлежит вычислению аномального магнитного дипольного момента электрона, выполненного с относительной точностью 10^{-11} [11]. Замечательно, что это и все та-

¹См. современный статус на регулярно обновляемом сайте группы PDG [1] и в выходящих раз в два года журнальных публикациях.

кого рода предсказания согласуются со всеми независимо подтверждёнными экспериментальными результатами, за исключением наблюдений нейтринных осцилляций, невозможных в рамках СМ и требующих её обобщения (об этом позднее).

Сильные взаимодействия в СМ описываются квантовой хромодинамикой (КХД) [12, 13, 14], являющейся обобщением квантовой электродинамики на случай неабелевой калибровочной группы, в данном случае группы так называемых цветных взаимодействий $SU(3)_c$. Здесь при описании процессов рассеяния с большим переданным импульсом между частицами (жёстких процессов) имеется удовлетворительное согласие между экспериментом и теоретическими предсказаниями, выполненными в рамках пертурбативного подхода. Попытки описать мягкие процессы в рамках такого подхода наталкиваются на фундаментальные трудности, связанные с особенностями сильных взаимодействий. Формально, ряд теории возмущений по калибровочной константе сильных взаимодействий “взрывается”: все слагаемые в нём оказываются одного порядка, так что требуется прибегать к непертурбативным методам для получения адекватных теоретических предсказаний для наблюдаемых. Упрощая ситуацию, можно сказать, что в жёстких процессах исследуются взаимодействия между кварками и глюонами, в мягких речь идёт о взаимодействиях барионов и мезонов — составных объектов, внутри которых в результате “конфайнмента” заключены кварки и глюоны. Переход от одного описания к другому представляет фундаментальную трудность для КХД, однако не требует привлечения новой физики в дополнение к физике сильных взаимодействий.

Современные эксперименты позволяют напрямую исследовать взаимодействия между частицами на малых расстояниях вплоть до 10^{-16} см. Все имеющиеся наблюдения согласуются с предсказаниями СМ, за ис-

ключением (как отмечалось выше) нейтринного сектора. В рамках СМ нейтрино — безмассовые фермионы, участвующие лишь в слабых процессах. В многочисленных экспериментах с так называемыми солнечными нейтрино, атмосферными (анти)нейтрино, реакторными антинейтрино, ускорительными (анти)нейтрино (прилагательные здесь обозначают физический источник нейтрино и/или антинейтрино) надёжно установлен факт перехода (анти)нейтрино одного поколения (или аромата) в (анти)нейтрино других поколений (ароматов) СМ. При этом происходит нарушение лептонных квантовых чисел L_e , L_μ , L_τ , сохраняющихся в СМ ².

Такие переходы в рамках СМ невозможны, и требуют её обобщения до теории, допускающей существование масс нейтрино (по крайней мере двух) и их смешивание. Переходы можно объяснить, предположив наличие ненулевых масс у нейтринных компонент: линейные комбинации нейтрино разных ароматов образуют массовые состояния, причём в случае общего положения ароматный и массовый базисы не являются сонаправленными, что и обеспечивает переходы между нейтрино разных ароматов.

Эксперименты по прямому поиску масс нейтрино пока не дали положительных результатов: если известные нам, участвующие в слабых процессах (активные) нейтрино массивны, то их массы очень малы, вероятнее всего они много меньше массы легчайшей из известных массивных частиц — электрона, $m_e \simeq 500$ кэВ, ³. Совокупность экспериментальных данных указывает, что вероятнее всего масштаб масс нейтрино не выше 1 эВ. Поскольку в обсуждаемых экспериментах типичные энергии нейтрино превышают сотни кэВ, переходы нейтрино с изменением аромата

²Здесь не существенны эффекты несохранения глобальных квантовых чисел гравитационными взаимодействиями, имеющие место, например, при поглощении нейтрино чёрной дырой. Нарушение лептонных чисел электрослабыми процессами в горячей плазме обсуждается далее.

³Всюду в этой диссертации мы используем естественную для физики частиц систему единиц, в которой постоянная Планка, скорость света и постоянная Больцмана равны единице, $\hbar = c = k_B = 1$.

имеют осцилляционный характер. Поясним ситуацию. Нейтрино появляется (в источнике) в результате некоторого процесса с участием слабых взаимодействий, а значит как чистое состояние в базисе ароматов. Это состояние есть линейная комбинация массовых состояний, которые далее свободно распространяются до детектора. Детектирование также происходит посредством слабого взаимодействия, так что массовые состояния вновь складываются, формируя состояния ароматные. Энергии нейтрино в экспериментах достаточно велики, так что на расстоянии от источника до детектора волновые пакеты разных массовых состояний не успевают пространственно разойтись, и потому сигналы от пакетов складываются когерентно, см. например [15]. В этом случае вероятность перехода нейтрино одного аромата в нейтрино другого аромата зависит от расстояния до источника, причём зависимость имеет осцилляционный вид.

На сегодняшний день эти переходы нейтрино (получившие название нейтринных осцилляций), подтверждённые независимыми экспериментами на высоком уровне достоверности, можно описать с помощью трёх ненулевых углов смешивания в нейтринном секторе и двух разниц квадратов масс нейтрино. Таким образом, как минимум два состояния в нейтринном секторе (два активных нейтрино) должны быть массивны. Этого нельзя обеспечить в рамках СМ, и наблюдаемые нейтринные осцилляции являются прямым экспериментальным указанием на неполноту СМ.

Другие важные феноменологические указания на неполноту СМ следуют из анализа астрофизических и космологических данных.

Одно из указаний связано с такой загадкой. В окружающем мире мы наблюдаем барионное вещество (водород, гелий, другие химические элементы, все состоящие из частиц) без всяких признаков макроскопического количества антивещества (антибарионов) где-либо в видимой части Вселенной; в то же время в СМ взаимодействия симметричны относи-

тельно барионного заряда, и в современной Вселенной нет процессов, приводящих к генерации *барионной асимметрии*. Действительно, сам факт отсутствия антивещества на Земле общеизвестен. Далее, если бы где-то в космическом пространстве имелось микроскопическое количество антивещества, то на границе соответствующей области происходила бы интенсивная аннигиляция вещества и антивещества, продукты которого наблюдались бы на Земле среди частиц, приходящих из космоса (частицы космических лучей). Такого сигнала не обнаружено. Среди частиц космических лучей наблюдаются античастицы (например антипротоны [16]), однако в количестве, вполне согласующемся с их производством в естественных ускорителях частиц — астрофизических источниках, таких, например, как пульсары — или в ходе рассеяния частиц космических лучей высокой энергии на галактическом веществе. Таким образом, антивещества (антибарионов) во Вселенной нет.

В рамках общей теории относительности (ОТО), описывающей гравитационные взаимодействия, Вселенная расширяется в соответствии с уравнениями Эйнштейна. Источником гравитации является материя, состоящая из частиц СМ. В таком подходе на всех этапах развития ранней Вселенной, начиная с момента электрослабого перехода (если первичная плазма разогревалась до температур более 100 ГэВ) барионное число B сохраняется. Замечательно, что имеются прямые астрономические указания на тот факт, что первичная плазма достигала по крайней мере температур несколько МэВ и уже тогда была асимметрична по барионному числу. Эти указания следуют из наблюдений спектров облаков первичного вещества в современной Вселенной. Химический состав облаков неплохо огласуется с предсказаниями первичного нуклеосинтеза (см. обсуждение например в [17]) в предположении о барионной асимметрии той же величины, что наблюдается сегодня и проявляется независимо в более

ранние эпохи, как видно из анализа космологических данных по анизотропии реликтового излучения (РИ) [18] и барионным (сахаровским) осцилляциям [19] в двухточечной корреляционной функции галактик [20].

Количественно барионную асимметрию характеризует барион-фотонное отношение η_B — отношение плотностей числа барионов n_B и реликтовых фотонов n_γ , современное значение которой равно

$$\eta_B = \frac{n_B}{n_\gamma} = 6.1 \times 10^{-10} . \quad (1)$$

Это отношение остаётся постоянным с эпохи первичного нуклеосинтеза, $T \simeq 100$ кэВ. Для более ранних эпох сохраняющейся величиной, характеризующей барионную асимметрию Вселенной, является отношение величины n_B и плотности энтропии Вселенной s ,

$$\Delta_B = n_B/s = \text{const} ,$$

которую легко связать с величиной η_B .

А. Сахаров сформулировал три условия [21], выполнение которых на каком-либо этапе в ранней Вселенной *необходимо* для генерации (макроскопической) барионной асимметрии в первичной плазме: *i*) должны протекать (микро)процессы с нарушением барионного числа B , *ii*) должны протекать (микро)процессы с нарушением зарядовой чётности (С-чётность) и симметрии относительно одновременной замены частиц на античастицы и отражения пространственных осей (СР-симметрия), *iii*) обозначенные выше процессы на интересном этапе должны выйти из равновесия в плазме.

Если в ранней Вселенной реализовывались температуры выше 100 ГэВ, то в первичной плазме той эпохи были в равновесии так называемые электрослабые сфалеронные переходы, нарушающие барионное и лептонные числа, но сохраняющие разность барионного и лептонного чи-

сел, $B - L = \text{const}$ [22]. Это наблюдение открывает возможность генерации барионной асимметрии через генерацию лептонной асимметрии с последующим ее перераспределением сфалеронами между лептонным и барионным зарядами [23].

Было показано, что барионная асимметрия естественно образуется в процессе электрослабого фазового перехода, однако численные значения параметров СМ не позволяют сгенерировать достаточно большую асимметрию Δ_B , см. например обсуждение в [24]. Для успешного электрослабого бариогенезиса требуется новый источник СР-нарушения: вклад от СР-фазы матрицы смешивания кварков Кабиббо–Кабаяши–Маскава (СКМ) недостаточно. Кроме того, необходимо модифицировать эффективный скалярный (хиггсовский) потенциал: в СМ электрослабый фазовый переход типа кроссовера, а для обеспечения неравновесности (третье условие Сахарова) требуется фазовый переход сильно первого рода.

Итак, электрослабый бариогенезис в рамках СМ не работает, а других механизмов генерации барионной асимметрии при стандартных гравитации (ОТО) и физики частиц (СМ) пока не предложено. Следовательно, для объяснения *барионной асимметрии Вселенной* требуется модификация стандартной физики. Если не обсуждать возможность специального выбора начальных условий во Вселенной, то здесь требуется именно модификация физики частиц. Представляется замечательным, что анализ состава такого макроскопического объекта как Вселенная в целом требует модификации микрофизики — физики частиц.

Другая феноменологическая проблема астрофизики и космологии, которую не удаётся разрешить в рамках стандартного подхода, базирующегося на ОТО и СМ, это явление *тёмной материи*. Оно весьма многогранно, и не может быть объяснено одним лишь выбором начальных

условий в ранней Вселенной⁴. В то же время, это явление могло бы быть обусловлено модифицированной (по сравнению с ОТО) гравитацией, поскольку именно недостаток гравитационных сил в различных физических системах и составляет на самом деле суть проблемы. В рамках ОТО источником гравитационных сил выступает материя, и замечательным представляется то, что один и тот же с точки зрения гравитации тип материи (пыль), притом естественный с точки зрения физики частиц (пылевидную компоненту могут образовать стабильные нерелятивистские частицы), обеспечивает в каждой из “проблемных” физических систем недостающие гравитационные силы. Важно, что физические системы существенно различны (см. ниже). Это укрепляет уверенность в том, что именно физика частиц ответственна за явление тёмной материи.

Рассмотрим проявления тёмной материи в астрофизике и космологии. Начнём с явлений на галактических пространственных масштабах. Наблюдения за движением звёзд и облаков холодного газа (водород) в галактиках показывают, что гравитационного потенциала, создаваемого *видимым* в телескопы веществом галактик (те же звёзды и газ) совершенно недостаточно для объяснения так называемых кривых вращений галактик — зависимости скорости объектов от расстояния до центра галактик. Предлагаемое решение загадки состоит в том, что в галактиках помимо барионов скапливается также иная материя, в отличие от протонов и электронов не взаимодействующая напрямую с электромагнитным излучением и потому ненаблюдаемая напрямую никакими астрономическими приборами, основанными на регистрации электромагнитного излучения. Видимая материя в галактике (звёзды, газ) при этом оказывается погружённой в большой объём — близкое к сфероидальному гало частиц

⁴Мы здесь оставляем без обсуждения гипотетическую возможность создания тёмной материи из остатков первичных чёрных дыр.

тёмной материи. Отметим, что попытка объяснить кривые вращений галактик модификацией гравитации на галактических пространственных масштабах ⁵ $R \sim 1 - 100$ кпк требуют модификации для систем барионных объектов (звёзд, облаков) с существенно нерелятивистскими скоростями $v \sim 10^{-3} - 10^{-4}$, когда в рамках стандартного подхода к описанию движения применима ньютоновская гравитация.

Другая нестыковка результатов астрономических наблюдений с предсказаниями стандартной физики происходит на масштабах скоплений галактик, $R \sim 0.3 - 3$ Мпк. В центре скопления основную массу барионного вещества составляет горячий газ, располагающийся не в галактиках, а принадлежащий скоплению в целом. Газ светит в рентгеновском диапазоне, и анализ наблюдений на современных орбитальных рентгеновских телескопах показывает, что для компенсации давления горячего газа недостаточно создаваемого им гравитационного потенциала: в центр скопления нужно добавить тёмную материю, и притом в доминирующем (по полной массе) количестве. Аналогично вопросу о кривых вращения галактик можно исследовать динамику галактик в скоплениях. И здесь для объяснения характерных величин скоростей галактик не хватает гравитационного потенциала, создаваемого ими (с учётом галактической тёмной материи!) и центральным облаком горячего газа. Требуется введение тёмной, кластеризующейся компоненты: нерелятивистских частиц, скапливающихся в структурах (в галактиках и их скоплениях).

В обоих рассмотренных случаях речь вновь идёт о динамике нерелятивистских систем: нерелятивистский газ, нерелятивистские и галактики, их скорости обычно не превышают величины $v \sim 10^{-2}$. Важно, что на масштабе скоплений галактик существует и явление, для описания которого

⁵Здесь и далее в тексте будет использоваться единица измерения расстояния 1 парсек (примерно 3×10^{18} см), принятая в астрономии.

требуется привлечение полной релятивистской теории — ОТО — и которое также указывает на необходимость дополнительной тёмной компоненты материи в центрах скоплений. Это явление гравитационного линзирования света от астрофизического источника (галактики) скоплением галактик, оказавшимся между источником и наблюдателем. При определённых условиях на массы и положения объектов (см. например [36]) реализуется так называемое сильное линзирование, при котором наблюдается множественное изображение источника. По изображению можно восстановить вид гравитационного потенциала⁶ и убедиться, что для его создания недостаточно одного лишь видимого вещества: требуется привлечь гипотезу о тёмной материи в центре линзирующего скопления, см. например [37].

Анализ космологических данных указывает на присутствие тёмной материи во Вселенной по крайней мере начиная с эпохи, когда температура электромагнитной компоненты плазмы была порядка 1 эВ, а вероятнее всего, эта компонента появилась во Вселенной значительно раньше. С макроскопической точки зрения эта компонента характеризуется лишь ненулевой плотностью энергии, давление этой компоненты равно нулю. По современным представлениям такая “пылевидная” компонента стала доминировать в полной плотности энергии Вселенной, начиная с температуры $T_{eq} \approx 0.8$ эВ. При этом барионная компонента, также удовлетворяющая пылевидному уравнению состояния, играла лишь вспомогательную роль в обеспечении расширения Вселенной: относительные вклады тёмной и барионной материи в современную плотность энергии Вселенной составляют [1]

$$\Omega_{DM} \simeq 0.22, \quad \text{и} \quad \Omega_B \simeq 0.045, \quad (2)$$

⁶Восстановление искажающего потенциала по изображению, вообще говоря, неоднозначно, и для получения ответа требуется привлечь ряд дополнительных (физически обоснованных) предположений, см. примеры в [36].

соответственно, так что тёмной материи по массе примерно в пять раз больше, чем барионов.

На сегодняшнем уровне астрономических исследований почти все ключевые космологические наблюдаемые чувствительны к величине компоненты тёмной материи во Вселенной (см. детали в [38, 39]). Это и изменение с расстоянием блеска стандартных свечей — далёких сверхновых типа Ia, и эволюция скоплений галактик, и распространённость структур (галактик и скоплений) в современной Вселенной, и анизотропия РИ, и картина сахаровских осцилляций в двухточечной корреляционной функции положения галактик.

Особо отметим важную роль *пространственных неоднородностей* тёмной материи в формировании структур современной Вселенной. При расширении Вселенной плотности энергии (массы) как однородной составляющей $\rho_M(t)$ так и малых пространственных неоднородностей $\delta\rho_M(\mathbf{x}, t) \ll \rho_M(t)$ нерелятивистской материи падают. Однако плотность энергии неоднородной составляющей падает медленнее, так что в результате растёт контраст плотности $\delta\rho_M(\mathbf{x}, t)/\rho_M(t)$. Особенно интенсивно контраст плотности тёмной материи начинает расти на пылевидной стадии расширения, когда во Вселенной доминирует нерелятивистское вещество (температура ниже $T_{eq} \approx 0.8$ эВ). Контраст плотности барионов начинает рост лишь позднее, после завершения во Вселенной процесса образования водорода — рекомбинации протонов и электронов в первичной плазме при температуре $T_{rec} \simeq 0.25$ эВ. До этого момента неоднородности барионной компоненты участвуют в акустических (сахаровских) осцилляциях в барион-электрон-фотонной плазме, где многочисленные фотоны создают давление, препятствующее росту контраста барионной компоненты, см. подробнее в [40, 39]. После рекомбинации электрически нейтральные барионы (в основном водород и гелий) начинают “стекать-

ся” в области повышенного гравитационного потенциала, фактически созданного успешными подрасти неоднородностями тёмной материи. В конце концов локальные неоднородности выходят на нелинейный режим эволюции $\delta\rho_M(\mathbf{x}, t)/\rho_M(t) \sim 1$, и в данной области пространства начинается формирование внутренней структуры гравитационно-связанного объекта — гало галактики. Таково представление о формировании структур во Вселенной. При этом величину контраста плотности в эпоху рекомбинации мы знаем независимо из измерений анизотропии РИ. Ведь источник этой анизотропии — как раз неоднородности материи в первичной плазме. Если бы пространственные неоднородности были только в барионной компоненте, контраст барионов не успел бы вырасти так, чтобы объяснить многообразие структур современной Вселенной. Независимый тест различного поведения неоднородностей барионов и тёмной материи даёт анализ двухточечной корреляционной функции пространственного распределения галактик, в которой наблюдается особенность на расстояниях, соответствующих размерам акустического горизонта эпохи рекомбинации [20], а величина эффекта зависит от величины Ω_B/Ω_{DM} и того, насколько сильно разнесены по времени момент выхода Вселенной на пылевидную стадию и рекомбинация [41].

Подводя итог вышеизложенному, сформулируем требования, которым должна удовлетворять частица — кандидат на роль частицы тёмной материи.

1. Частица должна быть электрически нейтральной.
2. Частица должна быть стабильна на космологических временных масштабах (десятки миллиардов лет).
3. Относительный вклад частиц в современную плотность энергии Вселенной Ω_{DM} численно равен (2).
4. Частица не должны взаимодействовать в первичной плазме эпохи

рекомбинации.

5. Частицы должны собираться в структуры и составлять основную массу галактик и скоплений галактик, где их скорости ожидаются не выше $v \sim 10^{-4} - 10^{-2}$.
6. Уже в ранней Вселенной частицы должны быть нерелятивистскими: в эпоху начала интенсивного роста контрастов $T \sim T_{eq} \approx 0.8$ эВ их скорости не должны превышать величины $v \sim 10^{-3}$.
7. Пространственные неоднородности тёмной материи, так же как и неоднородности барионной компоненты, формируют так называемую адиабатическую моду: грубо говоря, состав плазмы остаётся постоянным, а от точки к точке изменяется лишь плотность энергии (температура плазмы на радиационно-доминированной стадии развития Вселенной).

Пункты 1-4 очевидны, и в рамках конкретных моделей допускают количественные уточнения (например, для нестабильной частицы тёмной материи с доминирующим распадом в два фотона, из анализа данных по диффузным галактическим фотонам, фотонам от центра Галактики, от карликовых галактик, от скоплений, можно получить ограничение снизу на время жизни частицы данной массы). Пункт 5 тоже очевиден, однако приводит к весьма нетривиальным следствиям. Например, условие квантовой локализации частиц в галактике даёт модельно-независимое ограничение снизу на массу частицы тёмной материи. И если для бозона требование малости волны де Бройля частицы по сравнению с линейным размером галактики даёт довольно слабое ограничение, то применение принципа Паули в случае фермионов обязывает частицу тёмной материи быть тяжелее нескольких сотен эВ, см. подробнее [38]. Это условие, в частности, исключает массивные активные нейтрино как основной источник тёмной материи.

Пункт 6 нетривиален и ограничение сверху на величину скорости частицы в интересную эпоху обусловлено тем фактом, что в любой системе невзаимодействующих частиц (частицы тёмной материи) с характерными скоростями v за время t в результате свободного перемешивания частиц будут “замыты” неоднородности с характерным линейным размером $L \sim vt$. Скоростям $v \sim 10^{-3}$ в интересную эпоху соответствуют неоднородности размера L , из которых впоследствии формируются наименьшие из известных самостоятельных гравитационно связанных структур — карликовые галактики. Эти объекты наблюдаются в современной Вселенной (хотя и в небольшом количестве), отсюда и ограничение на скорости частиц тёмной материи. Пункт 7, вообще говоря, ограничивает механизм генерации частиц тёмной материи в ранней Вселенной; для конкретных моделей, рассмотренных в данной диссертации, требования пункта 7 выполнены.

Итак, явление тёмной материи не может быть объяснено в рамках ОТО и СМ, поскольку в составе последней нет частиц, удовлетворяющих приведённым выше требованиям 1-7. Объяснение явления тёмной материи в рамках физики частиц требует модификации СМ: а именно, добавления новых полей (по крайней мере одного!) к уже имеющимся в СМ. Для обеспечения стабильности частиц тёмной материи на космологическом масштабе времени, вероятно, также требуется введение нового (почти) сохраняющегося квантового числа. Отметим вновь замечательную связь физики на сверхбольших и сверхмалых расстояниях: для объяснения процессов на галактических и даже космологических пространственных масштабах требуется модифицировать физику частиц — физику микромира.

Обсуждавшиеся выше три проблемы являются общепризнанными феноменологическими проблемами физики частиц, для решения которых

необходимо модифицировать СМ. Понятно, что вариантов модификаций может быть предложено множество, и, вообще говоря, они должны удовлетворять лишь двум критериям: решать три проблемы и не противоречить имеющимся экспериментальным данным. Однако, следуя призыву У. Оккама “не привлекать новые сущности без самой крайней на то необходимости”, можно остановить свой выбор на моделях, которые используют “минимум модификаций” (новых полей, взаимодействий и т.п.) для решения всех трёх проблем. Отметим здесь, что в защиту такого подхода можно (хотя это и не совсем корректно) привести факт отсутствия каких-либо иных прямых указаний на неполноту СМ. Опыт “моделестроительства” показывает, что модификации с большим количеством новых взаимодействий и полей легко входят в противоречие с имеющимися экспериментальными данными. Чтобы их избежать, требуется вводить новые поля, взаимодействия, симметрии, не имеющие никакого отношения к решению трёх вышеозначенных феноменологических проблем, но способных сократить, компенсировать вклад “новой физики” в наблюдаемые, которого, судя по экспериментальным данным, нет. Отдельно, как мотивацию для попыток найти единый механизм решения космологических проблем можно предъявить факт совпадения (по порядку величины) современных вкладов в плотность массы материи от видимой компоненты (барионы) и невидимой компоненты (тёмная материя), $\Omega_B \sim \Omega_{DM}$, см. (2).

В данном случае, ориентируясь на статус проблем, представляется разумным стартовать с модификации сектора нейтрино СМ, преследуя в качестве первой цели объяснение нейтринных осцилляций, а затем попытаться понять, нельзя ли в рамках той же модификации (используя подходящие величины модельных параметров), или с минимальным её обобщением, решить и две остальные проблемы.

Успешная реализация такого подхода была проведена М. Шапошниковым, Т. Асакой и соавторами [42, 43]. Построенная ими модель получила в литературе название ν MSM (neutrino ν Minimal Standard Model). В этом обобщении к частицам добавляются три массивных майорановских фермиона (в сумме имеем всего шесть новых степеней свободы). Эти фермионы нейтральны относительно калибровочных взаимодействий СМ, в литературе их традиционно называют *стерильными*. Для них можно ввести взаимодействие с полями СМ. Замечательно, что если ограничиться перенормируемыми взаимодействиями, то можно написать лишь юкавское взаимодействие с лептонными дублетами СМ и дублетом Хиггса. При этом стерильные фермионы будут иметь правую киральность. В результате спонтанного нарушения электрослабой симметрии это взаимодействие приводит к массовой матрице смешивания между тремя *активными нейтрино СМ* и тремя стерильными фермионами, которые в такой ситуации естественно называть *стерильными нейтрино*. После диагонализации 6×6 массовой матрицы в нейтринном секторе получится 6 массивных состояний и матрица смешивания между массовыми и ароматными состояниями. Три соответствующие состояния и есть массивные активные нейтрино, а матрица смешивания обеспечивает переходы в секторе активных нейтрино. Набор юкавских констант и массы трёх стерильных нейтрино можно подобрать так, чтобы получившиеся в результате три угла смешивания и две разницы квадратов масс активных нейтрино в точности объясняли результаты экспериментов по наблюдению нейтринных осцилляций.

Таким образом решается первая из вышеозначенных проблем. Решение это неоднозначно: модельных параметров в добавляемом к СМ секторе значительно больше, чем параметров, необходимых для объяснения нейтринных осцилляций. В частности, не фиксирован даже масштаб масс

стерильных нейтрино. Можно лишь утверждать, что он заметно выше масштаба масс активных нейтрино. И в этом помогает космология. Дело в том, что без такой иерархии смешивания между активными и стерильными компонентами нейтрино оказывается достаточно для термализации стерильных нейтрино в первичной плазме. Наблюдение облаков первичного вещества в современной Вселенной допускают присутствие лишь одной дополнительной к СМ релятивистской фермионной специ в плазме эпохи первичного нуклеосинтеза, а для обеспечения двух ненулевых разниц квадратов масс в секторе активных нейтрино в модель требуется добавить как минимум два стерильных нейтрино.

Итак, масштаб масс стерильных нейтрино m_{ν_s} должен быть выше масштаба масс активных нейтрино $m_{\nu_a} \lesssim 1$ эВ. Тогда между этими массовыми масштабами, вакуумным средним хиггсовского поля СМ $v = 246$ ГэВ [1] и масштабом юкавских констант y в секторе нейтрино из условия диагонализации массовой матрицы получается простая иерархическая связь:

$$m_{\nu_a} \sim m_{\nu_s} \cdot \left(\frac{y v}{m_{\nu_s}} \right)^2 \ll m_{\nu_s}. \quad (3)$$

Она справедлива при малых углах смешивания между активными и стерильными компонентами нейтринного сектора,

$$\theta_{sa} \sim \frac{y v}{m_{\nu_s}} \ll 1. \quad (4)$$

Из формулы (3) видно, что масштаб масс активных нейтрино оказывается подавлен по отношению к масштабу масс стерильных нейтрино *квадратом* угла смешивания. Такой механизм установления иерархии масс в фермионном секторе получил название *механизма качелей* (seesaw mechanism), в данном случае речь идёт о механизме первого типа, см. подробнее [15]. Формула (3) явно демонстрирует произвол в выборе масштаба масс стерильных нейтрино m_{ν_s} , связанный с вырождением по мо-

дельным параметрам: одновременно изменяя m_{ν_s} и y при сохранении постоянной величины комбинации y^2/m_{ν_s} получаем один и тот же масштаб масс активных нейтрино m_{ν_a} .

В модели ν MSM (см. подробнее в обзоре [44]) масштаб масс стерильных нейтрино выбран ниже электрослабого масштаба 100 ГэВ. В защиту этого выбора можно привести следующий аргумент. Хотя по построению оба эти масштаба абсолютно независимы, на квантовом уровне между ними появляется некоторая связь. В частности, новые юкавские взаимодействия в нейтринном секторе дают поправки к параметрам эффективного хиггсовского потенциала SM [45]. Эти поправки растут с ростом масштаба масс стерильных нейтрино, и для больших масс $m_{\nu_s} \gg 100$ ГэВ могут дестабилизировать электрослабый вакуум SM (см. например обсуждение в [46]). Столь острых проблем не возникает при выборе $m_{\nu_s} < 100$ ГэВ, сделанном в ν MSM.

Оставшимися свободными параметрами модели авторы воспользовались, чтобы решить две космологические проблемы. А именно, легчайшее стерильное нейтрино (его масса должна быть больше нескольких кэВ [29, 30, 31]) оказывается достаточно долгоживущим, чтобы играть роль тёмной материи. Оно очень слабо смешивается с активными нейтрино, и рождается в первичной плазме в результате сугубо неравновесных процессов [32]. Два других тяжёлых стерильных нейтрино собственно обеспечивают массы активным нейтрино за счёт механизма качелей (вклад легчайшего стерильного нейтрино в массы активных нейтрино очень мал). Кроме того, за счёт их осцилляций с активными нейтрино в первичной плазме до эпохи электрослабого перехода в ранней Вселенной произошла генерация лептонного заряда [33, 34] (лептогенезис за счёт осцилляций был предложен в работе [35]), который частично перешёл в барионный благодаря электрослабым сфалеронам. Таково объяснение

барионной асимметрии Вселенной (БАВ), предлагаемое в этой модели.

Замечательным отличием лептогенезиса ν MSM от решений проблемы БАВ, предлагаемых во многих других моделях, состоит в том, что его можно напрямую “проверить” [25] в экспериментах физики частиц. А именно: часть области пространства параметров модели, для которой работает приведённое выше объяснение БАВ, может быть полностью исследована в ускорительных экспериментах. Детальному обсуждению этого вопроса и формированию стратегии поиска стерильных нейтрино, обеспечивающих генерацию БАВ, посвящён раздел § 1 главы 1 диссертации. Существенным для сделанного утверждения оказывается то обстоятельство, что при фиксированной массе стерильных нейтрино их смешивание с активными не может быть сделано сколь угодно малым: формула “качелей” (3) даёт ограничение *снизу* на типичную величину углов смешивания. Смешивание стерильных нейтрино с активными приводит к их появлению в различных слабых процессах и последующему распаду на частицы СМ. Амплитуды всех таких процессов как раз пропорциональны углу смешивания, и раз он ограничен снизу, то ограничена снизу и амплитуда. Это значит, что для каждой массы стерильных нейтрино можно предъявить минимальный темп рождения стерильного нейтрино в том или ином процессе и минимальный темп распада стерильного нейтрино по тому или иному кинематически разрешённому каналу.

Для модели ν MSM предсказания времени жизни стерильных нейтрино, их парциальных ширин распада были выполнены в работе [25]. Там же были получены парциальные ширины распадов различных мезонов с рождением стерильного нейтрино. Наконец, была рассмотрена возможность поиска нейтрино в экспериментах с пучком ускоренных протонов, бьющим по мишени (стерильные нейтрино появляются в результате распада различных тяжёлых мезонов, рождённых на мишени), с последую-

щей регистрацией распадов стерильного нейтрино в дальнем детекторе. Эксперименты подобного рода уже проводились ранее при безмодельном поиске стерильных нейтрино (см. обзор [26]), и небольшая область пространства параметров ν MSM исключена после анализа негативных результатов этих поисков [34, 27]. В работе [25] приведены оценки чувствительности к стерильным нейтрино модели ν MSM подобных экспериментов на существующих протонных пучках JPARC [48], NuMi [49], SPS [50], NuTeV [51]. Полученные результаты позволили включить задачу о поиске стерильных нейтрино ν MSM, ответственных за БАВ, в список перспективных задач эксперимента LHCb [52] проектов NuSOng [53], HiResM ν [54], LBNE [47]. Ведётся обработка данных эксперимента E949 в FNAL с целью обнаружения нейтрино ν MSM в лептонных распадах заряженных каонов [28]. Поиск стерильных нейтрино ведётся в эксперименте Belle, обсуждается в рамках экспериментов T2K, BelleII, нейтринной программы CERN.

Модель ν MSM даёт пример экономного решения проблемы нейтринных осцилляций, которое одновременно дало ответ и на две загадки из космологии. Однако в космологии имеется ещё ряд специфических проблем, для решения которых, по-видимому, требуется нестандартная физика. Речь идёт о так называемых проблемах теории горячего Большого взрыва. По сути это *проблемы начальных данных* горячей (радиационно-доминированной) стадии эволюции Вселенной. Перечислим эти проблемы.

1. *Отсутствие механизма генерации в ранней Вселенной первичных неоднородностей материи*, необходимых для объяснения анизотропии и поляризации РИ и формирования первых звёзд и структур (галактики, скопления галактик) во Вселенной.
2. *Проблема начальной сингулярности*: у космологических решений,

описывающих однородную и изотропную Вселенную на пылевидной и радиационно-доминированной стадиях, имеются сингулярности для физической плотности энергии Вселенной в начальный момент времени (момент *Большого взрыва*).

3. *Проблема энтропии*: на стадиях доминирования пыли и релятивистского вещества количество энтропии в сопутствующем объёме сохраняется. В стандартном описании расширяющейся Вселенной нет механизма генерации энтропии. Энтропия определяется количеством релятивистских частиц, поэтому проблему энтропии можно переформулировать так: откуда взялись частицы, чтобы сформировать плазму в ранней Вселенной?
4. *Проблема горизонта или проблема однородности Вселенной* на больших пространственных масштабах. Горизонтом (частиц) называется расстояние, пройденное фотоном с момента Большого взрыва. Горизонт (частиц) определяет линейный размер причинно-связанной области. Суть проблемы в следующем: размер причинно-связанной области Вселенной, где расположен наблюдатель, растёт со временем быстрее, чем увеличивается расстояние между гравитационно несвязанными объектами из-за расширения Вселенной. В результате сегодня мы наблюдаем на небесной сфере около тысячи областей, не бывших в контакте до эпохи рекомбинации. И тем не менее в них рекомбинация произошла одновременно, судя по одинаковости температуры РИ, приходящего с различных направлений ⁷.
5. *Проблема кривизны*: непонятно, почему 3-мерное пространство нашего мира является плоским с очень высокой точностью. Действительно, нет никаких предпочтений между 3-сферой, 3-гиперболоидом

⁷ Анизотропия на уровне $\delta T/T \sim 10^{-4}$ тут не при чём: для причинно несвязанных областей следует ожидать $\delta T/T \gtrsim 1$.

дом и 3-плоскостью как вариантов для 3-мерного пространственного многообразия нашего мира: все они допускают однородную и изотропную Вселенную, поэтому скорее всего наш мир — “кривой”, только радиус 3-мерной кривизны очень велик. Кривизна даёт вклад в полную плотность энергии Вселенной, который сегодня составляет менее 1% [1], а в прошлом был и того меньше, поскольку при расширении Вселенной он падает медленнее, чем вклады релятивистского вещества или пыли. Это и составляет загадку: если подставить числа, то в самом начале развития Вселенной она была плоской с чудовишно высокой степенью точности, $\sim 10^{-30}$!

Все вышеперечисленные проблемы не имеют решения в рамках теории горячего Большого взрыва, и поскольку по сути действительно являются проблемами натуральности начальных условий, представляется естественным попытаться предложить некую *предшествующую горячей эпохе стадию развития Вселенной*. Эволюция на этой стадии должна протекать таким образом, чтобы в конце во Вселенной как раз реализовались бы нужные условия и осуществился бы переход на горячую стадию развития.

В качестве такой стадии было предложено ускоренное расширение Вселенной: эволюция, при которой физическое расстояние между двумя точками растёт быстрее, чем горизонт. В результате такого расширения причинно-следственная связь устанавливается на масштабах, значительно превышающих масштаб горизонта. Так разрешается *проблема горизонта*, а заодно и *проблема кривизны*: столь интенсивное расширение сглаживает абсолютно все пространственные неоднородности, так что кривизна многообразия достаточно уменьшается. Эта стадия получила название *инфляция*, [55] и в первых инфляционных моделях [56, 55, 57, 58, 59] расширение Вселенной идёт по близкому к экспонен-

циальному закону: темп расширения почти постоянен. При этом первичная причинно-связанная область расширяется экспоненциально, и часть Вселенной, доступная сегодня для наблюдения, представляет собой лишь (экспоненциально) малую часть той первоначальной области. Также ясно, что после такой стадии, вообще говоря, не стоит ожидать никаких следов стадий ей предшествующих: инфляция даёт начало истории “с чистого листа”.

В простейших реалистичных моделях [56, 57, 59] инфляция обеспечивается специфической динамикой одного доминирующего в ту эпоху во Вселенной скалярного поля — *инфлатона*. Энергия накоплена в потенциале скалярного поля, которое медленно изменяется, так что во Вселенной фактически реализуется стадия доминирования космологической постоянной (среда с постоянными плотностью энергии и отрицательным давлением), как раз обеспечивающее экспоненциальное расширение. Учитывающий расширение Вселенной вклад в уравнение движения скалярного поля и играет роль трения. Динамика инфлатона соответствует динамике осциллятора с трением в режиме доминирования трения. Условия реализации такой стадии называются *условиями медленного скатывания*. Поскольку величина поля всё же изменяется, то падает его плотность энергии, определяющая темп расширения Вселенной, играющий роль коэффициента трения в уравнении поля. Условия медленного скатывания перестают выполняться, инфляция заканчивается, Вселенная выходит в режим доминирования осциллирующего скалярного поля. При этом она абсолютно пустая, и требуется привлекать дополнительный механизм для передачи энергии от инфлатонного поля к полям СМ. В результате работы этого механизма Вселенная оказывается заполненной частицами СМ — это первичный разогрев Вселенной, начало горячей стадии. Так решается *проблема энтропии*.

Наконец, перейдём к самой первой из перечисленных выше проблем, *проблеме первичных неоднородностей материи*. Здесь произошло самое настоящее чудо, поскольку оказалось, что никакую новую динамику для этого изыскивать не требуется: инфлатон *автоматически* обеспечивает генерацию неоднородностей [60], причём со спектром (амплитуда как функция длины волны или характерного пространственного размера неоднородностей), в точности согласующимся с наблюдениями. Источником служат вакуумные флуктуации самого инфлатонного поля: их амплитуда на инфляционной стадии сначала падает из-за расширения Вселенной, а потом замораживается на величине, равной темпу расширения Вселенной. Пространственный размер неоднородности (длина волны) по-прежнему продолжает экспоненциально расти. В результате, после завершения инфляции такие неоднородности содержат “экспоненциально много квантов”, а значит фактически являются *классическими* пространственными неоднородностями поля инфлатона — единственного представителя материи в постинфляционной Вселенной. Спектр мощности неоднородностей в простейших моделях оказывается (с точностью нескольких процентов) масштабно-инвариантным, т.е. не содержит выделенных масштабов, что согласуется с космологическими данными из анализа анизотропии РИ и распространённости структур во Вселенной. Есть физические основания ожидать, что спектр будет не в точности масштабно-инвариантным, и в простейших моделях естественно его “покраснение”: коротковолновые моды замораживаются позже, когда темп расширения несколько уменьшается. Амплитуда неоднородностей определяется из анализа космологических наблюдательных данных, и инфляционное решение проблемы неоднородностей достигается подходящим выбором величин параметров потенциала инфлатона.

Итак, инфляция (и последующий разогрев Вселенной) решает все про-

блемы теории горячего Большого взрыва и является наиболее разработанной моделью, описывающей космологию до горячей эпохи. Притом инфляционные модели дают предсказания для спектров скалярных возмущений (неоднородности материи) и тензорных возмущений (реликтовые гравитационные волны, чей механизм генерации на инфляционной стадии аналогичен генерации неоднородностей инфлатона), а значит могут быть проверены экспериментально, по мере улучшения чувствительности к соответствующим космологическим наблюдаемым.

Реализация инфляционной стадии развития также требует модификации стандартной физики: расширения СМ и/или ОТО. Интересно рассмотреть минимальные модификации. В данной диссертации обсуждаются три таких варианта. В первом инфлатон — скалярное поле с самодействием [59], и “минимальность” модификации — в попытке избежать введения в полную теорию на древесном уровне нового физического масштаба (размерного параметра в лагранжиане). Во втором инфлатон приходит из гравитационного сектора [56], инфляция и последующий разогрев Вселенной осуществляются гравитационными взаимодействиями, так что минимальность этой модели — в попытке избежать новых взаимодействий. Наконец, в третьем варианте роль инфлатона играет хиггсовский бозон СМ [61], для чего предлагается ввести его неминимальное взаимодействие с гравитацией, см. например [62, 63, 64]. Минимальность этого варианта в попытке избежать введения новых полей.

Отметим, что каждую из этих инфляционных моделей можно дополнить обсуждавшейся выше моделью ν MSM, так что получившаяся модификация может претендовать на роль феноменологически полного обобщения СМ, включающего в себя инфляцию, тёмную материю, генерацию БАВ и объяснение нейтринных осцилляций.

В разделе § 2 главы 1 рассматривается одна из первых моделей ха-

отической инфляции, предложенная А. Линде [59]: скалярное поле X с потенциалом самодействия четвёртого порядка βX^4 . Инфляционная стадия реализуется при транспланковских значениях поля, однако плотности энергии существенно меньше планковских, поэтому вполне применимо классическое рассмотрение процесса. Единственный модельный параметр, константа самодействия β , безразмерен, его величина фиксируется нормировкой амплитуды спектра возмущений материи на измерение анизотропии РИ.

Для послеинфляционного разогрева Вселенной требуется ввести взаимодействие инфлатона с полями СМ, и сохраняющий перенормируемость теории вариант только один — взаимодействие с калибровочно-инвариантной квадратичной формой поля Φ хиггсовского дублета СМ, $\xi X^2 \Phi^\dagger \Phi$. В общем скалярном потенциале теории представляется естественным иметь лишь один размерный параметр, который бы и задавал масштаб электрослабого вакуума. Этот параметр можно поместить в сектор инфлатона. Сектор СМ тогда будет масштабно-инвариантным на древесном уровне, что может быть интересно для решений теоретических проблем СМ, таких как проблема калибровочной иерархии, которые мы обсудим далее. В результате спонтанного нарушения симметрии из-за отрицательного квадрата массы поля инфлатона (тот самый размерный параметр), инфлатон и хиггсовское поле СМ получают ненулевые вакуумные средние, пропорциональные одному и тому же размерному параметру.

Спектр скалярных частиц над вакуумом представляет собой линейные комбинации “чистых” состояний инфлатона и Хиггса СМ, зависящие от величины ξ . Этим и определяется феноменология модели, исследованная в работе [65]: инфлатон взаимодействует с частицами СМ только за счёт этого смешивания. Оно обеспечивает и первичный разогрев Все-

ленной, изученный в работе [66]. Смешивание ξ не может быть малым: рождение частиц СМ будет слабым, и температура разогрева Вселенной неприемлемо низкой. Смешивание не может быть и большим: на квантовом уровне оно даёт поправку к инфлатонному потенциалу, которая может испортить его форму, так что пропадёт масштабная инвариантность спектра генерирующихся на инфляционной стадии скалярных возмущений. Поскольку в модели всего один свободный параметр — величина смешивания ξ определяет и низкоэнергетическую массу инфлатона, которая таким образом оказывается зажатой с двух сторон: от нескольких десятков МэВ до 1-2 ГэВ. В такой ситуации инфлатон может рождаться в ускорительных экспериментах и распадаться в частицы СМ. Причём для данной массы в разрешённом интервале однозначно предсказываются темп рождения инфлатона, его время жизни и парциальные ширины распада. Эта замечательная простая *инфляционная модель* может быть *полностью исследована* в результате анализа уже имеющихся и будущих данных на В-фабриках. Детали приведены в работе [65]. Поиск лёгкого инфлатона обсуждается как задача для экспериментов BelleII и LHCb.

Данная простая модель естественно объединяется с обсуждавшейся выше моделью ν MSM. А именно, можно ввести юкавское взаимодействие между стерильными нейтрино и полем инфлатона. После приобретения инфлатонным полем вакуумного среднего отсюда получим майорановскую массу для стерильных нейтрино. Взаимодействие с инфлатоном открывает возможность рождения стерильных нейтрино (в том числе лёгких нейтрино тёмной материи) в ранней Вселенной. Именно в этом контексте данная модель была предложена в работе [67]. Замечательно, что как показывает анализ [65], успешная работа этого механизма возможна лишь для массы стерильного нейтрино тёмной материи 1-80 кэВ, интересной как с точки зрения поиска космическими рентгеновскими те-

лескопами сигнала от радиационного распада стерильного нейтрино, так и с точки зрения особенностей формирования структур в ранней Вселенной. В данном случае нейтрино формируют так называемую *тёплую тёмную материю*: скорости частиц тёмной материи в интересную эпоху $T \sim 1$ эВ оказываются порядка или несколько меньше критической величины 10^{-3} (см. обсуждение выше). В такой ситуации можно ожидать подавление образования мелкомасштабных структур (карликовых галактик), что согласуется с наблюдениями. Как мы обсуждаем в разделе § 2 главы 1, из инвариантности фазового объёма тёмной материи можно получить [29] нетривиальное ограничение снизу на массу нейтрино, анализируя дисперсии скоростей в карликовых галактиках. Недавние работы [30, 31] как раз дают нижние ограничения на массу 1-2 кэВ, согласующиеся с тем, что получается в рамках рассмотренной инфляционной модели.

В разделе § 3 главы 1 рассматривается инфляционная модель А. Старобинского [56], основанная на введении в лагранжиан ОТО (состоящего лишь из линейного по 4-мерной кривизне R слагаемого) дополнительного слагаемого, квадратичного по кривизне. При больших кривизнах в модели реализуется инфляционная стадия, а единственный свободный размерный параметр, стоящий при новом слагаемом, фиксируется нормировкой спектра скалярных возмущений на измерение анизотропии РИ.

В таком нелинейном обобщении ОТО появляется новая физическая скалярная степень свободы — *скалярон*, чья динамика и обеспечивает инфляционную стадию. Скалярон универсально взаимодействует со всеми полями теории: связь зависит только от спина частицы. Константы взаимодействия подавлены соответствующей степенью гравитационного масштаба M_{Pl} . После окончания инфляции энергия остаётся в колеблющемся поле скалярона, и во Вселенной реализуется послеинфляционная пы-

левидная стадия расширения. За счёт гравитационного взаимодействия скалярон распадается, причём доминируют распады в скалярные частицы, так что в СМ доминирует распад в хиггсовские бозоны, что приводит к температуре разогрева $T \approx 3 \times 10^9$ ГэВ [56, 68, 69]. Замечательно, что в этой модели (модифицированное при высоких энергиях) *гравитационное взаимодействие обеспечивает и инфляционную стадию и последующий разогрев Вселенной.*

Модель можно рассматривать как высокоэнергетическое дополнение ν MSM в гравитационном секторе, которое обеспечивает решение проблемы горячего Большого взрыва посредством инфляционной стадии. Это будет тривиальное дополнение, в том смысле что не будет никакой интерференции с физикой стерильных нейтрино ν MSM.

R^2 -инфляция допускает нетривиальное, но тоже минимальное обобщение [69]. Идея состоит в том, что гравитационное взаимодействие универсально, и представляется естественным воспользоваться им для рождения частиц тёмной материи и генерации БАВ. При этом в качестве тёмной материи можно рассматривать просто *массивные свободные частицы*. За счёт гравитационного взаимодействия эти частицы будут рождаться в распадах инфлатона, и требование генерации наблюдаемой сейчас массовой плотности тёмной материи фиксирует единственный свободный параметр — массу частицы. Оказывается, что подходит только фермион, а скаляр оказывается слишком “горячим” в эпоху активного формирования структур. Проблему БАВ предлагается решить через *нетермальный лептогенезис* [70]. Для этого в модель добавляются тяжёлые стерильные нейтрино, аналогично ν MSM (напомним, что с феноменологической точки зрения достаточно добавить лишь два майорановских фермиона). За счёт механизма качелей они дадут массы активным нейтрино и обеспечат смешивание в их секторе. Стерильные нейтрино

появляются в послеинфляционной Вселенной из распадов скалярона за счёт гравитационного взаимодействия (аналогично рождению фермионов тёмной материи). За счёт юкавского взаимодействия с полями СМ они сразу же распадаются на лептоны СМ и хиггсовские бозоны. Это неравновесный процесс, а нарушение СР-симметрии даёт комплексная матрица юкавских констант. Таким образом, все три условия Сахарова выполнены, и в распадах стерильных нейтрино генерится лептонная асимметрия. После разогрева Вселенной она перерабатывается в БАВ сфалеронными переходами [22].

Итак, построенное дополнение R^2 -инфляции тремя тяжёлыми стерильными фермионами, один из которых объясняет тёмную материю, а два других позволяют сгенерировать БАВ и приводят к осцилляциям активных нейтрино, также является *феноменологически полным обобщением СМ*. Отметим, что к новому юкавскому взаимодействию, обеспечившему работу механизма “качелей”, имеются те же теоретические вопросы, что и к юкавскому взаимодействию СМ: эти взаимодействия дают квадратичные расходимости и приводят к проблеме иерархии калибровочных масштабов (см. подробнее ниже). В данном случае возникает аналогичный вопрос о стабильности иерархии между электрослабым масштабом и масштабом масс стерильных нейтрино. В то же время юкавские константы стерильных нейтрино невелики, так что при оценке массы Хиггса в 125 ГэВ [2, 3] эффективный скалярный потенциал в полной теории стабилен на космологических масштабах времён и позволяет описывать всю эволюцию Вселенной с инфляционной стадии до современной эпохи [71].

Тот факт, что новые частицы модели тяжёлые (фермион тёмной материи имеет массу 10^7 ГэВ, масса стерильных нейтрино может достигать 10^{12} ГэВ), не позволяет провести прямую проверку модели в экспериментах физики частиц. Проверка модели возможна лишь для инфляционного

сектора, где есть специфические предсказания для спектров скалярных и тензорных возмущений (доступны [71] по чувствительности экспериментам Planck [72] и CMBPol [73]), а также предсказания для реликтовых гравитационных волн от скаляронных мини-гало [71], формирующихся на послеинфляционной пылевидной стадии [74] вследствие джинсовской неустойчивости первичных неоднородностей. Сигнал от таких гравитационных волн может быть доступен для исследования на будущих экспериментах, таких как DECIGO [75].

В разделе § 4 1 рассматривается модель, в которой роль инфлатона в ранней Вселенной исполняет хиггсовское поле SM , которому добавили неминимальное взаимодействие с гравитацией вида $\xi R\Phi^\dagger\Phi$. Это взаимодействие приводит к дополнительному кинетическому слагаемому в уравнении движения скалярного поля, что в результате и обеспечивает требуемую для инфляции динамику. Амплитуда спектра скалярных возмущений (фиксируемая из измерений анизотропии РИ) определяется, в основном, величиной единственного параметра модели — константы неминимального взаимодействия, которая отсюда должна быть довольно большой, $\xi \sim 10^4$ [61].

Предсказания для амплитуды тензорных возмущений и наклонов спектров скалярных и тензорных мод очень близки к аналогичным предсказаниям модели R^2 -инфляции, рассматриваемой в разделе § 3 1. Эквивалентность двух теорий на инфляционной стадии явно видна, если сделать конформные преобразования метрики, перейдя в так называемую *Эйнштейновскую систему*, где собственно гравитационный лагранжиан совпадает с тем, что имеется в ОТО: лагранжианом Гильберта–Эйнштейна, т.е. просто со скаляром кривизны. В этой системе при больших транспланковских значениях скалярных полей, обеспечивающих инфляционный режим медленного скатывания, скалярные потенциалы сов-

падают. После окончания инфляции ситуация изменяется: модели начинают кардинально отличаться друг от друга.

В обоих моделях скалярный потенциал после инфляции квадратичен, так что во Вселенной реализуется пылевидная стадия. Зато продолжительности этой стадии существенно различаются, что связано с различием во взаимодействии с другими полями (и в самодействии) хиггсовского поля и скалярона. Взаимодействие скалярона подавлено планковским масштабом, так что Вселенная успевает расшириться более чем в миллион раз, пока колеблется скаляронное поле [69]. В инфляции на поле Хиггса по мере уменьшения амплитуды скалярного поля (инфлатона) его самодействие и взаимодействие с полями материи начинают приближаться к тому виду, который есть в СМ: самодействию и взаимодействию хиггсовского поля с полями СМ. Это существенно более сильное взаимодействие, чем взаимодействие скалярона, так что до выхода на горячую стадию Вселенная успевает расшириться не более чем в тысячу раз [76]. Рождение частиц СМ и их последующий разогрев детально исследовались в работе [76] (см. также [77]). Сразу несколько различных физических явлений оказывают влияние на этот процесс, и аналитические оценки в данной ситуации позволяют определить температуру разогрева лишь с точностью до фактора три: $T_{reh} \approx 3 \times 10^{13} - 10^{14}$ ГэВ. Как показано в разделе § 4 1, при этом оказываются важны и перерасеяния частиц СМ, и их распады на другие частицы, и даже эффекты когерентности в рождении векторных бозонов классическим полем инфлатона.

Неопределённость в оценке температуры не влияет на утверждение о том, что разогрев в этой инфляционной модели происходит значительно раньше, чем в инфляции на скаляроне, а это важно для уточнения модельных предсказаний параметров скалярного и тензорного спектров (см. подробнее [71]). Причина в том, что на стадиях доминирования пыли

и радиации Вселенная расширяется по-разному. Следовательно, продолжительность послеинфляционной стадии сказывается на том, насколько выросли физические размеры, в частности, пространственные размеры неоднородностей материи, сформированные в инфляционную эпоху. Это означает, что неоднородности с данным современным размером в этих двух моделях “заморозили” амплитуды в несколько разные моменты идентичных инфляционных стадий. В эти моменты темпы расширения Вселенной немного различались, и это сказалось на параметрах спектра [71]. Определение температуры разогрева в хиггсовской инфляции, выполненное в работе [76], позволило уточнить параметры спектра, что открывает возможность экспериментально различить модели по анализу космологических данных (см. подробнее [71]).

Эту инфляционную теорию также можно дополнить моделью ν MSM для формирования феноменологически полной теории [76]. Утверждение о полноте в данном случае нетривиально, ибо в СМ с массой хиггсовского бозона $m_h \lesssim 127$ ГэВ, согласующейся с современными ограничениями из данных ЛНС [2, 3], хиггсовский эффективный потенциал не ограничен снизу: эффективная константа самодействия меняет знак при больших значениях поля $h < M_{Pl}$. Исследования [78, 71] показывают, что для значений хиггсовского поля $m_h \gtrsim 129$ ГэВ (где неопределённость составляет 2-5 ГэВ, что связано в том числе с неопределённостью величин массы t -кварка и константы сильного взаимодействия) эволюция Вселенной после инфляции протекает стабильно и завершается в правильном электрослабом вакууме. Он квазистабилен, однако время его жизни существенно превышает время, прошедшее с инфляционной эпохи.

В свете утверждения о феноменологической полноте исследовался вопрос о возможной роли неперенормируемых взаимодействий. Неперенормируемые операторы на планковском масштабе могут появиться в ре-

результате отынтегрирования более тяжёлых мод, присутствующих в гипотетической теории квантовой гравитации. Было показано, что такие взаимодействия с константами связи (в единицах планковских масс) не больше единицы не влияют на протекание инфляционной стадии и не изменяют предсказаний спектров скалярного и тензорного возмущений. Нельзя с помощью неперенормируемых операторов решить и проблему БАВ, даже если дополнить теорию моделью ν MSM. Эти операторы, однако, могут дать вклад в рождение стерильных нейтрино тёмной материи, причём как на горячей стадии развития, так и в послеинфляционную эпоху, когда колеблющееся поле инфлатона может рождать стерильные нейтрино. Лишь стерильные нейтрино тяжелее 50 кэВ могут быть рождены таким механизмом в количестве, достаточном для объяснения тёмной материи. Это неравновесный процесс, рождающиеся нейтрино образуют *холодную компоненту* тёмной материи.

Поскольку в модели имеется большой размерный параметр $\xi \gg 1$, то возникает вопрос о границах применимости пертурбативного описания [79, 80]. Было показано, что при электрослабой величине вакуумного среднего хиггсовского поля в рассеянии частиц унитарность нарушается на масштабах переданных импульсов порядка $\Lambda_0 \sim M_{Pl}/\xi$. Поскольку эффективная константа взаимодействия зависит от величины хиггсовского поля, то границы применимости пертурбативного рассмотрения различны на различных этапах эволюции Вселенной [81]. Более того, формально она различна в различных секторах теории: скалярном, калибровочном, гравитационном. Описать процессы с масштабом импульсов выше этой границы не представляется возможным в отсутствие практического прогресса в понимании поведения скалярных и тензорных теорий в сильной связи. Идея минимальности, стоящая за всей конструкцией хиггсовской инфляции, не подразумевает введения новых

полей для достижения унитарного поведения амплитуд рассеяния. Возможно, наиболее идеологически близким было бы решение проблемы о сильной связи посредством реализации механизма асимптотической безопасности (asymptotic safety). Эта идея высказывалась С. Вайнбергом [82] в контексте описания гравитации и СМ на масштабах импульсов выше планковских, и грубо говоря состоит в выходе всех констант связи теории, эволюционирующих по ренормгруппе, на некоторые стабильные асимптотические значения.

Поскольку в попытках воплощения этой идеи пока больше предположений, чем утверждений (иногда довольно интересных, см. [83]) мы не будем рассматривать конкретных вариантов ультрафиолетового дополнения хиггсовской инфляции. Вместо этого мы зададимся вопросом, какие изменения в эволюции Вселенной можно ожидать, если бы дополнение было предложено. Под реалистичной модификацией подразумевается модификация в рамках квантовой теории поля, а потому для ответа на этот вопрос можно использовать традиционный для квантовой теории поля подход, когда вклад неизвестного высокоэнергетического дополнения теории имитируется в низкоэнергетическом лагранжиане неперенормируемыми взаимодействиями. Речь идёт об операторах размерности старше четвёртой, которые подавлены соответствующей степенью масштаба сильной связи: масштаба, в данном случае зависящего от величины хиггсовского поля. В работе [84] задавался вопрос о возможной роли этих операторов: могут ли они изменить предсказания инфляции для горячей стадии развития Вселенной? На собственно инфляционную стадию неперенормируемые операторы влияния не оказывают: аналогично модели R^2 -инфляции предсказания для спектров скалярных и тензорных возмущений стабильны [79, 81]. Выяснилось, что эти операторы могут привести к генерации барионной асимметрии [84], причём лептогенезис

наиболее перспективен, поскольку нарушающие лептонные числа операторы — операторы младшей размерности по сравнению с операторами, нарушающими барионное число [85]. Генерация лептонной асимметрии происходит на послееинфляционной стадии развития, и вообще говоря не требует привлечения стерильных нейтрино. Старшие операторы, участвующие в генерации лептонной асимметрии, в электрослабом вакууме дают массы активным нейтрино и смешивание в нейтринном секторе, что достаточно для объяснения результатов экспериментов по наблюдению нейтринных осцилляций.

Таким образом, в сценарии с инфляцией на поле Хиггса не исключена возможность объяснить все феноменологические проблемы, за исключением явления тёмной материи. Для решения этой проблемы требуется ввести новое поле. Степень влияния неперенормируемых операторов на темп рождения в ранней Вселенной частиц тёмной материи зависит от модели. Для случая фермионов (например, в рамках ν MSM), рождение может идти довольно эффективно, так что вся феноменологически приемлемая область масс выше 1 кэВ, охватывающая как тёплую, так и холодную компоненты тёмной материи, оказывается приемлемой. Это неравновесное рождение и требует подбора параметров (масса и константа взаимодействия) для обеспечения требуемой плотности массы тёмной материи.

Помимо феноменологических проблем у СМ (и её дополнений) есть и проблемы сугубо теоретического характера, решение которых, как правило, также требует модификации СМ.

Среди таких проблем в первую очередь следует назвать проблему иерархии (калибровочных) масштабов. Суть проблемы в том, что в модели имеется иерархия между энергетическими масштабами различных взаимодействий, которая оказывается нестабильной относительно кван-

товых поправок [86]. Конкретно, в СМ однопетлевой вклад в квадрат массы хиггсовского бозона, обусловленный юкавским взаимодействием с фермионами СМ, расходится квадратично по величине петлевого импульса. При физической регуляризации теории по схеме, адекватно работающей с массивными полями (например, решёточная регуляризация), для сохранения масштаба массы Хиггса требуется произвести подгонку параметров “древесного” лагранжиана с очень высокой точностью, определяемой отношением квадратов физической массы хиггсовского бозона к квадрату энергетического масштаба, на котором производится регуляризация теории [87].

Такая ситуация представляется крайне неприемлемой. Имеющиеся в СМ феноменологические проблемы — нейтринные осцилляции, тёмная материя, барионная асимметрия Вселенной — требуют модификации СМ, а потому, вообще говоря, введения в теорию нового энергетического масштаба соответствующей новой физики. Тогда вопрос о подгонке параметров встаёт именно на этом масштабе, и чем он выше электрослабой шкалы, тем острее. Это обстоятельство традиционно интерпретируют [87] как теоретическое (модельное в рамках теории поля) указание на новую физику сразу за электрослабым масштабом или несколько выше. По сути эта физика должна обеспечить сокращение неприемлемых квадратично расходящихся вкладов на близком к электрослабому энергетическом масштабе и тем самым избежать подгонки параметров.

Наиболее популярной реализацией этой идеи являются суперсимметричные обобщения СМ. Суперсимметрия — симметрия между бозонами и фермионами — чудесным образом обеспечивает нужный эффект. А именно: квантовые поправки от бозонов и фермионов оказываются в точности равными по величине, но противоположного знака, так что в сумме дают нуль [88].

Точная суперсимметрия подразумевает среди прочего равное количество бозонных и фермионных степеней свободы в модели и равные массы бозонов и фермионов с одинаковыми квантовыми числами (*суперпартнёры*). В Природе, однако, не наблюдается электрически заряженных скаляров с массой электрона [1]. Значит, если суперсимметрия и существует, то она спонтанно нарушена, так что массы частиц и их суперпартнёров различны. Поиски суперпартнёров пока не дали положительных результатов и современные ограничения снизу на их массы находятся в районе 0.1-1 ТэВ. С учётом малости величин масс частиц СМ, этот масштаб в основном определяет разницу масс частиц и их суперпартнёров. Этот же масштаб определяет величину квадратично расходящейся поправки в хиггсовском секторе: чем больше разница масс, тем острее проблема иерархии. Отметим, что квантовые поправки от виртуальных частиц с импульсами выше масштаба масс суперпартнёров зависят лишь логарифмически от масштаба регуляризации. Это весьма слабая зависимость, и такие поправки не дестабилизируют иерархию физических масштабов, если она уже есть на древесном уровне.

Таким образом, обобщения СМ со спонтанно нарушенной суперсимметрией позволяет решить проблему иерархии калибровочных масштабов (точнее было бы назвать эту проблему проблемой стабильности иерархии калибровочных масштабов). Замечательно, что суперсимметричные модели оказываются интересными и для других аспектов физики частиц. Так в широком классе моделей (модели с так называемой *R-чётностью*) легчайший суперпартнёр частиц СМ (*R*-нечётен и потому) оказывается стабильным. Если он электрически нейтрален — это подходящий кандидат на роль тёмной материи. Среди наиболее популярных — *гравитино* (суперпартнёр гравитона) и *нейтралино* (легчайшая комбинация суперпартнёров нейтральных калибровочных бозонов и хиггсино).

Конкретные примеры таких моделей рассмотрены в разделах § 2 и § 1 главы 2, соответственно.

Нейтралино участвуют в слабых взаимодействиях, и потому в ранней Вселенной находятся в равновесии в первичной плазме. Процессы рождения и аннигиляции нейтралино перестают идти в первичной плазме, когда частицы уже являются нерелятивистскими. Таким образом, нейтралино образуют холодную компоненту тёмной материи. Относительный вклад нейтралино в полную плотность энергии современной Вселенной определяется, в основном, сечением аннигиляции нерелятивистских нейтралино в частицы СМ. Удивительно, но именно слабое (а точнее, на один-два порядка слабее, чем слабое) сечение приводит к реалистичной величине вклада. Это численное совпадение величины слабого сечения, характерного для нейтралино, и сечения аннигиляции нерелятивистских равновесных частиц тёмной материи в первичной плазме является сильным *феноменологическим* аргументом в пользу как вообще новой физики на масштабах несколько выше электрослабого масштаба, так и конкретно суперсимметричных обобщений СМ.

В отличие от нейтралино, гравитино как кандидат на роль частиц тёмной материи не входит в равновесие с частицами первичной плазмы, и в зависимости от массы может образовывать либо холодную, либо тёплую компоненту тёмной материи. Последний случай подробно обсуждается в разделе § 2 главы 2.

Суперсимметрия предоставляет хорошие условия и для генерации барионной асимметрии в ранней Вселенной. здесь в первую очередь стоит отметить механизм Аффлека–Дайна [89], основанный на плоских направлениях потенциала несущих барионный заряд комплексных скалярных полей (примером служат скварки — суперпартнёры кварков СМ). Кроме того, хиггсовский сектор суперсимметричных обобщений СМ заметно бо-

гаче хиггсовского сектора SM , так как содержит два хиггсовских дублета вместо одного. В результате скалярный потенциал сложнее, и, вообще говоря, допускает электрослабый фазовый переход сильно первого рода. С учётом необходимости спонтанного нарушения суперсимметрии, в модели имеется более сотни различных параметров (масс, констант связи, элементов матриц смешивания, аналогичных матрице Кабиббо–Кабаяши–Маскава смешивания кварков и т.п.), что позволяет усилить эффекты CP -нарушения, необходимые для успешной работы электрослабого механизма генерации барионной асимметрии.

Наконец, даже в простейших суперсимметричных обобщениях SM калибровочные константы связи SM (величины которых из-за квантовых эффектов зависят от масштаба энергии) на масштабе порядка 10^{16} ГэВ совпадают по величине⁸, что можно считать указанием на их объединение в рамках некоторой общей модели: теории Большого объединения, ТБО, обладающей большей симметрией, а потому эстетически более привлекательной. Замечательно, что локальная суперсимметрия включает в себя супергравитацию и тем открывает дорогу к объединению всех фундаментальных физических взаимодействий. На роль такой объединяющей всё теории претендует теория Суперструн [90], чей фундаментальный масштаб $\sim 10^{17}$ ГэВ лежит несколько выше масштаба ТБО.

К сожалению, суперсимметричные обобщения SM (в частности, *минимальное суперсимметричное обобщение SM — $MSSM$*) сталкиваются с серьёзными трудностями при объяснении многочисленных экспериментальных результатов физики кварковых ароматов: все наблюдаемые распады мезонов и барионов происходят в согласии с предсказаниями SM . Небольшие по статистической значимости аномалии здесь есть (некоторые из них обсуждаются ниже и в разделе § 3 главы 2), но (пока?) это

⁸ В пределах экспериментальных ошибок и теоретических неопределённостей.

лишь аномалии. В рамках суперсимметричных обобщений СМ новые частицы (суперпартнёры, хиггсовские бозоны) дают вклад в распады мезонов и барионов СМ. Вклад, который на эксперименте пока не наблюдают, и отсюда получают ограничения на параметры суперсимметричных моделей. Если не привлекать специальных симметричных соображений с целью подгонки модельных параметров (например, углов смешивания) в секторе суперпартнёров, то чтобы вкладов “новой физики” не было заметно, масштаб масс суперпартнёров должен быть не ниже⁹ нескольких сотен ТэВ [1]. Для перспектив поиска суперсимметрии на ЛНС это, конечно, обескураживающий факт. Основную роль здесь играют суперпартнёры кварков (*скварки*), массовый базис которых вовсе не обязан быть сонаправлен массовому базису кварков, из-за чего появляются вклады в процессы с нарушением ароматов: редкие распады мезонов, осцилляции (смешивание) нейтральных мезонов и др. Особенно интересны здесь процессы, подавленные в СМ (например, запрещённые на древесном уровне и/или подавленные малыми углами смешивания кварков). Причина подавления вклада кварков СМ не универсальна, и потому вклад скварков в тот же процесс, вообще говоря, не подавлен. Но (пока?) все наблюдения согласуются со СМ, отсюда и столь сильные ограничения на масштаб масс суперпартнёров.

Решить эту *феноменологическую* проблему (на самом деле стоящую не только перед суперсимметричными, но и перед многими другими обобщениями СМ с новыми полями на масштабе порядка 1 ТэВ) можно, предположив существование некоторой глобальной симметрии в секторе скварков, обеспечивающей сокращение их вкладов в разные процессы с изменением ароматов.

Можно пойти по другому пути: интерпретировать эксперименталь-

⁹В согласии с теоремой об отщеплении [91] вклады падают с ростом масс суперпартнёров.

ные данные как действительно указывающие на отсутствие скварков с массами, доступными для прямого рождения на ЛНС, но не отказываться полностью от идеи суперсимметрии на электрослабом масштабе. А именно, делается предположение об иерархичном, расщеплённом спектре суперпартнёров: фермионы (калибрино и хиггсино) имеют массы порядка электрослабого масштаба или несколько больше, а скаляры (скварки, слептоны, снейтрино, дополнительные хиггсовские бозоны) — тяжёлые [92]. Замечательно, что такая иерархия стабильна относительно квантовых поправок, пропорциональных массам суперпартнёров и другим параметрам скалярного сектора (для обратной иерархии это не так). Такой подход получил в литературе название “расщеплённой суперсимметрии” (split supersymmetry) [93].

При этом возвращается проблема иерархии масштабов, а значит теряется *теоретическая* мотивация к масштабу 100 ГэВ как масштабу новой физики: квадратично расходящийся вклад от t -кварка в квадрат массы хиггсовского бозона сокращается вкладами скварков только на масштабе их масс, где и требуется произвести точную подстройку соответствующих размерных параметров модели.

Энергетически масштаб 100 ГэВ или несколько выше выделен *феноменологически*: легчайшее нейтралино и в такой модели по-прежнему может образовывать тёмную материю. Масса такого нейтралино как раз ожидается в этом интервале. Кроме того, чудесным образом и в расщеплённой суперсимметрии константы калибровочных взаимодействий сходятся вместе на высоком энергетическом масштабе, указывая на большое объединение под эгидой суперсимметрии. Замечательно, что попытки дополнить СМ на электрослабом масштабе новыми полями с целью объединения при высоких энергиях калибровочных констант связи привели к набору полей расщеплённой суперсимметрии [93]. Наконец, в ли-

тературе обсуждаются теоретические аргументы в пользу иерархичного спектра [92, 94]. Утверждается, что с точки зрения высокоэнергетических дополнений модели (например, теории Суперструн) более реалистичной представляется ситуация, когда спонтанное нарушение суперсимметрии происходит именно при высоких энергиях, и есть примеры¹⁰ передачи нарушения суперсимметрии в сектор полей СМ и их суперпартнёров, где скаляры оказываются тяжёлыми, а фермионы — лёгкими.

Итак, представленная схема мотивирована феноменологически (нет редких процессов с нарушением ароматов, есть кандидат на роль частиц тёмной материи) и теоретически (иерархия стабильна и согласуется с ожиданиями ряда высокоэнергетических дополнений). По сравнению со “стандартным” случаем неиерархичного спектра суперпартнёров с общим масштабом масс 0.1-1 ТэВ, в представленной схеме, к сожалению, ограничены возможности по решению вопроса о барионной асимметрии Вселенной: электрослабый бариогенезис в ней не работает. В “стандартной схеме” возможен электрослабый бариогенезис: допустимая область пространства модельных параметров весьма узка, и требует наличия лёгкого суперпартнёра t -кварка с массой, не превышающей массы t -кварка $\sim m_t \lesssim 175$ ГэВ [96, 97]. Лёгкий суперпартнёр обеспечивает электрослабый фазовый переход сильно I рода, а дополнительное СР-нарушение дают хиггсино. Такую ситуацию можно реализовать как в моделях с гравитационным механизмом передачи нарушения суперсимметрии в видимый сектор [97], так и в моделях с передачей за счёт калибровочных взаимодействий [98].

Для обеспечения успешной работы электрослабого бариогенезиса в “расщеплённом” случае было предложено [99] добавить к модели допол-

¹⁰Так в простейших моделях с передачей нарушения гравитационными взаимодействиями имеет место именно такая ситуация, получившая название *проблемы лёгких глюино*, см. например [95].

нительный синглет по калибровочной группе SM : скаляр, псевдоскаляр и майорановский фермион (синглино). Синглет взаимодействует с хиггсовскими бозонами, чем модифицирует общий скалярный потенциал, обеспечивая электрослабый фазовый переход сильно I рода. Синглетный скаляр приобретает ненулевое вакуумное среднее, дающее массы хиггсину, и вкладывающее в массы хиггсовских бозонов. В контексте “стандартной” схемы такая модификация называется NMSSM (Next-to-minimal supersymmetric Standard Model). В данном случае рассматривается её “расщеплённый” вариант. Этому посвящён раздел § 1 главы 2, содержащий основные результаты работы [99].

Исследование потенциала теории с учётом квантовых и температурных поправок (свободная энергия) позволило найти область параметров, допускающую фазовый переход сильно I рода. В модели имеется несколько новых (по отношению к SM) источников нарушения CP -симметрии, участвующих в генерации барионного заряда. Для одного из источников было продемонстрировано, что барионная асимметрия нужной величины может быть получена для широкой области пространства параметров. Для той же области были вычислены вклады в электрический дипольный момент нейтрона и аномальный магнитный момент электрона, которые оказались на уровне, перспективном для проверок в экспериментах следующего поколения. Показано, что в интересной области параметров легчайший фермион — линейная комбинация синглино и хиггсина — может объяснить явление тёмной материи.

Рассмотрение модели с расщеплённым спектром приводит к общему вопросу о том, какие низкоэнергетические проявления суперсимметрии можно ожидать в моделях, где суперпартнёры частиц SM — скварки, слептоны, калибрино — тяжёлые и не доступны для прямого рождения и последующего исследования на ЛНС. Проявления помимо квантовых

поправок суперпартнёров, обсуждавшихся выше. Речь здесь идёт о физических явлениях, обусловленных динамикой полей *скрытого сектора*, в котором происходит спонтанное нарушение суперсимметрии, передающееся затем в видимый сектор. Там оно проявляется, в частности, в виде нарушающих суперсимметрию доминирующих вкладов в массы суперпартнёров частиц СМ. Отметим, что к явлениям этим имеется важный самостоятельный интерес вне зависимости от масштаба масс суперпартнёров. Их (возможное) обнаружение и последующее исследование позволит заглянуть в скрытый сектор, понять динамику, ответственную за спонтанное нарушение суперсимметрии.

В данном контексте ясно, что такое исследование возможно лишь для моделей, допускающих прямое рождение частиц скрытого сектора в ускорительных экспериментах, или их появление в ранней Вселенной, влияющее на её дальнейшее развитие. Здесь мы ограничимся рассмотрением наиболее важной и интересной части скрытого сектора — *супермультиплетта голдстино*. По определению, это именно тот супермультиплет, чья вспомогательная компонента получила ненулевое вакуумное среднее F , чем нарушила спонтанно суперсимметрию во всей теории. Фермионная компонента χ мультиплетта является голдстоуновским полем, а потому взаимодействие его со всеми остальными полями теории универсально: производная компоненты умножается на суперток всей модели

$$\mathcal{L} \propto \frac{1}{F} \partial_\mu \chi J_{\text{SUSY}}^\mu. \quad (5)$$

Таким образом, вне зависимости от механизма нарушения суперсимметрии и конкретной модели его реализующей, взаимодействие голдстино подавлено величиной F , которая имеет размерность квадрата массы. Величина \sqrt{F} есть энергетический масштаб спонтанного нарушения суперсимметрии во всей теории, поэтому измерение константы связи голдстино

крайне важно.

Если в природе реализована локальная суперсимметрия — *супергравитация* — то у гравитона (частицы спина 2) также имеется суперпартнёр — гравитино — со спином $3/2$. В результате действия суперхиггсовского механизма поле голдстино становится продольной компонентой гравитино, которое получает массу $m_{3/2}$, полностью определяемую отношением величины параметра F к гравитационному масштабу [95]

$$m_{3/2} = \frac{\sqrt{8\pi} F}{\sqrt{3} M_{Pl}} .$$

Кинематика допускает прямое рождение гравитино на современных коллайдерах при массе $m_{3/2}$ не выше нескольких ТэВ, что открывает *принципиальную возможность* определения масштаба физики скрытого сектора (ответственного за спонтанное нарушение суперсимметрии в полной теории), если он лежит не выше, чем $\sqrt{F} \sim \sqrt{m_{3/2} M_{Pl}} \sim 10^{11}$ ГэВ.

Для практической реализации в ускорительных экспериментах этой принципиальной возможности требуется, конечно, чтобы константы взаимодействия гравитино (её продольной компоненты — голдстино, взаимодействие поперечных компонент сугубо гравитационное) были не малы, а значит масштаб нарушения суперсимметрии не слишком высок, и *гравитино — лёгкое*. Во взаимодействии (5) можно “перебросить” производную на суперток, который при спонтанном нарушении суперсимметрии перестаёт сохраняться, в частности, из-за различия масс партнёров (например, кварки) и суперпартнёров (скварки, соответственно). Таким образом, константы взаимодействия голдстино с полями СМ и их суперпартнёрами тем меньше, чем ниже масштаб масс суперпартнёров и чем выше масштаб нарушения суперсимметрии. В вершине взаимодействия голдстино наряду с частицей СМ обязательно присутствует её суперпартнёр. В широком классе суперсимметричных моделей с R -чётностью, фе-

номенологически мотивированных отсутствием распада протона, гравитино R -нечётно. Поэтому в ситуации, когда суперпартнёры тяжёлые и не рождаются в столкновениях на коллайдерах, гравитино там должны появляться парами. Как следует из (5), амплитуда этого процесса пропорциональна $1/F^2$, а потому сильно подавлена.

Феноменологический интерес представляют модели с относительно невысоким масштабом нарушения суперсимметрии, где гравитино — лёгкое, легче всех остальных суперпартнёров. R -чётность обеспечивает стабильность легчайшего суперпартнёра — в данном случае гравитино. Стабильное гравитино может решить проблему тёмной материи, если в ранней Вселенной не входит в равновесие в первичной плазме¹¹. В этой ситуации доля рождённых в первичной плазме гравитино в полной плотности энергии Вселенной зависит как от массы гравитино (т.е. масштаба нарушения суперсимметрии), так и от масс суперпартнёров частиц СМ. Кроме того, имеется зависимость от *максимальной температуры* в ранней Вселенной (температуры *первичного разогрева*), поскольку в первичной плазме наиболее интенсивное рождение гравитино в процессах рассеяния суперпартнёров происходит именно на самых ранних этапах развития. Есть и другой механизм рождения гравитино: поскольку гравитино является легчайшим суперпартнёром, распад любого из суперпартнёров частиц СМ приводит к его появлению.

Наличие двух механизмов рождения гравитино в первичной плазме обуславливает сложную зависимость его окончательного вклада в относительную плотность энергии Ω_{DM} от параметров модели и начальных условий теории горячего Большого взрыва — температуры разогрева [100]. В такой ситуации конкретная получившаяся величина Ω_{DM} выгля-

¹¹Термальное гравитино оказывается слишком горячим для тёмной материи и приводило бы к неприемлемой картине структур во Вселенной, см. например [38].

дит как результат случайного выбора параметров суперсимметричных моделей и динамики процессов в ранней Вселенной (инфляция и послеполноценный разогрев).

Такого кандидата на роль частиц тёмной материи нельзя назвать *натуральным*, в отличие от нейтралино. С другой стороны, в некоторой области пространства параметров модели гравитино формирует не холодную, а *тёплую* компоненту тёмной материи, что представляет определённый интерес в связи с имеющимися указаниями на некоторые сложности, с которыми сталкивается модель холодной тёмной материи при описании структур на малых масштабах. Здесь стоит перечислить проблему нехватки карликовых галактик в окрестности нашей Галактики [101, 102, 103, 104], проблему медленного роста плотности массы тёмной материи при приближении к центру галактики [105, 106, 107] и проблему большого углового момента дисковых галактик [108, 109, 110]. По определению, частицы тёплой тёмной материи в эпоху начала интенсивного роста структур в ранней Вселенной ($T \simeq 1$ эВ, см. обсуждение выше) имеют небольшие, но отличные от нуля скорости. Эти частицы не взаимодействуют между собой, а потому все возмущения материи с характерными размерами меньше соответствующей длины свободного пробега частиц тёмной материи оказываются сглаженными. Это естественным образом приводит к уменьшению числа карликовых галактик: ведь они образуются вследствие роста возмущений именно небольших пространственных размеров. В момент формирования галактики из вещества, собранного в данной области, частицы тёплой тёмной материи не неподвижны: в облаке есть ненулевая дисперсия скоростей, что может препятствовать формированию в центре галактики области черезчур высокой плотности массы [111, 112], наблюдаемой во многих компьютерных симуляциях процесса формирования гало из покоящихся частиц (WIMPs), но проти-

воречащей астрономическим данным.

Обсуждению возможности формирования тёплой тёмной материи из гравитино посвящён раздел § 2 главы 2. Здесь рассматривается общее для всех кандидатов на роль частиц тёмной материи требование на величину массы частицы и величину дисперсии скоростей частиц [113, 114], следующее из сохранения фазового объёма в пространстве частиц тёмной материи (теорема Лиувилля, см. [115]). А именно, фазовая плотность на *микроскопическом уровне* остаётся постоянной, и в данной модели (суперсимметричное обобщение СМ с лёгким гравитино) может быть вычислена на линейной стадии эволюции возмущений, предшествующей непосредственно формированию внутренней структуры галактики. На практике, однако, непосредственно предсказание для фазовой плотности проверить не удаётся. Плотность массы тёмной материи в галактике вычисляется не напрямую, а по известному с какой-то точностью гравитационному потенциалу. Дисперсия скоростей считается такой же, как у обычного вещества (звёзды, облака газа) и оценивается из спектроскопии. Это не позволяет оценить *микроскопическую* фазовую плотность частиц тёмной материи в галактике. Вместо этого используют другую наблюдаемую, имеющую смысл *усреднённой фазовой плотности* (coarse-grained phase space density), для которой справедливо утверждение, что в ходе эволюции гравитирующей системы бесстолкновительных частиц (включая нелинейную стадию формирования структур) она уменьшается [116] для наиболее заселённых областей (например, центр галактики) из-за релаксационных процессов.

В разделе § 2 главы 2 задётся вопрос, какое ограничение отсюда следует на параметры суперсимметричных моделей и температуру разогрева, если рассматривать область лёгких масс гравитино $m_{3/2} \gtrsim 1 \text{ кэВ}$. В результате исследования процесса рождения гравитино в ранней Все-

ленной, сравнения полученной величины усреднённой фазовой плотности реликтовых гравитино с наблюдениями гравитационных потенциалов и дисперсий скоростей видимого вещества в галактиках, была найдена [117] область пространства параметров суперсимметричных обобщений СМ, для которой гравитино может составлять тёплую или холодную тёмную материю, и при этом не противоречить экспериментальным оценкам усреднённой фазовой плотности галактической материи. Эта область соответствует спектру суперпартнёров, отчасти похожему на расщеплённую суперсимметрию, рассматриваемую в разделе § 1 главы 2: скварки и глюино должны быть относительно тяжёлыми (недоступными для прямого рождения на ЛНС), в то время как рождение калибрино, хиггсино, слептонов, кинематически разрешено. Такой спектр масс сложен для феноменологического анализа на ЛНС: требует кропотливого исследования при большой статистике событий. Разрешённая область масс гравитино лежит выше $m_{3/2} \gtrsim 1.5 \text{ кэВ}$ [117], и поскольку калибрино кинематически доступны для исследования на ЛНС, то модель с лёгкими гравитино, образующими тёплую тёмную материю, будет проверена на ЛНС [117].

Партнёром голдстино по супермультиплету, где произошло спонтанное нарушение суперсимметрии, является *сголдстино* имеющее скалярную и псевдоскалярную компоненты. В отличие от голдстино, эти частицы R -чётны, как и частицы СМ, а потому могут распадаться в частицы СМ, и рождаться в их рассеяниях не обязательно парами, но и одиночно. Это обстоятельство даёт заметное преимущество в поисках проявлений скрытого сектора: *процессы с участием сголдстино подавлены слабее аналогичных с гравитино*. Недостаток в том, что массы сголдстино (в отличие от массы гравитино) являются модельно зависимыми параметрами, и хотя так же как и масса гравитино обращаются в нуль с F (т.е. с восстановлением суперсимметрии), явная связь между ними и параметром

F различна в различных моделях. При изучении общей феноменологии сектора голдстино эти массы следует считать свободными параметрами с единственным естественным ограничением: они должны быть не больше масштаба нарушения суперсимметрии.

Лагранжиан взаимодействия сголдстино с полями СМ можно получить из аналогичного для голдстино под действием преобразования суперсимметрии. Можно его получить и иным способом — используя *шпунрионный формализм* [118], в котором выписываются всевозможные суперсимметричные и калибровочно инвариантные взаимодействия между синглетным по калибровочной группе СМ мультиплетом голдстино и мультиплетами полей СМ. В получившейся модели вспомогательную компоненту супермультиплета голдстино считают полностью нединамической и заменяют на ненулевое вакуумное среднее F , нарушающее суперсимметрию в полной теории. При этом происходит явное нарушение суперсимметрии, и слагаемые лагранжиана, описывающие взаимодействия со вспомогательной компонентой супермультиплета голдстино дают слагаемые, явно нарушающие суперсимметрию в видимом секторе: массы суперпартнёров, трилинейные константы взаимодействия, смешивание хиггсовских дублетов. Таким образом, произвольные константы связи первоначального лагранжиана выражаются через нарушающие суперсимметрию в видимом секторе параметры и величину F , имеющую смысл квадрата масштаба нарушения суперсимметрии в полной теории. Полный вывод лагранжиана взаимодействия между полями СМ и их суперпартнёрами с полями гравитино (голдстино) и сголдстино можно найти в работе [119] (см. также [118, 120]).

Раздел § 3 главы 2 посвящён феноменологии моделей с низкоэнергетическим нарушением суперсимметрии $\sqrt{F} \ll M_P$ и относительно лёгкими сголдстино, $m_{S,P} \lesssim 100$ ГэВ. Дается обзор астрофизических, лаборатор-

ных, ускорительных экспериментов (чувствительных к физике сголдстино), чьи результаты используются для получения нетривиальных ограничений на *масштаб нарушения суперсимметрии* в моделях с соответствующим масштабом масс сголдстино. *Это наиболее сильные модельно-независимые феноменологические ограничения на масштаб нарушения суперсимметрии в полной модели.* Приводятся оценки чувствительности экспериментов на LHC [121, 122, 123, 124, 125] к этим моделям. Поиск сголдстино включён в перечень физических задач для эксперимента CMS на LHC [126].

Отметим, что в литературе была предложена [127, 128, 129] интерпретация аномалии в распаде $\Sigma^+ \rightarrow p\mu^+\mu^-$, обнаруженной экспериментом HyperCP в Fermilab, как рождение псевдоскалярного сголдстино P в двухчастичном процессе $\Sigma^+ \rightarrow pP$ и его последующего двухчастичного распада в мюоны, $P \rightarrow \mu^+\mu^-$ ¹². Статистическая значимость аномалии не велика: измерение парциальной ширины оказалось на 2-3 стандартных отклонения выше теоретических предсказаний. Это первое наблюдение такого трёхчастичного распада Σ -гиперона, и всего было зарегистрировано только три таких события. Во всех событиях, однако, инвариантный импульс мюонной пары $M_{\mu^+\mu^-}$ оказался равным одному и тому же числу с точностью до разрешающей чувствительности эксперимента, $M_{\mu^+\mu^-} \approx 214.3 \pm 0.5$. Это и привело к интерпретации всех трёх событий не как наблюдение распада $\Sigma^+ \rightarrow p\mu^+\mu^-$, а как рождение и последующий распад новой частицы с массой 214 МэВ. Интересно, что что похожие указания на пик в распределении по инвариантной массе мюонов (электронов) имелись (на небольшом уровне статистической достоверности) и для распада $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ изучавшегося в экспериментах E865 [132] и

¹² Позднее были предложены и иные обобщения СМ с целью интерпретации аномалии HyperCP, одна из которых [130] пока не закрыта экспериментально.

NA48/2 [133].

Рождение сголдстино в двухчастичном распаде тяжёлых барионов (гиперонов) было проведено в [131], где оценивалась чувствительность к парциальным ширинам распада гиперона, которую необходимо достигнуть, чтобы сделать поиск сголдстино в распадах гиперонов физически интересным. Интерпретация аномалии как рождение лёгкого сголдстино подразумевает *низкий масштаб нарушения суперсимметрии*, в полной теории, $\sqrt{F} \lesssim 60$ ТэВ [129], а потому даёт принципиальную возможность для её экспериментальной проверки. Более того, эта интерпретация предполагает нарушение кварковых ароматов во взаимодействии сголдстино в кварковом секторе, что открывает дополнительные возможности для её проверки на действующих и строящихся установках. Так, было предложено [129] искать сголдстино в аналогичных распадах более тяжёлых гиперонов и трёхчастичных распадах каонов $K \rightarrow P\pi\pi$. Поиски в экспериментах E391a и E799 распада $K_L \rightarrow P\pi^0\pi^0$ с последующим распадом $P \rightarrow \mu^+\mu^-$ не дали положительных результатов [134, 135], что позволило исключить гипотезу о вещественной константе взаимодействия сголдстино с d - и s -кварками, в случае мнимой константы этот процесс подавлен до уровня парциальной ширины 3×10^{-13} , лежащего значительно ниже чувствительности эксперимента KTeV. Поиски сголдстино в распадах каонов проводились также в эксперименте ИСТРА+ [136].

Гипотезу о сголдстино как объяснение аномалии предлагалось проверить в столкновениях на электрон-позитронных коллайдерах [129], в редких распадах D - и B -мезонов [137, 125]. Такие поиски велись в эксперименте Belle, однако пока не дали положительных результатов [138]. Они также ведутся в эксперименте LHCb [139].

В итоге диссертация состоит из Введения, двух глав основного текста и Заключения. Состав глав представлен выше. В Заключении формули-

руются основные результаты, полученные в диссертации.

В основу диссертации положены работы, выполненные в 2000–2012 гг. в Отделе теоретической физики ИЯИ РАН.

Основные результаты, полученные в диссертации, неоднократно докладывались автором на научных семинарах ИЯИ РАН, Свободного университета Брюсселя, Института теоретической физики Лозаннского политехнического института, Института Нильса Бора в Копенгагене, Стокгольмского университета Альба-Нова, Института теоретической физики Анси, Объединённого института ядерных исследований, Физического института им. Лебедева, Института теоретической и экспериментальной физики им. Алиханова, Научно-исследовательского института ядерной физики им. Скобельцына МГУ, Института космических исследований РАН, Государственного астрономического института им. Штернберга МГУ, Института ядерной физики им. Будкера СО РАН; на международных семинарах “Кварки–2004” (Пушкинские горы), “Кварки–2008” (Сергиев Посад), “Кварки–2010” (Коломна), “Кварки–2012” (Ярославль), на международных конференциях “QFTNER-2001” (Тверь), “QFTNER-2011” (Сочи), на Гинзбургской конференции по физике (Москва 2012), на международной конференции “SUSY-2001” (Дубна), “ $e^+ - e^-$ -столкновения от ϕ до ψ ” (2006, Новосибирск), на международных конференциях “Физика на Тевных коллайдерах” (Лез Уш, 2001), “Встречи в Морионе (Электрослабые взаимодействия и Объединённые теории)” (Лез Арк, 2002), “Встречи во Вьетнаме (новые взгляды на физику частиц)” (Ханой, 2004), “Kaons-2007” (Фраскати), “SCALARS-2011” (Варшава), “Нарушение барионного и лептонных чисел” (Гатлинбург, 2011), Юкавском международном семинаре “Гравитация и космология” (Киото, 2010), испано-российском семинаре “Физика частиц, ядерная физика и астрофизика” (Барселона, 2011), “Гравитация, астрофизика и космология” (Куи-Нон, 2011), “Актуальные

темы современной космологии” (Каржез, 2012), на открытых Совещаниях CMS по перспективам физики частиц на Большом адронном коллайдере (Алушта 2010, 2011), на открытом совещании по перспективам физики на новых В-фабриках (Цукуба, 2010), на совещаниях по физике на LHCb (Женева, 2011, Москва, 2012), на Ломоносовских международных конференциях по физике элементарных частиц (Москва 2011, 2009), на Всероссийском совещании по прецизионной физике и фундаментальным физическим константам (Дубна, 2011), использованы в курсах лекций, прочитанных автором на международных Школах современной теоретической физики DIAS (Дубна, 2007, 2008, 2010), на зимних школах Петербургского института ядерной физики (Рощино 2010, 2011, 2012), на международной байкальской летней школе ОИЯИ-ИГУ (Большие коты, 2012), а также в различных научно-популярных лекциях, и опубликованы в работах [25, 31, 65, 69, 71, 76, 84, 98, 99, 117, 119, 122, 123, 124, 125, 129, 131, 137].

Глава 1

Феноменологически полные минимальные обобщения СМ

В данной Главе рассмотрены обобщения Стандартной модели физики частиц, претендующие на феноменологическую полноту. А именно, в этих обобщениях находят своё объяснение подробно рассматриваемые во Введении явления нейтринных осцилляций, тёмной материи, барионной асимметрии Вселенной, и реализуется ранняя инфляционная стадия развития Вселенной. Материалы этой Главы основаны на результатах работ [25, 31, 65, 69, 71, 76, 84].

§ 1 Физика модели ν MSM

В этом разделе рассматривается пример перенормируемого обобщения СМ, построенного по принципу “снизу-вверх”: стартуя с *минимального по числу новых полей и взаимодействий* решения загадки нейтринных осцилляций, величины новых параметров *подстраиваются* таким образом, чтобы с тем же набором полей решить и две другие, космологические проблемы (явление тёмной материи и барионная асимметрия Вселенной). Оказывается, это можно сделать, причём в *теоретически наиболее предпочтительном варианте*: когда все новые частицы оказываются ниже электрослабого масштаба, нет усугубления проблемы калибровочной иерархии. Замечательно, что этот же вариант является *наиболее предпочтительным и с феноменологической стороны*: новые частицы можно напрямую исследовать в ускорительных экспериментах. Этой стороне вопроса и посвящён по большей части данный раздел, основанный на работе [25]. Редкой особенностью данной модели является реалистичная перспектива экспериментально исследовать всю область пространства модельных параметров для ситуации, когда масштаб масс новых

частиц не превышает нескольких ГэВ.

Речь идёт о модели, получившей в литературе название ν MSM (минимальное нейтринное расширение SM) [42, 43], где к составу полей SM добавляется три новых майорановских фермиона — синглеты по калибровочной группе SM. Для них можно ввести единственное перенормируемое взаимодействие с полями SM: юкавского типа связь с хиггсовским полем и лептонным дублетом. При этом, поскольку лептонный дублет имеет левую киральность, новые фермионы в этом взаимодействии оказываются правыми. После спонтанного нарушения электрослабой симметрии это юкавское взаимодействие приводит к смешиванию на квадратичном уровне между активными нейтрино и стерильными фермионами, поэтому фермионы называют *стерильными нейтрино*. После диагонализации в секторе нейтрино активные нейтрино приобретают массы, а их ароматные состояния (состояния в калибровочном базисе) смешиваются между собой, что и нужно для описания нейтринных осцилляций. При этом далеко не все модельные параметры (массы стерильных нейтрино и юкавские константы связи) фиксируются. Оставшиеся можно подобрать так, что легчайшее стерильное нейтрино будет стабильно на космологических временных масштабах и составит тёмную материю. Нестабильность этой тёмной материи даёт интересный способ её поиска: двухчастичный радиационный распад стерильного нейтрино в активное нейтрино и фотон должен проявляться как почти монохроматическая линия (с дисперсией порядка скорости частиц тёмной материи в Галактике $v \sim 10^{-3}$) космического излучения на частоте, равной половине массы стерильного нейтрино. В данной модели и её обобщениях речь идёт о кэВном диапазоне энергии фотонов, доступном для прямого исследования на рентгеновских космических телескопах. Ненулевые массы стерильных нейтрино нарушают лептонное число в модели. Два других стерильных нейтрино

обеспечивают генерацию лептонной асимметрии до электрослабого фазового перехода, так что сфалеронные переходы перерабатывают её в барионную асимметрию. Кроме того, в минимальной модели, сгенерированная уже после электрослабого фазового перехода лептонная асимметрия способствует неравновесному рождению лёгких стерильных нейтрино, составляющих тёмную материю. Массы тяжёлых стерильных нейтрино при этом оказываются ниже электрослабой шкалы, так что кинематически есть возможность рождения новых частиц и их изучения напрямую в ускорительных экспериментах. Учитывая малость юкавских констант связи, практический интерес представляет ситуация, когда эти массы не превышают нескольких ГэВ. Такие стерильные нейтрино будут рождаться в редких (слабых) распадах тяжёлых мезонов и барионов. Поиск таких распадов — один из способов обнаружить стерильные нейтрино. Другой вариант: поиск (слабых) распадов самих стерильных нейтрино в частицы SM, происходящих из-за смешивания с активными нейтрино. При данной массе стерильных нейтрино величины юкавских констант (или углы смешивания с активными нейтрино) ограничены сверху (из требования неравновесности процессов со стерильными нейтрино в первичной плазме) и снизу (из требования обеспечить необходимый масштаб масс активным нейтрино), так что и парциальные ширины распада мезонов на стерильные нейтрино и время жизни стерильных нейтрино ограничены сверху и снизу. Это открывает возможность *полностью проверить предсказания данной модели*, претендующей на феноменологическую полноту и теоретическую самосогласованность. Получению этих предсказаний и построению стратегии экспериментальной проверки модели и посвящён данный раздел.

Отметим, что феноменологический успех ν MSM обеспечивается за счёт *тонкой подстройки* ряда параметров. В частности, одна из масс

синглетных фермионов должна быть в области $\mathcal{O}(10)$ кэВ для создания тёмной материи, две другие массы должны быть много тяжелее, но почти вырождены [43, 35], для усиления CP-нарушающих эффектов в осцилляциях стерильных нейтрино, приводящих к барионной асимметрии. Дополнительно, юкавские константы стерильного нейтрино тёмной материи должны быть много меньше юкавских констант тяжёлых синглетов, чтобы удовлетворить космологическим и астрофизическим ограничениям [42]. Эти тонкие подстройки стабильны относительно радиационных поправок. Кроме того, специфическая структура масс и юкавских констант связи может быть следствием лептонной симметрии [140], несколько нарушенной майорановскими массами и юкавскими константами. В то же время не все 18 новых параметров модели фиксированы: пространство параметров всё еще остаётся обширным, даже после решения всех феноменологических проблем СМ, что даёт возможность использовать разные экспериментальные методы для тестирования предсказаний модели.

1.1 Лагранжиан и параметры ν MSM Лагранжиан модели запишем в следующей параметризации:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\nu\text{MSM}} = \mathcal{L}_{\text{MSM}} \\ + \tilde{N}_I i \partial_\mu \gamma^\mu \tilde{N}_I - F_{\alpha I} \bar{L}_\alpha \tilde{N}_I \tilde{\Phi} - M \tilde{N}_2^c \tilde{N}_3 - \frac{\Delta M_{IJ}}{2} \tilde{N}_I^c \tilde{N}_J + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где \tilde{N}_I — правокиральные синглетные фермионы (обозначения без тильды используются для массовых состояний), $\tilde{\Phi}_i = \epsilon_{ij} \Phi_j^*$, Φ и L_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) — хиггсовский и лептонные дублеты, F — матрица юкавских констант связи, M — общая масса двух тяжёлых нейтральных фермионов, величина ΔM_{IJ} связана с массой легчайшего стерильного нейтрино N_1 и обеспечивает нужное для появления резонансных процессов в первичной плазме небольшое расщепление масс компонент N_2 и N_3 , $\Delta M_{IJ} \ll M$.

Юкавские константы связи нейтрино тёмной материи $|F_{\alpha 1}| \lesssim 10^{-12}$ сильно ограничены из космологии [42] и прямых наблюдений за космическим рентгеновским излучением [141], так что и эти константы и само легчайшее стерильное нейтрино N_1 в дальнейшем мы игнорируем.

В пределе $\Delta M_{IJ} \rightarrow 0$, $F_{\alpha 2} \rightarrow 0$ лагранжиан (1.1) обладает глобальной $U(1)_L$ лептонной симметрией [140]. Мы будем полагать, что нарушение этой симметрии мало не только в массовом секторе (это требуется для успешного бариогенезиса и объяснения тёмной материи), но и в юкавском секторе, $|F_{\alpha 3}| \ll |F_{\beta 2}|$. Для случая $|F_{\alpha 3}| \sim |F_{\beta 2}|$ общие выводы будут теми же, однако парциальные ширины разных реакций изменятся. Мы также пренебрегаем CP-нарушающими эффектами, исчезающими в пределе сохранения лептонного числа. Они могут быть рассмотрены отдельно.

Как меру нарушения $U(1)_L$ -симметрии введём малый параметр $\epsilon = F_3/F \ll 1$, где $F_i^2 = [F^\dagger F]_{ii}$, и $F_2 \equiv F$. В работе [140] было получено ограничение снизу на величину ϵ , следующее из генерации барионной асимметрии Вселенной, $\epsilon \gtrsim 0.6 \cdot \kappa \cdot 10^{-4} (M/\text{GeV})$, где $\kappa = 1(2)$ для случаев нормальной(обратной) иерархии в секторе активных нейтрино.

Массовые состояния $N_{2,3}$ связаны с $\tilde{N}_{2,3}$ унитарным преобразованием

$$\tilde{N} = U_R N, \quad (1.2)$$

где 2×2 -матрица U_R имеет вид

$$U_R \simeq \frac{e^{i\phi_0}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & e^{i\phi_2} \\ -e^{-i\phi_2} & e^{-i\phi_1} \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

и фазы ϕ_k , $k = 1, 2$, могут быть выражены через элементы матрицы ΔM_{IJ} .

В результате, для $\epsilon \ll 1$ взаимодействия массовых состояний принимают довольно простую форму

$$L_N \simeq -\frac{1}{\sqrt{2}} f_\alpha \bar{L}_\alpha (N_2 + N_3) \tilde{\Phi} - \frac{M_2}{2} \bar{N}_2^c N_2 - \frac{M_3}{2} \bar{N}_3^c N_3 + \text{h.c.}, \quad (1.4)$$

где $f_\alpha = |F_{\alpha 2}|$. Массы M_2 и M_3 должны быть почти одинаковыми (успешный лептогенезис требует *резонансных* осцилляций нейтрино), $\Delta M^2 = |M_2^2 - M_3^2| \lesssim 10^{-5} M^2$ [43, 35, 140]. Барионная асимметрия генерится наиболее эффективно если $\Delta M^2 \simeq (2 \text{кэВ})^2$, однако несколько большее или меньшее вырождение также подходит. Отметим, что при интересных для ускорительной феноменологии величинах расстояний и энергии нейтрино никаких осцилляционных эффектов между почти вырожденными состояниями с $\Delta M^2 \simeq (2 \text{кэВ})^2$ не ожидается: все процессы можно рассматривать как обычные некогерентные процессы с двумя независимыми частицами (почти) одинаковой массы.

Константы связи f_α можно выразить [140] через элементы матрицы масс активных нейтрино M_ν . Явный вид удобно представить, воспользовавшись параметризацией [142]:

$$M_\nu = V^* \cdot \text{diag}(m_1, m_2 e^{2i\delta_1}, m_3 e^{2i\delta_2}) \cdot V^\dagger, \quad (1.5)$$

с $V = R(\theta_{23}) \text{diag}(1, e^{i\delta_3}, 1) R(\theta_{13}) R(\theta_{12})$, матрицей смешивания активных нейтрино [144], и выбирая для нормальной иерархии $m_1 < m_2 < m_3$, а для обратной $m_3 < m_1 < m_2$. Все массы активных нейтрино положительны. Как показано в [42, 145, 141, 146], одна из масс активных нейтрино должна быть много меньше *солнечной* разницы масс, $m_{\text{sol}} = \sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2} \simeq 0.01 \text{эВ}$, так что другие массы просто равны $m_{\text{atm}} = \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \simeq 0.05 \text{эВ}$ и m_{sol} для нормальной иерархии, и m_{atm} с расщеплением $\delta m = m_{\text{sol}}^2 / 2m_{\text{atm}}$ для обратной иерархии.

Для константы F имеем [140]:

$$F^2 \simeq \kappa \frac{m_{\text{atm}} M}{2v^2 \epsilon}, \quad (1.6)$$

где $v = 174 \text{ГэВ}$ определяется вакуумным средним хиггсовского поля и $\kappa \simeq 1(2)$ для нормальной (обратной) иерархии.

Отношения юкавских констант f_α можно выразить через элементы матрицы смешивания активных нейтрино [140]. Простое выражение можно получить для случая $\theta_{13} = 0$, $\theta_{23} = \pi/4$, являющегося неплохим приближением к измеренным величинам $\theta_{13} \ll \theta_{23}$ (подробное рассмотрение поправок по ненулевому параметру θ_{13} проведено в работе [143]). Для нормальной иерархии есть варианты:

$$f_e^2 : f_\mu^2 : f_\tau^2 \approx \frac{m_2}{m_3} \sin^2 \theta_{12} |1 \pm x|^2 : \frac{1}{2} |1 - x^2|^2 : \frac{1}{2} |1 \pm x|^4, \quad (1.7)$$

где $x = ie^{i(\delta_1 - \delta_2 - \delta_3)} \sqrt{\frac{m_2}{m_3}} \cos \theta_{12}$, и допустимы все сочетания знаков. Для численных оценок берём [142] $\sin^2 \theta_{12} \simeq 0.3$, откуда $x \simeq 0.35ie^{i(\delta_1 - \delta_2 - \delta_3)}$ и $f_e^2 / (f_\mu^2 + f_\tau^2) \sim 0.05$. Другими словами, связь синглетного фермиона с лептонами первого поколения подавлена, а константы связи со вторым и третьим близки.

Для случая обратной иерархии два из четырёх решения почти вырождены, так что получаем [140]:

$$f_e^2 : f_\mu^2 : f_\tau^2 \approx \frac{1+p}{1-p} : \frac{1}{2} : \frac{1}{2}, \quad (1.8)$$

где $p = \pm \sin \delta_1 \sin(2\theta_{12})$. Принимая то же значение θ_{12} , как и раньше, приходим к $f_e^2 / (f_\mu^2 + f_\tau^2) \sim (0.04 - 25)$, в зависимости от неизвестной величины CP-нарушающей фазы δ_1 . Константы связи $N_{2,3}$ с поколениями μ и τ почти одинаковы, а константа связи с электроном и его нейтрино может быть существенно усилена или ослаблена. Поправки к выражениям (1.7), (1.8) порядка $\mathcal{O}(\epsilon)$ и для $\epsilon \sim 1$ отношения констант связи могут заметно отличаться от (1.7), (1.8).

Соотношения (1.6), (1.7), (1.8) формируют основу для анализа экспериментальных проявлений тяжёлых нейтральных лептонов. Традиционно силу связи нейтрального лептона X с заряженным или нейтральным токами аромата α характеризуют величинами $U_{\alpha X}$ и $V_{\alpha X}$. В ν MSM есть

два нейтральных лептона с почти идентичными константами связи (если $\epsilon \ll 1$), так что

$$|U_{\alpha 1}| = |V_{\alpha 1}| = |U_{\alpha 2}| = |V_{\alpha 2}| \equiv |U_{\alpha}| . \quad (1.9)$$

Общий масштаб силы связи порядка

$$U^2 \equiv \sum_{\alpha} |U_{\alpha}|^2 = \frac{F^2 v^2}{2M^2} , \quad (1.10)$$

а соотношения между различными ароматами следуют из (1.7), (1.8).

Было найдено в [140] (см. также [35, 43]), что для успешного бариогенезиса константа F должна быть весьма мала, $F \lesssim 1.2 \times 10^{-6}$, иначе N_2 и N_3 войдут в термальное равновесие выше электрослабой шкалы и барионная асимметрия затрётся. Это даёт ограничение сверху

$$U^2 < 2\kappa \times 10^{-8} \left(\frac{\text{GeV}}{M} \right)^2 . \quad (1.11)$$

Малость требуемой связи нейтральных лептонов делает их экспериментальный поиск сложной задачей, в особенности для больших M .

В рамках ν MSM есть также ограничение на U снизу. Наибольшее значение параметра ϵ , характеризующего нарушение лептонной $U(1)$ симметрии есть $\epsilon = 1$. А значит,

$$U^2 > 1.3\kappa \times 10^{-11} \left(\frac{\text{GeV}}{M} \right) . \quad (1.12)$$

Дальнейшие космологические ограничения на константы связи тяжёлых стерильных нейтрино даёт первичный нуклеосинтез. Темп рождения этих частиц в плазме расширяющейся Вселенной максимален где-то при температуре [147] $T_{peak} \sim 10 (M/\text{GeV})^{1/3} \text{ GeV}$, и для $U^2 > 2 \times 10^{-13} (\text{GeV}/M)$ они были в термальном равновесии в некоторой области вблизи T_{peak} . Это всегда верно, поскольку должно выполняться условие (1.12). Ниже мы увидим, что ограничения из нуклеосинтеза

несколько строже (1.12) для небольших масс фермионов $M_N < 1 \text{ ГэВ}$. Совокупность неравенств (1.11), (1.12) и ограничения из нуклеосинтеза определяют реалистичную область пространства параметров, исследовав которую в экспериментах физики частиц можно *подтвердить или полностью опровергнуть* νMSM .

Соотношения (1.7), (1.8) всё ещё оставляют много свободы в связях между юкавскими константами различных лептонных ароматов, поскольку величины майорановских CP-нарушающих фаз в секторе активных нейтрино неизвестны. Тогда для представления количественных оценок мы рассмотрим три набора юкавских констант, соответствующих трём “предельным иерархиям”, когда величины юкавских констант f_α, f_β взяты как можно меньше по сравнению с величиной другой константы $f_\gamma, \alpha \neq \beta \neq \gamma$, которая таким образом в основном и определяет общую силу смешивания U^2 . В дальнейшем мы будем ссылаться на эти наборы как на реперные модели I, II и III, для которых отношение констант можно получить из формул (1.7), (1.8):

$$\begin{aligned} \text{model I} & : f_e^2 : f_\mu^2 : f_\tau^2 \approx 52 : 1 : 1 , \quad \kappa = 2 , \\ \text{model II} & : f_e^2 : f_\mu^2 : f_\tau^2 \approx 1 : 16 : 3.8 , \quad \kappa = 1 , \\ \text{model III} & : f_e^2 : f_\mu^2 : f_\tau^2 \approx 0.061 : 1 : 4.3 , \quad \kappa = 1 . \end{aligned}$$

Поясним, как эти числа получены. Для модели I просто максимально увеличиваем величину константы связи с электроном, выбирая подходящую комбинацию знаков в (1.8). Для модели III связь N с третьим поколением самая сильная. Это может произойти только при *нормальной* иерархии активных нейтрино, см. (1.7). Выбирая действительное положительное x видим, что максимальное значение отношения $|f_\tau/f_\mu|^2$ есть

$$\frac{|f_\tau|^2}{|f_\mu|^2} \simeq \left(\frac{1+x}{1-x} \right)^2 . \quad (1.13)$$

Как характерную точку выбираем центральные значения параметров нейтринного смешивания (см. например [142]), что даёт $x \approx 0.35$. Это означает, что отношение (1.13) может достигнуть значения 4.3 (в результате варьирования параметров матрицы смешивания активных нейтрино внутри экспериментально разрешённых интервалов можно получить несколько большее значение), Аналогично, максимальное значение отношения $|f_\tau/f_e|^2$ равно

$$\frac{|f_\tau|^2}{|f_e|^2} \simeq \left(\frac{m_2}{2m_3} \sin^2 \theta_{12} \cdot \left(\frac{1-x}{|1+x|^2} \right)^2 \right)^{-1} \simeq 71. \quad (1.14)$$

Так же можно получить величины констант связи в модели II.

Эти реперные модели выбраны, чтобы проиллюстрировать многообразие количественных предсказаний в рамках оригинального 18-мерного пространства параметров ν MSM, уже ограниченного из космологии, астрофизики и наблюдений нейтринных осцилляций. Для конкретного процесса они должны быть заключены между числами, полученными для реперных моделей для $\epsilon \ll 1$. Специальное исследование требуется провести для модели с $\epsilon \sim 1$, когда соотношения (1.7) и (1.8) несправедливы.

1.2 Ограничения свойств стерильных нейтрино из лабораторных исследований и предсказаний первичного нуклеосинтеза Анализ опубликованных результатов разных экспериментальных коллабораций показывает [25], что для масс стерильных нейтрино $M > 450$ МэВ имеющиеся прямые ограничения уступают модельным ограничениям (1.11), следующим из космологии. В интересной области пространства параметров смешивание мало, например для $M = 2$ ГэВ неравенства (1.11), (1.12) дают $6 \times 10^{-12} < U^2/\kappa < 5 \times 10^{-9}$.

Лучшие ограничения для малых масс $M < 450$ МэВ даёт эксперимент CERN PS191 [150, 151]: по порядку величины это $|U_{e,\mu}|^2 \lesssim 10^{-9}$ для масс

$250 \text{ МэВ} < M < 450 \text{ МэВ}$. Эти числа попадают в интересную область (1.11), и значит дают *прямые* ограничения на параметры νMSM .

Кроме того, есть нетривиальные ограничения *снизу* на величину смешивания, следующие из согласия предсказаний первичного нуклеосинтеза с фактической наблюдаемой распространённостью лёгких химических элементов. Распад стерильных нейтрино в ранней Вселенной не должен нарушить этого согласия: он должен произойти до начала нуклеосинтеза, так чтобы продукты распада успели термализоваться в плазме. Этот вопрос безмодельно рассматривался в работе [147] (недавно он был подробно изучен в контексте νMSM [148]), результаты которой можно использовать для трёх моделей из раздела 1.1. Поскольку там рассматривался случай одного дираковского нейтрино, а у нас есть два вырожденных по массе майорановских нейтрино, то число степеней свободы одно и то же, и ограничения из [147] на время жизни стерильного нейтрино справедливы и у нас.

В работе [147] подробно рассматривался интервал $10 \text{ МэВ} < M_N < 140 \text{ МэВ}$, а для более тяжёлых нейтрино указано верхнее ограничение на время жизни $\tau_N < 0.1 \text{ с}$ как заведомо достаточное, чтобы избежать интерференции с процессами нуклеосинтеза. Здесь мы принимаем это ограничение, оно впоследствии было уточнено в работе [148]. Для интервала $10 \text{ МэВ} < M_N < 140 \text{ МэВ}$ приближённо из численного расчёта процессов нуклеосинтеза получается [147]

$$U_{I\beta}^2 > \frac{1}{2} \left(s_{1,\beta} (M/\text{MeV})^\alpha_\beta + s_{2,\beta} \right) \quad (1.15)$$

с $s_{1,e} = 140.4$, $s_{1,\mu} = s_{1,\tau} = 568.4$, $s_{2,e} = -1.05 \cdot 10^{-5}$, $s_{2,\mu} = s_{2,\tau} = -5.17 \cdot 10^{-6}$, $\alpha_e = -3.070$ и $\alpha_\mu = \alpha_\tau = -3.549$ (числа эквиваленты наличию одного дополнительного термализованного нейтрино в плазме эпохи нуклеосинтеза, что согласуется с современными представлениями [1]).

Предполагается, что нейтрино смешивается в основном с одним активным нейтрино. Также учтено, что из-за майорановости в нашем случае ширина нейтрино в два раза больше, чем в [147], и ограничение на U^2 в два раза слабее. Из (1.15) следуют конкретные ограничения на смешивание в моделях I-III.

Для более тяжёлых масс мы вычислили время жизни стерильных нейтрино (см. раздел 1.3) и потребовали, чтобы оно не превышало 0.1 с. Наиболее важными каналами распада для $M_N < M_K$ оказываются полулептонные $N \rightarrow \pi^0\nu$, $N \rightarrow \pi^\pm e^\mp$, $N \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp$. Диаграммы с полным набором ограничений в каждой из трёх моделей на величины смешивания стерильных нейтрино с тремя поколениями активных нейтрино представлены [25] на рис. 1.1. Отметим, что ограничения из [150, 151] (пределы поставлены на уровне достоверности 90%) модифицированы с учётом того, что в ν MSM два тяжёлых нейтрино вырождены по массе, а также являются майорановского, а не дираковского типа, как предполагалось при обработке данных в [150, 151]. При том же угле смешивания рождается то же число спиральных состояний в обоих случаях, но в дираковском только половина состояний вкладывает в распад для каждого канала. Отсюда получаем в два раза более сильные ограничения на $|U_e|^2$, $|U_e||U_\mu|$ и $|U_\mu|^2$, коль скоро число распадов в детекторе пропорционально $|U|^4$. Отметим, что некоторая дополнительная коррекция требуется из-за того, что в работах [150, 151] *учитывались только процессы с заряженными токами*: соответствующие корректирующие факторы порядка единицы приведены в [27]. Полученные ограничения отличаются от ограничений из работы [152], где игнорируется смешивание с третьим поколением, и в формуле (3.1) стоит лишний фактор 4, в работе [153] неверна формула для вероятности распада $N \rightarrow \pi^0\nu$, см. далее 1.3.

Из рис. 1.1 следует, что для моделей с массами ниже массы каона

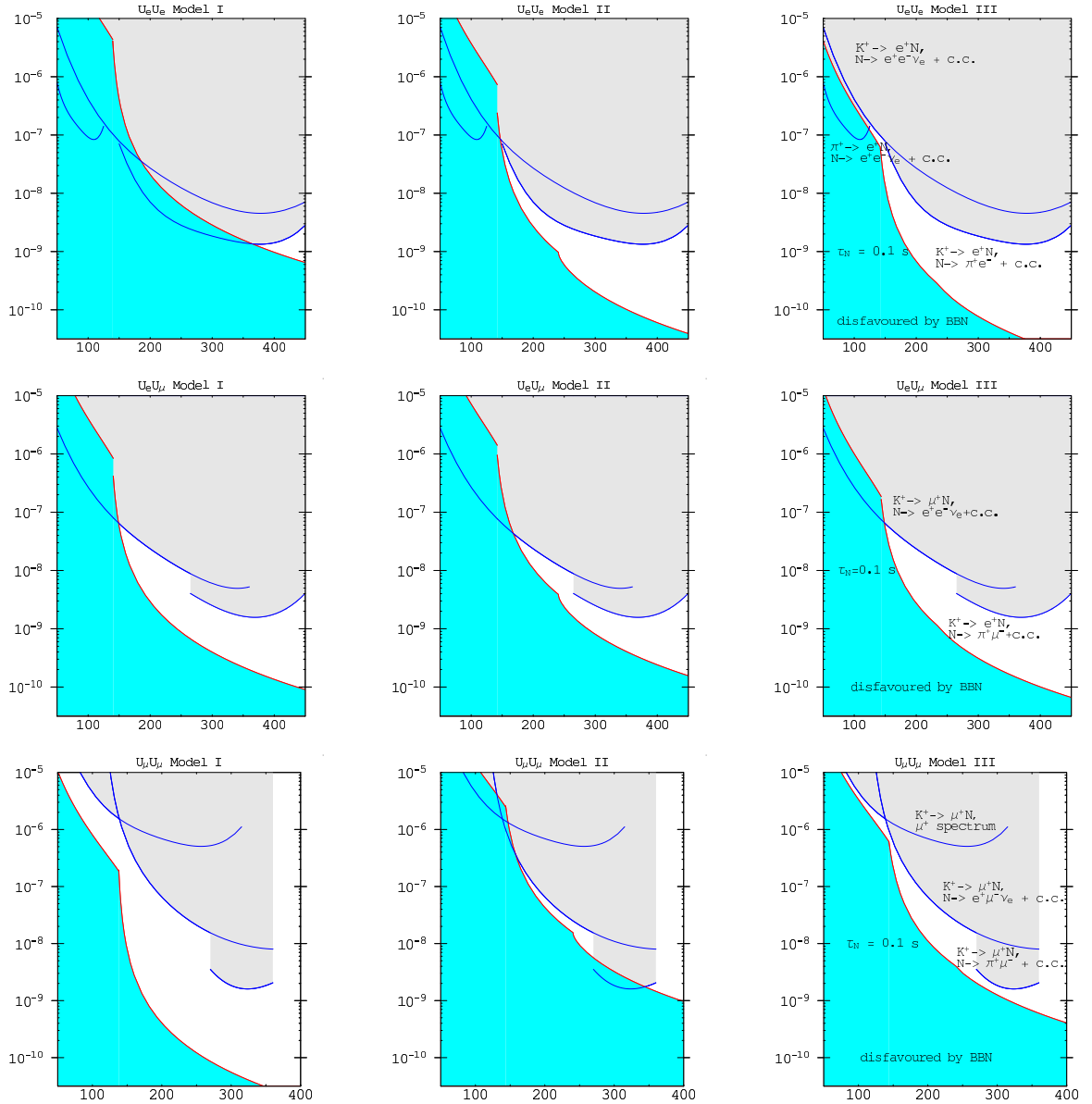


Рис. 1.1. Ограничения на $|U_e|^2$, $|U_e||U_\mu|$ и $|U_\mu|^2$ для трёх реперных моделей (I-III слева направо) из нуклеосинтеза (предел снизу) и из прямых поисков в эксперименте CERN PS191 (предел сверху). Феноменологически разрешены незакрашенные области.

есть разрешённая область на уровне одного-двух порядков по величине U^2 между верхним пределом из прямых поисков и нижним космологическим пределом из нуклеосинтеза. Для трёх реперных моделей эти ограничения переведены в ограничение на общий масштаб смешивания U^2 и время жизни нейтрино, представленные на рис. 1.2. Отметим, что эта об-

ласть может быть исследована по уже имеющимся данным эксперимента E787/E949, по аналогии с анализом распада $K^+ \rightarrow \pi^+ X$ с вылетом гипотетической нейтральной частицы [175]. Соответствующая работа ведётся, в частности, в ИЯИ РАН [28]. Хорошие возможности открываются для новых каонных экспериментов в Японии (на базе JPARC) и Швейцарии (эксперимент CERN NA48). В следующих разделах мы рассмотрим распады и рождение стерильных нейтрино в интервале масс до 5 ГэВ, чтобы понять перспективы экспериментального исследования пространства параметров ν MSM.

1.3 Распады тяжёлых нейтральных лептонов Рассматриваемые тяжёлые лептоны ($M_N \gtrsim 10$ МэВ) нестабильны, так как всегда открыты каналы распада в лёгкие активные лептоны: $N \rightarrow \bar{\nu}_\alpha \nu_\alpha \nu_\beta$, $N \rightarrow e^+ e^- \nu_\alpha$ (распады $N_{2,3} \rightarrow N_1 + \dots$ сильно подавлены). Далее мы учитываем зарядово сопряжённые каналы, что даёт удвоение для майорановского случая в сравнении с дираковским. Для более тяжёлых лептонов открываются новые каналы распада:

$$N \rightarrow \mu e \nu, \pi^0 \nu, \pi e, \mu^+ \mu^- \nu, \pi \mu, K e, K \mu, \eta \nu, \rho \nu, \dots$$

Распады стерильных нейтрино подробно изучались в литературе. Ниже мы приводим полный набор соответствующих формул для нашего случая майорановских нейтрино. Многие из них (но не все) можно получить из формул для случая дираковских нейтрино, представленных в работе [154] и проверенных нами. Формулы для распада в фиксированные конечные состояния одинаковы для обоих случаев. Распады $N \rightarrow \pi^0 \nu$ и $N \rightarrow \rho \nu$ там не были рассмотрены. Наш результат для распада $N \rightarrow \pi^0 \nu$ отличается от оценки использованной в [147] дополнительным фактором фазового объёма и фактором 1/2. Таким образом, чтобы получить ограничения из нуклеосинтеза время жизни нейтрино из [147] надо умножить

на фактор $2/(1 - M_\pi^2/M_N^2)$, а соответствующее ограничение на квадрат угла смешивания нужно разделить на этот множитель.

Для двух-частичных распадов имеем [25]

$$\begin{aligned} \Gamma(N \rightarrow \pi^0 \nu_\alpha) &= \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} G_F^2 f_\pi^2 M_N^3 \cdot \left(1 - \frac{M_\pi^2}{M_N^2}\right)^2, \\ \Gamma(N \rightarrow H^+ l_\alpha^-) &= \frac{|U_\alpha|^2}{16\pi} G_F^2 |V_H|^2 f_H^2 M_N^3 \cdot \left(\left(1 - \frac{M_l^2}{M_N^2}\right)^2 - \frac{M_H^2}{M_N^2} \left(1 + \frac{M_l^2}{M_N^2}\right) \right) \\ &\quad \times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_H - M_l)^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{(M_H + M_l)^2}{M_N^2}\right)}, \\ \Gamma(N \rightarrow \eta \nu_\alpha) &= \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} G_F^2 f_\eta^2 M_N^3 \cdot \left(1 - \frac{M_\eta^2}{M_N^2}\right)^2, \\ \Gamma(N \rightarrow \eta' \nu_\alpha) &= \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} G_F^2 f_{\eta'}^2 M_N^3 \cdot \left(1 - \frac{M_{\eta'}^2}{M_N^2}\right)^2, \\ \Gamma(N \rightarrow \rho^+ l_\alpha^-) &= \frac{|U_\alpha|^2}{8\pi} \frac{g_\rho^2}{M_\rho^2} G_F^2 |V_{ud}|^2 M_N^3 \cdot \left[\left(1 - \frac{M_l^2}{M_N^2}\right)^2 + \frac{M_\rho^2}{M_N^2} \left(1 + \frac{M_l^2 - 2M_\rho^2}{M_N^2}\right) \right] \\ &\quad \times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_\rho - M_l)^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{(M_\rho + M_l)^2}{M_N^2}\right)}, \\ \Gamma(N \rightarrow \rho^0 \nu_\alpha) &= \frac{|U_\alpha|^2}{16\pi} \frac{g_\rho^2}{M_\rho^2} G_F^2 M_N^3 \cdot \left(1 + 2\frac{M_\rho^2}{M_N^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{M_\rho^2}{M_N^2}\right)^2, \end{aligned}$$

где G_F — константа Ферми, $f_\eta = 1.2f_\pi$, $f_{\eta'} = -0.45f_\pi$, $g_\rho = 0.102 \text{ GeV}^2$ [1]; для численных расчётов величины элементов матрицы смешивания были взяты из [1], константы распада мезонов брались из [1, 155] и приведены в таблице 1.1.

H	π^+	K^+	D^+	D_s	B^+	B_s	B_c
$f_H, \text{ МэВ}$	130	159.8	222.6	280.1	190	230	480
V_H	V_{ud}	V_{us}	V_{cd}	V_{cs}	V_{ub}	V_{us}	V_{cb}

Таблица 1.1. Константы лептонных распадов мезонов и элементы матрицы смешивания кварков.

Для трёхчастичных распадов получаем [25]

$$\Gamma \left(N \rightarrow \sum_{\alpha, \beta} \nu_{\alpha} \bar{\nu}_{\beta} \nu_{\beta} \right) = \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} \cdot \sum_{\alpha} |U_{\alpha}|^2 ,$$

$$\Gamma \left(N \rightarrow l_{\alpha \neq \beta}^{-} l_{\beta}^{+} \nu_{\beta} \right) = \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} \cdot |U_{\alpha}|^2 \left(1 - 8x_l^2 + 8x_l^6 - x_l^8 - 12x_l^4 \log x_l^2 \right) ,$$

где $x_l = \frac{\max [M_{l_{\alpha}}, M_{l_{\beta}}]}{M_N}$,

$$\Gamma \left(N \rightarrow \nu_{\alpha} l_{\beta}^{+} l_{\beta}^{-} \right) = \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} \cdot |U_{\alpha}|^2 \cdot \left[(C_1 \cdot (1 - \delta_{\alpha\beta}) + C_3 \cdot \delta_{\alpha\beta}) \right.$$

$$\times \left((1 - 14x_l^2 - 2x_l^4 - 12x_l^6) \sqrt{1 - 4x_l^2} + 12x_l^4 (x_l^4 - 1) L \right)$$

$$+ 4(C_2 \cdot (1 - \delta_{\alpha\beta}) + C_4 \cdot \delta_{\alpha\beta}) \left(x_l^2 (2 + 10x_l^2 - 12x_l^4) \sqrt{1 - 4x_l^2} \right.$$

$$\left. \left. + 6x_l^4 (1 - 2x_l^2 + 2x_l^4) L \right) \right] ,$$

где

$$L = \log \left[\frac{1 - 3x_l^2 - (1 - x_l^2) \sqrt{1 - 4x_l^2}}{x_l^2 (1 + \sqrt{1 - 4x_l^2})} \right] , \quad x_l \equiv \frac{M_l}{M_N} ,$$

и

$$C_1 = \frac{1}{4} (1 - 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w) , \quad C_2 = \frac{1}{2} \sin^2 \theta_w (2 \sin^2 \theta_w - 1) ,$$

$$C_3 = \frac{1}{4} (1 + 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w) , \quad C_4 = \frac{1}{2} \sin^2 \theta_w (2 \sin^2 \theta_w + 1) .$$

Для майорановского нейтрино полная ширина есть сумма всех парциальных ширин, приведённых выше, умноженная на фактор 2, учитыва-

ющий зарядово-сопряжённые моды распада. Численные оценки для полного набора относительных парциальных ширин двух- и трёхчастичных распадов стерильных нейтрино для всех трёх моделей, полученные на основе представленных выше формул для верхних и нижних ограничений на величину смешивания, приведённых в разделе 1.2, можно найти в работе [25]. Для тяжёлых нейтрино становятся важными много-адронные конечные состояния, и можно использовать *спектаторные кварки* для оценки вклада адронных мод. Ниже 2 ГэВ их вклад в полную ширину не превышает 10% [25]. Время жизни нейтрино ограничено пределами (1.11), (1.12) на величину смешивания. Результаты для моделей I, II, III представлены на рис. 1.2а: в феноменологически приемлемых случаях время жизни нейтрино заключено между сплошными (верхние пределы) и пунктирными (нижние пределы) линиями. Сплошная горизонтальная линия соответствует оценке по порядку величины на время жизни нейтрино из первичного нуклеосинтеза, $\tau_N < 0.1$ с [147] для $M_N \gtrsim 140$ МэВ. Модели с массой M_N , для которой сплошные линии лежат выше соответствующих пунктирных, закрыты. Эти ограничения транслируются в ограничения на величину смешивания U^2 , представленные на рис. 1.2b: для феноменологически приемлемых моделей смешивание лежит между сплошной и соответствующей пунктирной линиями. Видно, что ограничение из нуклеосинтеза сильнее ограничения (1.12) механизма качелей для $M \lesssim 1$ ГэВ. На основе этих ограничений для каждой из трёх моделей были получены численные предсказания для интервалов относительных парциальных ширин распада нейтрино [25]. Отметим, что наличие наряду с верхним нижнего ограничения на величину смешивания делает возможным (в перспективе) полную прямую проверку данной модели.

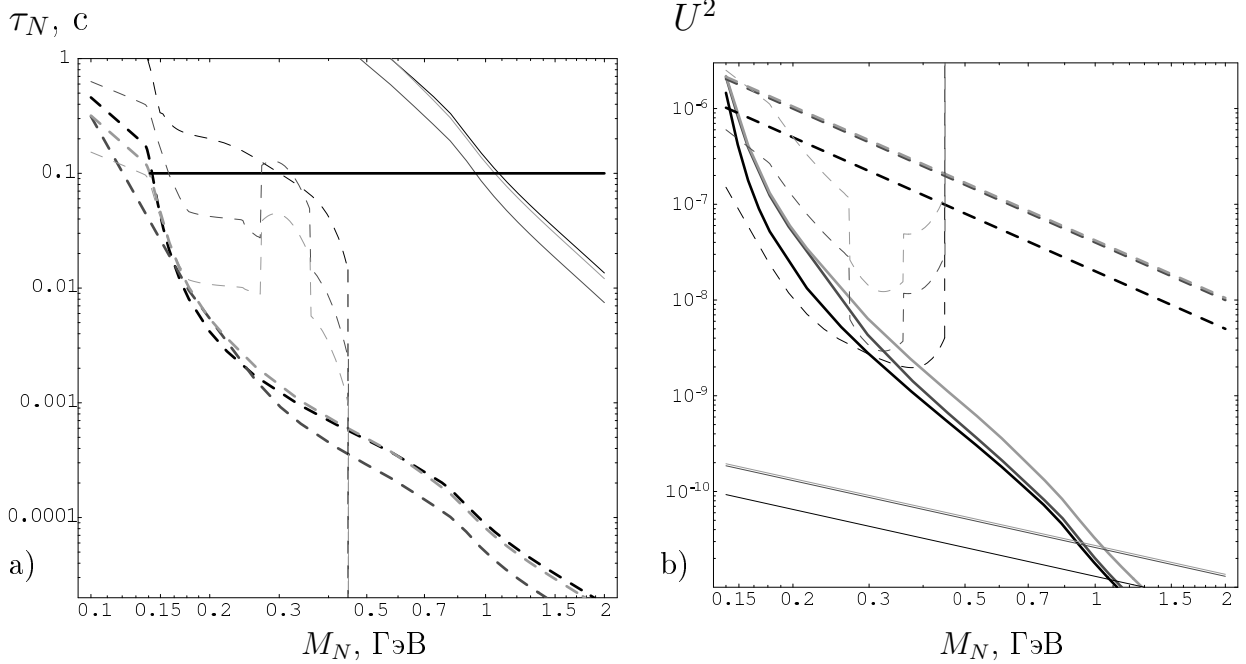


Рис. 1.2. а) Верхние (сплошные линии) и нижние пределы (пунктирные линии) на время жизни нейтрино в моделях I (чёрный), II (тёмносерый) и III (светлосерый); горизонтальная толстая сплошная линия показывает верхний предел из нуклеосинтеза, $\tau_N < 0.1$ с, предложенный в [147], тонкие сплошные линии показывают ограничения (1.12), толстые пунктирные линии соответствуют неравенству (1.11), тонкие пунктирные линии показывают ограничения из прямых поисков стерильных нейтрино, обсуждавшихся в разделе 1.2; учтены зарядово-сопряжённые моды. б) Нижние (сплошные линии) и верхние пределы (пунктирные линии) на величину смешивания U^2 в моделях I (чёрный), II (тёмносерый) и III (светлосерый). Тонкие сплошные линии и толстые пунктирные линии соответствуют неравенствам (1.12) и (1.11). Толстые сплошные линии показывают нижние ограничения из нуклеосинтеза (время жизни нейтрино $\tau_N < 0.1$ с) для $M_N > 140$ МэВ, тонкие пунктирные линии показывают ограничения из прямых поисков, обсуждавшиеся в разделе 1.2.

1.4 Рождение тяжёлых нейтральных лептонов В высокоэнергетических экспериментах самым мощным источником стерильных нейтрино является кинематически разрешённые слабые распады мезонов (и барионов [149]), рождённых в столкновениях пучков или пучков с

мишенью. Очевидно, интерес представляют адроны, стабильные относительно сильных и электромагнитных распадов.

Спектр вылетающих тяжёлых нейтральных лептонов N в данном эксперименте определяется в основном спектром рождённых адронов H , далее распадающихся в тяжёлые нейтральные лептоны. Интересны адроны, содержащие один тяжёлый кварк Q . Дифференциальное сечение их прямого рождения $d\sigma_H^{dir}$ можно оценить, используя теорему факторизации

$$\frac{d\sigma_H^{dir}}{dp_{H,L}dp_{H,T}^2} = \int_0^1 dz \cdot \delta(p_Q - zp_H) \cdot D_{H,Q}(z) \cdot \frac{d\sigma_Q^{dir}}{dp_{Q,L}dp_{Q,T}^2}, \quad (1.16)$$

где $d\sigma_Q^{dir}$ есть дифференциальное сечение рассеяния прямого рождения Q -кварка, $p_{H,L}$, $p_{H,T}$ и $p_{Q,L}$, $p_{Q,T}$ есть продольные и поперечные компоненты 3-импульса адрона H и тяжёлого кварка Q , соответственно; zp_H — часть импульса адрона, приходящаяся на тяжёлый кварк, а функция фрагментации $D_{H,Q}(z)$ содержит детали адронизации. Дифференциальное сечение под знаком интеграла в (1.16) можно вычислить в рамках пертурбативной КХД, непертурбативная информация содержится в функции $D_{H,Q}(z)$. Для неё в литературе известно несколько приближений, так повсеместно используемый в физике высоких энергий генератор РУТНИА использует модифицированную функцию фрагментации Лунда [156, 157]

$$D(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z^{1+b \cdot m_Q^2}} \cdot e^{-\frac{b}{z} \cdot (M_H^2 + p_{H,T}^2)}$$

с параметрами по умолчанию $a = 0.3$ и $b = 0.58 \text{ ГэВ}^{-2}$.

Темп рождения адронов зависит от интенсивности столкновений. Для распределения по импульсам рождённых в столкновениях адронов получим

$$\frac{dN_H^{dir}}{dp_{H,L}dp_{H,T}^2} = \frac{d\sigma_H^{dir}}{dp_{H,L}dp_{H,T}^2} \cdot \mathcal{L}_{acc},$$

где \mathcal{L}_{acc} есть интегральная светимость данного эксперимента (в реалистичной ситуации мы считаем пучок монохроматическим). Помимо рож-

дённных *напрямую* адронов, есть ещё вклад от быстрых (сильных и электромагнитных) распадов других адронов (*непрямое рождение*) dN_H^{ind} . Полное распределение есть сумма двух,

$$\frac{dN_H}{dp_{H,L} dp_{H,T}^2} = \frac{dN_H^{dir}}{dp_{H,L} dp_{H,T}^2} + \frac{dN_H^{ind}}{dp_{H,L} dp_{H,T}^2}.$$

Рождённые адроны распространяются в среднем на расстояние $\beta_H \cdot \tau_H \cdot \gamma_H$ (β_H , τ_H и γ_H соответствуют скорости, времени жизни и релятивистскому фактору адрона) и затем слабо распадаются, рождая некоторое количество тяжёлых нейтральных лептонов. В системе покоя адрона 3-импульс лептона p_N может быть скоррелирован с полным спином адрона. Следовательно, в лабораторной системе возможен дополнительный к лоренцеву фактору вклад в корреляции между p_N и p_H . Этот вклад сглаживается с ростом статистики и тоже может быть опущен, если типичный γ -фактор большой, $\gamma_H = E_H/M_H \gg 1$. Следовательно, в лабораторной системе распределение тяжёлых лептонов по 3-импульсу имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN_N}{dp_{N,L} dp_{N,T}^2} &= \sum_H \tau_H \cdot \int \frac{dB_H(H \rightarrow N + \dots)}{dE_N} \cdot dE_N \\ &\times \int d^3 \mathbf{n}_\gamma \cdot \delta \left(\mathbf{p}_N - \mathbf{p}_H - \mathbf{n}_\gamma \cdot \sqrt{E_N^2 - M_N^2} \right) \cdot \frac{dN_H}{dp_{H,L} dp_{H,T}^2}, \end{aligned} \quad (1.17)$$

где мы проинтегрировали по единичной сфере, перенесённой в лабораторную систему, и просуммировали все вклады от всех адронов; $dB_H(H \rightarrow N + \dots)$ есть дифференциальная относительная ширина адрона H в тяжёлые нейтрино. Эти парциальные ширины несложно получить для каждого адрона, используя стандартную технику вычислений слабых распадов в СМ. Действительно, в обеих моделях (СМ и ν MSM) нейтрино в основном рождаются виртуальным W -бозоном (заряженный ток): единственное отличие в том, что в ν MSM новые нейтрино массивны. Для тяжёлых нейтрино это приводит к усилению чисто лептонных рас-

падных каналов, которые в СМ сильно подавлены массами заряженных лептонов.

Чем тяжелее кварк, тем ниже темп его рождения. Поэтому основную роль в рождении стерильных нейтрино играют легчайшие кинематически разрешённые адроны. Как объяснено в разделе 1.2, феноменологически приемлемые в рамках ν MSM нейтрино вероятнее всего тяжелее пиона. Если нейтрино N_I легче каона, основным источником нейтрино являются каонные распады,

$$K^\pm \rightarrow l_\alpha^\pm N_I, \quad (1.18)$$

$$K_L \rightarrow \pi^\mp l_\alpha^\pm N_I. \quad (1.19)$$

Двухчастичные распады (1.18) уже изучались в литературе (см. например [158, 159]). Вклады трёхчастичных распадов (1.19) в рождение нейтрино подавлены фазовым объёмом: в лучшем случае они дают несколько процентов при $M_N \simeq M_\pi$.

Если нейтрино тяжелее каонов, но легче очарованных адронов, именно распады последних насыщают рождение нейтрино. Наибольшая относительная ширина в тяжёлые нейтрино у D_s -мезона, чьи лептонные распады $D_s \rightarrow l_\alpha N_I$ не подавлены углами СКМ-матрицы по сравнению с аналогичными распадами D -мезонов, $D^\pm \rightarrow l_\alpha^\pm N_I$. Полулептонные трёхчастичные распадные моды

$$D_s \rightarrow \eta^{(\prime)} l_\alpha N_I, \quad D \rightarrow K l_\alpha N_I, \quad (1.20)$$

$$D_s \rightarrow \phi l_\alpha N_I, \quad D \rightarrow K^* l_\alpha N_I \quad (1.21)$$

также не подавлены СКМ-смешиванием, и в общем случае играют заметную, но второстепенную роль. Для достаточно лёгких нейтрино $M_K \lesssim M_N \lesssim 700$ МэВ, полулептонные моды D -мезонов дают вклад соизмеримый со вкладом $D_s \rightarrow l_\alpha N_I$ при $M_K \lesssim M_N \lesssim 700$ МэВ, поскольку

в адронных столкновениях полное рождение D -мезонов доминирует на рождением D_s . Дифференциальные относительные ширины лептонных и полулептонных распадов (1.20) очарованных мезонов следуют из общих формул, приведённых ниже. Там также приведены не найденные в литературе формулы для распадов (1.21) в векторные мезоны $V = \phi, K^*$. Остальные трёхчастичные распады и четырёхчастичные распады (например, $D \rightarrow K\pi l_\alpha N_I$) сильно подавлены либо СКМ-смешиванием, либо фазовым объёмом, и выводятся из рассмотрения. Главный вклад барионов даёт распад $\Lambda_c \rightarrow \Lambda_\alpha N$, но как следует из работы [149], он пренебрежимо мал.

Нейтрино с массой в интервале $2 \text{ ГэВ} \lesssim M_N \lesssim 5 \text{ ГэВ}$, в основном рождается в распадах адронов, содержащих b -кварк. Это тоже в основном лептонные и полулептонные распады, чьи парциальные ширины описываются общими формулами, приводимыми ниже. По сравнению с распадами D -мезонов, распады B -мезонов в тяжёлые нейтрино сильно подавлены недиагональными элементами матрицы СКМ. Для нейтрино легче чем примерно 2.5 ГэВ полулептонные моды в очарованные мезоны, например $B \rightarrow D^{(*)} l N_I$, доминируют над лептонными модами $B \rightarrow l N_I$ из-за большего СКМ-смешивания, $|V_{bc}| \gg |V_{bu}|$, и бóльшей величины адронных формфакторов $f_B/M_B \ll f_+, f_0$. Наиболее интересен распад $B_c \rightarrow l N_I$, но рождение B_c в адронных столкновениях подавлено. Для более тяжёлых нейтрино лептонные моды доминируют. Вклад барионов мал для всех масс M_N .

Заметим, что дополнительный, но никогда не доминирующий вклад дают распады τ -лептонов (если разрешены кинематически), появляющихся в слабых распадах D_s - и B -мезонов.

Приведём для удобства полный набор формул, описывающих рассмотренные выше процессы распада. Формула для парциальной шири-

ны лептонного распада псевдоскалярного мезона в стерильное нейтрино имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\text{Br}(H^+ \rightarrow l_\alpha^+ N)}{dE_N} &= \tau_H \cdot \frac{G_F^2 f_H^2 M_H M_N^2}{8\pi} |V_H|^2 |U_\alpha|^2 \\ &\times \left(1 - \frac{M_N^2}{M_H^2} + 2\frac{M_l^2}{M_H^2} + \frac{M_l^2}{M_N^2} \left(1 - \frac{M_l^2}{M_H^2} \right) \right) \\ &\times \sqrt{\left(1 + \frac{M_N^2}{M_H^2} - \frac{M_l^2}{M_H^2} \right)^2 - 4\frac{M_N^2}{M_H^2}} \cdot \delta \left(E_N - \frac{M_H^2 - M_l^2 + M_N^2}{2M_H} \right), \end{aligned} \quad (1.22)$$

где τ_H есть время жизни мезона [1].

Для парциальных ширин полулептонных распадов псевдоскалярных мезонов имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\text{Br}(H \rightarrow H' l_\alpha^+ N)}{dE_N} &= \tau_H \cdot |U_\alpha|^2 \cdot \frac{|V_{HH'}|^2 G_F^2}{64\pi^3 M_H^2} \times \int dq^2 \left(f_-^2(q^2) \left(q^2 (M_N^2 + M_l^2) \right. \right. \\ &- (M_N^2 - M_l^2)^2 \left. \right) + 2f_+(q^2)f_-(q^2) \left(M_N^2 (2M_H^2 - 2M_{H'}^2 - 4E_N M_H - M_l^2 \right. \\ &+ M_N^2 + q^2) + M_l^2 (4E_N M_H + M_l^2 - M_N^2 - q^2) \left. \right) + f_+^2(q^2) \\ &\times \left((4E_N M_H + M_l^2 - M_N^2 - q^2) (2M_H^2 - 2M_{H'}^2 - 4E_N M_H - M_l^2 + M_N^2 + q^2) \right. \\ &\left. \left. - (2M_H^2 + 2M_{H'}^2 - q^2) (q^2 - M_N^2 - M_l^2) \right) \right), \end{aligned} \quad (1.23)$$

где $q^2 = (p_l + p_N)^2$ есть квадрат 4-импульса лептонной пары, $V_{HH'}$ соответствует элементу СКМ-матрицы и $f_+(q^2)$, $f_-(q^2)$ есть безразмерные адронные формфакторы [1].

Для трёхчастичного распада в векторный мезон V находим¹

$$\begin{aligned}
\frac{d\text{Br}(H \rightarrow V l_\alpha N)}{dE_N} &= \tau_H \cdot |U_\alpha|^2 \cdot \frac{|V_{HV}|^2 G_F^2}{32\pi^3 M_H^2} \times \int dq^2 \left(\frac{f_2^2}{2} (q^2 - M_N^2 - M_l^2 \right. \\
&+ \omega^2 \frac{\Omega^2 - \omega^2}{M_V^2}) + \frac{f_5^2}{2} (M_N^2 + M_l^2) (q^2 - M_N^2 + M_l^2) \left(\frac{\Omega^4}{4M_V^2} - q^2 \right) \\
&+ 2f_3^2 M_V^2 \left(\frac{\Omega^4}{4M_V^2} - q^2 \right) \left(M_N^2 + M_l^2 - q^2 + \omega^2 \frac{\Omega^2 - \omega^2}{M_V^2} \right) + 2f_3 f_5 \\
&\times (M_N^2 \omega^2 + (\Omega^2 - \omega^2) M_l^2) \left(\frac{\Omega^4}{4M_V^2} - q^2 \right) + 2f_1 f_2 (q^2 (2\omega^2 - \Omega^2) \\
&+ \Omega^2 (M_N^2 - M_l^2)) + \frac{f_2 f_5}{2} \left(\omega^2 \frac{\Omega^2}{M_V^2} (M_N^2 - M_l^2) + \frac{\Omega^4}{M_V^2} M_l^2 \right. \\
&+ 2(M_N^2 - M_l^2)^2 - 2q^2 (M_N^2 + M_l^2) \left. \right) + f_2 f_3 \left(\Omega^2 \omega^2 \frac{\Omega^2 - \omega^2}{M_V^2} \right. \\
&+ 2\omega^2 (M_l^2 - M_N^2) + \Omega^2 (M_N^2 - M_l^2 - q^2) \left. \right) + f_1^2 \left(\Omega^4 (q^2 - M_N^2 + M_l^2) \right. \\
&\left. - 2M_V^2 (q^4 - (M_N^2 - M_l^2)^2) + 2\omega^2 \Omega^2 (M_N^2 - q^2 - M_l^2) + 2\omega^4 q^2 \right), \tag{1.24}
\end{aligned}$$

где $\omega^2 = M_H^2 - M_V^2 + M_N^2 - M_l^2 - 2M_H E_N$ и $\Omega^2 = M_H^2 - M_V^2 - q^2$; формфакторы $f_i(q^2)$ можно выразить через стандартные аксиальные формфакторы $A_0(q^2)$, $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ и векторный формфактор $V(q^2)$ посредством формул

$$\begin{aligned}
f_1 &= \frac{V}{M_H + M_V}, \quad f_2 = (M_H + M_V) \cdot A_1, \quad f_3 = -\frac{A_2}{M_H + M_V}, \\
f_4 &= (M_V (2A_0 - A_1 - A_2) + M_H (A_2 - A_1)) \cdot \frac{1}{q^2}, \quad f_5 = f_3 + f_4,
\end{aligned}$$

которые можно найти в литературе.

Для двухчастичных распадов τ -лептона в тяжёлое нейтрино и мезон

¹ Автор благодарен Д. Ливенцеву, обнаружившему опечатку в оригинальной работе [25], где в формуле (1.24) неверна степень массы M_H в общем факторе перед интегралом.

получаем

$$\begin{aligned} \frac{d \text{Br}(\tau \rightarrow HN)}{dE_N} &= \tau_\tau \cdot \frac{|U_\tau|^2}{16\pi} G_F^2 |V_H|^2 f_H^2 M_\tau^3 \cdot \left(\left(1 - \frac{M_N^2}{M_\tau^2}\right)^2 - \frac{M_H^2}{M_\tau^2} \left(1 + \frac{M_N^2}{M_\tau^2}\right) \right) \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_H - M_N)^2}{M_\tau^2}\right) \left(1 - \frac{(M_H + M_N)^2}{M_\tau^2}\right)} \cdot \delta\left(E_N - \frac{M_\tau^2 - M_H^2 + M_N^2}{2M_\tau}\right), \\ \frac{d \text{Br}(\tau \rightarrow \rho N)}{dE_N} &= \tau_\tau \cdot \frac{|U_\tau|^2}{8\pi} \frac{g_\rho^2}{M_\rho^2} G_F^2 |V_{ud}|^2 M_\tau^3 \cdot \left(\left(1 - \frac{M_N^2}{M_\tau^2}\right)^2 + \frac{M_\rho^2}{M_\tau^2} \left(1 + \frac{M_N^2 - 2M_\rho^2}{M_\tau^2}\right) \right) \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_\rho - M_N)^2}{M_\tau^2}\right) \left(1 - \frac{(M_\rho + M_N)^2}{M_\tau^2}\right)} \cdot \delta\left(E_N - \frac{M_\tau^2 - M_\rho^2 + M_N^2}{2M_\tau}\right), \end{aligned}$$

где время жизни τ -лептона обозначено за τ_τ . Для трёхчастичных распадов τ -лептона имеем

$$\begin{aligned} \frac{d \text{Br}(\tau \rightarrow \nu_\tau l_\alpha N)}{dE_N} &= \tau_\tau \cdot \frac{|U_\alpha|^2}{2\pi^3} G_F^2 M_\tau^2 \cdot E_N \left(1 + \frac{M_N^2 - M_l^2}{M_\tau^2} - 2\frac{E_N}{M_\tau}\right) \\ &\times \left(1 - \frac{M_l^2}{M_\tau^2 + M_N^2 - 2E_N M_\tau}\right) \sqrt{E_N^2 - M_N^2}, \\ \frac{d \text{Br}(\tau \rightarrow \bar{\nu}_\alpha l_\alpha N)}{dE_N} &= \tau_\tau \cdot \frac{|U_\tau|^2}{4\pi^3} G_F^2 M_\tau^2 \left(1 - \frac{M_l^2}{M_\tau^2 + M_N^2 - 2E_N M_\tau}\right)^2 \\ &\times \left((M_\tau - E_N) \left(1 - \frac{M_N^2 + M_l^2}{M_\tau^2}\right) - \left(1 - \frac{M_l^2}{M_\tau^2 + M_N^2 - 2E_N M_\tau}\right) \right) \\ &\times \left(\frac{(M_\tau - E_N)^2}{M_\tau} + \frac{E_N^2 - M_N^2}{3M_\tau} \right) \sqrt{E_N^2 - M_N^2}. \end{aligned}$$

Отметим, что опущенные здесь зарядово-сопряжённые моды также дают вклад в рождение майорановских стерильных нейтрино.

Полное число рождённых таким образом лептонов N_N получается интегрированием выражения (1.17) по \mathbf{n}_γ и E_N . Для оценок по порядку величины можно использовать следующее простое приближение,

$$N_N = \sum_H N_H \cdot \text{Br}(H \rightarrow N \dots),$$

где N_H есть полное число рождённых адронов H , для которого приближённо запишем

$$N_H = N_Q \cdot \text{Br}(Q \rightarrow H) ,$$

где N_Q есть полное число рождённых тяжёлых кварков Q и $\text{Br}(Q \rightarrow H)$ есть относительный вес канала $Q \rightarrow H$ в адронизации Q -кварка. Для странных мезонов разумна оценка $\text{Br}(s \rightarrow K^-) = \text{Br}(s \rightarrow K_L)$. Следуя [183], запишем $\text{Br}(c \rightarrow D^+) = 0.4 \cdot \text{Br}(c \rightarrow D_0)$, и полагая $\text{Br}(c \rightarrow D_s) = \text{Br}(c \rightarrow \Lambda_c)$ получим для интересных адронов

$$\text{Br}(c \rightarrow D^+) = 0.2 , \quad \text{Br}(c \rightarrow D_0) = 0.5 , \quad \text{Br}(c \rightarrow D_s) = 0.15 .$$

Для случая b-кварка используем [1]

$$\text{Br}(b \rightarrow B^+) = \text{Br}(b \rightarrow B^0) = 0.4 , \quad \text{Br}(b \rightarrow B_s) = 0.1 .$$

Для каждого тяжёлого кварка Q доминирующий вклад в рождение тяжёлого лептона идёт от лептонных и полулептонных распадов. Ограничения сверху и снизу на соответствующие парциальные ширины, полученные применением приведённых выше формул к ограничениям на смешивание стерильных нейтрино, полученных в предыдущих разделах для трёх моделей, приведены в работе [25]. Они лежат в интервалах $10^{-6} - 10^{-9}$ для каонов, $10^{-8} - 10^{-12}$ для очарованных мезонов и τ -лептона, $10^{-8} - 10^{-13}$ для прекрасных мезонов.

Поиск двухчастичных распадов удобно использовать для тестирования νMSM : рождённые заряженные лептоны l монохроматичны с 3-импульсом величиной

$$|\mathbf{p}_l| = \sqrt{\left(\frac{M_H^2 + M_N^2 - M_l^2}{2M_H}\right)^2 - M_N^2} .$$

Положения этих пиков в спектрах заряженных лептонов и их высота очевидно скоррелированы для разных мод и мезонов. Эти особенности делают очень чистым сигнал тяжёлых лептонов, однако требуется

знать импульс распадающегося мезона. Из полученных в [25] результатов ясно, что требуется набрать более миллиарда распадов очарованных мезонов, чтобы протестировать νMSM с массами стерильных нейтрино $0.5 \text{ ГэВ} \lesssim M_N \lesssim 2 \text{ ГэВ}$. Для более лёгких нейтрино важны распады каонов, и требования к их статистике мягче. Наоборот, для тяжёлых нейтрино статистика мезонов должна быть ещё выше, и проверка νMSM в этом случае является серьёзным вызовом и для новых B -фабрик, и экспериментов на LHC. Отметим, что модели с нейтрино легче каонов могут быть полностью исследованы уже сегодня, поскольку требуемая для этого статистика в миллиард каонов заметно меньше, чем собранная мировая статистика каонов [28].

Трёхчастичные полулептонные распады мезонов также приводят к рождению стерильных нейтрино, однако здесь нет монохроматичности. Зато в распаде нейтрального адрона обе “известные” частицы (лептон и лёгкий адрон) электрически заряжены, что позволяет восстановить точку распада тяжёлого адрона и помогает в выделении такого события на фоне обычных полулептонных распадов.

Для иллюстрации веса различных мезонов в полном сечении рождения стерильного нейтрино для трёх реперных моделей на рис. 1.3 представлена величина

$$\xi_Q \equiv \sum_H \xi_{Q,H}, \quad \xi_{Q,H} \equiv \text{Br}(Q \rightarrow H) \cdot \text{Br}(H \rightarrow N \dots)$$

как функция массы M_N ; здесь учтены все лептонные и полулептонные распады странных, очарованных и прекрасных мезонов, $Q = s, c, b$. Многочастичные конечные состояния и вклады от распадов барионов мало существенны.

Принимая следующие оценки для сечений рождения s -, c - и b -

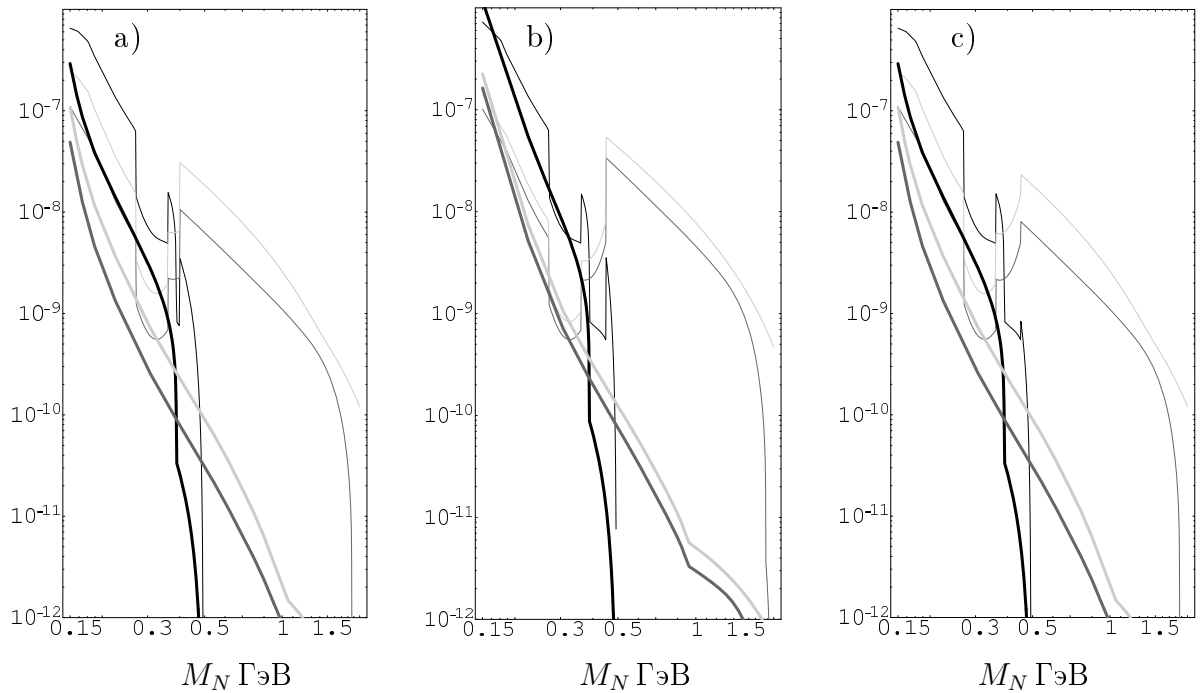


Рис. 1.3. Инклюзивное рождение тяжёлых лептонов странными (чёрные линии), очарованными (тёмносерые линии) и прекрасными (светлосерые линии) адронами в моделях: а) I, б) II and в) III; в рамках ν MSM темпы заключены между соответствующими тонкими и толстыми линиями, которые показывают верхние и нижние пределы для U^2 на рис. 1.2b, соответственно.

кварков [183]

$$\sigma_{pp \rightarrow s} \sim 1/7 \cdot \sigma_{pp}^{total}, \quad \sigma_{pp \rightarrow c} \sim 10^{-3} \cdot \sigma_{pp}^{total}, \quad \sigma_{pp \rightarrow b} \sim 10^{-5} \cdot \sigma_{pp}^{total},$$

закключаем, что для рождения нескольких стерильных нейтрино легче каона требуется около 10^7 - 10^{10} столкновений, а для более тяжёлых нейтрино нужно больше столкновений: на 4 порядка величины для $0.5 \text{ ГэВ} \lesssim M_N \lesssim 2 \text{ ГэВ}$ и на 8 порядков величины для $2 \text{ ГэВ} \lesssim M_N \lesssim 4 \text{ ГэВ}$.

1.5 Перспективы будущих экспериментов

Вообще говоря, есть два типа процессов, где следует искать проявления стерильных нейтрино: рождение нейтрино в распадах адронов и распады нейтрино в

частицы СМ. Выше было показано, что новые В-фабрики имеют хорошие шансы полностью исследовать пространство параметров модели для $M_N < 1$ ГэВ и частично для $M_N \sim 1 - 2$ ГэВ. Для бóльших масс парциальные ширины становятся меньше, что с учётом неопределённостей в оценках фоновых событий делает любые поиски малочувствительными.

Для тяжёлых нейтрино наиболее перспективными представляются эксперименты с высокоэнергетичными и высокоинтенсивными пучками, рассеивающимися на мишени. Тяжёлые нейтрино из распадов многочисленных вторичных адронов распространяются на некоторое, весьма приличное расстояние, и затем распадаются в частицы СМ с парциальными ширинами, представленными в разделе 1.3. При времени жизни в интервале $10^{-1} - 10^{-5}$ с это расстояние превышает километр, так что детектор, нацеленный на *поиск распадов нейтрино* может располагаться на подходящем небольшом удалении от мишени, дабы избежать уменьшения статистики пролетающих через детектор нейтрино из-за угловой расходимости пучка. В дальнейшем мы рассмотрим тонкую мишень, так что вторичные адроны в ней не взаимодействуют, а свободно распадаются с образованием стерильных нейтрино. Для тяжёлых, быстро распадающихся очарованных и прекрасных адронов рассмотрение справедливо и для толстой мишени.

Полное число нейтрино, рождённых N_{POT} протонами энергии E , высаженными на мишень, равно

$$N_N(E) = \sum_{Q=u,d,s,\dots} \xi_Q \cdot \frac{\sigma_{pA \rightarrow Q}(E)}{\sigma_{pA}^{total}(E)} \cdot N_{POT}(E) \cdot M_{pp}(E),$$

где A соответствует материалу мишени, и $M_{pp}(E)$ есть полная множественность (среднее число вторичных частиц в протон-протонном столкновении). Здесь мы предполагаем, что каждый протон пучка единожды

взаимодействует в мишени. Приближая в пределе больших энергий

$$\frac{\sigma_{pA \rightarrow Q}(E)}{\sigma_{pA}^{total}(E)} \approx \frac{\sigma_{pp \rightarrow Q}(E)}{\sigma_{pp}^{total}(E)} \equiv \chi_Q(E) ,$$

приходим к

$$N_N(E) = \sum_{Q=s,c,b} \xi_Q \cdot \chi_Q(E) \cdot N_{POT}(E) \cdot M_{pp}(E) .$$

Ниже мы представляем численные оценки для четырёх действующих высокоэнергетичных пучков: CNGS, NuMi, JPARC (высокоэнергетичная стадия T2K) и TeVatron (NuTeV). Соответствующие параметры пучков приведены в Таблице 1.2. Для оценки среднего продольного импульса

Эксперимент	CNGS [50]	NuMi [49]	T2K [48]	NuTeV [51]
E , ГэВ	400	120	50	800
N_{POT} , 10^{19}	4.5	5	100	1
M_{pp} [1]	13	11	7	15
χ_s [156, 157]	1/7	1/7	1/7	1/7
χ_c [183]	0.45×10^{-3}	1×10^{-4}	1×10^{-5}	1×10^{-3}
χ_b [183]	3×10^{-8}	1×10^{-10}	1×10^{-12}	2×10^{-7}
$\langle p_L^K \rangle$, ГэВ	44	24	8.5	68
$\langle p_L^D \rangle$, ГэВ	58	24	10	82
$\langle p_L^B \rangle$, ГэВ	58	24	10	82

Таблица 1.2. Принятые здесь важные для рождения стерильных нейтрино характеристики некоторых действующих пучков.

$\langle p_{H,L} \rangle$ D - и B -мезонов используем параметризацию

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^c , \quad x_F \equiv \frac{p_{H,L}}{p_{H,L}^{max}} ,$$

с $c = 7.7$ для $E = 800$ ГэВ [160, 161], $c = 4.9$ для $E = 400$ ГэВ [162] и $c = 3$ для $E = 120$ ГэВ и $E = 50$ ГэВ как оценки с точностью до фактора

два. В случае каонов мы используем оценку

$$\langle p_{K,L} \rangle = \frac{1}{2} \left(\langle p_{D,L} \rangle + \frac{E}{M_{pp}} \right) ,$$

В разделе 1.4 мы убедились, что доминирующий вклад в рождение нейтрино в столкновениях приходит в основном от двухчастичных распадов адронов. С продольным импульсом нейтрино, изотропно распределённым в системе покоя адрона, получим для среднего импульса нейтрино в лабораторной системе:

$$\langle p_{N,L} \rangle_H = \frac{1}{2} \langle p_{H,L} \rangle \cdot \left(1 + \frac{M_N^2}{M_H^2} \right) .$$

Если длина распада нейтрино превышает размер детектора Δl , то полное число распадов нейтрино внутри детектора равно

$$N_N^{decays} = N_N(E) \cdot \frac{\Delta l}{\tau_N} \cdot \sum_H \frac{M_N}{\langle p_{N,L} \rangle_H} \cdot \epsilon_N^H ,$$

с величиной ϵ_N^H , обозначающей относительный вклад данного адрона H в рождение нейтрино,

$$\epsilon_N^H = \frac{N_H(E) \cdot \text{Br}(H \rightarrow N \dots)}{N_N(E)} ,$$

где количество рождённых адронов типа H оценим как

$$N_H(E) = N_{POT}(E) \cdot M_{pp}(E) \cdot \chi_Q(E) \cdot \text{Br}(Q \rightarrow H) .$$

Наконец, получим для числа распадов нейтрино внутри детектора

$$N_N^{decays} = N_{POT} \cdot M_{pp} \cdot \frac{\Delta l}{\tau_N} \cdot \sum_{Q,H} \chi_Q \cdot \xi_{Q,H} \cdot \frac{M_N}{\langle p_L^N \rangle_H} .$$

Для четырёх действующих пучков с параметрами из Таблицы 1.2 и $\Delta l = 5$ м численные предсказания даны на рис. 1.4 для каждой из трёх реперных моделей с учётом всех экспериментальных и теоретических ограничений; и верхние и нижние ограничения масштабируются как U^4 .

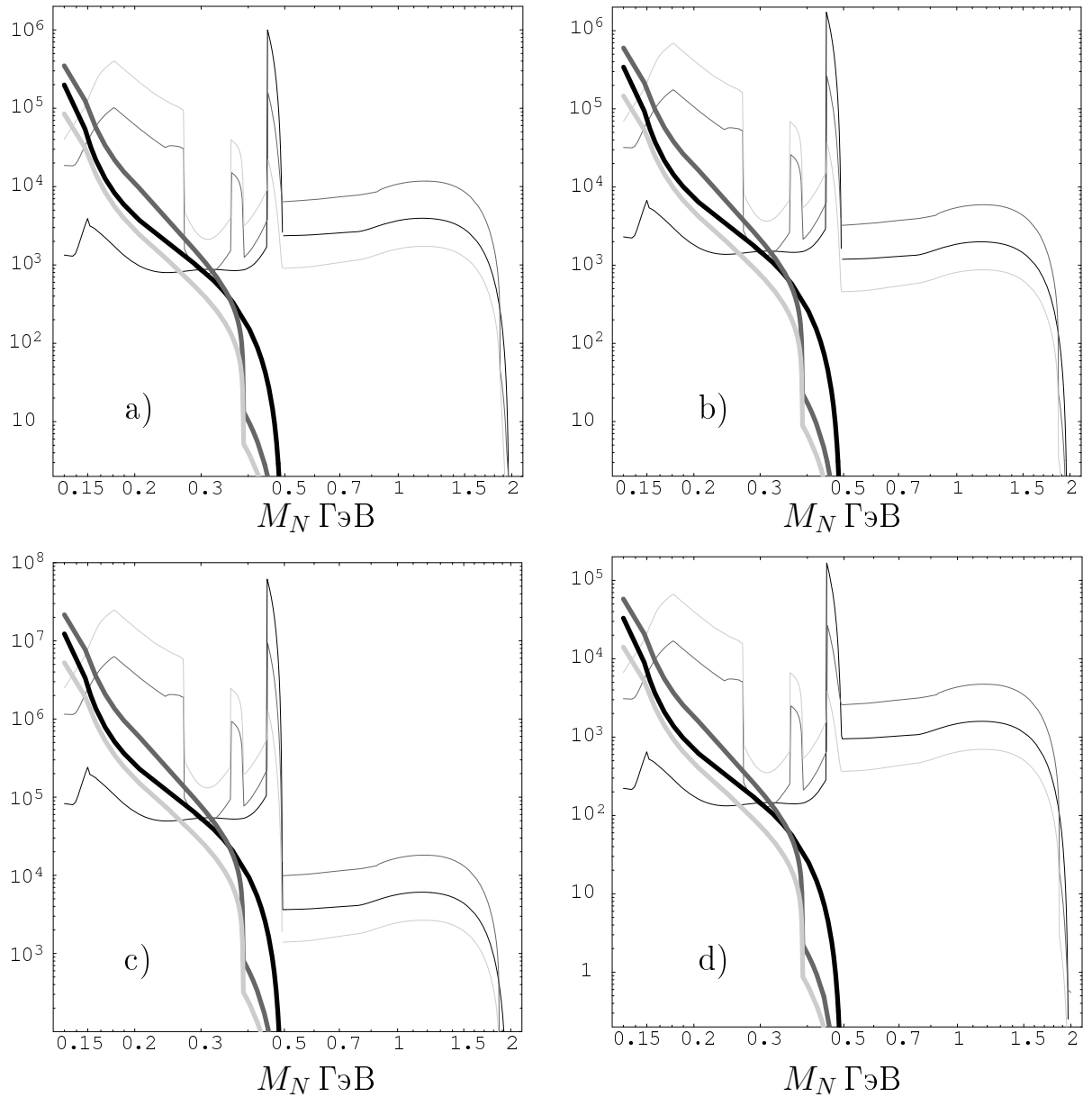


Рис. 1.4. Число распадов стерильных нейтрино внутри 5-метрового детектора для пучка а) CNGS, б) NuMI, в) T2K, г) NuTeV как функции массы стерильного нейтрино M_N . Чёрные, тёмносерые и светлосерые линии соответствуют реперным моделям I, II и III; в феноменологически приемлемых моделях число распадов заключено между соответствующими тонкими (предел сверху) и толстыми (предел снизу) линиями.

Если интересны конкретные моды распада, данные числа должны быть умножены на соответствующие парциальные ширины, полученные в разделе 1.3.

В заключение заметим, что эти оценки получены в пренебрежении расходимостью пучка из-за ненулевого поперечного импульса $\langle p_{N,T} \rangle$. С детектором толщины Δl_T , помещённом на удалении l от мишени это справедливо, если

$$\zeta \equiv \frac{\langle p_T^N \rangle_H}{\langle p_L^N \rangle_H} \cdot \frac{l}{\Delta l_T} \sim \frac{M_H}{\langle p_L^N \rangle_H} \cdot \frac{l}{\Delta l_T} \lesssim 1.$$

Иначе предсказания требуется откорректировать подавляющим фактором порядка $1/\zeta^2$. Аналогичный подавляющий фактор нужен в случае детектора, расположенного не на оси пучка. Как следующее приближение к N_N^{decays} следует учесть распределение адронов и нейтрино по импульсам, вместо оперирования со средними величинами. Наконец, для конкретного эксперимента следует учесть реальную геометрию установки, работу фокусирующей системы, эффективность регистрации и т.п. Из приведённых на рис. 1.4 графиков ясно, что существующих установок недостаточно для того, чтобы полностью исследовать кинематически доступную область пространства параметров ν MSM: для этих целей требуется специальный эксперимент того же типа, но с детектором большой длины, по возможности полностью перекрывающим направления выхода нейтрино. На основе данного исследования такой эксперимент был предложен в контексте Европейской программы выработки стратегии развития физики высоких энергий [163].

§ 2 Модель хаотической инфляции с лёгким инфлатоном

В этом разделе рассматривается пример построения обобщения СМ по принципу “сверху-вниз”: стартуя с инфляционной модели, призванной описать динамику развития Вселенной на стадии самых высоких плотностей энергии, постепенно приходим к низкоэнергетической физике электрослабого масштаба. Феноменология здесь пополняется новой частицей

— лёгким инфлатоном. Замечательно, что модель может быть полностью исследована современным поколением экспериментов в области физики частиц — в первую очередь на В-фабриках. По сути это есть следствие лёгкости инфлатона, что обеспечено отсутствием новых, больших по сравнению с электрослабым масштабом, модельных параметров размерности массы. Этим же фактом, отсутствием нового масштаба, обеспечивается и стабильность спектра модели и её феноменологических предсказаний относительно квантовых поправок. Помимо содержащего размерный параметр релевантного оператора все остальные операторы в лагранжиане теории маргинальные (размерности четыре без учёта петлевых поправок), поэтому физические явления, протекающие на больших энергетических масштабах (инфляция) и малых энергетических масштабах (редкие распады В-мезонов) оказываются связанными между собой. Модель призвана продемонстрировать возможность такой связи в реалистичном обобщении СМ. Кроме этого, модель допускает (не затрагивающее инфляционную динамику и вытекающие оттуда предсказания для низкоэнергетических экспериментов) обобщения, решающие другие феноменологические проблемы СМ.

Сам выбор инфляционной модели определён стремлением иметь минимальное обобщение СМ, обеспечивающее раннюю инфляционную стадию развития Вселенной, но оставляющее СМ в рамках перенормируемости и стабильности относительно квантовых поправок. Как мы обсуждали во Введении, последние опасны для хиггсовского сектора обобщённой СМ, если появляются новые энергетические масштабы в секторе физики частиц. Поэтому обобщения, не содержащие новые массовые параметры, существенно превышающие электрослабый масштаб, представляются предпочтительными. Сформулированные условия, на самом деле, однозначно определяют инфляционную модель, рассматриваемую в этом раз-

деле. Модель можно обобщать, добавляя новые поля и взаимодействия, коль скоро они не приводят к появлению новых физических масштабов. Мы, здесь, однако, ограничимся минимальным случаем одного нового скалярного поля — поля инфлатона.

2.1 Описание модели Итак, добавим к полям СМ новое нейтральное относительно калибровочных взаимодействий СМ скалярное поле X . Лагранжиан модели был предложен в работе [67] в связи с обсуждением возможных механизмов рождения в ранней Вселенной космологически стабильных стерильных нейтрино, что мы рассмотрим ниже. Лагранжиан имеет вид

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{XSM} &= \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{XN} , \\ \mathcal{L}_{XN} &= \frac{1}{2}\partial_\mu X \partial^\mu X + \frac{1}{2}m_X^2 X^2 - \frac{\beta}{4}X^4 - \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{\alpha}{\lambda} X^2 \right)^2 ,\end{aligned}\quad (1.25)$$

где \mathcal{L}_{SM} есть лагранжиан СМ без хиггсовского потенциала, который модифицируется в соответствие с (1.25), Φ есть хиггсовский дублет СМ. Единственный размерный параметр модели m_X стоит в секторе инфлатона, так что сектор СМ оказывается масштабно-инвариантным на древесном уровне, что может быть интересно в контексте обсуждения ультрафиолетового поведения квантовых поправок. Отметим, что хотя это не наиболее общего вида перенормируемый лагранжиан, он стабилен относительно квантовых поправок. При сделанном выборе существенно упрощаются алгебраические соотношения в скалярном секторе, поскольку там меньше свободных модельных параметров.

Электрослабый вакуум СМ для скалярного потенциала (1.25) имеет

вид

$$\begin{aligned} \langle \Phi \rangle &= \frac{v}{\sqrt{2}}, & \langle X \rangle &= \sqrt{\frac{\lambda}{2\alpha}} v = \frac{m_\chi}{\sqrt{2\beta}}, \\ c v &= \sqrt{\frac{2\alpha}{\beta\lambda}} m_X = 246 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Для спектра масс возмущений относительно этого вакуума получаем

$$m_h = \sqrt{2\lambda} v, \quad m_\chi = m_h \sqrt{\frac{\beta}{2\alpha}}. \quad (1.27)$$

Они повернуты относительно калибровочного базиса $(\sqrt{2}\Phi - v, X)$ на угол

$$\theta = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda}} = \frac{\sqrt{2\beta} v}{m_\chi} \quad (1.28)$$

(в лидирующем порядке по θ и m_χ/m_h).

Инфляция происходит при эволюции скалярных полей вдоль “плоского” направления скалярного потенциала

$$\Phi^\dagger \Phi \cong \frac{\alpha}{\lambda} X^2. \quad (1.29)$$

Сам скалярный потенциал как на инфляционной стадии, так и на стадии последующего разогрева в основном определяется самодействием четвёртого порядка по полю инфлатона. В результате после инфляции во Вселенной сразу реализуется эффективная радиационно-доминированная стадия расширения. Это полностью определяет последующую эволюцию Вселенной, делая её независимой от момента разогрева Вселенной. В частности, это даёт возможность точно определить продолжительность инфляции (во сколько раз изменился масштабный фактор в логарифмическом масштабе — так называемое число е-фолдингов N_e) с момента выхода за горизонт мод скалярных возмущений, на которые сегодня нормируются измерения анизотропии РИ. Для данной модели $N_e \simeq 62$. Это позволяет фиксировать константу самодействия $\beta \approx \beta_0$, нормируясь на

измерение [164] амплитуды спектра скалярных возмущений, генерируемого на инфляционной стадии, так что

$$\beta_0 = 1.5 \times 10^{-13} . \quad (1.30)$$

Модель по сути есть перенормируемое обобщение известной модели хаотической инфляции А. Линде [59], обеспечивающее послеинфляционный разогрев Вселенной благодаря рождению хиггсовских бозонов из-за взаимодействия между полями Хиггса и инфлатона (1.25). В этой связи стоит отметить, во-первых, что инфляция происходит при планковских значениях поля инфлатона, $\chi \gtrsim M_{Pl}$, где индуцированные гравитацией поправки могут быть большими, что портит масштабную инвариантность спектра генерируемых скалярных возмущений. Это общая проблема для инфляционных моделей на большом поле, где в общем случае предполагается что необходимая стабильность скалярного потенциала относительно зависящих от величины инфлатонного поля квантовых поправок (так называемая “плоскостность” скалярного потенциала) обеспечивается неким, пока неизвестным, механизмом. Мы будем считать, что он же обеспечивает малость гравитационных квантовых поправок и при суб-планковских значениях поля инфлатона, $\chi \lesssim M_{Pl}$. Иными словами, гравитация позволяет рассматривать один и тот же скалярный потенциал (1.25) при больших и малых значениях полей. Всё что нужно принять во внимание, это пертурбативные квантовые поправки в потенциал от обычных взаимодействий физики частиц, т.е. юкавских и калибровочных. Их мы рассматриваем ниже. Второе замечание относится к феноменологической приемлемости самой инфляционной модели. Дело в том, что в ходе инфляции генерятся также тензорные возмущения (реликтовые гравитационные волны), и в данной модели предсказание для отношения величин амплитуд тензорных и скалярных возмущений вхо-

дит (на уровне нескольких гауссовых стандартных отклонений) в противоречие с наблюдениями [164]. Хотя это расхождение пока не драматично, заметим, что слабая неминимальная связь инфлатона с гравитацией, $\xi X^2 R/2$, где R есть скаляр кривизны, уже для $\xi \sim 10^{-3}$ приводит предсказания модели в полное согласие со всеми наблюдениями [165, 166, 164]. Включение неминимальной связи ξ приводит при нормировке на амплитуду скалярных возмущений к несколько большей величине константы самодействия: $\beta_0 \leq \beta \lesssim 2\beta_0$ для $0 \leq \xi \lesssim 10^{-3}$. Для низкоэнергетических проявлений инфлатона, неминимальная связь с гравитацией такой силы абсолютно не существенна, однако в дальнейших оценках мы примем во внимание связанную с ней неопределённость в величине β ,

$$\beta = (1-2) \cdot \beta_0 . \quad (1.31)$$

Таким образом, из четырёх параметров лагранжиана (1.25) один, β , фиксирован величинами амплитуд первичных возмущений, а другая линейная комбинация (1.26) фиксирована в электрослабом вакууме величиной константы Ферми. Два оставшихся свободными параметра определяют величину массы бозона Хиггса СМ и массу инфлатона (или угол смешивания (1.28)). Обсудим ограничения на эти параметры. Ограничение снизу на величину смешивания следует из ограничения снизу на температуру разогрева: ясно, что чем слабее связь инфлатона с полями СМ (в нашем случае — с полем Хиггса), тем медленнее происходит рождение частиц СМ полем инфлатона и перекачка энергии в них, причём на фоне малости констант в секторе инфлатона немалость самодействия Хиггса предотвращает эффективную перекачку энергии через образование параметрического резонанса хиггсовского поля [66]. Рассматриваемая модель очевидно феноменологически неполна: например, требуется обеспечить генерацию барионной асимметрии Вселенной. В СМ барионное число на-

рушается на микроскопическом уровне в первичной плазме, если сфалеронные переходы достаточно быстры [22]. Это явление довольно часто используют в различных механизмах генерации барионной асимметрии, предлагаемых обобщениями СМ. Поэтому естественно в качестве ограничения снизу на температуру разогрева T_r выбрать ту, при которой сфалеронные переходы ещё в равновесии в первичной плазме и помогают образованию барионной асимметрии; для определённости мы выбираем $T_r \gtrsim 150$ ГэВ. Чем сильнее смешивание (больше параметр α), тем легче инфлатон, см. (1.27), и для выбранной температуры получаем [66]

$$m_\chi \lesssim 1.5 \cdot \left(\frac{m_h}{150 \text{ ГэВ}} \right) \cdot \left(\frac{\beta}{1.5 \times 10^{-13}} \right)^{1/2} \text{ ГэВ для } m_\chi < 2m_h, \quad (1.32)$$

и

$$m_\chi \lesssim 460 \cdot \left(\frac{m_h}{150 \text{ ГэВ}} \right)^{4/3} \cdot \left(\frac{\beta}{1.5 \times 10^{-13}} \right)^{1/3} \text{ ГэВ для } m_\chi > 2m_h. \quad (1.33)$$

В последнем случае *ограничение снизу* на массу инфлатона есть

$$m_\chi > 2m_h \gtrsim 228 \text{ ГэВ}. \quad (1.34)$$

В первом случае *ограничение снизу* на массу инфлатона следует из *ограничения сверху* на смешивание между Хиггсом и инфлатоном, получающегося из требования малости квантовых поправок по сравнению с величиной “древесного” самодействия β . Для действия (1.25), определённого на электрослабом масштабе, поправки к инфлатонному потенциалу $\beta X^4/4$ могут быть явно вычислены и представлены в виде

$$\delta V = C_X \times \frac{m^4(X)}{64\pi^2} \log \frac{m^2(X)}{\mu^2}, \quad (1.35)$$

где $m(X)$ есть масса вкладывающей частицы в фоновом поле инфлатона X (учитывая плоское направление (1.29)), численный коэффициент C_X зависит от числа внутренних степеней свободы частицы и имеет разный

знак для бозонов и фермионов, μ принимает значение электрослабого масштаба. Тогда, требуя формально, чтобы в инфляционной области $X \sim M_{Pl}$ поправки к квадратичной константе β не превышали 10%, получаем из вклада хиггсовского бозона:

$$\alpha \lesssim 10^{-7}. \quad (1.36)$$

Отсюда, используя (1.27), получим ограничение снизу на массу инфлатона

$$m_\chi > 120 \left(\frac{m_h}{150 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{\beta}{1.5 \times 10^{-13}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{10^{-7}}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ МэВ}. \quad (1.37)$$

Более аккуратный анализ с учётом ренорм-групповых эффектов можно провести уже после обнаружения лёгкого инфлатона, хотя для большей части пространства параметров заметных поправок не ожидается. Ограничения подобные (1.36) следуют из требования малости поправок от юкавских и калибровочных констант связи СМ. Поскольку все массы частиц СМ в инфляционную эпоху пропорциональны $\sqrt{\alpha/\lambda}X$ (см. (1.29)), то эти ограничения отличаются от (1.36) только отношениями констант связи вида $y_t/\sqrt{\lambda}$, $g/\sqrt{\lambda}$, и т.д. Это изменяет ограничение снизу (1.37). Отметим, что точная величина этого предела несущественна из-за более сильных экспериментальных ограничений, приведённых в разделе 2.5. Для некоторых значений масс хиггсовского бозона (в частности, в области интересной с точки зрения недавних результатов, полученных на ЛНС), константа хиггсовского самодействия становится небольшой на инфляционном масштабе, так что $\sqrt{\alpha/\lambda}X$ может оказаться большой величиной, как и пертурбативные поправки к инфлатонному потенциалу.

Малость смешивания хиггсовского поля с инфлатоном (1.36) ответственна за слабость взаимодействия инфлатона с частицами СМ. Это делает поиск тяжёлого инфлатона, в интервале, (1.33), (1.34), безнадёж-

ным в обозримом будущем: прямое рождение инфлатона требует огромной статистики столкновений на высокоэнергетичных коллайдерах. Противоположный случай лёгкого инфлатона в интервале масс между (1.32) и (1.37), напротив, выглядит весьма перспективным с точки зрения прямых поисков, поскольку рождение инфлатона не требует очень высоких энергий в точке столкновения частиц. Тогда инфлатон может рождаться и в экспериментах с пучком ускоренных частиц, рассеивающихся на мишени, где можно набрать высокую статистику. Именно такой лёгкий инфлатон мы и рассматриваем ниже.

В следующем разделе приведены оценки для темпов распада и рождения лёгкого инфлатона. Поскольку константы связи инфлатона не зависят от массы бозона Хиггса M , её величина определяет только феноменологически приемлемый интервал масс инфлатона (1.32), (1.37). Стремясь к большей общности и потому полагая для хиггсовского бозона разрешённым широкий интервал масс $114 \text{ ГэВ} < m_h < 700 \text{ ГэВ}$, ниже мы рассматриваем феноменологию лёгкого инфлатона с массой в соответствующем интервале

$$30 \text{ МэВ} \lesssim m_\chi \lesssim 10 \text{ ГэВ} . \quad (1.38)$$

В действительности в непосредственно рассматриваемой модели верхнее ограничение на массу хиггсовского бозона существенно ниже чем 700 ГэВ , поскольку мы используем тот же скалярный потенциал (1.25) для описания инфляции при высоких энергиях. Подразумевается, что он справедлив (не становится сильно связанным) по крайней мере до масштаба энергий $\sqrt{\alpha/\lambda} X \sim 10^{15} \text{ ГэВ}$. Поскольку связь с инфлатоном слаба, то соответствующее ограничение на массу бозона Хиггса такое же, как и в случае SM , что даёт $m_h \lesssim 190 \text{ ГэВ}$ (см., например [78]), откуда

$$m_\chi \lesssim 1.8 \text{ GeV} . \quad (1.39)$$

Наконец, совместный анализ электрослабых данных даёт для наиболее вероятных величин масс $m_h < 285 \text{ GeV}$ [1]. Прямые ограничения ЛНС ещё ниже опускают границу (1.39), а рассматривая самые последние результаты как указание на величину массы бозона Хиггса $m_h \approx 125 \text{ ГэВ}$, получим

$$m_\chi \lesssim 1.2 \text{ GeV} . \quad (1.40)$$

Тем не менее в обобщениях данной модели (в частности, с расширенным хиггсовским сектором), верхний предел на величину лёгкого хиггсовского бозона может быть выше, и ниже мы обсуждаем весь интервал (1.38), чтобы сделать анализ применимым и в этих случаях.

2.2 Распады инфлатона Лёгкий инфлатон распадается через смешивание с бозоном Хиггса СМ (1.28). Поэтому его парциальные ширины распада совпадают (принимая во внимание малый угол смешивания (1.28)) с аналогичными для лёгкого бозона Хиггса, изучавшимися в работе [167]. Ниже мы фактически их несколько модифицируем, учитывая последующее развитие исследований в этой области.

Инфлатон с массой ниже 900 МэВ распадается преимущественно в

$$\gamma\gamma, e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 .$$

Смешивание (1.28) приводит к взаимодействию юкавского типа между инфлатоном и фермионами СМ f ,

$$\mathcal{L}_{\chi\bar{f}f} = \theta \frac{m_f}{v} \chi\bar{f}f = \sqrt{2\beta} \frac{m_f}{m_\chi} \chi\bar{f}f , \quad (1.41)$$

где m_f масса фермиона. Эффективная инфлатон-пионная связь следует из взаимодействия хиггсовского бозона со следом тензора энергии-

импульса (ср. [168, 169])

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi\pi\pi} = & 2\kappa\sqrt{2\beta} \cdot \frac{\chi}{m_\chi} \cdot \left(\frac{1}{2}\partial_\mu\pi^0\partial^\mu\pi^0 + \partial_\mu\pi^+\partial^\mu\pi^- \right) \\ & - (3\kappa + 1)\sqrt{2\beta} \cdot \frac{\chi}{m_\chi} \cdot m_\pi^2 \cdot \left(\frac{1}{2}\pi^0\pi^0 + \pi^+\pi^- \right), \end{aligned} \quad (1.42)$$

где m_π масса пиона и

$$\kappa = \frac{2N_h}{3b} = \frac{2}{9}, \quad (1.43)$$

причём $N_h = 3$ есть число тяжёлых кварков, $b = 9$ есть первый коэффициент β -функции КХД без кварков. Наконец, смешивание Хиггса с инфлатоном обеспечивает связь инфлатона с W -бозоном, которая даёт вклад в треугольную одно-петлевую диаграмму, ответственную за распад инфлатона в два фотона. Аналогичные вклады дают фермионные петли, так что инфлатонный распад в фотоны можно описать посредством эффективного лагранжиана (ср. [170])

$$\mathcal{L}_{\chi\gamma\gamma} \approx \frac{F\alpha}{4\pi} \frac{\sqrt{2\beta}}{m_\chi} \chi F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.44)$$

где α есть постоянная тонкой структуры а F — сумма петлевых вкладов от W -бозона и фермионов f с электрическим зарядом eq_f , $F = F_W + \sum_{f,\text{colors}} q_f^2 F_f$,

$$\begin{aligned} F_W = & 2 + 3y [1 + (2 - y)x^2], \\ F_f = & -2y [1 + (1 - y)x^2], \end{aligned} \quad (1.45)$$

и $y = 4m^2/m_\chi^2$, где m — масса вкладывающей частицы; при этом

$$\begin{aligned} x = & \text{Arctan} \frac{1}{\sqrt{y-1}}, \text{ для } y > 1, \\ x = & \frac{1}{2} \left(\pi + i \log \frac{1 + \sqrt{1-y}}{1 - \sqrt{1-y}} \right), \text{ для } y < 1. \end{aligned}$$

В действительности, для интересного интервала масс инфлатона фермионные вклады почти полностью сокращают вклад W -бозона (который доминирует над вкладом каждого отдельного фермиона).

Рассмотренные выше взаимодействия инфлатона с полями СМ дают для ширин распада инфлатона в электрически заряженные лептоны:

$$\Gamma_{\chi \rightarrow \bar{l}l} = \frac{\beta m_l}{4\pi} \frac{m_l}{m_\chi} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_\chi^2}\right)^{3/2}, \quad (1.46)$$

пионы

$$\Gamma_{\chi \rightarrow \pi^+\pi^-} = 2\Gamma_{\chi \rightarrow \pi^0\pi^0} = \frac{\beta m_\chi}{8\pi} \cdot \left(\frac{2}{9} + \frac{11}{9} \frac{m_\pi^2}{m_\chi^2}\right)^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{m_\chi^2}}, \quad (1.47)$$

и фотоны

$$\Gamma_{\chi \rightarrow \gamma\gamma} = |F|^2 \left(\frac{\alpha}{4\pi}\right)^2 \frac{\beta m_\chi}{8\pi}. \quad (1.48)$$

Отметим, что древесная оценка (1.47) несправедлива вдали от пионного порога, где сильное взаимодействие пионов в конечном состоянии становится существенным [171]. В наших численных расчётах мы следуем работе [171], чтобы улучшить оценку (1.47).

Для инфлатона тяжелее 900 MeV оценка ширин распада в адронные каналы усложняется. Во-первых, каждый кварковый аромат даёт вклад в распад, если масса инфлатона превышает удвоенную массу легчайшего адрона соответствующего аромата (распад через состояние с одним виртуальным адроном не рассматриваем). Странный кварк начинает давать вклад для $m_\chi > 2m_K$, где m_K есть масса K -мезона. Очарованный кварк вкладывает, если $m_\chi > 2m_D$, где m_D — масса D -мезона. Легчайшие ароматные состояния — мезоны, и недалеко от порогов инфлатонные распады описываются эффективными лагранжианами, подобными (1.42). Дальше от порогов становится существенным взаимодействие частиц в конечном состоянии, и мы следуем [171] для оценки ширин распадов в пионы и каоны. Этот подход справедлив, пока в игру не включились другие ароматные резонансы и пока можно пренебречь многочастичными конечными состояниями. Для случая пионов подход несправедлив для масс инфлатона выше примерно 1 ГэВ. Для мезонов тяжёлых ароматов

подход перестаёт работать уже для масс инфлатона не далеко от порога из-за появления новых адронных состояний. Вдали от кваркового порога распад инфлатона можно описать как распад на пару кварков из-за взаимодействия (1.41), которые затем адронизируются. При оценке ширины распада следует принять во внимание петлевые КХД-поправки: те же, что и для бозона Хиггса СМ массы m_χ .

Во-вторых, если масса инфлатона вблизи массы некоторого адронного скалярного резонанса (например, в $c\bar{c}$ или $b\bar{b}$ системах), то интерференция с таким резонансом существенно изменяет адронные моды распада инфлатона, аналогично тому, что ожидалось для бозона Хиггса СМ, если его масса близка к порогу $b\bar{b}$ [172]. Этот случай мы не рассматриваем здесь, и соответствующие оценки несложно получить по аналогии.

В-третьих, для инфлатона тяжелее 1 ГэВ распад в мезоны активно происходит через эффективное взаимодействие инфлатона с глюонами, возникающее благодаря кварковой однопетлевой диаграмме аналогичной той, что давала вклад в распад инфлатона в фотоны. Эффективный лагранжиан, описывающий распад инфлатона в глюоны имеет вид [172]

$$\mathcal{L}_{\chi gg} \approx \frac{F\alpha_s}{4\sqrt{8}\pi} \frac{\sqrt{2\beta}}{m_\chi} \chi G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}, \quad (1.49)$$

где α_s есть константа сильных взаимодействий и $F = \sum_f F_f$, см. (1.45), с суммой только по кваркам. Старшие КХД-поправки также важны здесь, и они совпадают с поправками для бозона Хиггса. Рождённые глюоны в дальнейшем адронизируются.

Очевидно, что заметно выше масштаба КХД и порогов тяжёлых кварков описание адронных распадов инфлатона через кварки и глюоны вполне обосновано, а в противоположном случае применимо эффективное описание в терминах мезонов. В промежуточной области, $m_\chi \simeq 1.5\text{--}2.5$ ГэВ оба приближения некорректны, и хорошего описания не найдено.

В то же время, сравнивая соответствующие адронные вклады, вычисленные в рамках этих двух приближений, справедливых на верхней и нижней границе промежуточной области, находим, что отклонения в оценках не превышают порядка величины. На основе этого заключаем, что оценки по порядку величины для времени жизни инфлатона и его парциальных ширин в лептоны, фотоны и адроны для массы инфлатона в интервале 1.5–2.5 ГэВ можно получить посредством интерполяции между результатами для инфлатонов малых и больших масс.

Следовательно, для ширины распада инфлатона в кварки получаем ту же самую формулу (1.46), умноженную на число цветов 3, и на корректирующий фактор для учёта КХД-поправок (принимая во внимание неопределённость в величине β , пояснённой в разделе 2.1, мы учитываем только лидирующие КХД-поправки, представленные в работе [173]). Для ширины распада в глюоны получаем (с точностью до фактора от КХД-поправок)

$$\Gamma_{\chi \rightarrow gg} = |F|^2 \left(\frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^2 \frac{\beta m_\chi}{4\pi} .$$

Парциальные ширины распада и время жизни инфлатона представлены на рис. 1.5 как функции масс инфлатона. Заметим, что парциальные ширины инфлатона в фермионы падают с увеличением массы, в то время как обратное поведение наблюдается для распада в пионы из-за вклада кинетического слагаемого в следе тензора энергии-импульса. Вклад двухфотонной моды изменяется с массой и в интересном интервале параметров достигает максимума с величиной 2.5% сразу за порогом мюонов. Таким образом, инфлатон предпочтительно распадается в электроны, если он легче 200 МэВ. Более тяжёлый инфлатон до 1 ГэВа распадается в мюоны или пионы с доминированием последних. Инфлатон с массой ниже мюонного порога имеет время жизни около 10^{-5} с, а выше порога оно быстро сокращается вплоть до 10^{-9} с. Для инфлатона тяжелее 1 ГэВа

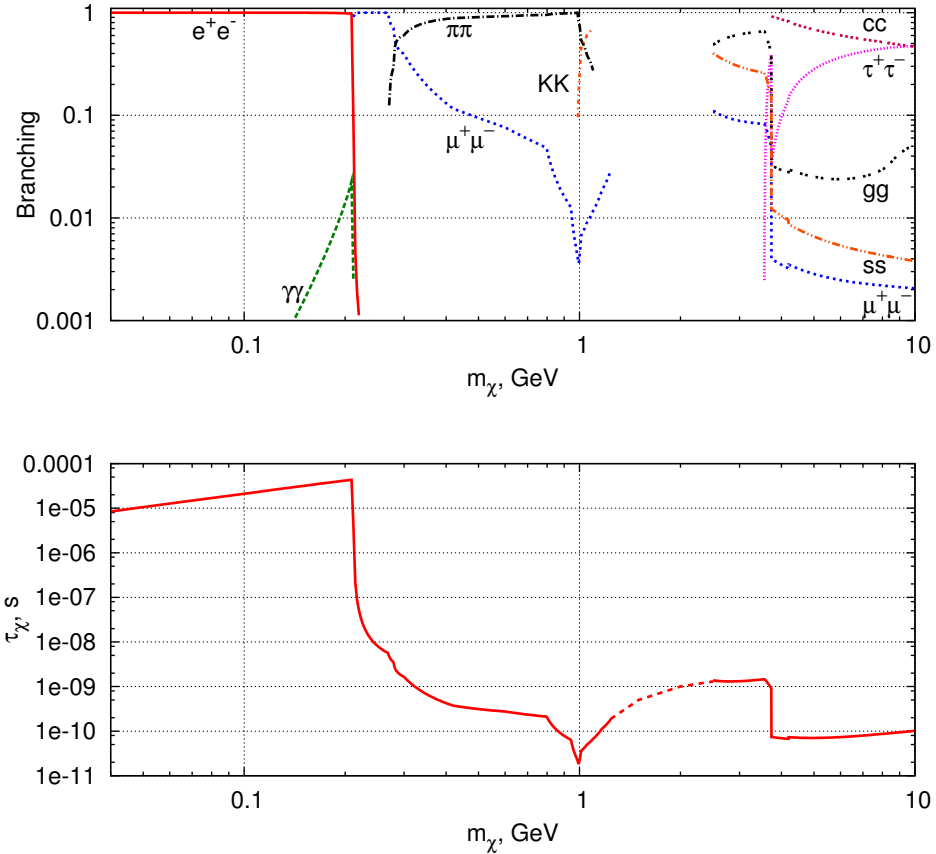


Рис. 1.5. *Сверху*: Парциальные ширины распада инфлатона в различные двух-частичные конечные состояния как функции массы инфлатона m_χ ; относительно интервала масс 1.5-2.5 GeV, см. рассуждения в основном тексте; *Снизу*: время жизни инфлатона τ_χ как функция массы инфлатона m_χ . Здесь мы положили $\beta = \beta_0$, причём время жизни обратно пропорционально параметру β . Для величин β внутри предпочтительного интервала (1.31) время жизни может быть в два раза меньше.

доминирует кинематически разрешённый распад в пару самых тяжёлых фермионов. Распады в фотоны и электроны для $m_\chi \gtrsim 1$ GeV сильно подавлены, их парциальные ширины оказываются ниже величины 10^{-4} .

2.3 Инфлатон в адронных распадах В этом разделе мы рассмотрим рождение инфлатона в редких распадах мезонов и получим соответствующие ограничения на массу лёгкого инфлатона.

Во-первых, лёгкий инфлатон может появиться в двухчастичных рас-

падах мезонов. Речь идёт в точности о тех же процессах, которые широко обсуждались в прошлом в связи с возможным существованием (суб)Гэвного хиггсовского бозона СМ. Используя результаты из работы [168], можно получить для амплитуд соответствующих каонных распадов

$$A(K^+ \rightarrow \pi^+ \chi) \simeq \theta \frac{M_K^2}{v} \left\{ \gamma_1 \frac{1 - \kappa}{2} \left(1 - \frac{m_\chi^2 - M_\pi^2}{M_K^2} \right) - \gamma_2 (1 - \kappa) + \frac{1}{2} \frac{3G_F \sqrt{2}}{16\pi^2} \sum_{i=c,t} V_{id}^* m_i^2 V_{is} \right\}, \quad (1.50)$$

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \chi) = -A(K^+ \rightarrow \pi^+ \chi), \quad (1.51)$$

$$A(K_S \rightarrow \chi \pi^0) \simeq \theta \frac{3G_F \sqrt{2}}{16\pi^2} \frac{iM_K^2}{2v} \text{Im} \sum_{i=c,t} V_{id}^* m_i^2 V_{is}, \quad (1.52)$$

при $\gamma_1 \sim 3.1 \times 10^{-7}$ и значительно меньшей величины γ_2 . Доминируют вклад третьего слагаемого в (1.50). На кварковом уровне это слагаемое возникает как излучение инфлатона виртуальным кварком в электрослабой петле кварка и W -бозона. Для парциальных ширин получаем

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \chi) = \frac{1}{\Gamma_{\text{total}}(K^+)} \frac{|A(K^+ \rightarrow \pi^+ \chi)|^2 2|\mathbf{p}_\chi|}{16\pi M_K M_K} \approx 1.3 \times 10^{-3} \cdot \left(\frac{2|\mathbf{p}_\chi|}{M_K} \right) \theta^2 \quad (1.53)$$

$$\approx 2.3 \times 10^{-9} \cdot \left(\frac{2|\mathbf{p}_\chi|}{M_K} \right) \cdot \left(\frac{\beta}{\beta_0} \right) \cdot \left(\frac{100 \text{ МэВ}}{m_\chi} \right)^2,$$

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \chi) \approx 5.5 \times 10^{-3} \cdot \left(\frac{2|\mathbf{p}_\chi|}{M_K} \right) \theta^2 \approx 1.0 \times 10^{-8} \cdot \left(\frac{2|\mathbf{p}_\chi|}{M_K} \right) \cdot \left(\frac{\beta}{\beta_0} \right) \cdot \left(\frac{100 \text{ МэВ}}{m_\chi} \right)^2, \quad (1.54)$$

где \mathbf{p}_χ есть 3-импульс инфлатона. Парциальная ширина K_S значительно меньше. Для инфлатонной массы в кинематически разрешённом интервале величина квадрата угла смешивания θ^2 порядка 10^{-5} – 10^{-7} (1.28). Для модели с $\beta = \beta_0$ парциальные ширины каонных распадов представлены на рис. 1.6 вместе с экспериментальными ограничениями из поиска

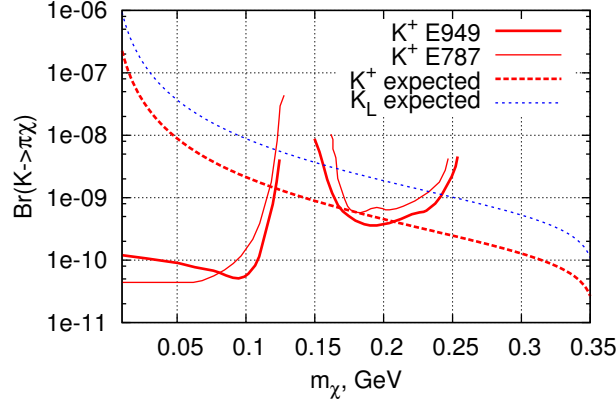


Рис. 1.6. Ожидаемые парциальные ширины $\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+\chi)$, $\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0\chi)$ и экспериментальные пределы на величину $\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+\chi)$ из [174] и [175].

процессов $K \rightarrow \pi + \text{ничего}$ [175, 174]. Как следует из рис. 1.6, модели с лёгкими инфлатонами

$$m_\chi \lesssim 120 \text{ МэВ} ,$$

уже *исключены* отрицательными результатами этих поисков, а модели с $170 \text{ МэВ} \lesssim m_\chi \lesssim 205 \text{ МэВ}$ представляются малореалистичными. Дальнейшее увеличение чувствительности этих поисков на один порядок величины позволит протестировать модель с лёгким инфлатоном в области масс 150–250 МэВ. Таким образом, каонные распады являются наиболее перспективными процессами для поиска лёгкого инфлатона.

Для случая инфлатона большей массы следует рассмотреть распады тяжёлых мезонов. Наибольший интерес здесь представляет распад η -мезона с парциальной шириной порядка (ср. [168, 176])

$$\begin{aligned} \text{Br}(\eta \rightarrow \chi\pi^0) &\sim \frac{|\mathbf{p}_\chi|}{M_\eta} \cdot 10^{-6} \cdot \theta^2 \\ &\approx 1.8 \times 10^{-12} \cdot \left(\frac{2|\mathbf{p}_\chi|}{M_\eta}\right) \cdot \left(\frac{\beta}{\beta_0}\right) \cdot \left(\frac{100 \text{ МэВ}}{m_\chi}\right)^2 , \end{aligned} \quad (1.55)$$

в то время как парциальные ширины распадов векторных мезонов на пару порядков меньше (ср. [177]).

Двухчастичные распады очарованных мезонов подобные распаду $K \rightarrow \pi\chi$ сильно подавлены малостью массы u -кварка и соответствующими элементами СКМ-матрицы, входящими в амплитуду процесса (ср. доминирующее третье слагаемое в (1.50)). Трёхчастичные полулептонные распады имеют большой темп, однако всё еще очень редки [178, 179],

$$\begin{aligned} \text{Br}(D \rightarrow e\nu\chi) &= \frac{\sqrt{2}G_F m_D^4}{96\pi^2 m_\mu^2 (1 - m_\mu^2/m_D^2)^2} \cdot \frac{7}{9}\theta^2 \cdot \text{Br}(D \rightarrow \mu\nu) f(m_\chi^2/m_D^2) \\ &\approx 5.7 \times 10^{-9}\theta^2 f(m_\chi^2/m_D^2) , \\ f(x) &= (1 - 8x + x^2)(1 - x^2) - 12x^2 \log(x) . \end{aligned}$$

Аналогичная формула для ширины распада $D \rightarrow \mu\nu\chi$ несколько более громоздка из-за большей массы мюона [178], однако численно ширина оказывается подавленной на том же уровне. Напротив, распады B -мезонов усилены по сравнению с $K \rightarrow \pi\chi$. На основании работы [180, 181] из формул (1.28),(1.30) получаем для лёгкого инфлатона:

$$\begin{aligned} \text{Br}(B \rightarrow \chi X_s) &\simeq 0.3 \frac{|V_{ts}V_{tb}^*|^2}{|V_{cb}|^2} \left(\frac{m_t}{M_W}\right)^4 \left(1 - \frac{m_\chi^2}{m_b^2}\right)^2 \theta^2 \\ &\simeq 10^{-6} \cdot \left(1 - \frac{m_\chi^2}{m_b^2}\right)^2 \left(\frac{\beta}{\beta_0}\right) \left(\frac{300 \text{ МэВ}}{m_\chi}\right)^2 , \end{aligned} \quad (1.56)$$

где X_s обозначает странный мезонный канал, в основном заполняемый псевдоскалярным или векторным каонами. Инфлатон с массой ниже мюонного порога покидает детектор (см. рис. 1.5), оставляя сигнатуру поиска

$$B \rightarrow K + \text{ничто} , \quad B \rightarrow K^* + \text{ничто} .$$

Более тяжёлый инфлатон может распадаться в детекторе, с наиболее чистой (для экспериментального обнаружения) модой в два мюона на уровне 0.01–1, в зависимости от массы, см. рис. 1.5. Отметим, что собранная на b -фабриках мировая статистика B -мезонов позволяет прово-

дить измерения парциальных ширин интересных в обсуждаемом контексте распадов $B \rightarrow K^{(*)}l^+l^-$ с чувствительностью около 10^{-7} [182], что сравнимо с величиной ожидаемого сигнала (1.56). Подходящий анализ накопленных данных мог бы дать шанс проверить модель с массой инфлатона $m_\chi \sim 300$ МэВ.

Инфлатон также может рождаться в других распадах мезонов и тяжёлых барионов. Мы не рассматриваем здесь эти каналы, считая их роль в рождении инфлатона вспомогательной и полагая их также менее перспективными для прямого поиска лёгкого инфлатона.

2.4 Рождение инфлатона в столкновениях частиц Теперь обсудим в деталях рождение инфлатона в столкновениях частиц. Если энергия столкновения достаточно велика, то наиболее эффективный механизм рождения инфлатона это кинематически разрешённые распады тяжёлых мезонов, рождённых в этих столкновениях. Тогда сечение рождения σ можно оценить как произведение сечения рождения мезонов на парциальную ширину распада мезона в инфлатон,

$$\frac{\sigma}{\sigma_{pp,\text{total}}} = M_{pp} \times \left(\chi_c \text{Br}(B \rightarrow \chi X_s) + \chi_s \left(0.5 \times \text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \chi) + 0.25 \times \text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \chi) \right) \right), \quad (1.57)$$

где M_{pp} обозначает полную множественность адронов, и её доли, приходящиеся на разные кварковые ароматы, представлены в Таблице 1.2 для нескольких работающих протонных пучков; полное адронное сечение принято равным $\sigma_{pp,\text{total}} \simeq 40$ мбарн [1]. Здесь учитываются только s - и b -мезоны, поскольку именно они дают основной вклад. На рис. 1.7 представлена оценка величины этого непрямого рождения инфлатона в экспериментах на мишени для нескольких работающих протонных пучков.

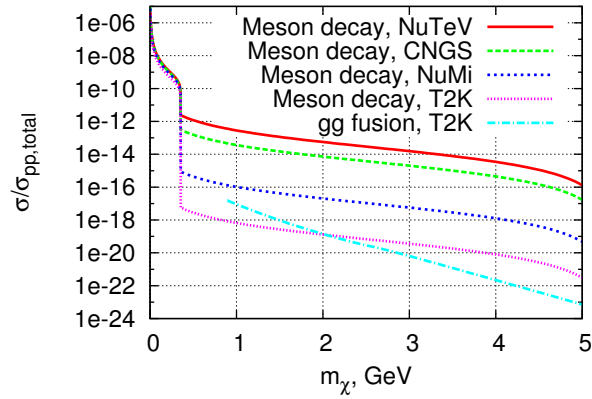


Рис. 1.7. Сечение рождения инфлатона в pp -столкновениях, нормированное на полное сечение pp -рассеяния $\sigma_{pp\ total} \simeq 40$ мбарн. Для всех графиков принято $\beta = 1.5 \times 10^{-13}$. Линии соответствуют нескольким значениям энергии протонов пучка (см. Таблицу 1.2). Для эксперимента T2K дана также оценка прямого механизма рождения через слияние глюонов, чей вклад для остальных экспериментов с большей энергией протонов пучка пренебрежимо мал по сравнению со вкладом от распада мезонов. Вблизи каонного порога $m_\chi \sim m_K$ учёт вклада от распада η -мезона (1.55) может несколько сгладить изменение сечения с массой инфлатона.

В моделях с массой инфлатона выше порога b -кварка доминирующим источником инфлатонов является прямое рождение в сильных процессах, аналогичных процессам рождения бозона Хиггса СМ. Основной канал рождения инфлатона тот же, что и для хиггсовского бозона, т.е. слияние глюонов [184]. Рождение инфлатона вычисляется в точности как рождение хиггсовского бозона той же массы, только оно подавлено квадратом угла смешивания θ^2 . Для нескольких работающих протонных пучков результаты вычислений с партонными функциями распределения из работы [185] представлены на рис. 1.8. Здесь мы представили оценку величины прямого рождения инфлатона даже для малых масс вплоть до $m_\chi \gtrsim 2$ ГэВ, желая проиллюстрировать утверждение о том, что непрямой механизм рождения инфлатона доминирует для инфлатонов легче

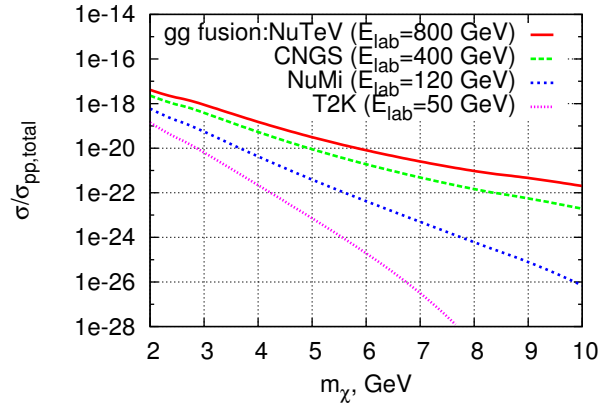


Рис. 1.8. Отношение сечения прямого рождения инфлатона к полному адронному сечению в pp -столкновениях, $\sigma_{pp\ total} \sim 40$ мбарн для константы самодействия инфлатона $\beta = \beta_0$.

B -мезона, ср. рис. 1.7.

2.5 Ограничения из прямых поисков и предсказания для будущих экспериментов Лёгкие инфлатоны будут рождаться в большом количестве в любом эксперименте на мишени и затем распадаться в пару фотонов или лептонов, в зависимости от величины массы. Поиск проникающих частиц такого типа проводился в эксперименте CHARM [186]. Конкретно, был проведён поиск аксионо-подобной частицы, однако с точки зрения поисков единственная разница между аксионом в [186] и интересным нам лёгким инфлатоном состоит в оценках ширины распада и сечения рождения. Здесь мы по-грубому переанализируем полученный в эксперименте CHARM результат для нашей модели. Пока время жизни инфлатона мало и заметная доля частиц распадается, не достигая детектора, это можно сделать простым перешкалированием результата. Поэтому мы начнём с того, что постараемся по-простому воспроизвести окончательное ограничение на модельные параметры, представленное в работе [186], а уже затем изменим в анализе темпы распада и рождения.

Представленный в [186] график может быть воспроизведён из требования, что число распадов в детекторе превышает число фоновых событий. Число распадов в детекторе по-грубому оценивается как

$$N \simeq N_0 \sigma_X e^{-\Gamma \frac{l_{dec}}{\gamma}} \left(1 - e^{-\Gamma \frac{l_{detector}}{\gamma}} \right), \quad (1.58)$$

где N_0 есть общий коэффициент, отражающий набранную интегральную светимость, σ_X — сечение рождения аксиона (уравнение (5) в [186]), Γ есть ширина распада (сумма вкладов (3) и (4) для мюонов и электронов в [186]), $l_{dec} = 480$ м — распадная длина до детектора длины $l_{detector} = 35$ м, $\gamma = E/m_X$ — типичная величина релятивистского γ -фактора аксиона с энергией $E \sim 10$ ГэВ. Тогда, рис. 4 из [186] приближённо воспроизводится при $N/(N_0 \sigma_{\pi^0}) \simeq 10^{-17}$.

Используя ту же логику мы можем получить ограничение для инфлатона. А именно, вместо (1.58) имеем

$$N \simeq N_0 \sigma_{prod} (\text{Br}(\chi \rightarrow \gamma\gamma) + \text{Br}(\chi \rightarrow ee) + \text{Br}(\chi \rightarrow \mu\mu)) \times e^{-\Gamma \frac{l_{dec}}{c\gamma}} \left(1 - e^{-\Gamma \frac{l_{detector}}{c\gamma}} \right), \quad (1.59)$$

где для сечения рождения инфлатона σ_χ мы возьмём (1.57), и используем простую оценку для выхода π_0 -мезонов: $\sigma_{\pi^0}/\sigma_{pp,total} = M_{pp}/3$, с $M_{pp} = 13$ для пучка CNGS (см. Таблицу 1.2). Тогда область, запрещённая экспериментом [186], представлена на рис. 1.9.

Видно, что для константы самодействия инфлатона $\beta = \beta_0$ запрещены инфлатоны с массой вплоть до примерно 280 МэВ, в то время как для верхней границы космологически обоснованного интервала (1.31) константы самодействия получаем

$$m_\chi \gtrsim 270 \text{ МэВ}. \quad (1.60)$$

Это ограничение следует воспринимать с некоторой долей скепсиса. Точная зависимость ограничения от параметра β в этой области чувствитель-

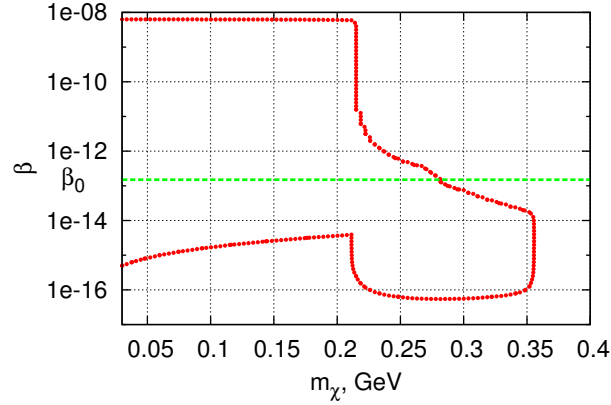


Рис. 1.9. Ограничения на параметры инфлатона из поиска аксионов в эксперименте SHARM. Запрещённая область (m_χ, β) ограничена кривой. Видно, что для константы самодействия инфлатона $\beta = \beta_0$ запрещены инфлатоны малой массы вплоть до примерно 280 МэВ.

на к деталям анализа эксперимента SHARM (правильная форма спектра рождённых инфлатонов, реалистичная чувствительность детектора к различным распадным каналам и т.п.). Из графика на рис. 1.9 можно заключить, тем не менее, что ограничение $m_\chi > 210$ МэВ является консервативным: в рамках предложенного выше простого подхода мы получаем безопасный предел по порядку величины. Чёткое утверждение о больших величинах масс для $\beta \sim \beta_0$ требует более аккуратного анализа данных SHARM.

Используя полученные в разделе 2.4 результаты оценим для разрешённых масс инфлатона число инфлатонов, рождённых за год работы при расчётной светимости для нескольких экспериментов, умножая отношение сечений на число протонов рассеявшихся на мишени, см. рис. 1.10 и Таблицу 1.2. Полученная оценка не слишком точна, поскольку мы полностью пренебрегли всевозможными геометрическими факторами, возможным коллимированием или отклонением рождённых заряженных каонов и т.п. Однако можно заключить, что высокоэнергетичные протоны

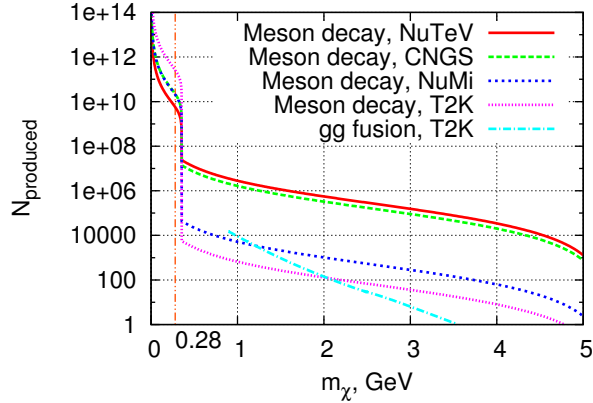


Рис. 1.10. Число рождённых инфлатонов за год работы существующих протонных пучков на расчётной светимости. Все геометрические факторы игнорируются. Вертикальная линия показывает ограничение снизу на массу инфлатона (1.60).

определённо более предпочтительны для поиска инфлатона (тяжелее каона), поскольку доминирующим каналом рождения является распад содержащих тяжёлый b -кварк адронов. Для небольших масс число инфлатонов, рождённых за год работы, может превысить несколько миллионов, в то время как для $m_\chi \sim 5$ ГэВ их ожидается в лучшем случае тысяча.

2.6 Обсуждение результатов и симбиоз с моделью ν MSM

Итак, представленная простая инфляционная модель может быть полностью изучена в экспериментах физики частиц при доступных сегодня энергиях ускорителей. Обеспечившей эту возможность особенностью модели является наличие в спектре лёгкой частицы: масса инфлатона заключена в интервале $270 \text{ МэВ} \lesssim m_\chi \lesssim 1.8 \text{ ГэВ}$. Инфлатон появляется в двухчастичных распадах мезонов, рождённых в протон-протонных столкновениях. При времени жизни $10^{-9} - 10^{-10} \text{ с}$ инфлатон распадается недалеко от точки рождения. Редкие двухчастичные распады K - и B -мезонов наиболее чувствительны к присутствию инфлатона. Двухчастичный распад мезонов является доминирующим каналом рождения инфла-

тона и для эксперимента с пучком протонов, рассеивающихся на мишени. Здесь следует искать появление продуктов распада самого инфлатона.

Напомним, что с учётом имеющихся космологических данных, сама инфляционная модель всё ещё реалистична при минимальной (или очень слабо неминимальной) связи с гравитацией. Новое поколение космологических экспериментов (в частности, эксперимент PLANCK) обладает более высокой чувствительностью к деталям спектра первичных неоднородностей, образующихся в инфляционную эпоху. В частности, более сильные *ограничения сверху* на космологический параметр r , равный отношению квадратов амплитуд тензорных и скалярных возмущений, дадут более сильное *ограничение снизу* на константу неминимальной связи с гравитацией ξ . Одновременное измерение наклона спектра скалярных возмущений n_s и параметра r позволит однозначно определить величину ξ (связь между этими тремя параметрами приведена, например, в [66, 166, 165]). Даже если ξ окажется большой величиной, лабораторное исследование данной модели по-прежнему будет возможно, однако приведённые численные оценки следует перешкалировать на большую величину константы самодействия β , ожидаемую в таком случае, а значит величина сигнал от инфлатона только увеличится. Заметим, что при очень больших величинах ξ константа самодействия может принимать значения близкие единицы. Такая модель на инфляционной стадии в точности соответствует хиггсовской инфляции, подробно рассматриваемой в разделе § 4 главы 1.

Теперь обсудим дополнение данной модели до феноменологически полной теории, в соответствие с идеологией, изложенной во Введении. Дополнение должно позволить объяснить явления нейтринных осцилляций, тёмной материи и барионную асимметрию Вселенной. Поскольку предложенная инфляционная модель не содержит новых физических

масштабов, представляется естественным избежать их и при выборе такого дополнения. В таком случае как пример напрашивается модель ν MSM, рассмотренная в разделе § 1 главы 1. Напомним, что в ней к SM добавляются три майорановских фермиона, нейтральных относительно калибровочных взаимодействий SM. Можно ввести перенормируемое взаимодействие юкавского типа между этими фермионами и полями SM. После спонтанного нарушения электрослабой симметрии это взаимодействие приведёт к смешиванию фермионов и нейтрино SM и новых фермионов, играющих таким образом роль *стерильных нейтрино*. Смешивание естественно приводит к появлению масс активных нейтрино, что даёт возможность объяснить наблюдаемые нейтринные осцилляции. Легчайшее стерильное нейтрино играет роль тёмной материи, а два более тяжёлых обеспечивают барионную асимметрию Вселенной через перераспределение лептонного числа между стерильными и активными нейтрино в осцилляционных процессах в первичной плазме; лептонное число в секторе активных нейтрино перерабатывается в барионную асимметрию сфалеронными переходами.

Идея симбиоза двух моделей основана на том, что поскольку и инфлатон и стерильные нейтрино не несут никаких калибровочных зарядов, то между ними можно ввести перенормируемое взаимодействие юкавского типа. После появления конденсата инфлатона, это взаимодействие обеспечит массу стерильных нейтрино. В то же время, связь инфлатона со стерильными нейтрино может повлиять на процессы в ранней Вселенной, в частности, обеспечить появление лёгких стерильных нейтрино — частиц тёмной материи. Такой механизм рождения частиц в ν MSM был предложен в работе [67]. Собственно сама рассмотренная нами модель начала обсуждаться как пример обобщения ν MSM с альтернативным к оригинальному механизмом рождения частиц тёмной материи (напом-

ним, оригинальный механизм требует нереалистично высокого вырождения по массам для двух тяжёлых стерильных нейтрино, см. раздел § 1 главы 1). Покажем, что ограничения на модельные параметры νMSM не изменяют феноменологически приемлемый интервал масс инфлатона, полученный выше. И напротив, ограничение сверху на массу инфлатона уже в дополненной модели νMSM ограничивает величину массы частицы тёмной материи — легчайшего стерильного нейтрино. Это доказывает, что космологическая инфляционная теория может быть напрямую проверена даже в реалистичных и феноменологически полных обобщениях СМ.

Итак, лагранжиан обобщения с тремя стерильными нейтрино N_I , $I = 1, 2, 3$, о котором идет речь, имеет вид:

$$\mathcal{L}_{\nu\text{MSM}} = i\bar{N}_I\gamma_\mu\partial^\mu N_I + \left(F_{\alpha I}\bar{L}_\alpha N_I\tilde{\Phi} - \frac{f_I}{2}\bar{N}_I^c N_I X + \text{h.c.} \right),$$

см. обозначения в разделе 1.1.

Начнём с обсуждения разрешённых интервалов для величин юкавских констант связи f_I (константы $F_{I\alpha}$, обеспечивающие смешивание с активными нейтрино, для этого обсуждения неважны). Во-первых, “плоскостность” инфлатонного потенциала требует малости всех констант связи инфлатона с другими полями, а значит и малости f_I . Из условия, что соответствующие квантовые поправки к константе самодействия инфлатона (1.30) не превышают 10%, получаем

$$f_I < 1.5 \times 10^{-3}, \quad (1.61)$$

откуда для масс стерильных нейтрино

$$M_I = f_I \langle X \rangle < 270 \cdot \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ МэВ}} \right) \left(\frac{1.5 \times 10^{-13}}{\beta} \right)^{1/2} \left(\frac{f_I}{1.5 \times 10^{-3}} \right) \text{ ГэВ}. \quad (1.62)$$

Ограничение снизу на массы двух тяжёлых стерильных нейтрино, $M_{2,3}$, следует из согласия предсказаний стандартного первичного нуклеосинте-

за с наблюдениями распространённости первичных химических элементов; оно не ограничивает полученный интервал масс инфлатона.

Легчайшее стерильное нейтрино в модели (1.25) на космологических временных масштабах может быть стабильным и образовывать тёмную материю Вселенной. В этом случае стерильное нейтрино довольно лёгкое, $M_1 \lesssim 1 \text{ ГэВ}$, и не должно термализоваться в первичной плазме. Последнее условие выполняется естественным образом, поскольку условие стабильности на космологических временах оставляет шанс только на очень слабое смешивание с активными нейтрино через $F_{1\alpha}$ (именно смешивание обеспечивает распад, например, в три активных нейтрино через нейтральные токи). Малая масса подразумевает слабую связь с инфлатоном. Лёгкие инфлатоны находятся в равновесии в первичной плазме и распадаются с рождением легчайшего нейтрино в основном при температуре $T \sim m_\chi$. Этот процесс рождения стерильных нейтрино обеспечивает их относительный вклад в современную плотность энергии Вселенной на уровне [67]

$$\Omega_N = \frac{1.6f(m_\chi)}{S} \cdot \frac{\beta}{1.5 \times 10^{-13}} \cdot \left(\frac{M_1}{10 \text{ кэВ}} \right)^3 \cdot \left(\frac{100 \text{ МэВ}}{m_\chi} \right)^3, \quad (1.63)$$

где *фактор разбавления* $S > 1$ учитывает возможное рождение энтропии в ходе позднего распада тяжёлых стерильных нейтрино [187] а значение функции $f(m_\chi)$ определяется числом эффективных степеней свободы $g_*(T)$ в первичной плазме на момент распада инфлатонов. Функция монотонно изменяется от 0.9 до 0.4 для масс инфлатона от 70 МэВ до 500 МэВ и для более тяжёлых инфлатонов может быть приближена по формуле $f(m_\chi) \simeq [10.75/g_*(m_\chi/3)]^{3/2}$. Другие процессы также могут давать вклад в рождение частиц тёмной материи. Следовательно, для

данной масс m_χ соотношение (1.63) даёт *верхний предел*

$$\frac{M_1}{10 \text{ кэВ}} < \left(\frac{S}{6.4 f(m_\chi)} \right)^{1/3} \left(\frac{\Omega_N}{0.25} \right)^{1/3} \left(\frac{1.5 \times 10^{-13}}{\beta} \right)^{1/3} \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ МэВ}} \right). \quad (1.64)$$

Соответствующее ограничение сверху на f_1 лежит ниже (1.61).

В завершение обсуждения сделаем несколько замечаний. Во-первых, из неравенства (1.64) можно заключить, что для массы инфлатона в интервале (1.32), (1.37), лёгчайшее старильное нейтрино оказывается *естественным* кандидатом на роль *тёплой* тёмной материи. Во-вторых, даже для разрешённых значений параметров модели, минимизирующих правую часть неравенства (1.64), получающееся ограничение не превосходит ограничения сверху на массу стерильного нейтрино $M_1 \gtrsim 1.7 \text{ кэВ}$, полученного в работах [31, 30] из анализа эволюции фазовой плотности частиц тёмной материи и астрономических данных по наблюдениям за сфероидальными карликовыми галактиками². Значит, в данной модели эти ограничения на тёмную материю не сужают области пространства параметров, и в частности, интервал масс инфлатона. В-третьих, максимизируя правую часть неравенства (1.64) находим *верхний предел* на массу легчайшего стерильного нейтрино,

$$M_1 \lesssim 13 \times \left(\frac{m_\chi}{300 \text{ МэВ}} \right) \left(\frac{S}{4} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{0.9}{f(m_\chi)} \right)^{1/3} \text{ кэВ}. \quad (1.65)$$

Принимая во внимание интервал (1.39), заключаем, что легчайшее стерильное нейтрино существенно легче электрона (и других электрически заряженных фермионов СМ), так что распад инфлатона в такие нейтрино всегда разрешён кинематически. Поскольку лёгкий инфлатон распадается в фермионы СМ из-за смешивания с бозоном Хиггса, соответствующие парциальные ширины пропорциональны квадрату массы фермионов аналогично ширинам распада в стерильные нейтрино. Лёгкость

²Аналогичный анализ представлен в разделе § 2 главы 2, где сформулированы требования к космологической эволюции ранней Вселенной и получены ограничения на параметры суперсимметричных моделей с лёгким гравитино как частицей тёмной материи.

стерильного нейтрино, кандидата на роль тёмной материи, гарантирует доминирование видимых каналов распада инфлатона над распадом в частицы тёмной материи.

Из приведённых выше формул следует, что пределы на массу инфлатона, полученные ранее в этом разделе, не ужесточаются из-за модельных ограничений в самой ν MSM. В то же время пределы (1.65), (1.39) означают, что частицы тёмной материи легче примерно 100 кэВ для полного интервала масс хиггсовского бозона (см. раздел 2.1). Как только инфлатон будет найден, ограничение сверху (1.65) на массу частицы тёмной материи будет зафиксировано. И наоборот, если будут обнаружены стерильные нейтрино тёмной материи, условие (1.65) фиксирует *нижний предел* массы инфлатона; он может превзойти предел (1.60) из прямых поисков, если $M_1 \gtrsim 10$ кэВ. Наконец отметим, что инфлатон может распадаться в стерильные нейтрино $N_{2,3}$, если это разрешено по кинематике. Ширина распада в эти тяжёлые стерильные нейтрино (невидимая мода распада инфлатона) даётся формулой

$$\Gamma_{\chi \rightarrow N_I N_I} = \frac{\beta M_I^2}{8\pi m_\chi} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_\chi^2} \right)^{3/2}.$$

Это выражение похоже на (1.46). Данная мода может даже доминировать, если стерильные нейтрино являются тяжелейшими среди кинематически разрешённых фермионов. Поскольку лёгкие синглеты, $M_{2,3} \lesssim m_\pi$, нарушают протекание первичного нуклеосинтеза, то доминирование моды в стерильные нейтрино возможно для масс инфлатона больше примерно 300 МэВ. Как следствие, время жизни инфлатона может несколько сократиться, по сравнению с результатом, представленным на рис. 1.5b.

§ 3 Тёмная материя и бариогенезис в инфляции Старобинского

Одно из логических решений задачи об организации инфляционной динамики в ранней Вселенной без введения нового масштаба в физику частиц состоит в привлечении к работе гравитационного сектора теории. Для этого требуется модифицировать гравитационное действие, и исторически первая работающая инфляционная модель [56] именно так и была построена. К действию Эйнштейна–Гильберта были добавлены квадратичные по тензорам Риччи и Римана и скаляру кривизны слагаемые. Для метрики однородной и изотропной Вселенной было найдено решение уравнение такой “нелинейной” гравитации, в котором масштабный фактор экспоненциально рос со временем. Новый масштаб появляется, но в гравитационном секторе — за счёт параметра, стоящего перед квадратичными слагаемыми в действии. Он определяет масштаб изменения гравитации, где влияния линейного и квадратичного по кривизне слагаемых оказываются одного порядка. Его величина фиксируется из нормировки на измерение амплитуды анизотропии РИ.

Замечательно, что в данной модели (в отличие, например, от модели раздела § 2 главы 1) не требуется вводить специального взаимодействия между инфляционным сектором и полями СМ для обеспечения послеполноценного разогрева Вселенной. Всё делает та же гравитация, что и обеспечивает саму инфляционную стадию. А именно: за счёт универсального гравитационного взаимодействия энергия, накопленная в расположенном в гравитационном секторе “инфлатоне”, переходит во все частицы модели: происходит их гравитационное рождение. При этом среди частиц СМ наиболее эффективно рождаются хиггсовские бозоны, которые быстро перерассеиваются в другие частицы СМ. Так “экономно” и происходит

разогрев в этой инфляционной модели [56, 68].

Универсальность механизма разогрева (гравитационное рождение всех частиц в модели) естественно приводит к мысли воспользоваться им и для решения других насущных “космологических” проблем: рождения частиц тёмной материи и генерации барионной асимметрии. Как мы убедимся ниже, реалистичным и естественным кандидатом на роль частиц тёмной материи оказываются свободные фермионы. Барионную асимметрию удаётся объяснить через лептогенезис с двумя тяжёлыми стерильными нейтрино. Роль гравитации здесь состоит в неравновесном рождении этих частиц в ранней Вселенной. Причём стерильные нейтрино смешиваются с активными и за счёт механизма “качелей” обеспечивают массы последним, что даёт возможность объяснить явление нейтринных осцилляций. Представляется забавным, что *величина барионной асимметрии*, которую можно получить в данной модели, *естественно* (без специального выбора параметров) *оказывается именно малой, численно близкой к наблюдаемой*. В результате, с тремя новыми майорановскими фермионами и нелинейной при больших энергиях гравитацией, мы получаем ещё один вариант феноменологически полной модели, минимальной с точки зрения дополнительных полей и взаимодействий, которые потребовалось добавить в сектор физики частиц, для решения всех основных феноменологических проблем СМ. Недостаток этого варианта в том, что для успешного лептогенезиса требуются тяжёлые стерильные нейтрино, а значит в секторе физики частиц появляется новый, притом высокий энергетический масштаб. Это поднимает проблему иерархии: стабильности электрослабого масштаба относительно квантовых поправок. Обсуждать подробно механизмы решения этой проблемы мы здесь не будем, ограничившись несколькими общими замечаниями в заключение раздела.

3.1 Гравитационное рождение тёмной материи

Начнём с описания гравитационного сектора. Для обеспечения инфляционной стадии достаточно добавить к лагранжиану Гильберта–Эйнштейна квадратичное по скалярной кривизне слагаемое, так что действие теории (в оригинальной, *жордановской*, системе) примет вид

$$S^{JF} = -\frac{M_P^2}{2} \int \sqrt{-g} d^4x \left(R - \frac{R^2}{6\mu^2} \right) + S_{matter}^{JF}, \quad (1.66)$$

слагаемое S_{matter}^{JF} содержит действие СМ и вклады других новых полей. В частности, для свободных³ скаляра φ и дираковского фермиона ψ будем иметь

$$S_{\varphi}^{JF} = \int \sqrt{-g} d^4x \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_{\mu}\varphi \partial_{\nu}\varphi - \frac{1}{2} m_{\varphi}^2 \varphi^2 \right), \quad (1.67)$$

$$S_{\psi}^{JF} = \int \sqrt{-g} d^4x \left(i\bar{\psi} \hat{\mathcal{D}}\psi - m_{\psi} \bar{\psi}\psi \right), \quad (1.68)$$

где $\hat{\mathcal{D}}$ обозначает ковариантное обобщение дираковского оператора, см. например [7].

Удобно перейти в так называемую *эйнштейновскую* систему, сделав конформное (вейлевское) преобразование метрики

$$g_{\mu\nu} \rightarrow \tilde{g}_{\mu\nu} = \chi g_{\mu\nu}, \quad \chi = \exp\left(\sqrt{2/3} \phi/M_P\right).$$

Для получения кинетических слагаемых канонического вида поля скаляров и фермионов также необходимо перешкалировать,

$$\varphi \rightarrow \tilde{\varphi} = \chi^{-1/2} \varphi, \quad \psi \rightarrow \tilde{\psi} = \chi^{-3/4} \psi, \quad \hat{\mathcal{D}} \rightarrow \hat{\tilde{\mathcal{D}}} = \chi^{-1/2} \hat{\mathcal{D}}.$$

В эйнштейновской системе, по-определению, гравитационное действие принимает вид действия Гильберта–Эйнштейна, но явно выделяется до-

³Эти поля *свободны* в смысле взаимодействий физики частиц: и в жордановской системе (действия (1.67) и (1.68)) и в эйнштейновской системе (действия (1.70) и (1.71)) свободны при формальном “выключении” гравитации, $M_P \rightarrow \infty$.

полнительная скалярная степень свободы ϕ , взаимодействующая со всеми полями материи⁴. Первоначальное действие (1.66) переходит в

$$S^{EF} = S_{matter}^{EF} + \int \sqrt{-\tilde{g}} d^4x \left[-\frac{M_P^2}{2} \tilde{R} + \frac{1}{2} \tilde{g}^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{3\mu^2 M_P^2}{4} \left(1 - \frac{1}{\chi(\phi)} \right)^2 \right], \quad (1.69)$$

где S_{matter}^{EF} включает взаимодействие с полем ϕ . В частности, теперь действия (1.67) и (1.68) принимают вид

$$S_\varphi^{EF} = \int \sqrt{-\tilde{g}} d^4x \left(\frac{1}{2} \tilde{g}^{\mu\nu} \partial_\mu \tilde{\varphi} \partial_\nu \tilde{\varphi} - \frac{1}{2\chi} m_\varphi^2 \tilde{\varphi}^2 + \frac{\tilde{\varphi}^2}{12 M_P^2} \tilde{g}^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi + \frac{\tilde{\varphi}}{\sqrt{6} M_P} \tilde{g}_{\mu\nu} \partial_\mu \tilde{\varphi} \partial_\nu \phi \right), \quad (1.70)$$

$$S_\psi^{EF} = \int \sqrt{-\tilde{g}} d^4x \left(i \tilde{\psi} \hat{\mathcal{D}} \tilde{\psi} - \frac{m_\psi}{\sqrt{\chi}} \tilde{\psi} \tilde{\psi} \right). \quad (1.71)$$

При малых величинах ϕ эта степень свободы отщепляется от всех остальных полей, и обе системы становятся идентичными, поскольку в этом пределе величина R тоже мала.

В однородной и изотропной Вселенной, описываемой действием (1.66), имеет место инфляционная стадия развития [56] при больших величинах R . В эйнштейновской системе эта стадия реализуется как инфляция *на большом поле* в режиме *медленного скатывания*, имеющем место при сверх-планковских значениях величины поля ϕ , выполняющего роль инфлатона. Эквивалентная скалярная мода в действии (1.66) была названа *скалярноном* [56], так что ниже мы будем использовать оба термина.

Инфляция приводит к генерации первичных скалярных неоднородностей, нормировка спектра которых на измеряемую величину анизотропии РИ и результаты анализа крупномасштабной структуры Вселенной даёт

⁴Конечно, и степень свободы и её взаимодействие с полями материи имеет место и в жордановской системе. Переход в эйнштейновскую систему посредством вейлевского преобразования позволяет элегантно выделить эту степень свободы из нелинейного по кривизне действия.

оценку значения единственного параметра [188]

$$\mu = 1.3 \times 10^{-5} M_P .$$

Спектральный индекс скалярных возмущений n_s и параметры спектра тензорных возмущений находятся в хорошем согласии с наблюдательными ограничениями [164], и весьма близки [71] к предсказаниям инфляции на поле Хиггса, см. (1.108).

Когда условия *медленного скатывания* нарушаются, инфляция прекращается, и однородный инфлатон ϕ начинает быстро осциллировать с частотой, равной массе скалярона μ . В этот момент вся энергия Вселенной содержится в именно в скаляроне, так что его быстрые однородные осцилляции выводят Вселенную на режим расширения, аналогичный расширению Вселенной, заполненной пылью (или нерелятивистскими частицами). Эта послеинфляционная, промежуточная, материально-доминированная стадия развития естественно заканчивается распадом скалярона в обычные частицы благодаря *универсальному* взаимодействию как в (1.70), (1.71). В частности, темпы распада скалярона в пару достаточно лёгких скаляров и пару достаточно лёгких фермионов равны⁵

$$\Gamma_{\phi \rightarrow \varphi\varphi} = \frac{\mu^3}{192\pi M_P^2} , \quad (1.72)$$

$$\Gamma_{\phi \rightarrow \bar{\psi}\psi} = \frac{\mu m_\psi^2}{48\pi M_P^2} , \quad (1.73)$$

соответственно. Таким *универсальным* способом энергия перетекает из поля инфлатона в обычные частицы. Никакого усиления перетекания энергии в частицы СМ за счёт когерентных эффектов (аналогичных рассмотренным в [189]) не происходит, поскольку рождённые частицы СМ

⁵Эти оценки согласуются с аналогичными в жордановской системе, полученными в работах [56, 68], в то же время (1.72) и (1.73) в два раза больше и в четыре раза меньше, соответственно, в сравнении с результатами работы [188].

весьма интенсивно взаимодействуют между собой, чем моментально нарушают когерентность.

Формулы (1.72), (1.73) означают, что в общем случае в распаде скаляра основную роль играют скалярные частицы. Доминирующий вклад в распад даёт связь в кинетическом слагаемом в (1.70). Аналога этого вклада нет в фермионном случае, см. (1.71), поскольку кинетическое слагаемое фермионов конформно-инвариантно⁶. Энергия переходит в релятивистские скаляры к моменту времени $t_{reh} \gtrsim 1/\sum_s \Gamma_{\phi \rightarrow \varphi\varphi}$. Определим *температуру разогрева* T_{reh} как эффективную температуру рождённой релятивистской материи в момент равенства между плотностями энергии инфлатона и материи. Тогда в отсутствие когерентных эффектов, отмеченном ранее, для N_s скалярных компонент, дающих вклад в распад инфлатона, эффективная температура релятивистской материи равна

$$T_{reh} \approx 4.5 \times 10^{-2} \times g_*^{-1/4} \cdot \left(\frac{N_s \mu^3}{M_P} \right)^{1/2}, \quad (1.74)$$

где g_* обозначает число релятивистских специй. В случае СМ с $g_* = 106.75$ и $N_s = 4$, формула (1.74) даёт численно

$$T_{reh} \approx 3.1 \times 10^9 \text{ ГэВ}, \quad (1.75)$$

что лежит глубоко в области температур, где все калибровочные взаимодействия СМ пребывают в равновесии. Таким образом, значение (1.75) есть действительно *максимальная* температура первичной плазмы или температура *разогрева* Вселенной.

С относительно низкой температурой разогрева (1.75) послеинфляционная пылевидная стадия длится достаточно долго, так что коротковолновые, *подгоризонтные* скалярные возмущения, быстро растущие на

⁶Похожая ситуация имеет место для скаляра, *конформно связанного* с гравитацией в жордановской системе. Этот случай рассмотрен в работе [190], не вошедшей в диссертацию.

этой стадии, успевают выйти на нелинейный режим (см. общее обсуждение, например, в [191]). Можно было бы ожидать, что скаляроны тогда начнут формировать самогравитирующие сгустки линейных размеров существенно меньше горизонта, так что Вселенная по-прежнему остаётся на пылевидной стадии развития. Превышение плотности скаляронов в сгустках (в сравнении со средней по Вселенной величиной) может быть оценена по-анalogии с рассмотрением гало и сгустков тёмной материи в поздней Вселенной, см. например [192]. Плотность скаляронов в сгустках недостаточно высока, чтобы используя самодействие спровоцировать рассеяние скаляронов друг на друге. Следовательно, рождение релятивистских частиц СМ действительно можно описывать как распады (нерелятивистских) скаляронов и оценка температуры разогрева (1.75) остаётся неизменной.

Формулы для темпов распада (1.72), (1.73) показывают, что скалярон рождает частицы универсальным образом, так что все скаляры и все фермионы теории в конце концов заполняют собой Вселенную. В отсутствие всех остальных (помимо гравитационных) взаимодействий между обычными частицами, окончательный состав определяется в основном спином частиц, и, для фермионов, их массой.

Теперь рассмотрим новое поле, которое либо совсем свободно в исходной жордановской системе, либо связано с остальными полями очень слабо, так что частицы нового поля никогда не входят в равновесие в первичной плазме⁷. Если такие частицы будут стабильны на космологических временных масштабах, то они будут хорошим кандидатом на роль тёмной материи Вселенной.

В таком подходе единственным свободным параметром является мас-

⁷При таких требованиях разрешены, например, взаимодействия за счёт подавленных планковским масштабом неперенормируемых операторов.

са частицы, а значит именно её величина фиксируется требованием полностью объяснить приходящуюся на долю тёмной материи часть $\Omega_{DM} \approx 0.223$ [164] полной энергии современной Вселенной ρ_c . Масса частицы тёмной материи m_{DM} и современная плотность числа частиц тёмной материи $n_{DM,0}$ связаны с ρ_c и Ω_{DM} следующим образом:

$$m_{DM} = \frac{\Omega_{DM} \rho_c}{s_0} \frac{s_0}{n_{DM,0}}, \quad (1.76)$$

где мы ввели современную плотность энтропии s_0 .

Оценим величину отношения плотности энтропии к плотности частиц тёмной материи s/n_{DM} на момент разогрева Вселенной. Рождение частиц тёмной материи после инфляции можно описать как процесс распада нерелятивистских скалярных масс m_ϕ , чья плотность числа частиц n_ϕ эволюционирует с масштабным фактором $a = a(t)$ при $t \gtrsim t_{reh}$ как

$$n_\phi(a) = \frac{\mu}{2} \phi_{reh}^2 \left(\frac{a_{reh}}{a} \right)^3.$$

Здесь ϕ_{reh} , a_{reh} соответствуют значениям инфлатонного поля и масштабного фактора в момент разогрева. Снова пренебрегается любыми когерентными эффектами, связанными с новыми полями, а также сам новый канал распада скалярона рассматривается как недоминирующий, так что температура разогрева по-прежнему равна (1.75). Оба эти положения обсуждаются ниже: мы убедимся, что они справедливы для интересных решений. Считая, что инфлатон распадается в две частицы тёмной материи с шириной распада $\Gamma_{\phi \rightarrow DM}$, напишем уравнение Больцмана для плотности частиц тёмной материи

$$\frac{d}{dt} (n_{DM} a^3) = 2 n_\phi(a) \Gamma_{\phi \rightarrow DM} a^3.$$

Это уравнение имеет решение

$$n_{DM}(t_{reh}) = \frac{\rho_{reh}}{\mu} \Gamma_{\phi \rightarrow DM} t_{reh},$$

где ρ_{reh} есть *полная* плотность энергии на момент разогрева, когда соответствующие вклады инфлатона и релятивистских специй совпадают. Плотность энергии связана с параметром Хаббла на момент разогрева H_{reh} соотношением

$$\rho_{reh} = 2 g_* \frac{\pi^2}{30} T_{reh}^4 = 3 M_P^2 H_{reh}^2 .$$

Принимая для численных оценок приближённое время разогрева

$$t_{reh} \simeq \frac{1}{\sqrt{3} H_{reh}} ,$$

мы окончательно получаем для искомого отношения на момент разогрева

$$\frac{s}{n_{DM}} (T_{reh}) = \frac{2\pi \sqrt{g_*}}{3 \sqrt{15}} \frac{\mu}{\Gamma_{\phi \rightarrow DM}} \frac{T_{reh}}{M_P} . \quad (1.77)$$

Поскольку это отношение остаётся неизменным на последующих горячих стадиях эволюции Вселенной, то

$$\frac{s}{n_{DM}} \simeq \frac{s_0}{n_{DM,0}} .$$

Таким образом, формулы (1.77), (1.76) дают для массы частиц тёмной материи, универсально рождённой в распаде скларонов,

$$m_{DM} = \frac{\Omega_{DM} \rho_c}{s_0} \frac{2\pi \sqrt{g_*}}{3 \sqrt{15}} \frac{\mu}{\Gamma_{\phi \rightarrow DM}} \frac{T_{reh}}{M_P} . \quad (1.78)$$

Тогда для случая скаляра (1.72) и фермиона (1.73) приходим к следующим оценкам:

$$m_\varphi \approx 6.9 \text{ кэВ} \times \left(\frac{1.3 \times 10^{-5} M_P}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{N_s}{4} \right)^{1/2} \left(\frac{g_*}{106.75} \right)^{1/4} \\ \times \left(\frac{\Omega_{DM}}{0.223} \right) \left(\frac{\rho_c}{0.52 \times 10^{-5} \text{ ГэВ/см}^3} \right) , \quad (1.79)$$

$$m_\psi \approx 1.2 \times 10^7 \text{ ГэВ} \times \left(\frac{\mu}{1.3 \times 10^{-5} M_P} \right)^{1/2} \left(\frac{N_s}{4} \right)^{1/6} \left(\frac{g_*}{106.75} \right)^{1/12} \\ \times \left(\frac{\Omega_{DM}}{0.223} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_c}{0.52 \times 10^{-5} \text{ ГэВ/см}^3} \right)^{1/3} . \quad (1.80)$$

Здесь численные коэффициенты несколько скорректированы (на десятки процентов), чтобы совпасть с результатами численного интегрирования уравнений Больцмана, самосогласованно описывающих переход энергии из скалярной компоненты в релятивистские скаляры и тёмную материю.

Частицы тёмной материи рождаются ультрарелятивистскими с 3-импульсом $\sim \mu/2$, который превышает T_{reh} а, значит, и типичные импульсы частиц в плазме примерно на четыре порядка величины,

$$\mu \sim 10^4 \times T_{reh} .$$

Таким образом, свободные скаляры массы 10 keV давали бы вклад только в *горячую компоненту* тёмной энергии. Подобная компонента совершенно точно есть (в неё дают вклад активные нейтрино СМ), но играет лишь вспомогательную роль, поэтому свободные скаляры не могут решить проблему тёмной материи в R^2 -инфляции. Феноменологически приемлемыми оказываются свободные фермионы с массой $m_{DM} \approx 10^7$ ГэВ. Такие частицы сформируют *холодную тёмную материю*.

Завершим обсуждение универсальной тёмной материи в инфляции Старобинского несколькими замечаниями. Во-первых, для рассмотренного случая свободных бозонных частиц когерентные эффекты [189] во время скалярных осцилляций вполне могли бы изменить полученные результаты. Усиление рождения скаляров заставит для частиц тёмной материи выбрать ещё меньшую массу, а значит они будут ещё более горячими, и ещё менее приемлемыми на роль тёмной материи. Эта ситуация интереса не представляет.

Во-вторых, если на более поздней стадии расширения Вселенной происходит дополнительное производство энтропии (скажем, за счёт неравновесного распада нерелятивистских частиц и т.п.), то оценки (1.79),

(1.80) должны быть скорректированы с учётом соответствующего разбавляющего фактора $r_s = s_{new}/s_{old}$. Правую часть формулы (1.79) тогда следует разделить на величину r_s , а правую часть формулы (1.80) на $r_s^{1/3}$. В реалистичных моделях с небольшим (если есть) производством энтропии это не спасёт скалярную тёмную материю, и лишь слегка изменит предсказание для массы частицы фермионной тёмной материи (1.80).

В-третьих, в расширениях СМ с дополнительными скалярами, взаимодействующими с полями СМ, и температура разогрева (1.74), и необходимая масса скалярного кандидата на роль тёмной материи возрастают. В результате, при очень большом числе новых скаляров скалярная тёмная материя может стать феноменологически приемлемой.

В-четвёртых, если есть другие источники тёмной материи в модели (другие стабильные частицы или другие механизмы неравновесного рождения тяжёлых фермионов), то оценку (1.80) следует воспринимать как *ограничение сверху* на массу универсальной тёмной материи в модели R^2 -инфляции.

В-пятых, в случае майорановских фермионов требуемая масса больше на множитель $2^{1/3}$ по сравнению с дираковским случаем (1.80), поскольку ширина распада скалярона в майорановские частицы в два раза меньше.

В-шестых, оценки (1.79), (1.80) означают, что *более тяжёлые свободные частицы запрещены* в моделях с инфляцией Старобинского, иначе Вселенная будет переполнена энергией этих частиц. Это утверждение определённо справедливо для частиц легче скалярона, когда применимы вышеприведённые оценки. Ясно, что темп рождение частиц тяжелее скалярона подавлен по сравнению с оценками (1.72), (1.73), причём, чем тяжелее частицы, тем сильнее подавление. Поэтому свободные частицы с массами $m \gg \mu$ не запрещены в R^2 -инфляции. Более того, при специально подстроенной массе $m \sim \mu$ они могут сформировать феноменоло-

гически приемлемую тёмную материю. Этот вопрос поднимался в работе [190].

3.2 Лептогенезис в R^2 -инфляции Итак, в предыдущем разделе было найдено, что тяжёлые свободные (в жордановской системе) фермионы являются приемлемыми кандидатами на роль тёмной материи в инфляционной модели Старобинского. Эти фермионы естественным образом рождаются в послеинфляционной Вселенной в распадах скалярона, так что правильное количество тёмной материи получается при массе около 10^7 ГэВ (1.80). Пойдём дальше и спросим, можно ли воспользоваться тем же универсальным механизмом рождения, чтобы решить другую космологическую проблему, смертельную для СМ: барионная асимметрию Вселенной. Ответ положительный, и мы его проиллюстрируем на примере нетермального лептогенезиса через распад тяжёлых стерильных нейтрино [23, 70], универсально производящихся распадающимся скаляроном. Данный пример, конечно, мотивирован наблюдаемыми нейтринными осцилляциями — явлением, также не объясняемым в рамках СМ. Тяжёлые стерильные нейтрино дают массу активным нейтрино через механизм качелей. Этот механизм обеспечивает иерархию между масштабом масс нейтрино и электрослабым масштабом. В этом разделе демонстрируется, что и правильные величины масс нейтрино, и успешный лептогенезис могут быть *одновременно* реализованы в R^2 -инфляционной модели.

Рассматриваемая модификация СМ заключается в добавлении двух майорановских фермионов N_I , $I = 1, 2$, образующих правые синглеты по отношению к калибровочной группе СМ. Наиболее общий перенормируемый лагранжиан для этих фермионов имеет вид

$$\mathcal{L} = i\bar{N}_I\gamma^\mu\partial_\mu N_I - y_{\alpha I}\bar{L}_\alpha N_I\tilde{\Phi} - \frac{M_I}{2}\bar{N}_I^c N_I + h.c. , \quad (1.81)$$

где $y_{\alpha I}$ есть новые юкавские константы, Φ — хиггсовский дублет СМ и $\tilde{\Phi} = \epsilon \Phi^*$ где ϵ есть антисимметричная 2×2 -матрица.

Когда электрослабая симметрия нарушается, Φ получает ненулевое вакуумное среднее, $\Phi^T = (0, v/\sqrt{2})$, $v = 246$ ГэВ. Тогда (1.81) обеспечивает смешивание между активными и стерильными нейтрино в общей нейтринной массовой матрице. В предположении $yv \ll M_I$ это смешивание даёт для масс активных нейтрино

$$m_{\nu\alpha\beta} = - \sum_I y_{\alpha I} \frac{v^2}{2M_I} y_{\beta I}. \quad (1.82)$$

Значит, $m_\nu \ll v$, что есть механизм качелей⁸. Формула (1.82) вместе с величиной атмосферного расщепления квадратов масс нейтрино $\Delta m_{atm}^2 \simeq 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [1], даёт ограничение сверху по порядку величины на массу *легчайшего стерильного нейтрино*:

$$M_{lightest} \lesssim \frac{v^2}{2\sqrt{\Delta m_{atm}^2}} \simeq 5 \times 10^{14} \text{ ГэВ}. \quad (1.83)$$

Чем меньше величина юкавской константы $y_{\alpha I}$ и тяжелее активные нейтрино, тем меньше величина $M_{lightest}$, см. (1.82).

Добавленный к СМ лагранжиан (1.81) явно нарушает лептонное число (из-за ненулевой майорановской массы стерильных нейтрино). Источником СР-нарушения (одно из сахаровских условий [21] успешного барио- или лептогенезиса, обсуждавшихся во Введении) являются юкавские константы связи $y_{\alpha I}$, принимающие комплексные значения. Третье условие Сахарова, выход из термального равновесия для нарушающих лептонное число процессов, достигается в распадах нерелятивистских стерильных нейтрино, что есть сугубо неравновесный процесс.

Обсудим рождение этих тяжёлых стерильных нейтрино в послеинфляционной Вселенной, заполненной осциллирующим склярном. Ней-

⁸Отметим, что два стерильных нейтрино в механизме качелей обеспечивают ненулевые массы лишь для двух активных нейтрино; третье в нашей модели остаётся безмассовым.

трино рождаются через связь юкавского типа со скалярном, см. формулу (1.71). Рождение эффективно только для нейтрино легче скалярона. В самом деле, амплитуда скаляронных осцилляций не превышает величины M_P . В то же время константа связи скалярона с фермионами пропорциональна фермионной массе, так что фактически не изменяется во времени. Следовательно, в модели нет никакого усиления рождения тяжёлых фермионов юкавским источником, возникающим при периодическом уменьшении эффективной массы фермиона [193].

Итак, мы рассматриваем модели со стерильными нейтрино легче скалярона, $M_I < m_\phi$. К эпохе разогрева, $t \simeq t_{reh}$, отношение плотности числа рождённых в распадах скалярона тяжёлых нейтрино к плотности энтропии даётся формулой (1.77). Подставляя соответствующие числа в (1.77) и (1.73) (напомним, что для майорановского фермиона темп распада в два раза меньше, чем для дираковского), получаем

$$\frac{n_{N_I}}{s}(T_{reh}) = 2.9 \times 10^{-6} \times \left(\frac{M_I}{5 \times 10^{12} \text{ ГэВ}} \right)^2, \quad (1.84)$$

где учтены численные поправки порядка десятков процентов, чтобы согласовать ответ с численным решением уравнений Больцмана (см. замечание после формул (1.79), (1.80)).

Однако эти стерильные нейтрино очень быстро распадаются из-за тех же юкавских констант в (1.81), ответственных за механизм качелей. Их полный темп распада равен

$$\Gamma_{N_I} = \frac{M_I}{8\pi} \sum_{\alpha} |y_{\alpha I}|^2.$$

Игнорируя возможную иерархию в секторе нейтринных юкавских констант, возьмём для численной оценки по порядку величины юкавских констант соотношение (1.82) с $m_\nu^2 \sim \Delta m_{atm}^2$. Это даёт для легчайшего

стерильно нейтрино, участвующего в механизме качелей,

$$\Gamma_{N_I} \sim \frac{\sqrt{\Delta m_{atm}^2} M_I^2}{4\pi v^2}.$$

Значит, стерильные нейтрино тяжелее 10^{10} ГэВ распадаются до разогрева⁹. Это тот самый процесс, который производит лептонную асимметрию в ранней Вселенной. Чтобы упростить формулы, мы предположим дальше, что вклад даёт только одно из стерильных нейтрино, N_1 , и $M_1 \ll M_2$. Тогда величина лептонной асимметрии $\Delta_L = n_L/s$ равна

$$\Delta_L = \delta_L \cdot \frac{n_{N_1}}{s}, \quad (1.85)$$

с [23] (см. подробнее, например, [39])

$$\begin{aligned} \delta_L &= -\frac{3 M_1}{8 \pi v^2} \cdot \frac{1}{\sum_{\alpha, I} |y_{\alpha I}|^2} \sum_{\alpha\beta} \Im \left(y_{\alpha 1} y_{\beta 1} y_{\alpha 2}^* \frac{v^2}{2 M_2} y_{\beta 2}^* \right) \\ &\sim \frac{3 M_1 \sqrt{\Delta m_{atm}^2}}{8 \pi v^2}, \end{aligned} \quad (1.86)$$

где мы воспользовались оценкой по порядку величины (1.82) с $m_\nu^2 \sim \Delta m_{atm}^2$. Наконец, из (1.85), (1.86) и (1.84) получаем

$$\Delta_L \sim 1.5 \times 10^{-9} \times \left(\frac{M_1}{5 \times 10^{12} \text{ ГэВ}} \right)^3. \quad (1.87)$$

Асимметрия в основном образуется в позднюю эпоху, сразу перед разогревом, когда отношение плотности числа стерильных нейтрино (если бы они были стабильны) к плотности энтропии достигает максимума, см. формулу (1.77). Стерильные нейтрино довольно тяжёлые, так что лептонная асимметрия не вымывается процессами обратного распада, которые не находятся в равновесии. Аналогично, другой важный нарушающий лептонное число процесс, рассеяния $\Phi L \leftrightarrow \Phi \bar{L}$ через виртуальные

⁹Из оценок (1.84) и (1.75) ясно, что распады стерильных нейтрино не оказывают заметного влияния на разогрев Вселенной.

стерильные нейтрино (с сечением $\sigma \sim \frac{m_\nu^2}{8\pi v^4}$), также неравновесен в интересную эпоху. Таким образом, лептонная асимметрия (1.87) переходит позднее в барионную посредством электрослабых сфалеронных переходов [194],

$$\Delta_B \simeq \Delta_L/3 \sim 0.5 \times 10^{-9} .$$

Принимая во внимание современную величину барионной асимметрии Вселенной, $\Delta_{B,0} = 0.88 \times 10^{-10}$ [164], и оценки, приведённые выше, заключаем, что тяжёлые стерильные нейтрино (обеспечивающие массу активным нейтрино через механизм качелей) с массами 10^{12} - 10^{13} ГэВ рождаются в распадах скалярона в модели R^2 -инфляции и могут быть ответственны за барионную асимметрию Вселенной. Поскольку стерильные нейтрино должны быть легче скалярона, подходящая область пространства параметров не столь велика, что можно интерпретировать как *предсказание порядка величины барионной асимметрии*, который иначе (и обычно в моделях) появляется как случайное число.

Приведённые оценки конечно являются только оценками по порядку величины. В конкретной разобранный модели с только двумя стерильными нейтрино можно связать явно все юкавские константы с измеренными параметрами сектора активных нейтрино (двумя разностями квадратов масс и тремя углами смешивания), так что только несколько модельных параметров останутся свободными. При этом можно уточнить наши оценки. Также, численные оценки могут измениться в моделях с определённого вида иерархией в юкавских константах нейтринного сектора.

Добавим ещё, что второе, более тяжёлое нейтрино N_2 , если не слишком тяжёлое, тоже будет давать вклад в процесс генерации лептонной асимметрии, продукты его распада не термализуются. Есть также вклады от распадов стерильных нейтрино в более раннюю эпоху, когда они были существенно релятивистскими. Обратный процесс для них редок,

поскольку мала плотность частиц.

3.3 Обсуждение Итак, мы показали, что в модели R^2 -инфляции распады скалярона, обеспечивающие разогрев Вселенной, могут также быть ответственными за рождение частиц тёмной материи и генерацию барионной асимметрии Вселенной. Последнее происходит через нетермальный лептогенезис после добавления в модель стерильных нейтрино. В результате, модель объясняет и нейтринные осцилляции, а значит претендует на *феноменологическую полноту*.

В заключение раздела сделаем несколько замечаний. Во-первых, на относительно низких энергетических масштабах гравитационный сектор обсуждаемой модели допускает дальнейшую модификацию (например, с целью объяснения ускоренного расширения Вселенной, см. работы [195, 196]). Равно, низкоэнергетическая модификация допустима и в секторе физики частиц (например, добавление аксиона Печчеи-Куинн [197] для решения сильной CP-проблемы). Эти и другие модификации можно легко включить в рассматриваемую модель, коль скоро космология ранней Вселенной остаётся нетронутой.

Во-вторых, мы здесь не обсуждали проблему иерархии калибровочных масштабов физики частиц. Конечно, добавленное в модели Старобинского слагаемое R^2 не добавляет здесь дополнительных проблем: все константы связи скалярона с другими частицами подавлены планковским масштабом. При отсутствии новых высокоэнергетических масштабов в физике частиц, физический смысл квадратичных расходимостей в хиггсовском секторе СМ и необходимость их сокращения на планковском масштабе не столь очевидны. Возможно, важную роль здесь играет именно квантовая структура пространства-времени, становящаяся важной на гравитационном масштабе. Таким примером решения проблемы физи-

ки частиц служит идея о нетривиальности пространственной структуры на мелких масштабах как решение сильной CP-проблемы (см. например [198]). Иначе, можно рассмотреть более “традиционные” механизмы решения проблемы калибровочной иерархии. Например, представленная здесь логика дополнения R^2 -инфляции может быть перенесена на суперсимметричные обобщения SM, или на модели с аксионом. В последнем случае свободные фермионы вновь служат как тёмная материя, хотя несколько более тяжёлая, чем в случае SM, из-за большего числа скаляров N_s , обеспечивающих универсальный разогрев, и большего числа степеней свободы g_* , см. (1.80).

В-третьих, и это связано с предыдущим комментарием, введённые нами тяжёлые стерильные нейтрино (массы M_N) приводят к проблеме иерархии масштабов, ухудшая её по сравнению со случаем “чистой” SM. В самом деле, их связь с бозоном Хиггса SM приводит как к расходящемуся, так и к конечному вкладу, порядка M_N , в массу бозона Хиггса. Этого “ухудшения” можно было бы избежать, если бы массы стерильных нейтрино были меньше, например, порядка электрослабого масштаба или ниже, как в обсуждавшейся в разделе § 1 главы 1 модели ν MSM [42]. Действительно, обсуждавшиеся нами в модели R^2 -инфляции тяжёлые стерильные нейтрино можно заменить на лёгкие. Однако в этом случае, стерильные нейтрино, ответственные за лептогенезис, должны рождаться не в распадах скалярона (которые для эффективности требуют больших масс), а через осцилляции в первичной плазме в ранней Вселенной. Модели R^2 -инфляции с одним тяжёлым фермионом (свободном в жордановской системе) и двумя лёгкими стерильными нейтрино *и феноменологически и теоретически самосогласована* с точностью до квантовогравитационных эффектов. Помимо прочего, такая модификация имеет и то преимущество, что сектор лёгких стерильных нейтрино можно исследо-

вать напрямую в экспериментах физики частиц [25], как обсуждалось в разделе § 1 главы 1.

§ 4 Инфляция на поле Хиггса

В данном разделе обсуждается, возможно, наиболее радикальное предложение по организации инфляционной стадии в ранней Вселенной, поскольку в нём не подразумевается вообще никаких новых степеней свободы в теории: ни в секторе частиц, ни в гравитационном секторе. Роль инфлатона играет хиггсовский бозон СМ, неминимальным образом связанный с гравитацией [61], а за послеинфляционный разогрев отвечают известные взаимодействия бозона Хиггса с полями СМ [76]. Предсказания для спектров скалярных и тензорных возмущений, генерирующихся во время инфляции, весьма близки к предсказаниям инфляции Старобинского, и полностью согласуются со всеми имеющимися космологическими данными. Интересно, что если на масштабе сильной связи модели, зависящем от величины хиггсовского поля [81], появляются неперенормируемые операторы, то они могут быть ответственны и за появление масс у активных нейтрино, и за барионную асимметрию Вселенной (через нетермальный лептогенезис) [84]. Вероятно, это наиболее консервативное обобщение СМ и ОТО, поскольку без добавления новых степеней свободы в модель в рамках единого подхода предлагаются решения проблем инфляции, барионной асимметрии и нейтринных осцилляций.

4.1 Хиггсовское поле как инфлатон Лагранжиан модели имеет вид [61]

$$S_J = S_{\text{SM}} + \int d^4x \sqrt{-g} \left(-\frac{M^2}{2} R - \xi \Phi^\dagger \Phi R \right), \quad (1.88)$$

где S_{SM} есть действие СМ, массовый параметр M порядка массы Планка, R есть скалярная кривизна, а хиггсовский дублет обозначен как Φ ; значение константы неминимального взаимодействия ξ фиксировано величиной амплитуды скалярных возмущений, измеренной по наблюдениям анизотропии реликтового излучения и распространённости структур во Вселенной. Индекс “J” соответствует действию, записанному в жордановской системе. Отметим, что действие (1.88) содержит все возможные слагаемые размерности 4 без старших производных¹⁰. В унитарной калибровке $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+h(x))$ с $v = 246$ ГэВ действие скалярного сектора принимает вид

$$S_J = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ -\frac{M^2 + \xi h^2}{2} R + \frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2} - \frac{\lambda}{4} (h^2 - v^2)^2 \right\}. \quad (1.89)$$

Как и при описании R^2 -инфляции, удобно перейти к эйнштейновской системе, сделав конформное (вейлевское) преобразование

$$g_{\mu\nu} \rightarrow \hat{g}_{\mu\nu} = \Omega^2 g_{\mu\nu}, \quad \Omega^2 = \frac{M^2 + \xi h^2}{M_P^2}. \quad (1.90)$$

В результате получим для хиггсовского бозона кинетическое слагаемое неканонического вида. Исправить это можно, преобразовав и хиггсовское поля, перейдя от h к канонически нормированному полю χ по закону

$$\frac{d\chi}{dh} = \sqrt{\frac{\Omega^2 + 6\xi^2 h^2 / M_P^2}{\Omega^4}}. \quad (1.91)$$

Наконец, действие в эйнштейновской системе примет вид

$$S_E = \int d^4x \sqrt{-\hat{g}} \left\{ -\frac{M_P^2}{2} \hat{R} + \frac{\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi}{2} - U(\chi) \right\}, \quad (1.92)$$

где \hat{R} вычисляется по метрике $\hat{g}_{\mu\nu}$ и потенциал отмасштабирован конформным фактором

$$U(\chi) = \frac{1}{\Omega^4 [h(\chi)]} \frac{\lambda}{4} [h^2(\chi) - v^2]^2. \quad (1.93)$$

¹⁰Слагаемые размерности 4 вида R^2 , $R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}$ и др. содержат старшие производные, а значит вводят дополнительные степени свободы в теорию, что мы пытаемся избежать.

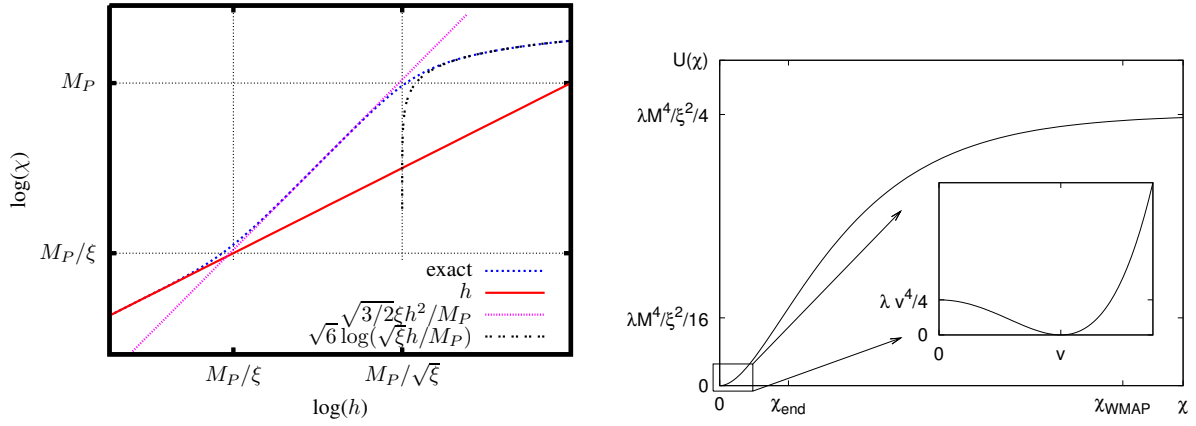


Рис. 1.11. Слева: Зависимость χ (хиггсовского поля в эйнштейновской системе) от величины h (хиггсовского поля в жордановской системе), логарифмический масштаб. Справа: Эффективный потенциал в эйнштейновской системе.

рис. 1.11 иллюстрирует связь между скалярными полями в двух системах: h и χ . Для $\xi \gg 1$ решение (1.91) может быть просто аналитически приближено в двух главных областях, заданных величиной

$$X_{\text{cr}} \equiv \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{M_P}{\xi}.$$

А именно,

$$\chi \simeq \begin{cases} h & \text{для } h < X_{\text{cr}}, \\ \sqrt{\frac{3}{2}} M_P \log \Omega^2(h) & \text{для } X_{\text{cr}} < h. \end{cases} \quad (1.94)$$

Отметим сразу, что при анализе разогрева мы будем работать с полями меньше $M_P/\sqrt{\xi}$, когда логарифм в (1.94) можно разложить в ряд

$$\chi \simeq \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\xi h^2}{M_P} \quad \text{для } X_{\text{cr}} < h \ll \frac{M_P}{\sqrt{\xi}}. \quad (1.95)$$

Используя соотношения (1.94) можно явно записать потенциал как (считаем $v \ll M_P/\xi$)

$$U(\chi) \simeq \begin{cases} \frac{\lambda}{4} \chi^4 & \text{для } \chi < X_{\text{cr}}, \\ \frac{\lambda M_P^4}{4\xi^2} \left(1 - e^{-\frac{2\chi}{\sqrt{6}M_P}}\right)^2 & \text{для } X_{\text{cr}} < \chi. \end{cases} \quad (1.96)$$

И здесь, в области полей эпохи разогрева потенциал может быть приближен квадратичным по полю слагаемым

$$U(\chi) \simeq \frac{\omega^2}{2} \chi^2 \quad \text{для} \quad X_{\text{cr}} < \chi \ll \sqrt{\frac{3}{2}} M_P, \quad (1.97)$$

где “массой инфлатона” служит величина

$$\omega \equiv \sqrt{\frac{\lambda}{3}} \frac{M_P}{\xi}. \quad (1.98)$$

Потенциал (1.96) схематично изображён на рис. 1.11. Он экспоненциально плоский при больших полях, когда реализуются условия медленного скатывания. Параметры медленного скатывания (см. подробнее [39]) аналитически легче выразить через поле h , воспользовавшись (1.91) и (1.93):

$$\epsilon = \frac{M_P^2}{2} \left(\frac{dU/d\chi}{U} \right)^2 = \frac{M_P^2}{2} \left(\frac{U' 1}{U \chi'} \right)^2, \quad (1.99)$$

$$\eta = M_P^2 \frac{d^2U/d\chi^2}{U} = M_P^2 \frac{U'' \chi' - U' \chi''}{U \chi'^3}, \quad (1.100)$$

где $'$ обозначает производную по h . Медленное скатывание завершается при $\epsilon \simeq 1$, что соответствует значению h_{end} . Моды возмущений с длиной волны $k/a_0 = 0.002/\text{Мпк}$, на которую нормируются измерения анизотропии реликтового излучения WMAP [164], покинули инфляционный горизонт при значении поля h_{WMAP} , соответствующем числу e -фолдингов до конца инфляции

$$N = \int_{h_{\text{end}}}^{h_{\text{WMAP}}} \frac{1}{M_P^2} \frac{U}{U'} (\chi')^2 dh. \quad (1.101)$$

Чтобы амплитуда генерируемых неоднородностей соответствовала имеющимся астрономическим наблюдениям, величина потенциала при $h = h_{\text{WMAP}}$ должна быть равной

$$U/\epsilon = 24\pi^2 \Delta_{\mathcal{R}}^2 M_P^4 \simeq (0.0276 M_P)^4. \quad (1.102)$$

Для *любого* данного значения λ , это фиксирует значение единственного свободного параметра ξ . Инфляционные предсказания для анизотропии РИ определяются величиной спектрального индекса n_s скалярных

возмущений и отношением квадратов амплитуд скалярных и тензорных возмущений r (см. определения например в [39]),

$$n_s = 1 - 6\epsilon + 2\eta, \quad r = 16\epsilon, \quad (1.103)$$

также вычисленными при $h = h_{\text{WMAP}}$.

Для случая хиггсовского потенциала СМ $V(h) = \frac{\lambda}{4}(h^2 - v^2)^2$ получаем [199]

$$\epsilon \simeq \frac{4M_P^4}{3\xi^2 h^4}, \quad \eta \simeq \frac{4M_P^4}{3\xi^2 h^4} \left(1 - \frac{\xi h^2}{M_P^2}\right). \quad (1.104)$$

Инфляция заканчивается при $h_{\text{end}} \simeq (4/3)^{1/4} M_P / \sqrt{\xi} \simeq 1.07 M_P / \sqrt{\xi}$ (и $\chi_{\text{end}} \simeq 0.94 M_P$). Число е-фолдингов равно (1.101)

$$N = \frac{3}{4} \left[\frac{h_{\text{WMAP}}^2 - h_{\text{end}}^2}{M_P^2 / \xi} + \log \frac{1 + \xi h_{\text{end}}^2 / M_P^2}{1 + \xi h_{\text{WMAP}}^2 / M_P^2} \right], \quad (1.105)$$

что соответствует $h_{\text{WMAP}} \simeq 9.14 M_P / \sqrt{\xi}$. Таким образом, нормировка WMAP (1.102) требует (для $N = 58$)

$$\xi \simeq 47000 \sqrt{\lambda}, \quad (1.106)$$

где λ есть величина константы самодействия хиггсовского поля, взятая на *инфляционном масштабе*. Приблизённо, имеем $n_s \simeq 1 - 8(4N + 9)/(4N + 3)^2$ и $r \simeq 192/(4N + 3)^2$ [61]. Число е-фолдингов зависит от послеинфляционной истории Вселенной, подробно обсуждаемой ниже. После инфляции Вселенная выходит на пылевидную стадию расширения, когда доминируют осцилляции инфлатона-хиггса частоты ω (1.98). Радиационная стадия начинается с температуры T_r , определяемой формулой (1.125). Тогда число е-фолдингов равно [71, 76]

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{3} \log \left(\frac{\pi^2}{30\sqrt{27}} \right) - \log \frac{(k/a_0)}{T_0 g_0^{1/3}} \\ &+ \log \frac{U_{\text{WMAP}}^{1/2}}{U_{\text{end}}^{1/4} M_P} - \frac{1}{3} \log \frac{U_{\text{end}}^{1/4}}{10^{13} \text{ ГэВ}} - \frac{1}{3} \log \frac{10^{13} \text{ ГэВ}}{T_r} \\ &\simeq 57.5 - \frac{1}{6} \log \frac{X_{\text{cr}}}{X_r} \approx 57 - \frac{1}{3} \log \frac{10^{13} \text{ ГэВ}}{T_r}, \end{aligned} \quad (1.107)$$

здесь $g_0 = 43/11$ есть эффективное число релятивистских степеней свободы в современной Вселенной, и температура РИ равна $T_0 = 2.725$ К [1]. Отсюда для спектральных параметров получаем (приведены результаты более точных численных оценок) [71]

$$N = 57.66, \quad n_s = 0.967, \quad r = 0.0032, \quad (1.108)$$

что находится в полном согласии с имеющимися экспериментальными данными, и не сильно отличается от предсказаний в модели R^2 -инфляции, рассмотренной ранее (основное отличие — за счёт более низкой температуры разогрева).

Поскольку инфляция и разогрев происходят при энергиях, существенно превышающих электрослабый масштаб, для связи с низкоэнергетическими параметрами СМ требуется учесть радиационные поправки к инфлатонному потенциалу. Этот вопрос обсуждался в литературе [200, 201, 202, 78, 203]. Он представляет безусловный интерес, поскольку для реализации инфляции на поле Хиггса требуется, чтобы СМ была справедлива вплоть до планковских величин поля Хиггса, а это возможно лишь для некоторого интервала масс хиггсовского бозона, $m_{\min} < m_H < m_{\max}$. Двухпетлевые оценки дают [78]:

$$m_{\min} = [126.1 + \frac{m_t - 171.2 \text{ ГэВ}}{2.1 \text{ ГэВ}} \times 4.1 - \frac{\alpha_s - 0.1176}{0.002} \times 1.5] \text{ ГэВ}, \quad (1.109)$$

$$m_{\max} = [193.9 + \frac{m_t - 171.2 \text{ ГэВ}}{2.1 \text{ ГэВ}} \times 0.6 - \frac{\alpha_s - 0.1176}{0.002} \times 0.1] \text{ ГэВ}. \quad (1.110)$$

Для бóльших масс самодействие хиггсовского поля растёт с масштабом энергии и становится больше единицы до достижения инфляционного масштаба, так что в интересной области энергий теория не описывается в рамках пертурбативного подхода. Для меньших масс константа самодействия падает с ростом энергии, и не достигая интересного масштаба становится отрицательной, что не позволяет реализовать инфляционную

стадию, так как потенциал становится отрицательным. Из имеющихся экспериментальных данных интересная для инфляции область, за исключением нижней границы, уже исключена из прямых поисков бозона Хиггса на LHC [2, 3]. Поскольку нижняя граница оказалась близкой к сигналу, заявленному экспериментами ATLAS и CMS, для уточнения ситуации были учтены старшие поправки к потенциалу, что дало результат [204, 205]

$$m_{\max} = \left[129.0 + \frac{m_t - 172.9 \text{ ГэВ}}{1.1 \text{ ГэВ}} \times 2.2 - \frac{\alpha_s(M_Z) - 0.1181}{0.0007} \times 0.56 \right] \text{ ГэВ},$$

с теоретическими неопределённостями (в основном из-за неизвестных старших поправок КХД) порядка 1 ГэВ. С учётом величин ошибок измерения параметров СМ (массы t -кварка m_t и калибровочной константы сильного взаимодействия α_s) данный сигнал, будучи отождествлённым с сигналом от хиггсовского бозона СМ, не будет противоречить возможности реализации инфляции на поле Хиггса.

При исследовании разогрева для получения численных оценок существенны значения параметров СМ на масштабе $\sim M_P/\xi$. В частности, величины калибровочных констант (например, для слабой константы имеем $\alpha_W^{-1} \simeq 43$, и т.п.) и константы самодействия хиггсовского поля λ . В теории имеется большой безразмерный параметр $\xi \gg 1$, что вызывает подозрения в применимости пертурбативного подхода описания процессов (например, рассеяния) с большим переданным импульсом. Было показано [79, 80], что при вакуумном электрослабом значении хиггсовского поля, пертурбативный подход, используемый обычно при вычислениях взаимодействий частиц, оказывается неприменимым для импульсов частиц выше M_P/ξ . В данной модели после разогрева плазма состоит из релятивистских частиц с преимущественными импульсами порядка $\sim \lambda M_P/\xi$, что параметрически ниже масштаба сильной связи. Численно, однако,

это близкие масштабы, поэтому вопрос о возможном влиянии масштаба сильной связи на процессы в послеинфляционной Вселенной требует отдельного рассмотрения. Если наличием этого масштаба можно пренебречь, то для исследования разогрева можно применять стандартные пертурбативные методы, чему посвящён раздел 4.2. Возможное влияние сильной связи на теорию и процессы в послеинфляционной Вселенной обсуждаются далее в разделе 4.3.

4.2 Разогрев Вселенной после инфляции на поле Хиггса

Итак, в эйнштейновской системе для скалярного потенциала инфлатона следует выделить три области качественно различного поведения с величиной поля, что приводит к трём различным стадиям эволюции Вселенной. Первая, инфляционная стадия, соответствующая плоскому потенциалу с $\chi > M_P$, обсуждалась в разделе 4.1. Вторая специфическая область для скалярного поля:

$$M_P > \chi > X_{\text{cr}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{M_P}{\xi}, \quad (1.111)$$

где скалярный потенциал практически *квадратичен*, см. (1.97). Инфляция в режиме медленного скатывания завершается при $\chi \sim M_P$ с началом осцилляций скалярного поля. Поскольку эффективная масса инфлатона ω ненулевая при этих значениях поля, экспоненциальное расширение Вселенной меняется на расширение по степенному закону, соответствующему пылевидной стадии (доминирование материи). Амплитуда хиггсовского поля в эту эпоху падает из-за расширения Вселенной и рождения частиц. Наконец, при $\chi < X_{\text{cr}}$ Вселенная находится на радиационно-доминированной стадии: потенциал хиггсовского поля (1.96) не содержит существенных размерных параметров, и потому масштабно-инвариантен; константа скалярного самодействия и констан-

ты связи хиггсовского поля с некоторыми полями СМ не малы, что приводит к быстрой перекачке энергии когерентных осцилляций в релятивистские частицы. Считая эту перекачку мгновенной, можно получить ограничение снизу на температуру разогрева $T_{\text{reh}} \gtrsim 1.5 \times 10^{13}$ ГэВ (см [61, 199]).

Как показало исследование [76], в действительности рождение частиц оказывается важным даже при $\chi > X_{\text{cr}}$, так что температура разогрева выше. Как мы убедились в разделе 4.1, для определения значений важных измеряемых космологических параметров (амплитуд и показателей спектров скалярных и тензорных возмущений) существенно знать момент, когда пылевидная стадия расширения сменяется радиационно-доминированной, что соответствует равенству плотностей энергий, накопленных в когерентно осциллирующем поле и релятивистских частицах СМ. Этот момент мы охарактеризуем эффективной температурой T_r (r соответствует доминированию радиации), определённой как температура плазмы СМ той же плотности энергии. Реальное термодинамическое равновесие в системе достигается несколько позднее, при чуть более низкой (и неинтересной нам здесь) температуре $T_{\text{reh}} < T_r$.

Чтобы определить T_r , сначала пренебрежём рождением частиц, и рассмотрим эволюцию Вселенной с полем Хиггса в интервале (1.111). Уравнение Фридмана

$$H^2(t) = \frac{1}{3M_P^2} \left[\frac{\omega^2}{2} \chi^2(t) + \frac{1}{2} \dot{\chi}^2(t) \right], \quad (1.112)$$

даёт пылевидную стадию расширения

$$a \propto t^{2/3}, \quad (1.113)$$

$$\chi(t) = X(t) \cos[\omega(t - t_o)], \quad (1.114)$$

$$H(t) = \frac{\sqrt{\lambda}}{3\sqrt{2}\xi} X(t) = \frac{2}{3t}, \quad X(t) = 2\sqrt{2} \frac{\xi}{\sqrt{\lambda}} \frac{1}{t}. \quad (1.115)$$

Здесь t есть физическое время, a — масштабный фактор, H — параметр Хаббла, $X(t)$ — амплитуда осцилляций инфлатона, t_o параметризует начальную фазу осцилляций, а ω определена в (1.98). Это решение приближённое. Оно справедливо только для $H \ll \omega$, когда изменение масштабного фактора за период осцилляций мало. Амплитуда достигает критической величины X_{cr} в критическое время

$$t \approx t_{\text{cr}} \equiv \frac{2\xi}{\omega}. \quad (1.116)$$

При описания рождения частиц можно рассматривать решение (1.115) как фоновое. Такое приближение нарушается, когда энергия рождённых релятивистских частиц становится сравнимой с энергией осциллирующего скалярного поля (нулевой моды инфлатона)

$$\rho_{\text{inf}} = \frac{\omega^2}{2} X^2 = \frac{\lambda}{4} X_{\text{cr}}^2 X^2. \quad (1.117)$$

Этот момент и определит интересную нам температуру T_r .

Обсудим на качественном уровне различные процессы, сопровождающие разогрев при $t < t_{\text{cr}}$, и выделим наиболее важные. Подробно разогрев исследован в работе [76].

Основной механизм извлечения энергии из нулевой моды инфлатона — это прямое рождение частиц за счёт их связи с инфлатоном-хиггсом. В приближении фонового поля инфлатон (1.114) можно рассматривать как внешний источник всех других полей. Этот источник имеет вид изменяющихся во времени масс частиц (включая распространяющиеся моды самого хиггсовского поля). Только частицы с большими константами связи с полем Хиггса могут эффективно рождаться этим механизмом. Это калибровочные векторные бозоны и t -кварк. Их массы в интересной

области равны

$$m_W^2(\chi) = \frac{g^2}{2\sqrt{6}} \frac{M_P |\chi|}{\xi}, \quad (1.118)$$

$$m_t(\chi) = y_t \sqrt{\frac{M_P |\chi(t)|}{\sqrt{6}\xi}} \text{sign } \chi. \quad (1.119)$$

Здесь $g^2/4\pi = \alpha_W$ есть слабая константа связи, и юкавская константа t -кварка определяет его массу $y_t = \sqrt{2}m_t/v$. Именно из-за больших констант связи эти частицы всё ещё нерелятивистские. Таким образом, их рождение не ведёт к изменению уравнения состояния материи от пылевидного к радиационному. Это изменение происходит в конце концов только за счёт рождения вторичных релятивистских частиц (таких, как лёгкие лептоны и кварки) в распадах и рассеяниях тяжёлых частиц. Конкурирующий (но несколько замедленный) процесс — прямое рождение релятивистских возбуждений поля Хиггса (частиц), происходящее, поскольку потенциал (1.96) не является в точности квадратичным при близких к нулю полях.¹¹

Таким образом, общая картина процесса разогрева Вселенной следующая. Пока эффективная масса инфлатона ω меньше масс калибровочных бозонов (1.118) и t -кварка (1.119) для $\chi \gtrsim X_{\text{cr}}$, их рождение возможно только в моменты пересечения нуля полем инфлатона (точнее, когда $|\chi(t)| \lesssim X_{\text{cr}}$). В процессе каждого такого “пересечения” рождается какое-то количество калибровочных бозонов и t -кварков. Вначале, пока концентрация рождённых частиц мала (числа заполнения $n_{\mathbf{k}} \ll 1$), темп рождения постоянен (см. подробности в приложении А работы [76].) На этой стадии рождённые W -бозоны нерелятивистские и распадаются в лёгкие (релятивистские) фермионы СМ. Однако темп распада изменяется со временем вследствие уменьшения амплитуды инфлатонных осцил-

¹¹Неквадратичность потенциала (1.96) при больших полях $\chi \sim M_P$ может приводить к рождению частиц только в коротком раннем временном интервале послеевфуляционного развития Вселенной, а потому несущественна.

ляций. Распадный процесс поддерживает некоторую квазипостоянную плотность рождённых бозонов (подробности приведены в приложении В работы [76].) Это прекращается, когда темп распада становится меньше темпа рождения, что происходит при величине амплитуды осцилляции (1.120).

$$X \approx 40 \left(\frac{\lambda}{0.25} \right) X_{\text{cr}} . \quad (1.120)$$

Вплоть до этого момента нет никакого существенного перехода энергии из инфлатона в радиацию. Затем процесс генерации частиц ускоряется, усиленный стохастическим параметрическим резонансом: числа заполнения $n_{\mathbf{k}} > 1$, и концентрация W -бозонов растёт. Переход энергии в лёгкие фермионы СМ f осуществляется в основном через аннигиляцию $WW \rightarrow f\bar{f}$ (см. детали в приложении В работы [76].) Этот процесс быстро перекачивает всю энергию в радиацию, переводя Вселенную с пылевидной стадии расширения, $a \propto t^{2/3}$, на радиационно-доминированную стадию, $a \propto t^{1/2}$, при амплитуде поля чуть меньше (1.120). Это следует рассматривать как уточнённую верхнюю границу критической величины X . Нижняя граница определяется замедлением работы механизма передачи энергии — генерацией хиггсовских бозонов на близких к нулю неквадратичностях потенциала (1.96), что обеспечивает переход при амплитуде осцилляций

$$X = \frac{M_P}{\xi} \left(\xi \frac{2\sqrt{6}\lambda}{33\pi^3} \right)^{1/3} \approx 3.7 \left(\frac{\lambda}{0.25} \right)^{1/2} \left(\frac{\xi}{47000\sqrt{\lambda}} \right)^{1/3} X_{\text{cr}} . \quad (1.121)$$

Вклад рождения t -кварка в разогрев ожидается менее существенным, чем вклад векторных бозонов. В частности, поскольку для фермионов принцип Паули подавляет развитие параметрического резонанса.

Подробное исследование, проведённое в работе [76] (см. также [77]) показало, что выход на горячую стадию эволюции Вселенной происходит

при амплитуде осцилляций в интервале

$$3.7 \left(\frac{\lambda}{0.25} \right)^{1/2} X_{\text{cr}} < X_r < 40 \left(\frac{\lambda}{0.25} \right) X_{\text{cr}} . \quad (1.122)$$

Температура T_r оценивается следующим образом,

$$g_* \frac{\pi^2}{30} T_r^4 \simeq \frac{\omega^2 X_r^2}{2} = \frac{\lambda}{4} X_{\text{cr}}^2 X_r^2 , \quad (1.123)$$

где $g_* \sim 100$ есть эффективное число степеней свободы СМ. Это численно даёт для (1.122)

$$1.4 \times 10^{-5} M_P < T_r < 4.5 \times 10^{-5} \left(\frac{\lambda}{0.25} \right)^{1/4} M_P , \quad (1.124)$$

или

$$3.4 \times 10^{13} \text{ ГэВ} < T_r < \left(\frac{\lambda}{0.25} \right)^{1/4} 1.1 \times 10^{14} \text{ ГэВ} . \quad (1.125)$$

При этом значение константы самодействия λ здесь взято на инфляционном масштабе.

В заключение раздела отметим, что в работе [76] показано, что добавление к лагранжиану модели старших неперенормируемых слагаемых, подавленных массой Планка, не оказывает влияния ни на ход инфляционного развития, ни на последующий разогрев Вселенной. Таким образом, представленные выше оценки температуры разогрева и параметров спектров скалярных и тензорных возмущений не чувствительны к новой физике на гравитационном масштабе.

4.3 Возможная роль неперенормируемых вкладов, появляющихся на масштабе сильной связи Из-за большой константы связи $\xi \gg 1$ в теории появляется сильная связь. Анализ [81] (см. также [206]) показал, что теория остаётся в режиме слабой связи ниже некоторого масштаба $\Lambda(h)$, в общем случае зависящего от величины поля Хиггса,

причём инфляционный масштаб ещё ниже. Это подтверждает самосогласованность хиггсовской инфляции, однако феноменология и предсказательность теории начинает зависеть от деталей её дополнения при высоких энергиях. Насколько это может оказаться существенным, можно попытаться определить, добавив в теорию всевозможные неперенормируемые взаимодействия, подавленные соответствующей степенью масштаба сильной связи $\Lambda(h)$. Это и обсуждается в данном разделе.

Начнём с того, что имеется несколько масштабов, соответствующих нарушению унитарности в рамках теории возмущений в различных секторах модели. В скалярно-гравитационном секторе это¹²

$$\Lambda_{g-s}(h) \simeq \begin{cases} \frac{M_P}{\xi} & , \quad \text{для } h \lesssim \frac{M_P}{\xi} , \\ \frac{\xi h^2}{M_P} & , \quad \text{для } \frac{M_P}{\xi} \lesssim h \lesssim \frac{M_P}{\sqrt{\xi}} , \\ \sqrt{\xi} h & , \quad \text{для } h \gtrsim \frac{M_P}{\sqrt{\xi}} . \end{cases} \quad (1.126)$$

Масштаб сильной связи для сугубо гравитационных взаимодействий (рассеяние гравитона на гравитоне) есть просто эффективный планковский масштаб (см. формулу (1.88))

$$\Lambda_{\text{Planck}}^2 \simeq M_P^2 + \xi h^2 . \quad (1.127)$$

Наконец, при $h > \frac{M_P}{\xi}$ для калибровочных взаимодействий СМ сильная связь наступает на масштабе

$$\Lambda_{\text{gauge}} \simeq h , . \quad (1.128)$$

а при меньших значениях h это происходит на масштабе $\frac{M_P}{\xi}$.

Одна из причин, почему инфляция происходит, когда теория находится в режиме слабой связи, состоит в отсутствии процессов с большими переданными импульсами. Справедливость теории для описания

¹²Все масштабы представлены для жордановской системы, соответствующей формуле (1.88) и при использовании унитарной калибровки $H^T = (0, h/\sqrt{2})$.

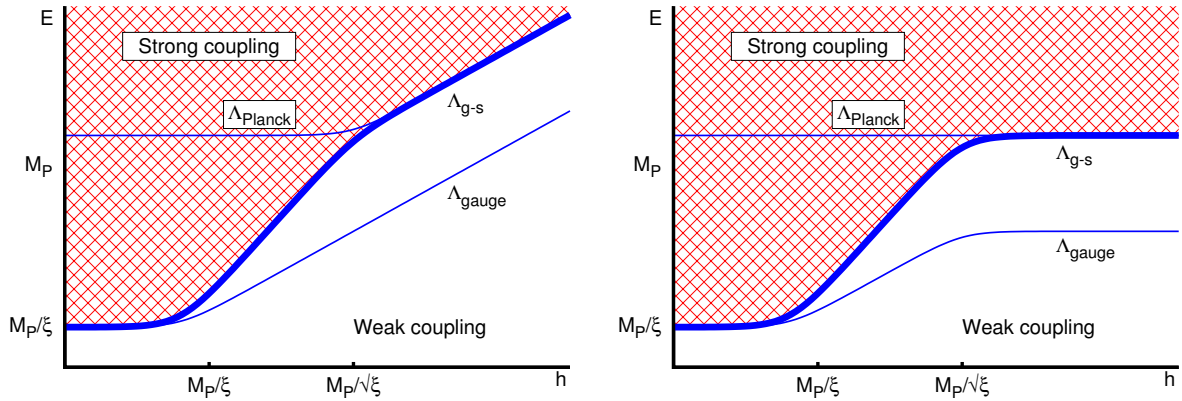


Рис. 1.12. Области сильной связи (схематично) (1.126), (1.127), и (1.128) в жордановской (слева) и эйнштейновской (справа) системах.

процессов с переданными импульсами выше $\Lambda(h)$ неочевидна. Так возникает вопрос, что происходит, когда передача энергии оказывается между $\Lambda_{\text{gauge}}(h)$ и Λ_{Planck} . Оставаясь в рамках минимальной схемы, можно представить два сценария: 1) лагранжиан гравитации и СМ (или её феноменологически полного обобщения, например νMSM) справедлив вплоть до планковского масштаба, но при некоторых значениях h и больших импульсах $\Lambda_{\text{gauge}}(h) < E < \Lambda_{\text{Planck}}$ система оказывается в режиме сильной связи, и требует непертурбативного подхода для описания её динамики; 2) самосогласованность теории требует введения при энергиях ниже масштаба сильной связи неперенормируемых взаимодействий: операторов старших размерностей, подавленных *зависящим от поля Хиггса масштабом* $\Lambda(h)$. Исследованию первого сценария посвящён раздел 4.2. Здесь мы рассматриваем вторую возможность, которая предлагает значительно более богатую феноменологию, если допустить возможность нарушения глобальных квантовых зарядов СМ (барионного и/или лептонных) на том же масштабе. В современной Вселенной это может привести к распаду протона и объяснить нейтринные осцилляции. В ранней Вселенной существенно усиливаются процессы с нарушением барионного и лептон-

ных чисел, что может быть ответственным за барионную асимметрию Вселенной. Важно, что даже в этом сценарии инфляционная динамика *не модифицируется*.

Итак, обсудим возможные эффекты от следующих неперенормируемых слагаемых в лагранжиане:

$$\delta\mathcal{L}_{\text{NR}} = -\frac{a_6}{\Lambda^2}(\Phi^\dagger\Phi)^3 + \dots \quad (1.129a)$$

$$+ \frac{\beta_L}{4\Lambda} F_{\alpha\beta} \bar{L}_\alpha \tilde{\Phi} \Phi^\dagger L_\beta^c + \frac{\beta_B}{\Lambda^2} O_{\text{baryon violating}} + \dots + \text{h.c.} + \dots, \quad (1.129b)$$

где Λ зависит от величины фонового (хиггсовского) поля, $\Lambda = \Lambda(h)$. Численные оценки [76] показали, что для не зависящего от поля масштаба инфляционная динамика и предсказания космологических параметров не изменяются, если $\Lambda_{\text{const}} \gtrsim M_P$. Однако, во всех представленных вариантах (1.126), (1.127), и (1.128), масштаб в инфляционную эпоху растёт пропорционально h , поэтому опасные вклады от операторов (1.129a) в потенциал Хиггса ведут себя так же, как основной вклад, $\propto h^4$. Затем, после конформного преобразования форма инфлатонного потенциала (1.93) не меняется, модифицируются лишь значения констант. Это означает, что предсказания инфляции для космологических параметров остаются прежними, лишь корректируется нормировка (1.106) константы неминимальной связи с гравитацией.

Пертурбативность вплоть до масштаба Λ подразумевает, что коэффициенты a, β порядка единицы или меньше. За неимением высокоэнергетического дополнения данной модели это единственное требование на операторы старшей размерности (1.129). Далее можно различить три случая. Во-первых, неизвестная динамика на масштабе $\Lambda \ll M_P$ может сама по себе не нарушать никаких глобальных симметрий СМ. Тогда численные факторы перед нарушающими симметрии операторами подавлены, так что эффективный масштаб, определяющий, скажем, нарушающий

барионное число оператор в (1.129), оказывается порядка планковского или даже выше. Противоположен случай, когда все калибровочно-инвариантные операторы входят в (1.129) с численными коэффициентами порядка единицы. Наконец, промежуточный случай реализуется, когда между коэффициентами есть некоторая иерархия. Ниже мы увидим, что именно этот случай наиболее интересен, так как приводит к наиболее богатой феноменологии. В частности, мы будем рассматривать и такой вариант, когда на масштабе Λ операторы высокой размерности доминируют над аналогичными меньшей размерности. В частности, для операторов вида

$$\delta\mathcal{L}^\tau = y_\tau L_\tau \Phi E_\tau + \beta_y L_\tau \Phi E_\tau \frac{\Phi^\dagger \Phi}{\Lambda^2} + \dots \quad (1.130)$$

представляет интерес иерархия:

$$1 \sim \beta_y \gg y_\tau \sim 10^{-2} . \quad (1.131)$$

Для малых h это не даёт ничего нового, однако во время разогрева Вселенной $h \sim \Lambda$, так что второе слагаемое в (1.130) может перевесить первое при больших значениях хиггсовского поля, и дать заметный вклад по сравнению с оценкой в низшем порядке. Отметим, что иерархия (1.131) в общем случае не означает сильную связь на масштабе ниже планковского. Для простоты мы будем считать, что все аналогичные операторы старших размерностей несущественны. Мы также будем рассматривать сам набор констант связи β, a_6, \dots с сугубо феноменологической точки зрения, оставляя без обсуждения вопрос, что происходит с операторами (1.129) выше масштаба Λ , и как устроены сшивки при критических значениях поля Хиггса (1.126). Ориентируясь на возможное высокоэнергетическое дополнение теории типа асимптотической безопасности [82] мы также пренебрегаем всеми опасными вкладами, наивно ожидаемы-

ми в теории (1.129) с формальным высокоэнергетическим масштабом Λ , такими как квадратичные по Λ поправки к массе бозона Хиггса и пр.

Роль неперенормируемых операторов в физике низких энергий

В современной Вселенной при доступных нам низких энергиях зависимость масштаба от поля Хиггса (1.129) ненаблюдаема, поскольку хиггсовское поле приняло вакуумное значение $h = v = 246$ ГэВ. Таким образом, эффект старших операторов (1.129) можно анализировать как обычно, и он наиболее важен для наименьшего значения масштаба, т.е. M_P/ξ , см. формулы (1.126)–(1.128) и обсуждение там же. Пока операторы подавлены этим масштабом, можно ожидать интересных экспериментальных эффектов от операторов, нарушающих симметрии перенормируемого действия СМ. Это операторы в (1.129b), ответственные за нарушение лептонных и барионного чисел.

Неперенормируемый нарушающий лептонные числа оператор низшей размерности (первое слагаемое в (1.129b)) даёт майорановскую массу активным нейтрино

$$\mathcal{L}_{\nu\nu}^{(5)} = \frac{\beta_L v^2}{4\Lambda} \frac{F_{\alpha\beta}}{2} \bar{\nu}_\alpha \nu_\beta^c + \text{h.c.} . \quad (1.132)$$

Чтобы объяснить наблюдаемую картину масс активных нейтрино масштаб этого нарушающего лептонные числа оператора должен быть не выше чем

$$\Lambda < 2.8 \times 10^{14} \text{ ГэВ} \times \beta_L \times \left(\frac{3 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2}{\Delta m_{\text{atm}}^2} \right)^{1/2} . \quad (1.133)$$

Для разрешённого интервала параметра ξ на электрослабом масштабе (см. рис. 4 в [78]), $\xi \simeq 10^3\text{-}10^5$, мы получаем для масштаба Λ

$$\Lambda = \frac{M_P}{\xi} \sim (0.3 - 35) \times 10^{14} \text{ ГэВ} . \quad (1.134)$$

Массы нейтрино могут быть объяснены при разумных значениях пара-

метра

$$\beta_L \simeq 0.1 - 10 . \quad (1.135)$$

Следующий оператор, важный при низких энергиях, это оператор, нарушающий барионное число, так как он инициирует распад протона. Воспользуемся оценкой темпа распада в рамках обычной модели большого объединения с калибровочной группой $SU(5)$, для того чтобы получить нижний предел на масштаб Λ . Для случая $SU(5)$ время жизни протона равно [210]

$$\tau_{p \rightarrow \pi^0 e^+} = 1.0 \times 10^{35} \text{ лет} \times \left(\frac{1/25}{g_5^2/4\pi} \right)^2 \left(\frac{M_V}{10^{16} \text{ ГэВ}} \right)^4 , \quad (1.136)$$

где $M_V = g_5 v_5/2$, и v_5 есть вакуумное среднее, ответственное за спонтанное нарушение калибровочной симметрии $SU(5)$. Таким образом, существующее ограничение на распад протона, $\tau_{p \rightarrow \pi^0 e^+} > 1.6 \times 10^{33}$ лет [1], даёт предел на величину v_5 , что в нашем случае соответствует масштабу Λ , так что

$$\Lambda \gtrsim \sqrt{\beta_B} \times 10^{16} \text{ ГэВ} \times \left(\frac{\tau_{p \rightarrow \pi^0 e^+}}{1.6 \times 10^{33} \text{ лет}} \right)^{1/4} . \quad (1.137)$$

Неувязка пределов (1.133) и (1.137) составляет фактор 40 (для $\beta_B = \beta_L = 1$) и может быть объяснена только определённой иерархией между безразмерными коэффициентами:

$$\beta_L \gtrsim 36 \times \sqrt{\beta_B} . \quad (1.138)$$

Например, если $\beta_L \sim 1$ внутри интервала (1.135), можно выбрать $\beta_B \lesssim 10^{-3}$. Тогда масштаб нарушения барионного числа не $\Lambda = M_P/\xi$, а предполагается существенно выше.

Это означает, что хотя массы нейтрино могут быть объяснены в широком диапазоне параметров, если лептонные числа нарушаются на масштабе (1.128) или (1.126), то распада протона надо каким-то образом

избежать. Если он разрешён, то темп его распада должен быть подавлен более высоким масштабом, например гравитационным (1.127). Требуемая иерархия между β_L и $\sqrt{\beta_B}$, хотя и большая, тем не менее может быть случайной; в этом случае распад протона должен быть обнаружен на следующем поколении соответствующих экспериментов. Наоборот, иерархия может быть естественным результатом некоторого неизвестного механизма, работающего на масштабе высокоэнергетического дополнения теории. Действительно, например, два рассматриваемых оператора (1.129b) отличаются тем, что один содержит хиггсовские поля, а другой нет. Специфическая ренормгрупповая эволюция содержащих поле Хиггса операторов может быть причиной установления иерархии (1.138) на масштабе M_P/ξ .

Роль неперенормируемых операторов в ранней Вселенной

Можно убедиться (см. подробнее в [84]), что новые операторы не изменяют разогрев, в частности, нарушающий лептонное число оператор размерности-5 не приводит к разогреву Вселенной через множественное рождение лептонов. Наибольший интерес он вызывает в связи с возможностью осуществления лептогенезиса.

Оценим количество лептонной асимметрии $\Delta n_L \equiv n_L - n_{\bar{L}}$, которую можно произвести с помощью неперенормируемого оператора (1.129b) на послеинфляционной стадии до разогрева Вселенной. В каждый момент времени количество асимметрии определяется средним от оператора лептонного числа \hat{Q}_L , который эволюционирует в соответствии с уравнением Гайзенберга,

$$i \frac{d}{dt} \hat{Q}_L = [\hat{H}_{\text{int}}, \hat{Q}_L] .$$

Здесь гамильтониан взаимодействия включает и взаимодействия СМ и неперенормируемые слагаемые (1.129). Из этих уравнений находим в стандартном подходе (см. например [238, 239, 240]), что в каждый момент времени темп производства лептонной асимметрии $d\Delta n_L/dt$ пропорцио-

нален мнимой части минимального нетривиального следа произведения матриц юкавских констант СМ $Y_{\alpha\beta} = Y_\alpha \cdot \delta_{\alpha\beta}$ входящих в

$$\mathcal{L}_Y = -Y_\alpha \bar{L}_\alpha \Phi E_\alpha + \text{h.c.} , \quad (1.139)$$

и констант $F_{\alpha\beta}$ входящих в (1.129b). Этот след имеет вид

$$\beta_L^4 \text{Tr} (FF^\dagger FY Y F^\dagger Y Y) , \quad (1.140)$$

и поскольку юкавские константы $Y_{\alpha\beta}$ могут быть выбраны диагональными, лидирует следующее слагаемое

$$\beta_L^4 Y_3^4 F_{3\beta} F_{\alpha\beta}^* F_{\alpha 3} F_{33}^* , \quad (1.141)$$

где $Y_3 = y_\tau$ очевидно доминирует. Для простоты воспользуемся унитарной калибровкой при оценке произведённой асимметрии. Майорановские слагаемые (1.129b) связывают только нейтрино, а дираковские слагаемые (1.139), наоборот, связывают электрически заряженные лептоны. Значит, для получения вклада (1.140) из соответствующей фермионной петли требуются вставки электрослабых вершин с W -бозоном везде между вершинами, пропорциональными Y и F (в общей сложности 4 вершины). Эти W -бозоны могут быть виртуальными или внешними. Первый случай означает 3-петлевой вклад, а второй в действительности описывает рассеяние W -бозонов, рождённых в ранней Вселенной осцилляциями поля Хиггса [76], как обсуждалось в разделе 4.2.

Рассмотрим 3-петлевой вклад, численно подавленный петлевым фактором

$$\left(\frac{1}{4\pi^2} \right)^3 \sim 10^{-5} . \quad (1.142)$$

В эпоху разогрева характерные энергии для генерации асимметрии определяются частотой осцилляций хиггсовского поля ω , что значительно

меньше массы калибровочного бозона в ту эпоху, см. (1.118), (1.98)

$$\omega \equiv \sqrt{\frac{\lambda}{3}} \frac{M_P}{\xi} \ll M_W \equiv g \sqrt{\frac{M_P |\chi|}{2\sqrt{6} \xi}}.$$

Таким образом, W -бозоны в действительности можно отынтегрировать, что даст эффективный лагранжиан Ферми, а роль фермиевской константы связи играет следующая комбинация параметров

$$\frac{g^4}{M_W^4} \sim \frac{\xi^2}{M_P^2 \chi^2} \sim \frac{1}{h^4}. \quad (1.143)$$

Взаимодействия (1.129b) и (1.139) обеспечивают зависящий от поля Хиггса фактор

$$\frac{\chi^2 M_P^2}{\xi^2} \cdot \left(\frac{\chi M_P}{\xi \Lambda} \right)^4 \sim h^4 \left(\frac{h^2}{\Lambda} \right)^4. \quad (1.144)$$

Собирая множители (1.142), (1.141), (1.143), и (1.144) получим для величины асимметрии, рождённой за один период осцилляций хиггсовского поля,

$$\Delta n_L^{(1)} \sim \omega^{-1} \cdot \left(\frac{1}{4\pi^2} \right)^3 \cdot \left(\frac{m_\tau}{v} \right)^4 \cdot \frac{\omega^4}{\lambda^2} \cdot \left(\frac{\chi}{\Lambda} \right)^4 \beta_L^4 \sim \omega^{-1} \left(\frac{1}{4\pi^2} \right)^3 y_\tau^4 \beta_L^4 h^4 \left(\frac{h}{\Lambda} \right)^4.$$

Оценим численный результат в зависимости от выбора высокоэнергетического масштаба.

Начнём с наименьшего из всех, масштаба сильной связи для калибровочного сектора (1.128). Для этого случая отношение h/Λ устремляется к единице, и темп генерации асимметрии масштабируется как $\Delta n_L^{(1)} \propto h^4 \propto \chi^2$. Амплитуда X осцилляций поля χ обратно пропорциональна космологическому времени. Это означает, что интегрирование асимметрии по всей материально-доминированной стадии соответствует умножению на время расширения (или число осцилляций). Напомним, что неперенормируемые операторы не оказывают существенного влияния на разогрев, который происходит, как описано в разделе 4.2. Вселенная разогревается при амплитуде хиггсовского поля равной X_r (см. [76]),

полное число колебаний поля до разогрева $N \sim \xi X_{\text{cr}}/X_r$, и плотность энтропии сразу после разогрева равна $s \sim g_*^{1/4} \lambda^{3/4} (X_r X_{\text{cr}})^{3/2}$. Собирая это вместе, получим для лептонной асимметрии

$$\Delta_L \simeq \frac{\Delta n_L^{(1)} N}{s} \sim \beta_L^4 y_\tau^4 \left(\frac{1}{4\pi^2} \right)^3 \frac{1}{g_*^{1/4} \lambda^{5/4}} \xi \left(\frac{X_{\text{cr}}}{X_r} \right)^{1/2}. \quad (1.145)$$

Для полученной оценки температуры разогрева (1.125) найдём, что численно асимметрия заключена в интервале

$$\beta_L^4 \left(\frac{y_\tau}{0.01} \right)^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right)^{7/4} \times 10^{-15} \times \xi < \Delta_L < \beta_L^4 \left(\frac{y_\tau}{0.01} \right)^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right)^{3/2} \times 5 \times 10^{-15} \times \xi,$$

или, вставляя связь (1.106),

$$\beta_L^4 \left(\frac{y_\tau}{0.01} \right)^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right)^{5/4} \times 10^{-10} < \Delta_L < \beta_L^4 \left(\frac{y_\tau}{0.01} \right)^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right) \times 10^{-9}, \quad (1.146)$$

где малые значения соответствуют более высоким температурам разогрева. Видно, что при $\beta_L \sim 1$ получаем в точности нужное значение асимметрии. В частности, для интервалов (1.146), (1.135) можно *одновременно объяснить массы активных нейтрино и сгенерировать достаточное количество лептонной асимметрии на послееинфляционной стадии развития Вселенной*. В то же время, этот результат довольно чувствителен к операторам высоких размерностей в лептонном секторе СМ (1.130). Пока в ходе разогрева $h \sim \Lambda$, все операторы высокой размерности в (1.130) не подавлены автоматически по отношению к лидирующему. Это означает, что главный вклад идёт от большего из них (предполагаем, что вклад от суммы не расходится). Тогда, например, при иерархии (1.131) результат (1.145) усилен фактором $(\beta_y/y_\tau)^4$, дающим рост вплоть до восьми порядков по величине произведённой лептонной асимметрии. В этом случае можно произвести довольно большую лептонную асимметрию. Отметим, что операторы старших размерностей, повышающие эффективность лептогенезиса, дают пренебрежимо малый вклад для низкоэнергетических процессов, обсуждавшихся выше в этом разделе.

Перейдём к случаю, когда операторы подавлены масштабом сильной связи в скалярно-гравитационном секторе (1.126), тогда отношение h^2/Λ устремляется к M_P/ξ . В результате получаем $\Delta n_L^{(1)} \propto \text{const}$, так что в расширяющейся Вселенной асимметрия набирается на поздних временах, то есть в эпоху разогрева. Интегрирование темпа генерации асимметрии по всей пылевидной стадии расширения соответствует умножению величины $\Delta n_L^{(1)}$ на полное число осцилляций. Тогда до разогрева, происходящего когда амплитуда осцилляций хиггсовского поля становится равной X_r (см. выше), проходит примерно $N \sim \xi X_{\text{cr}}/X_r$ колебаний поля, а плотность энтропии равна $s \sim g_*^{1/4} \lambda^{3/4} (X_r X_{\text{cr}})^{3/2}$. Собирая всё вместе получаем для лептонной асимметрии

$$\begin{aligned} \Delta_L &\simeq \frac{\Delta n_L^{(1)} N}{s} \sim \frac{\Delta n_L^{(1)} \xi}{g_*^{1/4} \lambda^{3/4} X_{\text{cr}}^3} \left(\frac{X_{\text{cr}}}{X_r} \right)^{5/2} \\ &\sim \beta_L^4 Y_\tau^4 \left(\frac{1}{4\pi^2} \right)^3 \frac{2\sqrt{2}}{3 g_*^{1/4} \lambda^{5/4}} \xi \left(\frac{X_{\text{cr}}}{X_r} \right)^{5/2}. \end{aligned} \quad (1.147)$$

Для полученной оценки температуры разогрева (1.125) это даёт асимметрию в интервале

$$\beta_L^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right)^{15/4} \times 2.7 \times 10^{-17} \times \xi < \Delta_L < \beta_L^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right)^{5/2} \times 10^{-14} \times \xi,$$

или используя (1.106),

$$\beta_L^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right)^{13/4} \times 6.3 \times 10^{-13} < \Delta_L < \beta_L^4 \left(\frac{0.25}{\lambda} \right)^2 \times 2.4 \times 10^{-10}, \quad (1.148)$$

где меньшее значение соответствует большей температуре. Можно увидеть, что если $\beta_L \sim 1$, то асимметрия слишком мала. Однако, этот вывод очень чувствителен к операторам высокой размерности в лептонном секторе СМ (1.130). К концу разогрева имеем $\Phi^\dagger \Phi / \Lambda^2 \simeq 3X_{\text{cr}}/4X_r$ и все операторы в (1.130) вкладывают пропорционально их константам связи. Так, оператор размерности 6 (1.130) с иерархией (1.131) всё ещё приводит к усилению, но не такому большому, как в случае с калибровочным

масштабом, и оно падает с ростом температуры разогрева. Ответ (1.145) усилен фактором $(3\beta_y X_{cr}/4y_\tau X_r)^4$, приводящим к увеличению лептонной асимметрии: нижний и верхний пределы (1.148) растут в 15 и 2×10^5 раз, соответственно. Отметим, что высокоэнергетическая часть температурного интервала, вообще говоря, является более реалистичной, поскольку любые новые взаимодействия с хиггсовским полем лишь ускоряют его распад; в то же время, для высокой температуры обсуждаемое усиление неэффективно, и величина лептонной асимметрии неприемлемо мала. Таким образом, генерация необходимого количества барионной асимметрии допустимо, но может быть проблематично, если параметр β_L не принимает наибольшие значения из интересного интервала (1.135).

На более поздних стадиях расширения Вселенной первое слагаемое в (1.129b) приводит в плазме к процессам рассеяния с нарушением лептонного числа [207], которые могли бы вымыть созданную в эпоху разогрева лептонную асимметрию. Для прояснения ситуации можно применить формулы из работы [208] для нашего случая, когда ν_τ играет главную роль в генерации асимметрии. Для набора коэффициентов при первом слагаемом в (1.129b), обеспечивающего правильные значения масс и углов смешивания в нейтринном секторе, нарушающие лептонное число процессы идут медленнее, чем расширяется Вселенная при $T \gtrsim 10^{14}$ ГэВ, а значит неравновесны. Эта величина численно порядка температуры разогрева в модели (1.124), так что процессы вымывания (если и есть) неэффективны. Позднее, сфалеронные процессы входят в равновесие и переводят часть созданной в эпоху разогрева асимметрии в барионную асимметрию [194] $\Delta_B \approx \Delta_L/3$.

Из приведённых выше оценок, (1.146), (1.148), можем заключить, что барионная асимметрия Вселенной может быть объяснена операторами старших размерностей, если они подавлены калибровочным масштабом

(1.128), причём с некоторой иерархией типа (1.131) это заключение довольно твёрдое. Для случая подавления скалярно-гравитационным масштабom (1.126) иерархия типа (1.131) безусловно необходима для производства достаточного количества барионной асимметрии. Кроме того, дополнительно требуется, чтобы температура разогрева была в низкоэнергетической области разрешённого интервала (1.124).

Неперенормируемые операторы и тёмная материя

Мы убедились, что появление неперенормируемых операторов на масштабе сильной связи в инфляционной модели на хиггсовском поле может решить две из важнейших феноменологических проблем СМ: нейтринные осцилляции и барионную асимметрию Вселенной. Явление тёмной материи в этом подходе можно объяснить, лишь добавив в теорию новые частицы. При этом неперенормируемые операторы могут играть важную роль, определяя характеристики частиц тёмной материи. Рассмотрим это на примере майорановского фермиона — синглета СМ с массой M , кандидата на роль частицы тёмной материи (всё обсуждаемое ниже напрямую относится к модели ν MSM, обсуждавшейся подробно в разделе § 1 главы 1).

Во-первых, само предположение о появлении на масштабе сильной связи *всех* операторов старшей размерности означает, что *в общем случае* частицы тёмной материи нестабильны, и чтобы жить долго должны быть относительно лёгкими, так что лучшая стратегия их поиска есть поиск фотонов от их распада; для модельного случая ν MSM это фотоны с энергиями в МэВном диапазоне или ниже. Действительно, операторы, которые следует добавить в модель, имеют вид

$$\delta\mathcal{L} = \frac{\beta_N}{2\Lambda} \Phi^\dagger \Phi \bar{N}^c N + \frac{b_{L\alpha}}{\Lambda} \bar{L}_\alpha (\not{D} N)^c \tilde{\Phi} + \dots \quad (1.149)$$

Даже если между синглетом и дублетом Хиггса и лептонным дублетом

СМ не было юкавской связи, теперь она эффективно появляется за счёт ненулевой константы связи b_{L_α} , и синглет становится нестабильным, распадаясь в том числе на фотон и нейтрино с шириной

$$\Gamma_{N_1 \rightarrow \gamma \nu} \sim \frac{9 b_{L_\alpha}^2 \alpha G_F^2 v^2 M_1^5}{512 \pi^4 \Lambda^2}. \quad (1.150)$$

Используя данные γ -телескопа EGRET $\tau_{\gamma \nu} \gtrsim 10^{27}$ с [209], получаем $M \lesssim 200$ МэВ для $b_{L_\alpha} \sim 1$ и $\Lambda = M_P$. Аналогичные ограничения следуют из операторов размерности 5 подобных второму слагаемому в (1.149), где производные действуют на лептонные дублеты. Для более низкого масштаба операторов, $\Lambda = M_P/\xi$ (или юкавских констант больше $b_{L_\alpha} \frac{M}{\Lambda}$), ограничение сверху на массу синглетного нейтрино становится сильнее,

$$M_1 \lesssim 4 \text{ МэВ}.$$

Во-вторых, перенормируемые операторы (1.149) дают вклад в рождение синглетных фермионов (частиц тёмной материи) в ранней Вселенной. Если эти частицы никогда не входят в равновесие, то при данной величине β_N/Λ их масса ограничена сверху условием на их относительный вклад Ω_N в полную плотность энергии современной Вселенной: $\Omega_N \lesssim \Omega_{DM}$. Рассматривая рождение этих частиц в горячей плазме, отсюда получаем [76, 84]

$$M_N \lesssim 215 \text{ кэВ} \frac{\Lambda}{\beta_N^2 M_P},$$

и равенство наступает, когда синглеты образуют всю тёмную материю, $\Omega_N = \Omega_{DM}$.

Для $\Lambda \sim M_P$ и $\beta_N \sim 1$ масса фермиона лежит в области сотен кэВ. Чем ниже масштаб Λ , тем легче фермион. Для $\Lambda = M_P/\xi$ найдём

$$M_N \lesssim 10 \times \left(\frac{0.03}{\beta_N} \right)^2 \text{ кэВ}.$$

Средний импульс таких нейтрино близок среднему импульсу частиц в плазме, так что они могут составлять *тёплую компоненту* тёмной материи, причём для $\Lambda = M_P/\xi$ из наблюдений за Ly- α облаками следует [44], что должно выполняться $\beta_N \lesssim 0.03$, иначе частицы слишком “горячие” и формирование таких облаков подавлено. Для $\beta_N \sim 1$ при $\Lambda = M_P/\xi$ синглеты дают вклад в *горячую компоненту* тёмной материи, а значит не решают проблему тёмной материи. При $\beta_N \sim 1$, $\Lambda = M_P$ синглетные фермионы образуют *холодную компоненту*, и могут решить проблему тёмной материи.

Теперь обсудим вопрос о рождении частиц тёмной материи на послепланификационной стадии, когда неперенормируемые операторы подавлены масштабом сильной связи в скалярно-гравитационном секторе $\Lambda(h)$,

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \beta_N \frac{\Phi^\dagger \Phi}{2\Lambda} \bar{N}^c N = \frac{\beta_N}{4} \frac{h^2}{\Lambda(h)} \bar{N}^c N. \quad (1.151)$$

В приближении внешнего поля для инфлатона получим для отношения плотности синглетов к энтропии сразу после разогрева [84]

$$\begin{aligned} \Delta_N(X) &= \frac{90}{g_* 4\pi^2} \beta_N^2 \frac{\sqrt{\lambda}}{2\sqrt{3}\pi^2} \xi \frac{X_{\text{cr}}^3}{T_r^3} \\ &= \frac{90}{g_* 4\pi^2} \beta_N^2 \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{3}\pi^2} \frac{2^{3/2}}{3^{3/2}\xi^2} \frac{M_P^3}{T_r^3} = 1.7 \times 10^{-4} \beta_N^2 \sqrt{\frac{\lambda}{0.25}} \frac{1}{\xi^2} \frac{M_P^3}{T_r^3} \end{aligned} \quad (1.152)$$

Заметим, что подавление фактором ξ численно скомпенсировано двумя степенями величины M_P/T_r . Отсюда получаем для $\Omega_{DM} = 0.223$:

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_N}{\Omega_{DM}} &= \frac{\beta_N^2}{2.4 \text{ кэВ}} \frac{M_N}{\sqrt{\frac{\lambda}{0.25}} \xi^2} \frac{1}{T_r^3} \frac{M_P^3}{T_r^3} \\ &= \beta_N^2 \frac{M_N}{1.3 \times 10^{-4} \text{ кэВ}} \sqrt{\frac{0.25}{\lambda}} \left(\frac{1.1 \times 10^{14} \text{ ГэВ}}{T_r} \right)^3. \end{aligned} \quad (1.153)$$

Итак, если $\beta_N > 10^{-2}$, то синглетный фермион должен быть легче 1 кэВ, что неприемлемо, ибо нарушает формирование структур. Для случая

операторов, подавленных масштабом сильной связи в калибровочном секторе, требование на величину β_N ещё жёстче. Если $\Lambda = M_P$, то [76]

$$\frac{\Omega_N}{\Omega_{DM}} = \beta_N^2 \frac{M_N}{10 \text{ МэВ}} \left(\frac{0.25}{\lambda} \right) \left(\frac{1.1 \times 10^{14} \text{ ГэВ}}{T_r} \right). \quad (1.154)$$

В этом случае синглетные фермионы относительно тяжёлые, и надо позаботиться об их стабильности на космологических временах.

Подводя итог этому разделу подчеркнём, что неперенормируемые операторы не только обеспечивают дополнительные источники рождения тёмной материи в ранней Вселенной, но и дополнительные источники их распада в современной Вселенной, что накладывает дополнительные ограничения на массу частицы тёмной материи, но одновременно открывает новые возможности для поиска таких частиц по продуктам их распада. Инфляция на поле Хиггса, при учёте неперенормируемых операторов и с добавлением новой (квази)стабильной частицы на роль тёмной материи, *имеет возможность решить все феноменологических проблемы СМ*: нейтринные осцилляции, барионная асимметрия Вселенной, тёмная материя, проблемы теории горячего Большого взрыва. По количеству привлечённых новых ингредиентов это минимальное обобщение СМ.

Глава 2

Космология и феноменология суперсимметричных обобщений СМ

Данная Глава посвящена суперсимметричным обобщениям Стандартной модели физики частиц. Фундаментальный интерес здесь связан с возможностью сосуществования существенно разных физических масштабов в таких теориях: квантовые поправки не дестабилизируют иерархию, как мы обсуждали во Введении. Здесь, однако, рассматриваются космологические и феноменологические приложения, относящиеся как к вопросам экспериментального поиска суперсимметрии, так и к возможной роли новых частиц в эволюции Вселенной, решении загадок тёмной материи и барионной асимметрии. Материалы этой Главы основаны на результатах работ [98, 99, 117, 119, 122, 123, 124, 125, 129, 131, 137].

§ 1 Минимальное обобщение СМ с дополнительным скаляром и “расщеплённым” спектром суперпартнёров

В этом разделе рассмотрено “космологически-мотивированная” минимальная феноменологически приемлемая реализация идеи “расщеплённой” суперсимметрии. Речь идёт о “расщеплённом” варианте неминимальной MSSM, так называемой NMSSM (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model), в которую к набору полей MSSM добавлено ещё одно суперполе: майорановский фермион и его суперпартнёры (скаляр и псевдоскаляр), синглеты по калибровочной группе СМ. “Расщепление” суперсимметрии реализуется как стабильная относительно квантовых поправок иерархия между массами суперпартнёров частиц СМ: скаляры (скварки, слептоны) считаются тяжёлыми, с массами порядка $m_s \sim 10^4 - 10^{15}$ ГэВ, а фермионы (калибрино, хиггсино) — лёгкими, с

массами порядка электрослабого масштаба или на порядок выше [92, 93]. Как обсуждалось во Введении, в такой ситуации скварки дают исчезающе малый вклад в редкие процессы в кварковом секторе, экспериментальное изучение которых (пока?) указывает на полноту СМ. В то же время легчайший суперпартнёр (LSP – Lightest Super-Partner), нейтралино, может решить проблему тёмной материи. Однако в простейшем варианте расщеплённой MSSM, нет решения другой космологической проблемы — загадки барионной асимметрии Вселенной. Хотя в суперсимметричных моделях возможна генерация барионной асимметрии на ранних этапах эволюции Вселенной посредством механизма Аффлекса–Дайна, это требует дальнейшего расширения модели и добавления новых полей, чья динамика, как правило, недоступна прямому экспериментальному исследованию. В NMSSM генерация барионной асимметрии может произойти на относительно низком масштабе 100 ГэВ — работает электрослабый бариогенезис.

В предлагаемой гибридной модели, “расщеплённой” NMSSM, решены обе космологические проблемы (тёмной материи и барионной асимметрии), притом модель приемлема феноменологически, поскольку тяжёлые скварки не приводят к процессам с нарушением ароматов. По сравнению с “расщеплённой” MSSM на электрослабом масштабе имеют дополнительные нейтральные частицы. Они дают вклад в эффективный скалярный потенциал, так что электрослабый фазовый переход (ЭФП) становится переходом сильно I рода, что необходимо для успешной работы электрослабого бариогенезиса. С новыми полями также связан дополнительный источник CP-нарушения в теории. В этом разделе, основанном на результатах работы [99], оценивается количество барионной асимметрии, произведённой в ходе ЭФП, используя WKB-приближение для CP-нарушающих источников в диффузионных уравнениях. Также вычисля-

ется вклад нужных для бариогенезиса CP-нарушающих взаимодействий в аномальный дипольный момент (ЭДМ) электрона и электрический дипольный момент нейтрона. Изучается в ранней Вселенной закалка нейтралитет, составляющей тёмную материю. Итогом является заключение о полной феноменологической и космологической приемлемости модели. Замечательно, что феноменологические предсказания модели могут быть проверены на LHC и в лабораторных экспериментах ближайшего будущего.

1.1 Предварительные замечания В этом разделе мы будем консервативно считать, что модель решает проблему барионной асимметрии Вселенной, если отношение современной плотности числа сгенерированных барионов n_B к современной плотности числа реликтовых фотонов n_γ лежит в интервале

$$6.1 \times 10^{-10} < \frac{n_B}{n_\gamma} < 6.9 \times 10^{-10}. \quad (2.1)$$

Электрослабый бариогенезис нуждается ЭФП сильно I рода. Это обеспечивает выход из термального равновесия в космической плазме, поскольку переход происходит посредством рождения пузырей новой фазы (с вакуумным состоянием, нарушающим электрослабую симметрию), их последующего роста и перколяций. По-грубому, барионная асимметрия образуется на стенках этих пузырей, см. подробнее [211, 38]. Уже произведённая асимметрия может быть замыта быстрыми сфалеронными переходами в нарушенной фазе [22]. Для набора полей SM необходимое подавление сфалеронных переходов гарантировано при выполнении условия [212]

$$\frac{v_c}{T_c} \gtrsim 1.1 \quad (2.2)$$

(где T_c — критическая температура, а v_c — среднее хиггсовского поля при критической температуре). Как мы обсуждали во Введении, при имеющихся прямых ограничениях снизу на массу хиггсовского бозона SM , не только ограничение (2.2) не выполняется, но и вообще сам ЭФП оказывается не I рода [213]. Помимо того, вклад CP -нарушающей фазы СКМ-матрицы SM в генерацию барионной асимметрии неприемлемо мал. В SM электрослабый бариогенезис является единственным механизмом генерации барионной асимметрии, но он не позволяет попасть в нужный интервал (2.1).

В суперсимметричных обобщениях SM хиггсовский сектор более сложный, и в эффективный потенциал при электрослабых температурах дают вклад новые поля, что позволяет сделать фазовый переход сильно I рода. Кроме того, есть новые источники CP -нарушения. В суперсимметричных обобщениях SM электрослабый бариогенезис может быть вполне успешным (см. например работы [214], [215], [216], [217]). Однако ключевую роль в изменении типа фазового перехода играют новые бозоны, так что в “расщеплённом” варианте $MSSM$, где все скварки тяжёлые, в низкоэнергетической теории есть лишь новые (по отношению к SM) фермионы, которые в общем случае не “усиливают” ЭФП. В “расщеплённом” варианте $MSSM$, напротив, в низкоэнергетической теории есть новые скалярные поля, так что изменяется скалярный потенциал теории при нулевой температуре. ЭФП при этом будет сильно I рода. Кроме того, в модели есть новые источники CP -нарушения, необходимые для успешной генерации барионной асимметрии в эпоху ЭФП. Замечательно, что эти источники дают вклады в аномальный дипольный момент электрона и ЭДМ нейтрона на уровне, доступном для исследования на экспериментах ближайшего будущего.

Наконец, в данной модели легчайшим суперпартнёром LSP является

нейтралино: смесь синглино и нейтральных калибрино и хиггсино. Нейтралино является натуральным кандидатом на роль частиц тёмной материи, как мы обсуждали во Введении. В данном случае, интересное с точки зрения решения проблемы тёмной материи область пространства параметров модели довольно широка, и допускает тёмную материю, состоящую как из равновесной по порядку величины смеси всех трёх компонент, так и *вырожденную*: в основном калибрино, или в основном хиггсино, или в основном синглино. Эта деталь важна для анализа результатов и понимания перспектив экспериментов по прямому поиску частиц тёмной материи.

1.2 Описание модели Начнём с наиболее общего варианта NMSSM. Необходимая для нашего исследования часть суперпотенциала имеет вид (подробнее со структурой суперсимметричных теорий можно ознакомиться, например, по курсу [7], или обзору [95])

$$W = \lambda \hat{N} \hat{H}_u \epsilon \hat{H}_d + \frac{1}{3} k \hat{N}^3 + \mu \hat{H}_u \epsilon \hat{H}_d + r \hat{N}. \quad (2.3)$$

Здесь¹ \hat{H}_u и \hat{H}_d есть хиггсовские дублеты, \hat{N} есть киральное суперполе, синглет по отношению к калибровочной группе СМ, как всегда, ϵ — антисимметричная 2×2 -матрица, $\epsilon_{12} = 1$. Мягко нарушающие суперсимметрию слагаемые в лагранжиане теории имеют вид

$$V_{soft} = \left(\lambda A_\lambda N H_u \epsilon H_d + \frac{1}{3} k A_k N^3 + \mu B H_u \epsilon H_d + A_r N + h.c. \right) \quad (2.4)$$

$$+ m_u^2 H_u^\dagger H_u + m_d^2 H_d^\dagger H_d + m_N^2 |N|^2.$$

Электрослабый бариогенезис исследовался в работах [215] в контексте моделей с низкоэнергетическим нарушением суперсимметрии. Нам интересна модель с “расщеплённым” спектром масс суперпартнёров. Чтобы

¹Суперполя и их скалярные компоненты обозначаются с шапочками и без, соответственно.

её получить, нужно подстроить некоторые параметры, как это делается в “расщеплённой” MSSM. Поскольку для “усиления” ЭФП нужны дополнительные скаляры [219], “расщепление” должно оставлять компоненты синглетного суперполя лёгкими. Заметим, что при таком спектре не нарушается интересная особенность “расщеплённой” MSSM: калибровочные константы связи, изменяясь с энергетическим масштабом по ренормгруппе, “встречаются” вместе при высоких энергиях, что может указывать на слияние всех взаимодействий СМ в рамках единой Теории Большого Объединения.

Для лучшей наглядности мы будем рассматривать модель, в которой единственным новым источником явного СР-нарушения является μ -параметр, значение которого мы будем считать чисто мнимой величиной. Все остальные модельные параметры (включая $B\mu$) (2.3), (2.4) считаются действительными (за исключением анализа вкладов в ЭДМ электрона и нейтрона).

Рассмотрим “расщепление” в секторе (H_u, H_d, N) (отщепление скварков и слептонов происходит как и в простейшем случае “расщеплённой” MSSM). На древесном уровне скалярный потенциал NMSSM есть

$$V = V_D + V_F + V_{soft} , \quad (2.5)$$

где

$$V_D = \frac{g^2}{8} \left(H_d^\dagger \sigma_a H_d + H_u^\dagger \sigma_a H_u \right)^2 + \frac{g'^2}{8} (|H_d|^2 - |H_u|^2)^2 , \quad (2.6)$$

$$V_F = |\lambda H_u \epsilon H_d + k N^2 + r|^2 + |\lambda N + \mu|^2 \left(H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d \right) , \quad (2.7)$$

а $H_u = (H_u^+, H_u^0)^T$ и $H_d = (H_d^0, H_d^-)^T$ — два хиггсовских дублета. Выберем вакуумные средние скаляров следующим образом,

$$\langle H_d^0 \rangle = \frac{v_d}{\sqrt{2}} , \quad \langle H_u^0 \rangle = \frac{v_u}{\sqrt{2}} e^{i\phi_H} , \quad \langle N \rangle = \frac{v_S + i v_P}{\sqrt{2}} \equiv \frac{\sqrt{v_S^2 + v_P^2}}{\sqrt{2}} e^{i\phi_S} .$$

Здесь мы приняли во внимание, что эффективный потенциал зависит только от суммы фаз вакуумных средних хиггсовских дублетов, и одна из фаз может быть обращена в нуль калибровочным преобразованием. Условие стационарности по отношению к фазе ϕ_H , $\partial V/\partial\phi_H = 0$, даёт

$$\sin \phi_H = -\frac{\frac{k\lambda}{2} (v_S^2 + v_P^2) \sin(\phi_H - 2\phi_S) + \frac{\lambda A_\lambda}{\sqrt{2}} \sqrt{v_S^2 + v_P^2} \sin(\phi_H + \phi_S)}{B\mu + \lambda r}. \quad (2.8)$$

Чтобы расщепить спектр модели, возьмём величины мягко нарушающих суперсимметрию параметров $B\mu$, m_u^2 и m_d^2 порядка квадрата шкалы расщепления m_s^2 , а величины всех остальных параметров скалярного сектора (включая все вакуумные средние) порядка электрослабого масштаба m_{ew} . Равенство (2.8) подразумевает оценку $|\phi_H| \sim (m_{ew}/m_s)^2$, а значит эта фаза может быть исключена из дальнейшего анализа.

Вакуумные средние скалярных полей (величины полей в минимуме потенциала (2.5)) должны удовлетворять следующей системе уравнений

$$m_u^2 = \frac{\bar{g}^2}{8} v^2 \cos 2\beta - \frac{\lambda^2}{2} v^2 \cos^2 \beta - \frac{\lambda^2}{2} v_S^2 - \left(|\mu| + \frac{\lambda}{\sqrt{2}} v_P \right)^2 + m_A^2 \cos^2 \beta, \quad (2.9)$$

$$m_d^2 = -\frac{\bar{g}^2}{8} v^2 \cos 2\beta - \frac{\lambda^2}{2} v^2 \sin^2 \beta - \frac{\lambda^2}{2} v_S^2 - \left(|\mu| + \frac{\lambda}{\sqrt{2}} v_P \right)^2 + m_A^2 \sin^2 \beta, \quad (2.10)$$

$$m_N^2 + 2kr = \frac{1}{2} k \lambda v^2 \sin 2\beta - k^2 (v_S^2 + v_P^2) - \frac{\lambda^2}{2} v^2 + \frac{\lambda A_\lambda}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{v^2}{v_S} \sin 2\beta - \frac{k A_k}{\sqrt{2}} \left(v_S - \frac{v_P^2}{v_S} \right) - \sqrt{2} \frac{A_r}{v_S}, \quad (2.11)$$

$$m_N^2 - 2kr = -\frac{1}{2} k \lambda v^2 \sin 2\beta - k^2 (v_S^2 + v_P^2) - \frac{\lambda^2}{2} v^2 - \frac{\lambda |\mu| v^2}{\sqrt{2} v_P} + \sqrt{2} k A_k v_S v_P, \quad (2.12)$$

где используются обозначения $\tan \beta = v_u/v_d$, $v^2 = v_u^2 + v_d^2$, $\bar{g}^2 = g^2 + g'^2$ и

$$m_A^2 = \frac{2}{\sin 2\beta} \left(\lambda r + \frac{k\lambda}{2} (v_S^2 - v_P^2) + \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda v_S + \mu B \right).$$

Скалярные возмущения над вакуумом определены следующим образом,

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}H_d^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v_d + h^0 \cos \beta - H^0 \sin \beta), & \operatorname{Im}H_d^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A^0 \sin \beta + G^0 \cos \beta), \\ \operatorname{Re}H_u^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v_u + h^0 \sin \beta + H^0 \cos \beta), & \operatorname{Im}H_u^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A^0 \cos \beta - G^0 \sin \beta), \\ H_d^- &= G^- \cos \beta + H^- \sin \beta, & H_u^+ &= H^+ \cos \beta - G^+ \sin \beta, \\ N &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v_S + S + i(v_P + P)). \end{aligned}$$

Здесь G^0 и G^\pm есть голдстоуновские моды, поглощаемые в результате хиггсовского механизма Z^0 - и W^\pm -бозонами, соответственно, h^0 и H^0 — нейтральные хиггсовские бозоны, A^0 — хиггсовский псевдоскаляр, S и P — синглетные скаляр и псевдоскаляр. В качестве базиса в пространстве нейтральных скаляров выберем (h^0, H^0, A^0, S, P) . Используя условия (2.9) - (2.12), для элементов массовой 5×5 -матрицы скаляров получим

$$M_{11}^2 = \frac{\bar{g}^2 v^2}{4} \cos^2 2\beta + \frac{\lambda^2 v^2}{2} \sin^2 2\beta, \quad (2.13)$$

$$M_{22}^2 = m_A^2 - \frac{\lambda^2 v^2}{2} \sin^2 2\beta + \frac{\bar{g}^2 v^2}{4} \sin^2 2\beta, \quad (2.14)$$

$$M_{33}^2 = m_A^2, \quad (2.15)$$

$$M_{44}^2 = 2k^2 v_S^2 + \frac{\lambda A_\lambda v^2}{2\sqrt{2} v_S} \sin 2\beta + \frac{k A_k}{\sqrt{2}} \left(v_S + \frac{v_P^2}{v_S} \right) - \sqrt{2} \frac{A_r}{v_S}, \quad (2.16)$$

$$M_{55}^2 = 2k^2 v_P^2 - \frac{\lambda |\mu| v^2}{\sqrt{2} v_P}, \quad (2.17)$$

$$M_{12}^2 = M_{21}^2 = \left(\frac{\lambda^2}{4} - \frac{\bar{g}^2}{8} \right) v^2 \sin 4\beta, \quad (2.18)$$

$$M_{13}^2 = M_{31}^2 = -k \lambda v_S v_P + \frac{\lambda A_\lambda}{\sqrt{2}} v_P, \quad (2.19)$$

$$M_{14}^2 = M_{41}^2 = -k \lambda v_S v \sin 2\beta + \lambda^2 v_S v - \frac{\lambda A_\lambda}{\sqrt{2}} v \sin 2\beta, \quad (2.20)$$

$$M_{15}^2 = M_{51}^2 = k \lambda v_P v \sin 2\beta + \sqrt{2} \lambda v \left(|\mu| + \frac{\lambda}{\sqrt{2}} v_P \right), \quad (2.21)$$

$$M_{23}^2 = M_{32}^2 = 0, \quad (2.22)$$

$$M_{24}^2 = M_{42}^2 = -k \lambda v_S v \cos 2\beta - \frac{\lambda A_\lambda}{\sqrt{2}} v \cos 2\beta, \quad (2.23)$$

$$M_{25}^2 = M_{52}^2 = k \lambda v_P v \cos 2\beta, \quad (2.24)$$

$$M_{34}^2 = M_{43}^2 = -k \lambda v v_P, \quad (2.25)$$

$$M_{35}^2 = M_{53}^2 = -k \lambda v v_S + \frac{\lambda A_\lambda}{\sqrt{2}} v, \quad (2.26)$$

$$M_{45}^2 = M_{54}^2 = 2k^2 v_S v_P - \sqrt{2} k A_k v_P. \quad (2.27)$$

Квадрат массы заряженных бозонов Хиггса равен $m_{H^\pm}^2 = m_A^2 - \frac{\lambda^2 v^2}{2} + \frac{g^2 v^2}{4}$.

Из приведённых выше явных выражений для элементов массовой матрицы скаляров видно, что как и в случае минимальной “расщеплённой” суперсимметрии, иерархию в спектре можно устроить, взяв параметр μB порядка квадрата масштаба расщепления m_S^2 . Тогда в хиггсовском секторе заряженные бозоны, один скаляр H^0 и один псевдоскаляр A^0 станут тяжёлыми. Низкоэнергетический лагранжиан технически получается той же заменой для хиггсовских дублетов, что и в расщеплённой MSSM [93]

$$H_u \rightarrow H \sin \beta, \quad H_d \rightarrow \epsilon H^* \cos \beta, \quad (2.28)$$

где H есть дублет Хиггса СМ. После замены (2.28) приходим к следующему низкоэнергетическому лагранжиану для скаляров (кинетические вклады опущены)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_V + \mathcal{L}_Y,$$

где потенциальная часть имеет вид

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_V = & \frac{\bar{g}^2}{8} \cos^2 2\beta (H^\dagger H)^2 + \left| r + k N^2 - \frac{\lambda}{2} \sin 2\beta H^\dagger H \right|^2 + |\lambda N + \mu|^2 H^\dagger H \\ & + \left(-\frac{\lambda}{2} A_\lambda \sin 2\beta N H^\dagger H - \frac{\mu B}{2} \sin 2\beta H^\dagger H + \frac{1}{3} k A_k N^3 + A_r N + h.c. \right) \\ & + (m_u^2 \sin^2 \beta + m_d^2 \cos^2 \beta) H^\dagger H + m_N^2 |N|^2 \end{aligned} \quad (2.29)$$

и для юкавских взаимодействий

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_Y = & -\lambda N \tilde{H}_u \epsilon \tilde{H}_d - \lambda \sin \beta H^T \epsilon \left(\tilde{H}_d \tilde{n} \right) + \lambda \cos \beta \left(\tilde{n} \tilde{H}_u \right) H^* \\
 & -k N \tilde{n} \tilde{n} + h.c. ,
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

где \tilde{H}^u и \tilde{H}^d обозначают хиггсино, а \tilde{n} синглино (фермионную компоненту синглетного суперполя \hat{N}). В приведённых выше выражениях мы опустили вклады, описывающие юкавские взаимодействия кварков с хиггсовскими бозонами и взаимодействия калибрино, а также массовые слагаемые: они такие же как и в расщеплённой MSSM [93]. Все размерные параметры в нашем лагранжиане должны быть порядка электрослабого масштаба в соответствующей степени. Для массового слагаемого Хиггсовского бозона в (2.29) (см. также (2.33) ниже и (2.9), (2.10)), это означает необходимость сильного численного сокращения величины $m_u^2 \tan \beta + m_d^2 \cot \beta - 2B\mu$.

Особенность нашей модели по сравнению с минимальной “расщеплённой” суперсимметрией в том, что после расщепления остаются относительно лёгкие синглетные поля: комплексный скаляр N и майорановский фермион \tilde{n} .

Часто предполагается наличие в NMSSM \mathbb{Z}_3 -симметрии, что означает $\mu = r = A_r = B\mu = 0$. В работе [220] указывалось, что “расщепление” \mathbb{Z}_3 -симметричной версии модели, дающее тот же низкоэнергетический состав частиц, что и у нас, приводит к соотношениям $\lambda \sim (m_{ew}/m_s)^2$ и $\langle N \rangle \sim m_s^2/m_{ew}$; следовательно, кубичный вклад в скалярном эффективном потенциале ведёт себя по время ЭФП фактически как квадратичный. А значит, ЭФП не будет достаточно сильным, и электрослабый бариогенезис не будет работать. Поэтому мы не накладываем условие \mathbb{Z}_3 -симметрии, и считаем, что величины всех параметров в (2.3) и (2.4) берём ненулевыми.

Лагранжиан (2.29), (2.30) описывает взаимодействия на масштабе “расщепления” m_s , который мы полагаем ниже 10^9 GeV, если не отмечено обратное. Для получения низкоэнергетической теории, величины константы связи в (2.29), (2.30) следует изменить в соответствие с ренормгрупповыми уравнениями. Их явный вид представлен в работе [99].

Ниже масштаба m_s теория описывается следующим лагранжианом

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_V = & -m^2 H^\dagger H + \frac{\tilde{\lambda}}{2} (H^\dagger H)^2 + i\tilde{A}_1 H^\dagger H (N - N^*) + \tilde{A}_2 H^\dagger H (N + N^*) \\
& + \kappa_1 |N|^2 H^\dagger H - \kappa_2 H^\dagger H (N^2 + N^{*2}) + \tilde{m}_N^2 |N|^2 + \lambda_N |N^2|^2 \\
& + \frac{1}{3} \tilde{A}_k (N^3 + N^{*3}) + \tilde{A}_r (N + N^*) \\
& + \left(\frac{\tilde{m}^2}{2} N^2 + \frac{1}{2} \tilde{A}_3 N^2 N^* + \xi N^4 + \frac{\eta}{6} N^3 N^* + h.c. \right)
\end{aligned} \tag{2.31}$$

и

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y = & \frac{M_2}{2} \tilde{W}^a \tilde{W}^a + \frac{M_1}{2} \tilde{B} \tilde{B} + (\mu + \kappa N) \tilde{H}_u^T \epsilon \tilde{H}_d - k N \tilde{n} \tilde{n} \\
& + H^\dagger \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{g}_u \sigma^a \tilde{W}^a + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{g}'_u \tilde{B} - \lambda_u \tilde{n} \right) \tilde{H}_u \\
& + H^T \epsilon \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{g}_d \sigma^a \tilde{W}^a + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{g}'_d \tilde{B} - \lambda_d \tilde{n} \right) \tilde{H}_d + h.c.,
\end{aligned} \tag{2.32}$$

где мы также выписали явно взаимодействие между хиггсовскими бозонами, хиггсино и калибрино. Слагаемые, аналогичные слагаемым с константами связи \tilde{A}_3, ξ, η в последней строчке выражения (1.2), отсутствуют в (2.29), но генерятся ниже m_s из-за квантовых поправок от однопетлевых диаграмм, подобных представленным на рис. 2.1. Сравнивая лагранжианы (2.29), (1.2) и (2.30), (2.32), получим следующие условия

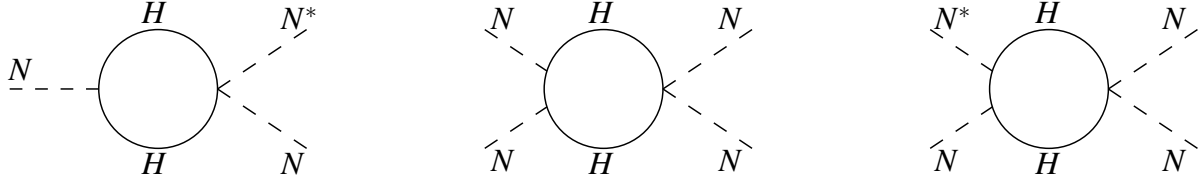


Рис. 2.1. Примеры фейнмановских диаграмм, приводящих к появлению слагаемых в последней строке выражения (1.2).

сшивки констант связи на масштабе “расщепления”

$$m^2 = - (m_u^2 \sin^2 \beta + m_d^2 \cos^2 \beta - \mu B \sin 2\beta + |\mu|^2 - \lambda r \sin 2\beta) , \quad (2.33)$$

$$\tilde{A}_1 = \lambda \mu , \quad \tilde{A}_2 = -\lambda A_\lambda \sin \beta \cos \beta ,$$

$$\kappa_1 = \lambda^2 , \quad \kappa_2 = -\lambda k \sin \beta \cos \beta , \quad \lambda_N = k^2 ,$$

$$\tilde{A}_k = k A_k , \quad \tilde{m}^2 = 2 k r , \quad \tilde{A}_r = A_r , \quad \tilde{m}_N^2 = m_N^2 , \quad (2.34)$$

$$\tilde{\lambda} = \frac{\bar{g}^2}{4} \cos^2 2\beta + \frac{\lambda^2}{2} \sin^2 2\beta , \quad \kappa = \lambda , \quad (2.35)$$

$$\lambda_u = \lambda \cos \beta , \quad \lambda_d = -\lambda \sin \beta , \quad (2.36)$$

$$\tilde{A}_3 = \eta = \xi = 0 , \quad (2.37)$$

и как в минимальной расщепленной суперсимметрии,

$$\tilde{g}_u = g \sin \beta , \quad \tilde{g}_d = g \cos \beta , \quad \tilde{g}'_u = g' \sin \beta , \quad \tilde{g}'_d = g' \cos \beta . \quad (2.38)$$

Указанное сокращение в (2.33) даёт $m^2 \sim m_{ew}^2$. Условия сшивки определяют начальные значения для уравнений ренормгруппы. Мы используем 2-петлевые уравнения для калибровочных констант связи и однопетлевые для всех остальных безразмерных констант связи, пренебрегая пороговыми эффектами. Дополнительные по сравнению со случаем расщеплённой MSSM константы связи влияют на изменение калибровочных констант только начиная с двухпетлевого уровня, и не портят упоминавшегося выше “объединения” констант при высоких энергиях.

В следующих разделах мы исследуем ЭФП в модели и свойства эффективного однопетлевого потенциала. Его часть, не зависящая от температуры [45], в $\overline{\text{DR}}$ -схеме выглядит следующим образом

$$V^{(1)} = \sum_i (\pm) \frac{1}{64\pi^2} n_i m_i^4 \left(\log \frac{m_i^2}{q^2} - \frac{3}{2} \right), \quad (2.39)$$

где сумма идёт по всем типам частиц с n_i внутренними степенями свободы и зависящими от поля массами m_i . Верхний и нижний знаки соответствуют бозонам и фермионам. Перенормировочный масштаб q выбран равным 100 ГэВ. Мы включили петлевые поправки от t -кварка, калибровочных и хиггсовского бозонов и синглетных скаляра и псевдоскаляра. Выделим квадратичные по вакуумным средним слагаемые в $V_{tree} \equiv -\mathcal{L}_V$:

$$V_{tree} = -\frac{m^2}{2} v^2 + \frac{m_S^2}{2} (v_S^2 + v_P^2) + \frac{\tilde{m}^2}{2} (v_S^2 - v_P^2) + V_{tree}^{>2}, \quad (2.40)$$

где последнее слагаемое обозначает весь остаток древесного потенциала. Накладывая условия

$$-m^2 + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left(V_{tree}^{>2} + V^{(1)} \right) = 0, \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} & m_S^2 + \tilde{m}^2 + \frac{1}{v_S} \frac{\partial}{\partial v_S} \left(V_{tree}^{>2} + V^{(1)} \right) \\ & = m_S^2 - \tilde{m}^2 + \frac{1}{v_P} \frac{\partial}{\partial v_P} \left(V_{tree}^{>2} + V^{(1)} \right) = 0, \end{aligned} \quad (2.42)$$

гарантируем, что минимум остаётся в (v, v_S, v_P) .

Обозначим интересную нам часть пространства параметров. Есть три безразмерных параметра $\tan \beta$, λ , k , которые *априори* принимают любые значения, согласующиеся с режимом слабой связи как в низко- так и в высокоэнергетической теории. Дополнительно, низкоэнергетическая теория должна быть феноменологически приемлемой. Чтобы сократить пространство параметров модели, в дальнейшем мы фиксируем значения этих безразмерных параметров на масштабе расщепления следующим об-

разом (если не оговорено обратное):

$$\tan \beta = 10, \quad \lambda = 0.6, \quad k = -0.5. \quad (2.43)$$

В этом выборе нет ничего специального, исключая, может быть, довольно большую величину $\tan \beta$. Как поясняется в разделе 1.4, если $\tan \beta \sim 1$, то в рамках используемого нами квазиклассического описания CP-нарушающих источников получается нулевой ответ для величины произведённой барионной асимметрии. Количественно, полученные нами числа (точная величина барионной асимметрии, предсказания для ЭДМ частиц, и т.п.) стабильны по отношению к малым изменениям параметров вблизи (2.43).

Размерные параметры взяты на электрослабом масштабе. То есть мы не предполагаем универсальности граничных значений для мягко нарушающих суперсимметрию вкладов. Ниже мы изменяем некоторые из этих параметров, оставляя фиксированными несколько связей между ними, чтобы упростить анализ. Для m^2 , \tilde{m}_N^2 и \tilde{m}^2 мы подставляем соответствующие выражения в переменных v , v_S и v_P , следующие из (2.41), (2.42). Поскольку мы выбрали величину μ мнимой, и CP-симметрия нарушается в хиггсовском секторе, в общем случае два скаляра и один псевдоскаляр смешиваются. Мы ограничим наше рассмотрение (чтобы еще уменьшить число свободных параметров) вариантом, где нет смешивания с физическим хиггсовским бозоном; этого можно добиться подстройкой трилинейных констант связи \tilde{A}_1 , \tilde{A}_2 . Ненулевая величина \tilde{A}_3 генерируется радиационными поправками, следовательно она в общем случае мала и не столь важна, и мы принимаем её равной нулю. Мы также выбираем для определённости $\tilde{A}_r = 0$. В итоге остаёмся со следующими свободными размерными параметрами: вакуумные средние синглетов, v_S , v_P , массы калибрино, M_1 , M_2 , M_3 и трилинейная константа связи \tilde{A}_k .

Ренормгрупповые уравнения используются следующим образом. Мы берём известные значения калибровочных констант и юкавской константы t -кварка: $\alpha_s(M_Z) = 0.117$, $y_t(m_t) = 0.95$, $M_Z = 91.19$ ГэВ, $M_W = 80.42$ ГэВ. Решая редуцированную систему уравнений, в которую входят только константы связи y_t , g_i , $i = 1, 2, 3$, находим значения этих величин на масштабе $\mu = m_s$. Здесь мы добавляем набор остальных параметров в (1.2) и (2.32), удовлетворяющих граничным условиям (2.43) и условиям сшивки (2.35-2.38). Затем все константы связи “гонятся” вниз до электрослабого масштаба по полной системе ренормгрупповых уравнений. Из-за вклада дополнительных констант связи на электрослабом масштабе мы приходим к несколько другим значениям калибровочных констант и юкавской константы t -кварка, по сравнению с измеренными, с которых мы стартовали. Анализируя этот результат, мы подправляем значение y_t на масштабе m_s , стремясь получить на электрослабом масштабе (после прогонки по ренормгрупповым уравнениям) значения g_1, g_2, g_3 и y_t , согласующиеся со стартовыми *с точностью до экспериментальных ошибок*. Также мы проверяем, что все константы связи остаются в пертурбативном режиме вплоть до масштаба ГБО.

В суженном таким образом пространстве параметров мы используем ренормгрупповые уравнения, чтобы получить значение массы хиггсовского бозона m_h . Зависимость величины m_h от масштаба “расщепления” m_s представлена на рис. 2.2. Для получения графиков, представленных на рис. 2.2, мы использовали начальные условия (2.43) для λ и k , и изменяли параметр β . При анализе учитывалась величина экспериментальной неопределённости измерения массы t -кварка. Современные оценки [1] незначительно отличаются от использованных нами.

Величина массы хиггсовского бозона в общем оказывается примерно в том же интервале, что и в минимальной “расщеплённой” модели [92, 221].

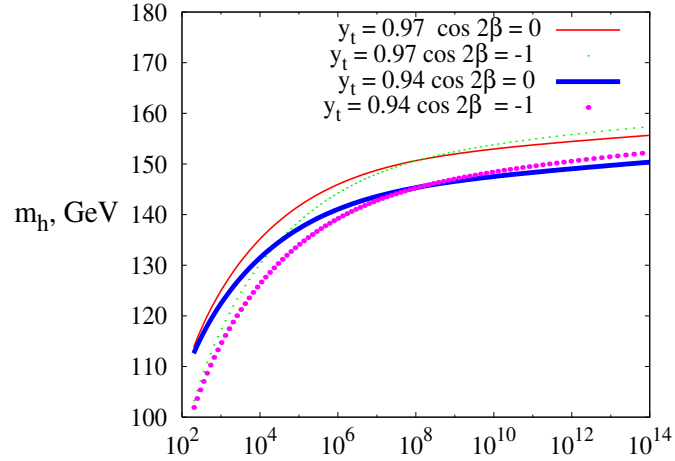


Рис. 2.2. Зависимость массы бозона Хиггса от шкалы расщепления m_s . Сплошные линии для случая $\cos 2\beta = 0$, пунктирные для $\cos 2\beta = -1$. Величина юкавской константы t -кварка равна 0.97 для тонких линий и 0.94 для толстых линий.

Верхний предел на m_h несколько увеличен в сравнении с MSSM. Было найдено, что зависимость m_h от k не превышает 1% во всём пертурбативном интервале k . В то же время m_h увеличивается от 144.6 ГэВ при $\lambda = 0.0$ до 160.0 ГэВ при $\lambda = 0.7$ (другие параметры при этом равны $k = -0.5$, $\cos 2\beta = 0$, $m_s = 10^9$ ГэВ).

В дальнейшем мы получаем конкретные результаты для двух репрезентативных наборов модельных параметров, представленных в Таблице 2.1. Оба набора соответствуют величине массы хиггсовского бозона

	v_S	v_P	\tilde{A}_1	\tilde{A}_2	\tilde{A}_k	μ
(1)	166	310	83.6	-40.0	-1.1	69.6
(2)	110	-310	-78.3	-24.8	-1.0	-65.2

Таблица 2.1. Два набора параметров. Все величины в единицах ГэВ.

$m_h = 149$ ГэВ, что не противоречило имеющимся экспериментальным данным по крайней мере на момент выполнения работы [99]. Ясно, что

аналогичный анализ можно провести для другого выбора параметров, соответствующего иному значению массы хиггсовского бозона, в том числе $m_h = 125 \text{ ГэВ}$, интересного с точки зрения современных результатов ЛНС.

1.3 Электрослабый фазовый переход Повторим ещё раз, что для успешной работы электрослабого бариогенезиса ЭФП должен быть сильно I рода, так чтобы выполнялось условие (2.2). Перейдём к анализу ЭФП в нашей модели, ограничившись областью пространства параметров, обозначенной ранее. Стандартный аналитический подход к этой задаче основан на применении методов квантовой теории поля при конечной температуре (см. например [222]).

Однопетлевой эффективный потенциал при конечной температуре для хиггсовского поля и синглетных скаляра и псевдоскаляра можно записать следующим образом

$$V_T(v, v_S, v_P) = V_{tree}(v, v_S, v_P) + V^{(1)}(v, v_S, v_P) + V_T^{(1)}(v, v_S, v_P). \quad (2.44)$$

Здесь первое и второе слагаемые соответствуют древесной части потенциала (1.2), и однопетлевому вкладу (2.39). Третье слагаемое есть однопетлевой вклад при конечной температуре [223],

$$V_T^{(1)} = \sum_i f_i(m_i, T), \quad (2.45)$$

с

$$f_i(m_i, T) = (\pm) \frac{T^4}{2\pi^2} \int_0^\infty dx x^2 \log \left(1 \mp e^{-\sqrt{x^2 + (m_i/T)^2}} \right), \quad (2.46)$$

где мы используем те же обозначения, что и в формуле (2.39). При численных расчётах оказалось удобным использовать следующее приближение

$$f_B(m, T) = -\frac{\pi^2 T^4}{90} + \frac{m^2 T^2}{24} - \frac{m^3 T}{12\pi} - \frac{m^4}{64\pi^2} \log \frac{m^2}{c_B T^2}, \quad \text{для } \frac{m}{T} < 2.2$$

$$f_F(m, T) = -\frac{7\pi^2 T^4}{720} + \frac{m^2 T^2}{48} + \frac{m^4}{64\pi^2} \log \frac{m^2}{c_F T^2}, \quad \text{для } \frac{m}{T} < 1.6,$$

где $\log c_B \approx 5.41$ и $\log c_F \approx 2.64$. Приближение

$$f_{B,F}(m, T) = -\left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{3/2} T^4 e^{-\frac{m}{T}} \left(1 + \frac{15T}{8m}\right),$$

справедливо для бозонов при $m/T > 3.0$ и для фермионов при $m/T > 2.2$. Мы воспользовались линейной интерполяцией между высокотемпературным и низкотемпературным режимами. Критическую температуру T_c определяем как температуру начала образования первых пузырей новой фазы. Это происходит для $S_3(T_c)/T_c \sim 130 - 140$ [219], где $S_3(T)$ есть свободная энергия критического пузыря. Критический пузырь есть седловая точка функционала свободной энергии, который для сферической конфигурации равен

$$S_3(T) = 4\pi \int_0^\infty dr r^2 \left[\left(\frac{dh}{dr}\right)^2 + \left(\frac{dS}{dr}\right)^2 + \left(\frac{dP}{dr}\right)^2 + V_T(h, S, P) \right].$$

Здесь эффективный потенциал V_T определён формулой (2.44), но смещён таким образом, чтобы выполнялось равенство $V_T(0, S_s, P_s) = 0$, где S_s и P_s — величины скалярного и псевдоскалярного полей в симметричной фазе. Профиль пузыря удовлетворяет уравнениям движения

$$E_h(r) = \frac{d^2 h}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dh}{dr} - \frac{\partial V_T}{\partial h} = 0, \quad E_S(r) = \frac{d^2 S}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dS}{dr} - \frac{\partial V_T}{\partial S} = 0,$$

$$E_P(r) = \frac{d^2 P}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dP}{dr} - \frac{\partial V_T}{\partial P} = 0,$$

с граничными условиями

$$(h(r), S(r), P(r))|_{r=\infty} = (0, S_s, P_s),$$

$$\left(\frac{dh}{dr}, \frac{dS}{dr}, \frac{dP}{dr}\right)\Big|_{r=0} = (0, 0, 0). \quad (2.47)$$

Чтобы численно найти профиль пузыря, используется метод, предложенный в работе [224] для MSSM и далее развитый в работе [225]. А именно,

мы ищем абсолютный минимум следующего функционала

$$F [h(r), S(r), P(r)] = 4\pi \int_0^\infty dr r^2 [E_h^2(r) + E_S^2(r) + E_P^2(r)],$$

в пространстве функций, удовлетворяющих граничным условиям (2.47).

Численные результаты представлены для двух наборов параметров из Таблицы 2.1. В действительности, они были выбраны с учётом требования получить ЭФП сильно I рода. В Таблице 2.2 представлены следующие величины: критическая температура T_c , критические величины хиггсовского поля, скалярного и псевдоскалярного синглетов, v_c , S_c , P_c , а также величины скалярного и псевдоскалярного полей, S_s и P_s , в симметричной фазе при критической температуре. Профиль критического

	T_c	v_c	S_c	P_c	S_s	P_s	S_3/T	$\delta_T(v_c)$	$\delta_T(0)$
(1)	88	218.4	166.4	308.4	350	68	130	0.13	0.67
(2)	96	215	110.8	-307.6	326.5	-70.4	133	0.18	0.59

Таблица 2.2. Примеры величин параметров, соответствующих фазовому переходу сильно I рода. Все размерные величины в единицах ГэВ.

пузыря (т.е. зависимость величины скалярного поля от радиальной координаты) для набора параметров (1) из Таблицы 2.1 приведён на рис. 2.3. Точки из Таблицы 2.2 соответствуют фазовому переходу сильно I рода ($v_c/T_c > 1$).

Сделаем небольшой комментарий относительно применимости теории возмущений для вычисления эффективного потенциала V_T возле критической температуры. Вообще говоря, теория возмущений при конечных температурах имеет проблемы с инфракрасными расходимостями появляющимися из калибровочного и скалярного секторов². Инфракрасные

² Вклады фермионов конечны в инфракрасной области, так как нет нулевых мацубаровских частот, см. например [38].

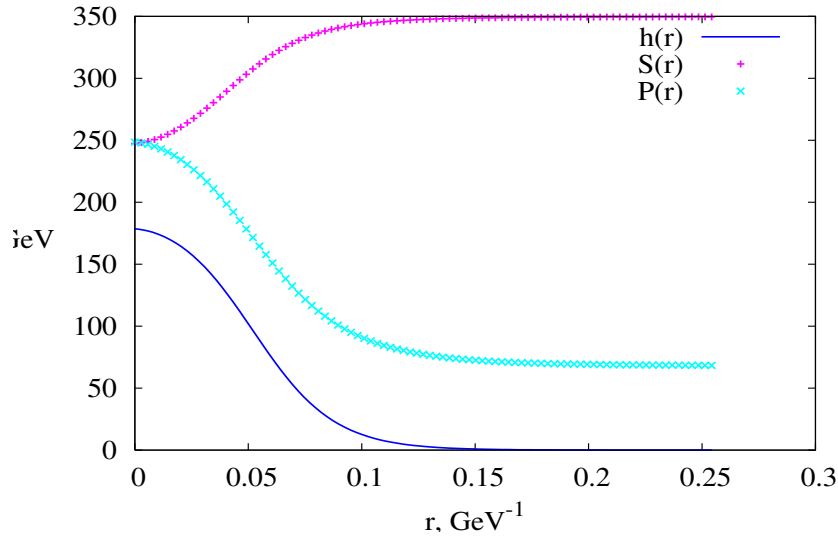


Рис. 2.3. Профиль критического пузыря для набора (1) из Таблицы 2.2.

расходимости в калибровочном секторе делают несостоятельным пертурбативное вычисление при $v = 0$. Однако непертурбативно генерируется небольшая *магнитная масса* (порядка $g^2 T / (4\pi)$) калибровочных бозонов, которая и служит инфракрасным обрезанием для пертурбативной теории. Было показано [226], что эффект магнитной массы обеспечивает хорошее приближение эффективным потенциалом даже вблизи $v = 0$. Этот эффект обусловлен взаимодействием калибровочных бозонов, и в нашей модели тот же, что и в СМ. Для скалярного сектора безразмерный параметр пертурбативного разложения δ_T для непросуммированного эффективного потенциала можно оценить как $\delta_T(v) = \tilde{\delta} T^2 / 6m_T^2(v)$ [227], где $m_T(v)$ есть наименьшая термальная масса скалярной частицы (зависимость величины δ_T от вакуумных средних синглетных скалярных полей явно не показана) и $\tilde{\delta}$ — соответствующая константа связи, которая, при нашем выборе параметров, равна $\tilde{\lambda} \sim 0.36$ (ср. (2.35)). Мы вычислили термальную массу и нашли величину параметра разложения при критической температуре T_c для обоих минимумов эффективного потенциала V_T ; результаты представлены в двух последних колонках Таблицы 2.2.

Можно заключить, что теория возмущений вполне применима для точек из Таблицы 2.2.

1.4 Барионная асимметрия Этот раздел посвящён вычислению барионной асимметрии, произведённой во время фазового перехода. В литературе предложено несколько подходов к этой проблеме (см. например [228, 229, 214, 230, 216]). Здесь используется диффузионное приближение к описанию плотности частиц в присутствии движущейся стенки пузыря и приближение WKВ к CP-нарушающим источникам. Для простоты, учитывается только CP-нарушение в секторе чарджино (электрически заряженных калибрино и хиггсино) и игнорируется вклад синглино в диффузионные уравнения.

В квазиклассическом подходе частицы и античастицы имеют разные законы дисперсии на CP-нарушающем фоне стенки пузыря [231]. Первоначально, асимметрия их плотностей возникает в секторе чарджино и затем, благодаря взаимодействиям и диффузионным процессам, переходит в плотности частиц других типов, включая лево-киральные фермионы, и наконец в барионную асимметрию.

Диффузионные уравнения выводим, следуя работе [235]. Поведение i -го типа частиц описываем током $j_{i\mu} = (n_i, \vec{j}_i)$, где n_i есть плотность числа частиц, и \vec{j}_i — плотность тока. В диффузионном приближении они связаны через диффузионные константы D_i , так что $\vec{j}_i = -D_i \vec{\nabla} n_i$, и диффузионные уравнения принимают форму

$$\dot{n}_i - D_i \nabla^2 n_i = I_i . \quad (2.48)$$

Здесь точка обозначает производную по времени, а источники I_i определены ниже. В линейном порядке по химическим потенциалам μ_i имеем

$$n_i = g_i \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} [f(E_i, \mu_i) - f(E_i, -\mu_i)] = \frac{k_i(m_i/T) T^2}{6} \mu_i , \quad (2.49)$$

где g_i есть число степеней свободы, $f(E_i, \mu_i)$ — бозонная (фермионная) функция распределения, фактор $k_i(m_i/T)$ равен 2 (1) для одной бозонной (фермионной) степени свободы ($m_i = 0$) и экспоненциально подавлен при $m_i/T \rightarrow \infty$.

Сначала мы пренебрегаем CP-нарушающими реакциями и слабыми сфалеронами. В лидирующем порядке по химическим потенциалам CP-сохраняющую часть источника можно записать как

$$I_i = \sum_r \Gamma_i^r \sum_k \mu_k, \quad (2.50)$$

где первое суммирование идёт по всем реакциям с темпом Γ_i^r , в которых принимают участие частицы типа i , а второе суммирование идёт по всем типам частиц, участвующих в реакции типа r . Например, для процесса $A + 2B \rightarrow C + 3D$ с темпом Γ соответствующий вклад для частицы A будет $I_A \supset -\Gamma_A (\mu_A + 2\mu_B - \mu_C - 3\mu_D)$.

Пренебрегаем также юкавскими взаимодействиями, за исключением t -кварка. Также, лептоны не участвуют в процессе переноса асимметрии. Более того, только *сильные сфалероны*, индуцируемые оператором $\prod_{i=1}^3 \bar{u}_{Ri} u_{Li} \bar{d}_{Ri} d_{Li}$, где индекс i нумерует поколение кварков, рождают лёгкие кварки; это даёт алгебраические связи на кварковые плотности:

$$n_{Q_1} = n_{Q_2} = -2n_{u_R} = -2n_{d_R} = -2n_{s_R} = -2n_{c_R} = -2n_B, \quad (2.51)$$

где $n_{Q_i} \equiv n_{u_{Li}} + n_{d_{Li}}$, ($i = 1, 2, 3$) есть плотности левых дублетов и $n_B \equiv n_{b_R}$. Сохранение барионного числа вместе с полученными связями обеспечивают равенство $n_B + n_T + n_Q = 0$, где используются стандартные обозначения $n_T \equiv n_{t_R}$ и $n_Q \equiv n_{Q_3}$.

В пренебрежении вклада синглета, выпишем³ источники для дублета Хиггса $H' = (H^+, H^0)^T$, хиггсино $\tilde{H}_u = (\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)^T$, $\tilde{H}_d = (\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)^T$

³ Работаем в базе полей ненарушенной фазы.

и тяжёлых кварков $Q = (t_L, b_L)^T$, t_R и b_R . Калибровочные взаимодействия считаются в равновесии, так что химические потенциалы калибровочных бозонов нулевые. Следовательно, химические потенциалы частиц в $SU(2)_L$ -дублете равны, а для наших целей достаточно рассматривать только суммы плотностей $n_Q = n_{t_L} + n_{b_L}$, $n_{H'} = n_{H^+} + n_{H^0}$, $n_{\tilde{H}_u} = n_{\tilde{H}_u^+} + n_{\tilde{H}_u^0}$ и $n_{\tilde{H}_d} = n_{\tilde{H}_d^0} + n_{\tilde{H}_d^-}$.

В диффузионных уравнениях учтены следующие взаимодействия:

- (i) сильные сфалероны с темпом $\Gamma_{ss} = 6 \kappa_{ss} \frac{8}{3} \alpha_s^4 T$, где $\kappa_{ss} = O(1)$ [235],
- (ii) юкавское взаимодействие t -кварка $y_t \bar{Q} t H$ с темпом Γ_Y ,
- (iii) взаимодействия из-за вклада $\tilde{\mu} \tilde{H}_u \epsilon \tilde{H}_d$ с темпом Γ_μ ,
- (iv) эффекты массы t -кварка с темпом Γ_m ,
- (v) самодействие бозона Хиггса с темпом Γ_H ,
- (vi) Взаимодействия хиггс-хиггсино-калибрино с темпами Γ_u и Γ_d , соответственно для верхнего и нижнего дублетов хиггсино.

Мы пренебрегаем кривизной стенки пузыря и предполагаем, что основная доля асимметрии производится, когда пузырь расширяется уже в стационарном режиме. Это означает, что возле стенки все изменяющиеся в пространстве-времени величины зависят только от комбинации $z + v_w t$, где v_w есть скорость стенки пузыря, и координата z идёт вдоль оси, перпендикулярной стенке, по направлению к нарушенной фазе. В частности, $n_i(\vec{r}, t) = n_i(z + v_w t)$, а значит $\dot{n}_i = v_w n_i$.

В рамках вышеперечисленных предположений диффузионные урав-

нения принимают вид

$$\begin{aligned} v_w n'_Q - D_q n''_Q &= -(\mu_Q - \mu_T - \mu_{H'}) \Gamma_Y - (\mu_Q - \mu_T) \Gamma_m \\ &\quad - 6(2\mu_Q - \mu_T + 9\mu_B) \Gamma_{ss}, \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} v_w n'_T - D_q n''_T &= (\mu_Q - \mu_T - \mu_{H'}) \Gamma_Y + (\mu_Q - \mu_T) \Gamma_m \\ &\quad + 3(2\mu_Q - \mu_T + 9\mu_B) \Gamma_{ss}, \end{aligned} \quad (2.53)$$

$$\begin{aligned} v_w n'_{H'} - D_h n''_{H'} &= -(\mu_{H'} - \mu_Q + \mu_T) \Gamma_Y - (\mu_{H'} - \mu_{\tilde{H}_u}) \Gamma_u \\ &\quad - (\mu_{H'} + \mu_{\tilde{H}_d}) \Gamma_d - \mu_{H'} \Gamma_H, \end{aligned} \quad (2.54)$$

$$v_w n'_{\tilde{H}_u} - D_h n''_{\tilde{H}_u} = -(\mu_{\tilde{H}_u} - \mu_{H'}) \Gamma_u - (\mu_{\tilde{H}_u} + \mu_{\tilde{H}_d}) \Gamma_\mu + S_u, \quad (2.55)$$

$$v_w n'_{\tilde{H}_d} - D_h n''_{\tilde{H}_d} = -(\mu_{\tilde{H}_d} + \mu_{H'}) \Gamma_d - (\mu_{\tilde{H}_u} + \mu_{\tilde{H}_d}) \Gamma_\mu + S_d, \quad (2.56)$$

где также считается, что диффузионные константы D_q одинаковы для всех кварков и D_h для всех хиггсино и хиггсов. Здесь мы включили источники CP-нарушения S_u и S_d , определяемые ниже. Пренебрегая ренорм-групповыми эффектами, оценим отношение $\Gamma_u/\Gamma_d = \tan^2 \beta$. Мы рассматривает предел больших $\tan \beta$, где $\Gamma_u \gg \Gamma_d$, и полагаем, что взаимодействия, определяющие темп Γ_u , в равновесии, что означает ограничение $\mu_{H'} - \mu_{\tilde{H}_u} = 0$. Вводя обозначение $\Gamma_{\tilde{\mu}} \equiv \Gamma_\mu + \Gamma_d$, и исключая из (2.54), (2.55) слагаемые с Γ_u , напомним следующие линейные комбинации:

$$I_{H'} + I_{\tilde{H}_u} = -(\mu_{H'} - \mu_Q + \mu_T) \Gamma_Y - (\mu_{H'} + \mu_{H_d}) \Gamma_{\tilde{\mu}} - \mu_{H'} \Gamma_H + S_d, \quad (2.57)$$

$$I_{\tilde{H}_d} = -(\mu_{H_d} + \mu_{H'}) \Gamma_{\tilde{\mu}} + S_u. \quad (2.58)$$

Определяя плотности

$$n_h = n_{H'} + n_{\tilde{H}_u} + n_{\tilde{H}_d}, \quad n_H = n_{H'} + n_{\tilde{H}_u} - n_{\tilde{H}_d},$$

приходим к следующей системе диффузионных уравнений

$$v_w n'_Q = D_q n''_Q - \Gamma_Y \left[\frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} - \frac{n_H + n_h}{k_{H_1}} \right] - \Gamma_m \left[\frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} \right] - 6 \Gamma_{ss} \left[2 \frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} + 9 \frac{n_Q + n_T}{k_B} \right], \quad (2.59)$$

$$v_w n'_T = D_q n''_T + \Gamma_Y \left[\frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} - \frac{n_H + n_h}{k_{H_1}} \right] + \Gamma_m \left[\frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} \right] + 3 \Gamma_{ss} \left[2 \frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} + 9 \frac{n_Q + n_T}{k_B} \right], \quad (2.60)$$

$$v_w n'_H = D_h n''_H + \Gamma_Y \left[\frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} - \frac{n_H + n_h}{k_{H_1}} \right] - \Gamma_H \frac{n_H + n_h}{k_{H_1}} + S_u - S_d, \quad (2.61)$$

$$v_w n'_h = D_h n''_h + \Gamma_Y \left[\frac{n_Q}{k_Q} - \frac{n_T}{k_T} - \frac{n_H + n_h}{k_{H_1}} \right] - 2 \left[\frac{n_H}{k_H} + \frac{n_h}{k_h} \right] \Gamma_{\tilde{\mu}} - \frac{n_H + n_h}{k_{H_1}} \Gamma_H + S_u + S_d, \quad (2.62)$$

где

$$k_{H_1} = 2(k_{H'} + k_{\tilde{H}_u}), \quad k_H = \frac{2(k_{H'} + k_{\tilde{H}_u})k_{\tilde{H}_d}}{k_{\tilde{H}_d} - k_{H'} - k_{\tilde{H}_u}}, \quad k_h = \frac{2(k_{H'} + k_{\tilde{H}_u})k_{\tilde{H}_d}}{k_{\tilde{H}_d} + k_{H'} + k_{\tilde{H}_u}}.$$

Попутно отметим, что в случае $\tan \beta \sim 1$, предположение о равновесности для Γ_u и Γ_d приводит к единственному диффузионному уравнению на n_H с источником $S_u - S_d$. Как обсуждается в дальнейшем, в квазиклассическом приближении $S_u = S_d$, так что никакой барионной асимметрии не производится, однако другие подходы к описанию CP-источников (см. например [229, 214, 232, 233]) могут привести к ненулевой разнице $S_u - S_d$.

Используя стандартное предположение о равновесности сильных сфалеронов и юкавских взаимодействий, и следуя процедуре из работы [229, 214], получим соотношения

$$n_T = -\frac{k_T (2k_B + 9k_Q)}{k_{H_1} (9k_Q + 9k_T + k_B)} (n_H + n_h), \quad (2.63)$$

$$n_Q = \frac{k_Q (9k_T - k_B)}{k_{H_1} (9k_Q + 9k_T + k_B)} (n_H + n_h)$$

и уравнения на плотности n_H и n_h

$$\mathcal{A} \begin{pmatrix} n'_H \\ n'_h \end{pmatrix} = \mathbf{D} \begin{pmatrix} n''_H \\ n''_h \end{pmatrix} - \mathcal{G} \begin{pmatrix} n_H \\ n_h \end{pmatrix} + \mathbf{S}, \quad (2.64)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \begin{pmatrix} 1 & \frac{F}{F+G} \\ \frac{F}{F+G} & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} \bar{D}_q + \bar{D}_h & \bar{D}_q \\ \bar{D}_q & \bar{D}_q + \bar{D}_h \end{pmatrix}, \\ \mathcal{G} &= \begin{pmatrix} \bar{\Gamma}_m + \bar{\Gamma}_h & \bar{\Gamma}_m + \bar{\Gamma}_h \\ \bar{\Gamma}_m + \bar{\Gamma}_h + 2\bar{\Gamma}_{\tilde{\mu}} & \bar{\Gamma}_m + \bar{\Gamma}_h + 2\frac{k_H}{k_h}\bar{\Gamma}_{\tilde{\mu}} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{S} &= \begin{pmatrix} \frac{G}{G+F} (S_u + S_d) \\ \frac{G}{G+F} (S_u - S_d) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.65)$$

где $\bar{\Gamma}_i = \frac{G}{G+F} \Gamma_i$, $\bar{D}_q = \frac{F}{F+G} D_q$, $\bar{D}_h = \frac{G}{F+G} D_h$ и

$$F = 9k_Q k_T + k_Q k_B + 4k_T k_B, \quad G = k_{H_1} (9k_Q + 9k_T + k_B).$$

Воспользовавшись (2.63), найдём плотность левых фермионов

$$\begin{aligned} n_{Left} &= n_{Q_1} + n_{Q_2} + n_{Q_3} = 4n_T + 5n_Q \\ &= \frac{5k_Q k_B + 8k_T k_B - 9k_Q k_T}{k_{H_1} (k_B + 9k_Q + 9k_T)} (n_h + n_H) \equiv A \cdot (n_h + n_H). \end{aligned} \quad (2.66)$$

Для нашего набора статистических факторов ($k_Q = 6$, $k_T = 3$, $k_B = 3$, $k_{H'} = 4$, $k_{\tilde{H}_u} = k_{\tilde{H}_d} = 2$ в безмассовом случае), такого же как в СМ (за исключением хиггсина), константа A равна нулю. Это хорошо известное подавление СМ [234]. Как показано в [236] для похожей ситуации, второстепенные $O(1/\Gamma_{ss})$ -эффекты малы, а радиационные поправки к термальным массам частиц дают заметный вклад в основном из-за юкавской связи t -кварка,

$$A = \frac{3}{2k_{H_1}} \left(-\frac{3y_t^2}{8\pi^2} \right). \quad (2.67)$$

Пространственно-временное распределение левых фермионов действует как источник для барионной асимметрии [229, 214], которая удовлетворяет следующему уравнению

$$v_w n'_B(z) = -\theta(-z) [n_F \Gamma_{ws} n_{Left}(z) + \mathcal{R} n_B], \quad (2.68)$$

где Γ_{ws} — темп слабых сфалеронов ($\Gamma_{ws} = 6 \kappa_{ws} \alpha_w^5 T$, где $\kappa_{ws} = 20 \pm 2$ [237]), \mathcal{R} есть коэффициент релаксации [228, 238, 239, 240] ($\mathcal{R} = \frac{5}{4} n_F \Gamma_{ws}$), и число поколений $n_F = 3$. Здесь θ -функции учитывают, что слабые сфалероны активны только в ненарушенной фазе. Эти уравнения можно решить аналитически, и получить для барионной асимметрии

$$n_B = -\frac{n_F \Gamma_{ws}}{v_w} \int_{-\infty}^0 dz n_{Left}(z) e^{z\mathcal{R}/v_w}. \quad (2.69)$$

В ВКВ-приближении источники S_u и S_d получаются из дисперсионных соотношений для чарджино. Массовая матрица чарджино имеет вид

$$M_{ch} = \begin{pmatrix} M_2 & \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{g}_u h(z) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{g}_d h(z) & \tilde{\mu}(z) \end{pmatrix}, \quad (2.70)$$

где введено обозначение $\tilde{\mu}(z) = \mu + \kappa (S(z) + iP(z)) / \sqrt{2}$. Выражения для источников (с точностью до общего множителя) следуют из работы [215], где было показано, что фактически СР-нарушающие источники для хиггсина \tilde{H}_u и \tilde{H}_d одинаковы, так что только уравнение для плотности n_h имеет ненулевой источник. Выражения для источников имеют вид

$$S_u = S_d = \frac{T^2 D_h v_w}{6 \langle p_z^2 / E \rangle_0} \left\{ \langle A \rangle [\theta' - \gamma' \sin^2 a + \delta' \sin^2 b]' + \langle B \rangle (m_{\tilde{h}}^2)' [\theta' - \gamma' \sin^2 a + \delta' \sin^2 b] \right\}', \quad (2.71)$$

где

$$\langle A \rangle = \left\langle \frac{|p_z| |m_{\tilde{h}}|^2}{2E^2} \right\rangle_+, \quad \langle B \rangle = \left\langle \frac{|p_z| (E^2 - |m_{\tilde{h}}|^2)}{2E^4} \right\rangle_+, \quad (2.72)$$

$E^2 = \mathbf{p}^2 + m_{\tilde{h}}^2$, p_z — перпендикулярная стенке компонента 3-импульса и $m_{\tilde{h}}$ — собственное значение массовой матрицы (2.70), соответствующее состоянию, становящемуся чистым хиггсино в симметричной фазе. Термальные усреднения $\langle \rangle_+$ и $\langle \rangle_0$ производятся с фермионной функцией распределения

$$\langle A(\vec{p}) \rangle = \frac{\int d^3p (df/dE) A(\vec{p})}{\int d^3p (df/dE)|_{m=0}}, \quad \frac{df}{dE} = -\beta \frac{e^{\beta E}}{(e^{\beta E} + 1)^2} \quad (2.73)$$

для массивных (+) и безмассовых (0) случаев, соответственно. Другие величины в (2.71) появляются из диагонализации матрицы чарджино [215],

$$\sin^2 a = \frac{2|A|^2}{\Lambda(\Lambda + \Delta)}, \quad A = \frac{h}{\sqrt{2}} (\tilde{g}_u M_2 + \tilde{g}_d \tilde{\mu}), \quad (2.74)$$

$$\Lambda = (\Delta^2 + 4|A|^2)^{1/2}, \quad \Delta = M_2^2 - |\tilde{\mu}|^2 + (\tilde{g}_d^2 - \tilde{g}_u^2) h^2, \quad (2.75)$$

$$\gamma = \arg A, \quad \gamma' \sin^2 a = \frac{2 \operatorname{Im}(A^* A')}{\Lambda(\Lambda + \Delta)}. \quad (2.76)$$

Выражения для $\sin^2 b$, δ и $\delta' \sin^2 b$ получаются из выражений для $\sin^2 a$, γ and $\gamma' \cos^2 a$ заменой $a \rightarrow b$, $\tilde{g}_u \rightarrow \tilde{g}_d$ и $\gamma \rightarrow -\delta$.

Для вычисления СР-нарушающих источников нужен профиль стенки пузыря. Стандартный способ его найти — решить уравнения движения, полученные из эффективного потенциала $V_T(h, S, P)$ при критической температуре T_c (вычисление профиля в (N)MSSM см. в [225]). Для наших целей мы приближаем форму пузыря стандартным решением типа *кинжа* (см. например [218])

$$h(z) = \frac{1}{2} v_c \left(1 - \tanh \left[\alpha \left(1 - \frac{2z}{L_w} \right) \right] \right), \quad (2.77)$$

$$\begin{pmatrix} S(z) \\ P(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_c \\ P_c \end{pmatrix} - \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Delta v_S \\ \Delta v_P \end{pmatrix} \left(1 + \tanh \left[\alpha \left(1 - \frac{2z}{L_w} \right) \right] \right), \quad (2.78)$$

где S_c, P_c — критические величины синглетных скалярных полей, $\Delta v_S = S_c - S_s$ и $\Delta v_P = P_c - P_s$ (см. также Таблицу 2.2), L_w — толщина стенки

пузыря, принятая одинаковой для всех скалярных полей, и константа α принята равной 1.5 как в работе [229, 214]. Здесь мы предполагаем, что при $z > L_w/(2\alpha)$ калибровочная симметрия нарушена (внутренняя область пузыря), а при $z < 0$ симметрия восстановлена (внешняя область).

Для численных расчётов мы взяли диффузные коэффициенты $D_q \sim 6/T$ для кварков и $D_h \sim 110/T$ для хиггсовского сектора [241]; толщина и скорость стенки пузыря приняты равными $L_w = 8.0/T$ и $v_w = 0.1$. Темпы

$$\begin{aligned}\Gamma_H &= 0.0036 \times T \times \theta(z - 0.5 \times L_w) , \\ \Gamma_m &= 0.05 \times T \times \theta(z - 0.5 \times L_w) ,\end{aligned}\tag{2.79}$$

те же, что и в работе [215] и $\Gamma_{\tilde{\mu}} = 0.1 \times T$ [214].

Ниже даны результаты для барион-энтропийного отношения $\Delta = n_B/s$ с плотностью энтропии, задаваемой формулой $s = 2\pi^2 g_{eff} T^3/45$, где g_{eff} — эффективное число релятивистских степеней свободы при критической температуре. Конкретно, представляем величину отношения Δ/Δ_0 , где $\Delta_0 = 8.7 \times 10^{-11}$, что соответствует $n_B/n_\gamma = 6.5 \times 10^{-10}$ (ср. (2.1)). На рис. 2.4 изображена зависимость барионной асимметрии от массы калибрино M_2 для набора параметров (2), представленного в Таблицах 2.1 и 2.2. Интересно, что в отличие от MSSM барионная асимметрия не исчезает в пределе бесконечно большой величины M_2 , где одна из спирий чарджино отщепляется. Это явление может быть связано с сильной зависимостью эффективного параметра $\tilde{\mu}$ от величины z . Мы проверили численно, что в пределах $M_2 \rightarrow +\infty$ и $M_2 \rightarrow -\infty$ результаты для барионной асимметрии совпадают, как и должно быть, поскольку в обоих случаях заряженное калибрино (*виндо*) очень тяжёлое, и не влияет на низкоэнергетическую физику. Аналогично, при $|M_2| \ll |\tilde{\mu}|$ величина барионной асимметрии не слишком чувствительна к M_2 , и определяется величиной $\tilde{\mu}(z)$ и недиагональными элементами массовой матрицы (2.70). В обоих

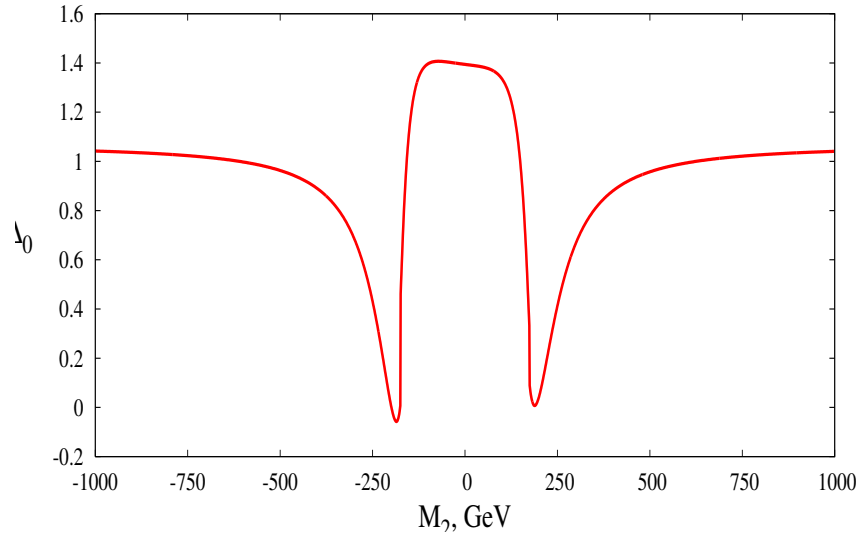


Рис. 2.4. Величина Δ/Δ_0 как функция M_2 для набора параметров (2) из представленных в Таблице 2.2.

областях ($M_2 \rightarrow \infty$ и $M_2 \rightarrow 0$) примесь вино в интересном хиггсиноподобном состоянии мала, так что наше приближение, где мы пренебрегали смешиванием в диффузионных уравнениях, оправдано. Область большого смешивания между хиггсино и вино ($|M_2| \sim |\tilde{\mu}| \sim 200$ ГэВ на рис. 2.4) следует рассматривать более аккуратно, если хочется знать точное количество барионной асимметрии, произведённой в этом случае (см. [230, 216] и приведённые там ссылки).

Итак, в этом разделе мы продемонстрировали, что модель действительно даёт возможность сгенерить необходимое количество барионной асимметрии. Совершенно точно, имеются значения модельных параметров, при которых ЭФП достаточно сильно I рода, и электрослабый бариогенезис достаточно эффективен. При этом, стремясь к простоте иллюстрации, мы ограничили рассмотрение достаточно небольшим интервалом параметров, однако ничто не препятствует расширить его.

1.5 Электрические дипольные моменты Одним из последствий введения дополнительных источников CP-нарушения является их вклад в ЭДМ электрона и нейтрона. Как и в минимальной суперсимметричной модели с “расщеплением”, есть три типа вкладов в ЭДМ фермиона (лептона или кварка), определяемых обменами $h_0\gamma$, W^+W^- и h_0Z (см. работы [94], [242], [243], [244]). Соответствующие двухпетлевые фейнмановские диаграммы для фермиона f СМ (заряженного лептона или кварка) изображены на рис. 2.5. Было показано в [244], что для элек-

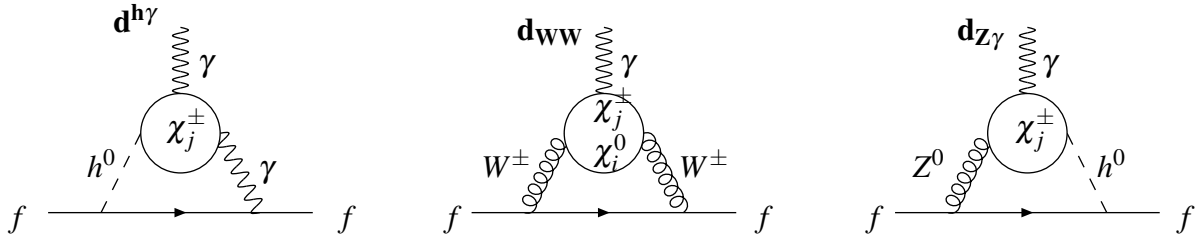


Рис. 2.5. Фейнмановские диаграммы вкладов в фермионные ЭДМ в модели с “расщеплённой” суперсимметрией.

трона третий вклад подавлен фактором $(1 - 4 \sin^2 \theta_W)$, где θ_W — угол слабого смешивания. В “расщеплённой” MSSM есть только одна CP-нарушающая фаза, связанная с инвариантом $\phi_1 = \arg(\tilde{g}_u^* \tilde{g}_d^* M_2 \tilde{\mu})$ где $\tilde{\mu} = \mu + \kappa (v_S + i v_P) / \sqrt{2}$. В интересном нам классе моделей, среди параметров, напрямую определяющих взаимодействия, формирующие вклады на рис. 2.5, есть две дополнительные независимые фазы, связанные с фазами инвариантов $\phi_2 = \arg(\kappa k^* \lambda_u \lambda_d (\tilde{\mu}^*)^{-2})$ и $\phi_3 = \arg(\lambda_u \lambda_d^* \tilde{g}_u^* \tilde{g}_d)$.

После диагонализации массовых матриц чарджино и нейтралино, интересная часть лагранжиана взаимодействий принимает вид:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{int}} = & \frac{g}{\cos\theta_W} \bar{\chi}_i^+ \gamma^\mu (G_{ij}^R P_R + G_{ij}^L P_L) \chi_j^+ Z_\mu \\
 & + \left[g \bar{\chi}_i^+ \gamma^\mu (C_{ij}^R P_R + C_{ij}^L P_L) \chi_j^0 W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\chi}_i^+ (D_{ij}^R P_R + D_{ij}^L P_L) \chi_j^+ h + h.c. \right], \quad (2.80)
 \end{aligned}$$

где матрицы

$$G_{ij}^L = V_{i1}c_{W^+}V_{1j}^\dagger + V_{i2}c_{h_u^+}V_{2j}^\dagger, \quad -G_{ij}^{R*} = U_{i1}c_{W^-}U_{1j}^\dagger + U_{i2}c_{h_d^-}U_{2j}^\dagger, \quad (2.81)$$

$$gD_{ij}^R = \tilde{g}_u^*V_{i2}U_{j1} + \tilde{g}_d^*V_{i1}U_{j2}, \quad gD^L = (gD^R)^\dagger, \quad (2.82)$$

с $i, j = 1, 2$ и $c_{W^\pm} = \pm \cos^2 \theta_W$, $c_{h_u^+, h_d^-} = \pm(1/2 - \sin^2 \theta_W)$,

$$C_{ij}^L = -V_{i1}N_{j2}^* + \frac{1}{\sqrt{2}}V_{i2}N_{j4}^*, \quad C_{ij}^R = -U_{i1}^*N_{j2} - \frac{1}{\sqrt{2}}U_{i2}^*N_{j3}, \quad (2.83)$$

с $i = 1, 2$ и $j = 1, \dots, 5$. Здесь унитарные матрицы V , U и N диагонализуют массовые матрицы чарджино (2.70) и нейтралино

$$M_n = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{1}{2}\tilde{g}'_d v & \frac{1}{2}\tilde{g}'_u v & 0 \\ 0 & M_2 & \frac{1}{2}\tilde{g}_d v & \frac{1}{2}\tilde{g}_u v & 0 \\ -\frac{1}{2}\tilde{g}'_d v & \frac{1}{2}\tilde{g}_d v & 0 & -\tilde{\mu} & \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_d v \\ \frac{1}{2}\tilde{g}'_u v & \frac{1}{2}\tilde{g}_u v & -\tilde{\mu} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_u v \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_d v & \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_u v & -\sqrt{2}k(v_S + i v_P) \end{pmatrix}, \quad (2.84)$$

так что $N^* \mathcal{M} N^\dagger = \text{diag}(m_{\chi_1^0}, m_{\chi_2^0}, m_{\chi_3^0}, m_{\chi_4^0}, m_{\chi_5^0})$ и $U^* \mathcal{M}_C V^\dagger = \text{diag}(m_{\chi_1^+}, m_{\chi_2^+})$. ЭДМ электрона или лёгкого кварка имеет вид

$$d_f = d_f^{h\gamma} + d_f^{hZ} + d_f^{WW},$$

и явные выражения для вкладов можно найти в [244]. Мы соответствующим образом модифицировали их для нашего случая, из-за различного числа нейтралино. Дипольный момент нейтрона выражается через кварковые ЭДМ соотношением [245, 246]

$$d_n = (1 \pm 0.5) \times \left[\frac{f_\pi^2 m_\pi^2}{(m_u + m_d) (225 \text{ МэВ})^3} \right] \left(\frac{4}{3} d_d - \frac{1}{3} d_u \right), \quad (2.85)$$

где $f_\pi = 92 \text{ МэВ}$ и $m_u/m_d = 0.55$.

Численные расчёты проведены для двух наборов параметров (см. Таблицу 2.1) при случайном сканировании по области $0 < M_1, M_2 <$

1000 ГэВ. Также параметр k взят комплексным $k = |k| e^{i\phi_k}$, ($0 < \phi_k < \pi$), чтобы учесть вклад от фазового инварианта ϕ_2 . Результаты для ЭДМ электрона и нейтрона как функции массы легчайшего чарджино представлены на рис. 2.6 и 2.7, соответственно. Принято во внимание консервативное экспериментальное ограничение на массу легчайшего чарджино $m_{\chi^+} > 104$ ГэВ [247], которое при учёте новых данных ЛНС, вероятнее всего следует поднять. Горизонтальные линии показывают существую-

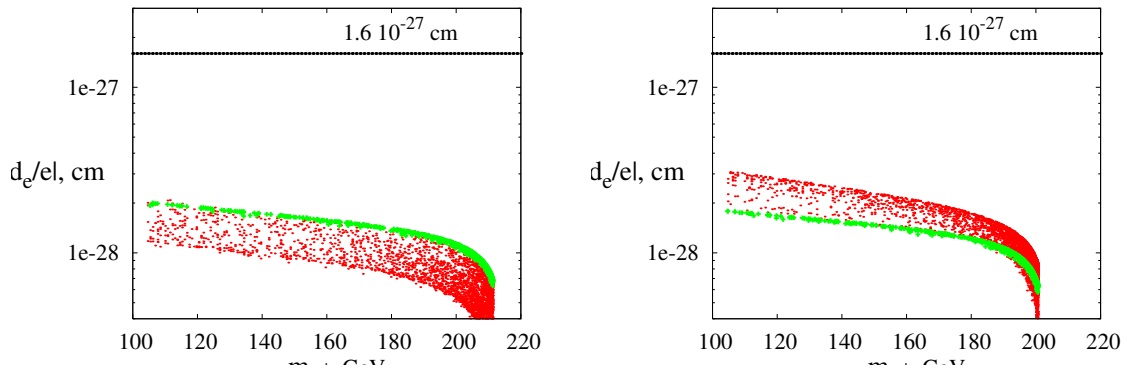


Рис. 2.6. ЭДМ электрона как функция массы легчайшего чарджино m_{χ^+} для набора параметров (1) (слева) (2) (справа) из Таблицы 2.1. Горизонтальная пунктирная линия соответствует экспериментальному пределу $|d_e| < 1.6 \times 10^{-27}$ е см. Зелёные (серые) точки показывают величину ЭДМ для действительных значений параметра k .

щие (на момент выполнения оригинальной работы) ограничения на ЭДМ электрона $|d_e| < 1.6 \times 10^{-27}$ е см на уровне достоверности 90% CL [248] и нейтрона $|d_n| < 3.0 \times 10^{-26}$ е см на уровне достоверности 90% CL [249]. Современное ограничение на ЭДМ электрона примерно в два раза сильнее [1]. Замечательно, что в общем случае для космологически предпочтительных моделей, предсказания для ЭДМ лежат лишь на один-два порядка ниже современных экспериментальных ограничений сверху. Следовательно, наше решение проблемы барионной асимметрии может быть напрямую проверено на будущих установках по поиску ЭДМ.

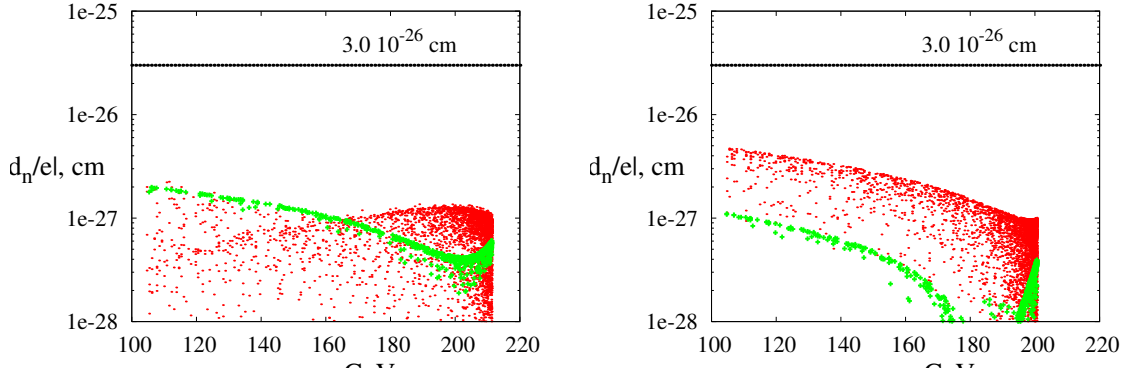


Рис. 2.7. ЭДМ нейтрона как функция массы легчайшего чарджино m_{χ^+} для тех наборов параметров, что и рис. 2.6. Горизонтальная линия показывает экспериментальное ограничение $|d_n| < 3.0 \times 10^{-26}$ е см. Зелёные (серые) точки показывают величину ЭДМ для действительных значений параметра k .

1.6 Кандидаты в тёмную материю В этом разделе обсуждаются кандидаты на роль частиц тёмной материи в данной модели. В минимальной “расщеплённой” суперсимметрии этот вопрос подробно обсуждался в работах [93], [94], [250]. За стабильность новых частиц отвечает R -чётность, которую также можно ввести и в рассматриваемом неминимальном случае: все новые фермионные поля нечётны, а новые (псевдо)скаляры чётны. Легчайший новый фермион есть LSP и он стабилен.

Частица тёмной материи должна быть электрически нейтральна, так что лучший кандидат в нашей модели — нейтралино. Состояние LSP определим как

$$\chi = N_{51} \tilde{B} + N_{52} \tilde{W} + N_{53} \tilde{H}_u + N_{54} \tilde{H}_d + N_{55} \tilde{n}. \quad (2.86)$$

Оценим распространённость реликтовых нейтралино, применяя стандартные методы [251]. Сначала вычислим температуру закалки T_F ,

$$x_F = \log \left(\frac{m_\chi}{2\pi^3} \sqrt{\frac{45}{2g_* G_N x_F}} \langle \sigma v \rangle_{\text{Mol}} \right), \quad (2.87)$$

где $x_F = m_\chi/T_F$, g_* — эффективное число степеней свободы плазмы в

момент закалки, $g_*^{1/2} \sim 9$; “термально”-усреднённое произведение сечения аннигиляции нейтралино σ и относительной скорости нейтралино v (мёллеровское сечение $\langle\sigma v\rangle_{\text{Møl}}$) равно

$$\langle\sigma v\rangle_{\text{Møl}} = \frac{1}{8 m_\chi^4 T K_2^2(m_\chi/T)} \int_{4m_\chi^2}^{\infty} ds \sigma(s) (s - 4m_\chi^2) \sqrt{s} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right). \quad (2.88)$$

Здесь введены модифицированные функции Бесселя K_1 , K_2 и переменная Мандельстама s . Тогда для относительной доли нейтралино в современной плотности энергии Вселенной получаем

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{1.07 \times 10^9 \text{ ГэВ}^{-1}}{M_{Pl}} \left(\int_{x_F}^{\infty} dx \frac{\langle\sigma v\rangle_{\text{Møl}}(x)}{x^2} g_*^{1/2} \right)^{-1}. \quad (2.89)$$

Чтобы вычислить распространённость нейтралино, были модифицированы формулы для сечений аннигиляции из работы [252]. Изменения коснулись аннигиляции нейтралино в хиггсовские бозоны, что вызвано новыми диаграммами с обменом синглетными скаляром и псевдоскаляром в s -канале. Эти модификации представлены в работе [99]. Также изменено полное число состояний нейтралино.

Принимая ограничения, обсуждавшиеся в разделе 1.2, мы сначала равномерно сканируем по следующей области модельных параметров: $|M_1|, |M_2| < 1000 \text{ ГэВ}$, $|v_P| < 2000 \text{ ГэВ}$, притом v_S лежит в области правительного электрослабого вакуума (т.е. он является глобальным минимумом потенциала) и матрица квадратов масс скалярных полей диагональна. Численные результаты представлены на левой половине рис. 2.8, где изображена область в плоскости (m_{χ^+}, m_χ) , предпочтительная по данным WMAP: каждая точка соответствует модели, для которой реликтовая распространённость нейтралино лежит в консервативном интервале $0.094 < \Omega_{DM} h^2 < 0.129$ [1]. Чтобы убедиться, что обе космологические проблемы (барионная асимметрия и тёмная материя) могут быть решены одновременно в данной модели, мы провели равномерное сканирование по

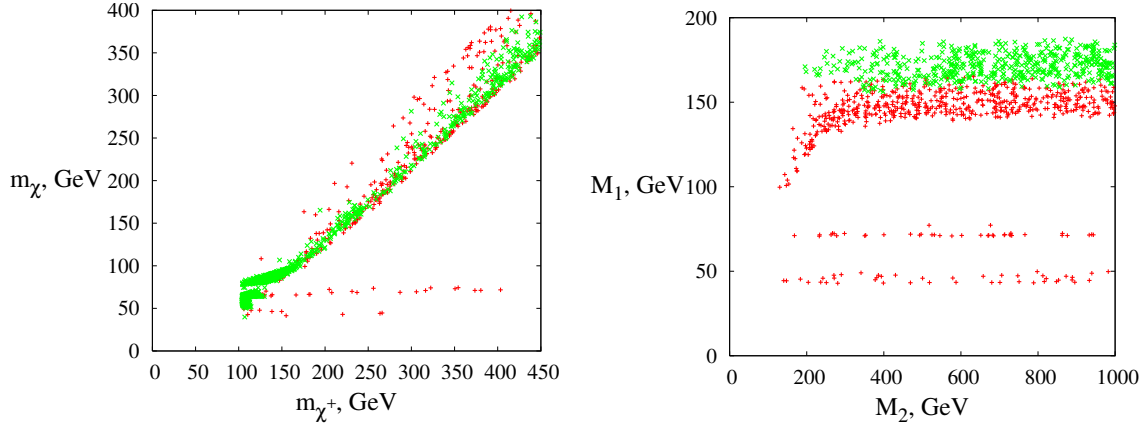


Рис. 2.8. Точки в плоскости (m_{χ^+}, m_{χ}) , т.е. легчайшие чарджино и нейтралино, (слева) и в плоскости (M_2, M_1) (справа), что соответствует моделям с правильной реликтовой распространённостью синглино ($|N_{55}| > 0.5$, зелёные (светлосерые) крестики) и не-синглино (красные/тёмносерые крестики) как тёмной материи.

области пространства параметров, предпочтительной для электрослабого бариогенезиса (ср. раздел 1.4); а именно, область $|M_1|, |M_2| < 1000$ ГэВ с величинами остальных параметров, соответствующими набору (2) из Таблиц 2.1, 2.2. Точки в плоскости (M_1, M_2) , которые соответствуют правильной распространённости нейтралино, показаны на правой половине рис. 2.8.

На обоих графиках зелёные (светлосерые) крестики соответствуют частицам тёмной материи, имеющими существенную примесь синглино ($|N_{55}| > 0.5$), а красные (тёмносерые) крестики относятся к модели, где NLSP в основном состоит из *бино* (суперпартнёр калибровочного $U(1)_Y$ -бозона). Аннигиляция частиц тёмной материи (как бино так и синглино) с массами $m_{\chi} \sim 0.5 m_h \sim 75$ ГэВ или $m_{\chi} \sim 0.5 M_Z$ происходит резонансно через обмен хиггсом или Z -бозоном, соответственно. На правой диаграмме это лёгкое нейтралино соответствует красным (тёмносерым) горизонтальным линиям с $M_1 < 80$ ГэВ. Большая часть пространства параметров с синглиноподобной тёмной материей даёт от-

носителем лёгкое NLSP с массой в интервале 50-200 ГэВ, хотя более тяжёлые кандидаты не исключаются. Было найдено, что в этом случае всегда присутствует заметная примесь хиггсино (численно получается $(|N_{53}|^2 + |N_{54}|^2)^{1/2} \sim 0.4 - 0.8$). Синглино как тёмная материя, с массой $m_\chi \gtrsim 80$ ГэВ преимущественно аннигилирует в пару W^+W^- , а с $m_\chi \sim 0.5 m_h$ или $0.5 M_Z$ основным каналом становится резонансный, $\chi\chi \rightarrow h^*(Z^{0*}) \rightarrow f\bar{f}$. Итак, можно заключить, что в рамках рассмотренной модели проблема тёмной материи также находит своё *естественное решение*.

Итак, подводя итог всему разделу, рассмотренная модель неминимальной “расщеплённой” суперсимметрии NMSSM позволяет решить проблемы тёмной материи и барионной асимметрии и может быть проверена на следующем поколении экспериментов по поискам ЭДМ электрона и нейтрона. Феноменология на коллайдерах (интерес в первую очередь представляет LHC) во многом совпадает с феноменологией “расщеплённой” MSSM, если смешивания синглино с нейтралينو и хиггсовского бозона с синглетами малы. В противном случае появляются специфические черты модели по отношению к MSSM, которые позволят отличить её (если сигнал будет обнаружен).

§ 2 Лёгкое гравитино как тёплая тёмная материя

Наряду с нейтралино, лёгкое гравитино является возможным кандидатом на роль частиц тёмной материи, будучи легчайшим суперпартнёром в некоторых классах суперсимметричных обобщений СМ. Напомним (см. обсуждение во Введении), что гравитино считается *менее натуральным* кандидатом, поскольку для обеспечения требуемого количества тёмной материи, как правило, требуется тонкая подстройка параметров модели

(в том числе и массы гравитино), а иногда и начальных условий горячей фазы развития Вселенной (например, величины температуры разогрева), а значит параметров инфляционного сектора. Гравитино как кандидат на роль частиц тёмной материи менее привлекателен и с точки зрения возможности прямых поисков: сверхслабое взаимодействие с частицами СМ почти не оставляет шансов. Тем не менее, гравитино представляет безусловный интерес, не только потому, что фактически является легчайшим в ряде теоретически мотивированных суперсимметричных моделей, но и потому, что (в отличие от нейтрино) допускает интересную возможность формирования *тёплой компоненты* тёмной материи (см. обсуждение во Введении). Именно такая возможность и рассматривается в данном разделе. Замечательным фактом является то, что именно эта возможность допускает (хотя и косвенную) проверку модели в экспериментах физики частиц, а именно, на ЛНС.

2.1 Гравитино как тёплая тёмная материя Ещё раз подчеркнём подробно рассмотренное во Введение утверждение, что огромная совокупность космологических наблюдений находится в весьма впечатляющем согласии с предсказаниями современной космологической модели; в литературе она получила название Λ CDM (см. также [1]). В то же время, для варианта с бесстолкновительными частицами холодной тёмной материи ещё имеется ряд вопросов относительно космических структур на субгалактических масштабах. Три наиболее заметных из них это: “пропавшие” карликовые галактики [101, 102, 103, 104] — спутники больших галактик, ожидаемый из симуляций рост к центру галактики профиля плотности бесстолкновительных частиц тёмной материи [105, 106, 107] и слишком большой угловой момент спиральных галактик [108, 109, 110]. Статусы этих проблем ещё не чётко установлены, однако все они указы-

вают на то, что холодная тёмная материя (*cold dark matter, CDM*) может быть *слишком холодной*, т.е. исчезающе малая дисперсия первичных скоростей частиц тёмной материи может оказаться проблематичной. Такой вывод естественно приводит к рассмотрению альтернативных сценариев с *тёплой тёмной материей*. [111, 253, 254, 187, 255] (*warm dark matter, WDM*).

Известно несколько способов пояснить и численно описать разницу между сценариями с CDM и WDM. Возможно, наиболее наглядный основан на наблюдении, что частицы тёплой материи фильтруют на малых масштабах спектр первичных возмущений материи таким образом, что формирование малых гало оказывается подавленным. Масштаб фильтрации должен быть достаточно малым, поскольку спектр возмущений не демонстрирует заметных отклонений от предсказаний CDM на масштабах, доступных современным наблюдениям. Вообще говоря, это приводит к ограничениям на дисперсию первичных скоростей частиц WDM [256]. С другой стороны, чтобы улучшить согласие наблюдений с предсказаниями формирования структур, фильтрующий масштаб должен быть порядка масштаба “потерянных” галактик-спутников с массами примерно $10^7 - 10^8 M_\odot$ [257].

Имея в виду дальнейшее приложение к модели с гравитино, в работе [117] мы вычислили спектр мощности линейных возмущений материи в космологической модели Λ WDM, предполагая что частицы тёмной материи имеют первоначальное распределение по импульсам по форме совпадающим с распределением Ферми–Дирака, но нормализованным на правильную современную плотность энергии тёмной материи:

$$f(p) = \frac{\rho_{\text{DM}}}{6\pi\zeta(3) m T_{0,eff}^3} \frac{1}{e^{p/T_{0,eff}} + 1}, \quad (2.90)$$

где m есть масса частицы WDM, $T_{0,eff} \equiv T_0 \left(\frac{g_{*0}}{g_*}\right)^{1/3}$; а g_* и $g_{*0} \equiv \frac{43}{11}$ есть

эффективное число релятивистских степеней свободы в эпоху рождения частиц тёмной материи, и в современную эпоху, соответственно. Для этой цели были модифицированы уравнения Больцмана в открытом численном коде (CAMB, Code for Anisotropies in the Microwave Background) [258], широко используемом для вычисления линейной эволюции скалярных возмущений и последующих космологических приложений. На рис. 2.9 представлены результаты для спектра мощности в модели Λ WDM для

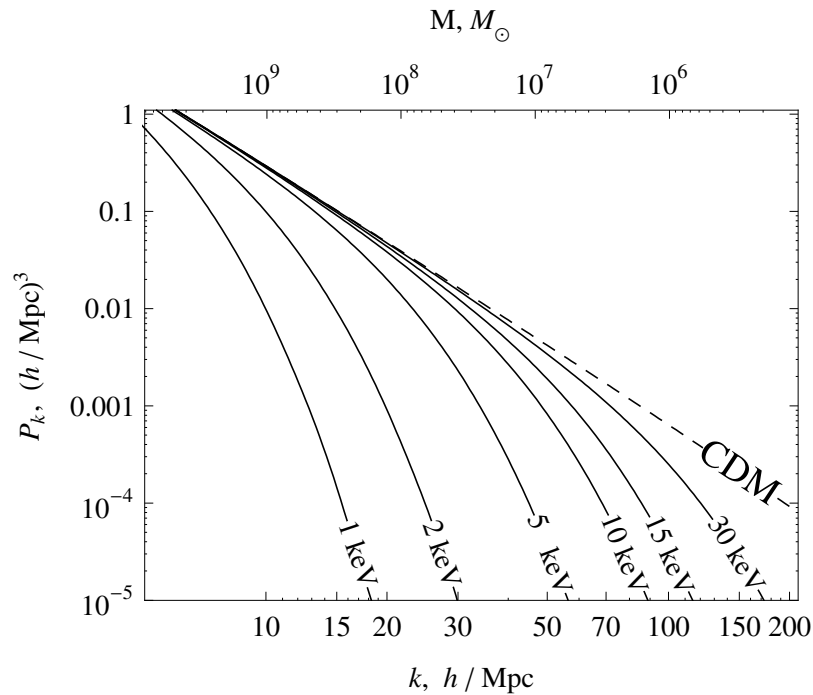


Рис. 2.9. Спектр мощности линейных возмущений материи для стандартной космологической модели Λ CDM (пунктир) и модели Λ WDM (непрерывные линии) в предположении, что распределение частиц WDM по импульсам задаётся формулой (2.90) с массой $m = 1, 2, 5, 10, 15$ и 30 кэВ и как число эффективных степеней свободы подставлена величина для MSSM $g_* = g_{\text{MSSM}}$ [117, 39].

$m = 1, 2, 5, 10, 15$ и 30 кэВ в сравнении со спектром мощности модели Λ CDM. В случае WDM параметр g_* принят равным $g_{\text{MSSM}} = 228.75$, что соответствует максимальному числу релятивистских степеней свободы равновесных в плазме частиц минимального суперсимметричного обоб-

щения СМ (*MSSM, Minimal Supersymmetric Standard Model*). Из рис. 2.9 можно заключить, что спектр мощности подавлен примерно на порядок величины на масштабах, соответствующих массе $10^8 M_\odot$ и меньше, если частица WDM легче 3-4 кэВ. Принимая во внимание грубость данной оценки, в дальнейшем *консервативно мы рассматриваем частицу как кандидата на роль WDM, если её масса удовлетворяет условию*

$$m \lesssim 15 \text{ кэВ} . \quad (2.91)$$

Другой способ пояснить и описать особенности тёплой тёмной материи основан на использовании понятия фазовой плотности [113, 114, 259]. Здесь главная величина — отношение массовой плотности к кубу дисперсии “одномерной скорости” в данном объёме, $Q \equiv \rho/\sigma^3$. С одной стороны, эта величина измеряется по наблюдениям галактических гало; с другой стороны, её можно использовать для оценки *усреднённой* (coarse-grained) функции распределения частиц гало. А именно, для нерелятивистских частиц тёмной материи имеем

$$Q \simeq m^4 \cdot \frac{n}{\langle \frac{1}{3} p^2 \rangle^{3/2}} ,$$

где m масса частицы, а n средняя плотность числа частиц в гало. Предполагая усреднённое распределение частиц гало изотропным, $f_{halo}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = f_{halo}(p, r)$, получим

$$\frac{n}{\langle p^2 \rangle^{3/2}} = \frac{[\int f_{halo}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) d^3 \mathbf{p}]^{5/2}}{[\int f_{halo}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \mathbf{p}^2 d^3 \mathbf{p}]^{3/2}} \sim f_{halo}(p_*, r) ,$$

где p_* обозначает величину типичного 3-импульса частицы тёмной материи. Таким образом приходим к следующей оценке для усреднённой функции распределения частиц в галактических гало:

$$f_{halo} \simeq \frac{Q}{3^{3/2} m^4} . \quad (2.92)$$

Известно, что усреднённая функция распределения частиц *уменьшается* в ходе бурной релаксации (*violent relaxation*) в бесстолкновительных системах [260]. Следовательно, первичная фазовая плотность частиц тёмной материи не может быть меньше, чем наблюдаемая в современных тёмных гало. Это приводит к так называемым ограничениям типа Треймана–Гана на модели тёмной материи [113, 259]. Наиболее строгое из них получается при использовании самых высоких фазовых плотностей из наблюдавшихся в тёмных гало, а именно, плотностей гало карликовых сфероидальных галактик (dSph, *dwarfs spheroidal*) [257, 114]. Это компактные объекты с наименьшими из известных гало, притом сами объекты наиболее доминированы тёмной материей среди всех известных сегодня [257]: отношение тёмной массы к видимой массе в них максимально. Среди относительно недавно обнаруженных объектов такого типа, Coma Berenices, Leo IV and Canes Venaciti II, величина Q колеблется от $5 \times 10^{-3} \frac{M_{\odot}/\text{пк}^3}{(\text{км/с})^3}$ до $2 \times 10^{-2} \frac{M_{\odot}/\text{пк}^3}{(\text{км/с})^3}$ [261]. В дальнейшем мы используем первое, более консервативное число,

$$Q = 5 \times 10^{-3} \frac{M_{\odot}/\text{пк}^3}{(\text{км/с})^3}. \quad (2.93)$$

Требую, чтобы первичная функция распределения превышала усреднённую, $f > f_{halo}$, приходим к ограничению:

$$3^{3/2} m^4 f > Q. \quad (2.94)$$

Для конкретной модели тёмной материи оно даёт хорошо определённый нижний предел на массу частицы m .

Если первичное распределение таково, что ограничение (2.94) едва выполнено, то формирование объектов с высоким значением Q , таких как сфероидальные карлики, подавлено. В действительности, оно может быть подавлено даже для бóльших f , поскольку усреднённая функция

распределения может существенно уменьшаться в ходе эволюции. Параметр

$$\Delta \equiv \frac{3^{3/2} m^4 f}{Q}$$

показывает, насколько сильно усреднённая функция распределения должна быть разбавлена релаксационными процессами, чтобы формирование плотных компактных гало тёмной материи было подавлено. Из симуляций известно, что фазовая плотность уменьшается в процессе формирования структур. В частности, на нелинейной стадии она уменьшается на фактор 10^2 - 10^3 [262], а вероятно и больше. Следовательно, первичная функция распределения частиц WDM должна быть такой, что $\Delta \gtrsim 10^2 - 10^3$. По крайней мере наивно, получение разбавляющего фактора в модели $\Delta = 1 - 10^3$ указывало бы, что первичная фазовая плотность в точности такая, чтобы создать карликовые галактики, но не ещё более компактные объекты. Забавно, что ниже мы убедимся, что фактор Δ действительно принимает такие значения для гравитино, выполняющих роль частиц WDM и удовлетворяющих условию (2.91).

Как обсуждается в работе [263], лишь часть частиц тёмной материи должна в действительности иметь высокую фазовую плотность, удовлетворяющую неравенству (2.94). Их доля ν оценивается как относительный вклад сфероидальных карликов в полную плотность массы тёмной материи. Используя плотность числа карликов $n_{dwarf} \simeq 7 \times 10^{-2} \text{ Мпк}^{-3}$ из работы [264], и полагая в среднем массу карлика равной $10^7 M_\odot$ [257], находим оценку

$$\nu \simeq \frac{\Omega_{\text{dSph}}}{\Omega_{\text{DM}}} \simeq 10^{-5} . \quad (2.95)$$

Стремясь быть консервативным, потребуем выполнения условия (2.94) *только для этой доли частиц WDM*. Мы также вычислим величину Δ для этой доли. Можно ожидать, что поскольку правильная доля частиц тёмной материи имеет высокую фазовую плотность, наиболее компакт-

ные объекты производятся в правильном количестве (а не перепроизводятся). Мы проверили, что результаты меняются весьма слабо, если воспользоваться оценкой для ν , отличающейся от (2.95) даже на порядок величины, т.е. $\nu = 10^{-6} - 10^{-4}$.

Итак, мы будем считать модель тёмной материи подходящей, если доля (2.95) её частиц имеет первичную фазовую плотность, удовлетворяющую (2.94) с параметром Q равным величине (2.93).

Далее мы воспользуемся критерием, основанным на фазовой плотности, и ограничением (2.91), чтобы проверить лёгкое гравитино как кандидата на роль тёплой тёмной материи, предполагая, что R-чётность сохраняется и следовательно гравитино стабильно. В результате мы убедимся, что масса гравитино должна быть в интервале

$$1 \text{ кэВ} \lesssim m_{\tilde{G}} \lesssim 15 \text{ кэВ} ,$$

ср. [255].

В ранней Вселенной лёгкие гравитино рождаются в распадах суперпартнёров частиц SM и в процессах рассеяния [265, 266, 267, 268, 38]. Для интересных нам лёгких гравитино важную роль играет их рождение в распадах суперпартнёров [100]. Этот механизм рассмотрен в разделе 2.2, где мы также получаем спектр рождённых гравитино. В разделе 2.2 обсуждается рождение в процессах рассеяния. Этот механизм наиболее эффективен при самых высоких температурах в ранней Вселенной, так что требование избежать перепроизводства гравитино жёстко ограничивает сверху температуру разогрева T_R , ср. [100, 269]: мы находим, что величина T_R не может лежать выше TЭВной области.

Самое замечательное, что *гравитино служит тёплой тёмной материей только если остальные суперпартнёры довольно легки*. Полученные результаты указывают, что в этом случае масштаб масс M супер-

партнёров, чьё рождение в первичной плазме разрешено кинематически, должен удовлетворять условию

$$M \lesssim 350 \text{ ГэВ} , \quad (2.96)$$

иначе будет перепроизводство гравитино в распадах суперпартнёров или их перерассеяниях и/или гравитино будут слишком холодными. Исключая точную подстройку между температурой разогрева Вселенной и массами суперпартнёров, приходим к выводу, что варианты суперсимметричных обобщений СМ, в которых гравитино может образовать тёплую тёмную материю, будут в ближайшем будущем либо подтверждены, либо исключены по результатам работы ЛНС.

Условие (2.96) следует сравнить с имеющимися экспериментальными ограничениями на массы глюино и кварков 1-го и 2-го поколений, $M_{\tilde{q},\tilde{g}} \geq 250 - 325 \text{ ГэВ}$ [1]. Принимая во внимание узость интервала между этими ограничениями, а также куда более сильные (хотя часто модельно-зависимые) ограничения из ЛНС, можно заключить, что вероятнее всего в реалистичном случае кварки и глюино не должны принимать участия в процессах производства гравитино в ранней Вселенной. Поэтому ниже мы рассмотрим также сценарий с относительно лёгкими бесцветными суперпартнёрами, чей масштаб масс M удовлетворяет (2.96), с тяжёлыми скварками и глюино, и “промежуточной” температурой разогрева Вселенной,

$$M \lesssim T_R \ll M_{\tilde{q},\tilde{g}} . \quad (2.97)$$

В такой модели скварки и глюино не играют никакой роли в рождении гравитино, а наиболее важными являются распады и рассеяния слептонов, *нейтралино* и *чарджино*. Как показывают оценки [117], такая модель оказывается приемлемой для довольно широкой области параметров, с температурой первичного разогрева вплоть до 10 ТэВ.

Стоит отметить, что в рассматриваемых здесь суперсимметричных обобщениях СМ с *лёгкими гравитино* следующий за легчайшим суперпартнёром (NLSP, *next-to-lightest superpartner*) оказывается короткоживущим, $\tau_{NLSP} \lesssim 2 \times 10^{-5}$ с. Поэтому после отщепления от плазмы его распад не портит предсказания первичного нуклеосинтеза. В то же время, для являющейся предпочтительной области пространства параметров $\tau_{NLSP} \gtrsim 5 \times 10^{-7}$ с, так что распадная длина NLSP (в пренебрежении релятивистского γ -фактора) лежит в интервале

$$160 \text{ м} \lesssim c\tau \lesssim 7 \text{ км} .$$

Следует заключить, что если гравитино образует WDM, то скорее всего NLSP (электрически нейтральная и бесцветная частица), будучи рождённой в первичных или вторичных процессах при столкновениях протонов на LHC, свободно пролетит через весь массив детекторов: распады внутри детектора будут идти, однако их темп подавлен отношением линейного размера детектора к распадной длине NLSP.

2.2 Механизмы рождения гравитино Начнём изучение рождения гравитино в ранней Вселенной с распадного механизма: гравитино появляется в двухчастичных распадах термализованных суперпартнёров в предположении, что температура разогрева Вселенной заметно превышает их массы. Вначале найдём функцию распределения по импульсам гравитино, рождённых в распадах суперпартнёров одного типа с массой M . В момент времени t эти частицы имеют термальную функцию распределения по импульсам $f_{th}(p, t)$.

Уравнение Больцмана для функции распределения гравитино $f(p, t)$ имеет вид

$$\frac{\partial f(p, t)}{\partial t} - H(t) p \frac{\partial f(p, t)}{\partial p} = I,$$

где $H(t)$ — параметр Хаббла. Здесь мы рассматриваем вклад в интеграл столкновений I только от двухчастичных распадов, и он равен

$$I = \frac{1}{2|\mathbf{p}|} \int \frac{d^3P}{2E(2\pi)^3} \frac{d^3p'}{2|\mathbf{p}'|(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P - p - p') f_{th}(P, t) |\mathcal{M}|^2.$$

Здесь \mathbf{P} , \mathbf{p} , \mathbf{p}' обозначают 3-импульсы распадающегося суперпартнёра, гравитино и второго продукта распада (частицы СМ), соответственно; энергия распадающейся частицы равна $E = \sqrt{M^2 + \mathbf{P}^2}$. Амплитуда \mathcal{M} определяет ширину распада частицы Γ (темп распада в системе покоя частицы) по формуле $|\mathcal{M}|^2 = 16\pi M\Gamma$. Пренебрегая массами частиц в конечном состоянии, получаем⁴ [95]

$$\Gamma = \frac{M^5}{6m_{\tilde{G}}^2 M_{\text{Pl}}^2}.$$

Отметим, что и распад и рассеяния дают преимущественно рождение продольной компоненты гравитино (голдстино), так что число эффективных состояний спиральности равно двум. Также заметим, что в интересной области пространства параметров процессы обратного распада $2 \rightarrow 1$, приводящие к исчезновению гравитино, имеют пренебрежимо малую вероятность протекания.

Интегрируя по импульсу частицы СМ и по направлению вектора \mathbf{P} , преобразуем интеграл столкновений,

$$I = \frac{M\Gamma}{p^2} \int_{E_{min}}^{\infty} f_{th}(P, t) dE,$$

где

$$E_{min} = p + \frac{M^2}{4p}$$

есть минимальная энергия распадающейся частицы, способной родить гравитино с величиной импульса p . Для дальнейшего особый интерес

⁴Данная формула вообще говоря не справедлива для частиц хиггсовского сектора — хиггсино и хиггсовских бозонов, так что в некоторых частях пространства параметров модели соответствующие распады подавлены. В дальнейшем мы этим пренебрегаем, и рассматриваем хиггсино наряду с калибрино. Учёт их особенностей не приводит к заметной модификации наших результатов.

представляет область малых импульсов, $p \ll M, T$. В этом случае $E_{min} \gg M$, т.е. медленные гравитино производятся в специфических ситуациях, когда быстродвигающийся суперпартнёр рождает гравитино в узком конусе, направленном в противоположную сторону. По этой причине, эффективное производство медленных гравитино происходит при температурах $T \gtrsim M^2/p \gg M$. Как мы скоро увидим, для относительно низких температур разогрева T_R это приводит к нетривиальной форме спектра гравитино в области малых импульсов с обрезанием при $p/T \sim M^2/T_R^2$.

Удобно в качестве аргумента функции распределения гравитино выбрать сопутствующий (*конформный*) импульс $q = a(t)p$. Здесь $a(t)$ есть масштабный фактор, чьё современное значение нормировано на единицу, $a(t_0) = 1$. Уравнение Больцмана примет вид

$$\frac{df(q, t)}{dt} = \frac{M\Gamma}{q^2} a^2(t) \int_{E_{min}}^{\infty} f_{th}(P, t) dE .$$

Проинтегрировав его, получим

$$f(q, t) = \int_{t_R}^t dt' \frac{M\Gamma}{q^2} a^2(t') \int_{E_{min}}^{\infty} f_{th}(P, t') dE ,$$

где t_R соответствует началу термальной стадии космологической эволюции после разогрева. Мы будем считать, что рождением гравитино в ходе самого первичного разогрева можно пренебречь. Если это не так, то учёт дополнительного “раннего” рождения гравитино в конечном итоге лишь ещё более сузит приемлемую область пространства параметров, которую мы получим, рассматривая только процессы в плазме.

Поскольку термальная функция распределения $f_{th}(P, t)$ распадающихся частиц зависит только от отношения $E/T(t)$, удобно перейти от интегрирования по моменту рождения к интегрированию по темпера-

туре. Для этой цели воспользуемся сохранением энтропии и соотношением $T = \sqrt{\frac{M_{\text{Pl}}^*}{2t}}$ с $M_{\text{Pl}}^* \equiv M_{\text{Pl}} \sqrt{\frac{90}{8\pi^3 g_*}}$, справедливым на радиационно-доминированной стадии расширения Вселенной. Таким образом, если бы функция распределения гравитино не искажалась в ходе образования структур, в современную эпоху она бы имела вид

$$f(q, t_0) = \int_0^{T_R} dT \frac{M \Gamma M_{\text{Pl}}^* T_{0,eff}^2}{q^2 T^5} \int_{E_{min}}^{\infty} f_{th} \left(\frac{E}{T} \right) dE ,$$

где $T_{0,eff} \equiv T_0 \left(\frac{g_{*0}}{g_*} \right)^{1/3}$; g_* и $g_{*0} \equiv \frac{43}{11}$ эффективное число релятивистских степеней свободы в эпоху рождения гравитино и сегодня, соответственно; в рамках MSSM со всеми суперпартнёрами в равновесии в плазме, $g_* = g_{\text{MSSM}} = 228.75$ и $T_{0,eff} \approx 0.7 \text{ K}$.

Заменяя переменные $(T, E) \rightarrow (z = \frac{E}{T}, x = \frac{M}{T})$ и интегрируя по x получим окончательно следующий ответ для первичной функции распределения гравитино, выраженный через величину современного импульса

$$\begin{aligned} f(p) \equiv f(q, t_0) &= \frac{8 M_{\text{Pl}}^* \Gamma}{3 M^2} \left(\frac{T_{0,eff}}{p} \right)^2 \cdot I \left(\frac{p}{T_{0,eff}}, \frac{M}{T_R} \right) \\ &= \frac{2\sqrt{5}}{3\pi^{3/2} \sqrt{g_*}} \frac{M^3}{m_{\tilde{G}}^2 M_{\text{Pl}}} \left(\frac{T_{0,eff}}{p} \right)^2 \cdot I \left(\frac{p}{T_{0,eff}}, \frac{M}{T_R} \right) , \end{aligned} \quad (2.98)$$

где

$$I \left(\frac{p}{T_{0,eff}}, \frac{M}{T_R} \right) \equiv \int_{z_{min}}^{\infty} \left[\left(\frac{p}{T_{0,eff}} \right)^{3/2} \left(z - \frac{p}{T_{0,eff}} \right)^{3/2} - \left(\frac{M}{2T_R} \right)^3 \right] f_{th}(z) dz \quad (2.99)$$

с

$$z_{min} = \frac{p}{T_{0,eff}} + \frac{M^2 T_{0,eff}}{4 T_R^2 p} .$$

Соответствующий спектр $\frac{dn}{dp} = 4\pi p^2 f(p)$ для $T_R \gg M$ представлен на левой части рис. 2.10 в сравнении с термальным спектром при температуре $T_{0,eff}$ и тем же полным числом частиц. Видно, что рождённые

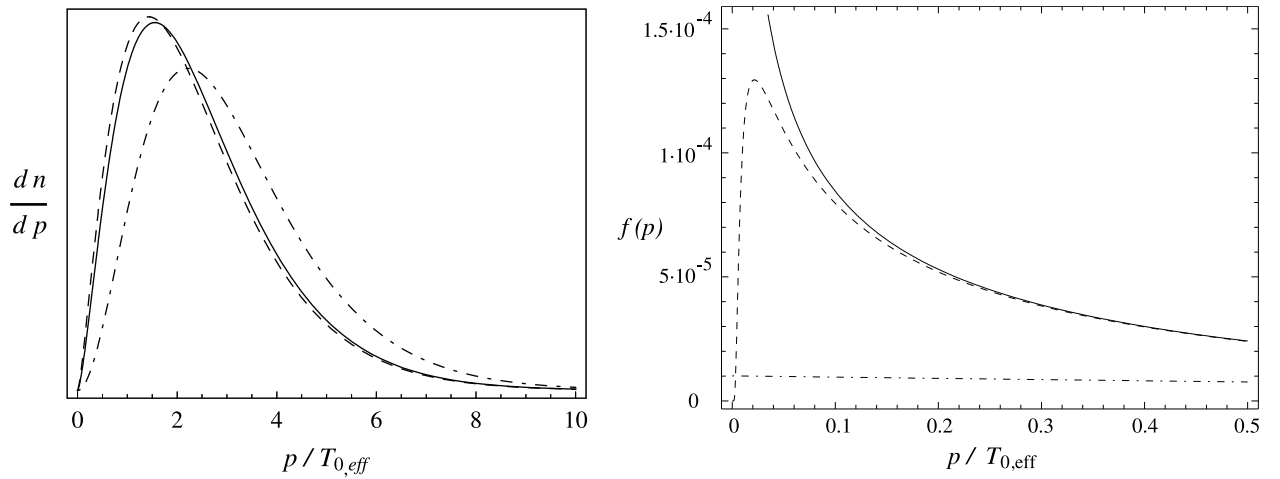


Рис. 2.10. *Слева:* Спектр гравитино из распадов термализованных фермионов (сплошная кривая) и бозонов (пунктирная кривая) в сравнении со спектром Ферми–Дирака (штрих-пунктирная кривая) при температуре $T_{0,eff}$, нормализованным на то же самое полное число частиц. *Справа:* Инфракрасная часть функций распределения гравитино с $m_{\tilde{G}} = 10$ кэВ, рождённых в распадах бозонов с массой $M = 200$ ГэВ для $T_R \rightarrow \infty$ (сплошная кривая) и $T_R = 4M$ (пунктирная кривая). Штрих-пунктирная кривая: распределение Ферми–Дирака при температуре $T_{0,eff}$, нормированное на то же самое полное число частиц.

в распадах гравитино имеют меньший средний импульс и в этом смысле *холоднее, чем термальные*. Полная форма спектра для наших целей интереса не представляет, однако формирование компактных объектов, подобных сфероидальным карликам, зависит от “инфракрасной” части спектра, где фазовая плотность $f(p)$ высока.

Как мы указывали выше, инфракрасная часть спектра зависит специфическим образом от отношения массы распадающейся частицы к температуре разогрева T_R . Это приходит из формулы (2.99), в частности, из-за нижнего предела интегрирования z_{min} . Для $T_R \rightarrow \infty$ функция распределения при малых импульсах, $p \ll T_{0,eff}$, даётся выражением

$$\begin{aligned} f(p) &= \frac{2\sqrt{5}}{3\pi^{3/2}\sqrt{g_*}} \frac{M^3}{m_{\tilde{G}}^2 M_{\text{Pl}}} \left(\frac{T_{0,eff}}{p}\right)^{1/2} \int_0^\infty z^{3/2} f_{th}(z) dz \\ &= \frac{\sqrt{5}\zeta(5/2)}{16\pi^4\sqrt{g_*}} \frac{M^3}{m_{\tilde{G}}^2 M_{\text{Pl}}} g c_{dec} \left(\frac{T_{0,eff}}{p}\right)^{1/2}. \end{aligned}$$

где g есть число возможных состояний спиральности распадающейся частицы и $c_{dec} = 1$ для бозонов, а $c_{dec} = \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{2}}\right)$ для фермионов. Как и ожидалось, величина $m_{\tilde{G}}^4 f$ входящая в (2.94), увеличивается с ростом массы гравитино, $m_{\tilde{G}}^4 f \propto m_{\tilde{G}}^2$, так что только лёгкие гравитино тёплые. Заметим, что полученная таким образом функция распределения не ограничена при $p \rightarrow 0$. Однако, правильная функция распределения гравитино (фермиона с двумя состояниями спиральности) не может превысить величины $2/(2\pi)^3$ из-за принципа Паули. Чтобы учесть это мы просто обрезаем функцию распределения на значении $2/(2\pi)^3$, как только вычисленная функция распределения начинает его превышать. В действительности, эта процедура почти нами не используется, поскольку для интересной области пространства параметров почти никогда величина функции распределения не превышает значения $2/(2\pi)^3$.

Для конечных значений температуры T_R , но всё же $T_R \gtrsim M$, функция

распределения (2.98) больше не пикует при $p \rightarrow 0$. Наоборот, она имеет довольно широкий пик при $p/T \sim M^2/T_R^2$ и экспоненциально спадает по направлению к $p \rightarrow 0$. Это продемонстрировано на правой стороне рис. 2.10, где мы также сравниваем функцию распределения гравитино, рождённых в распадах частиц, с термальной (по форме) функцией распределения при температуре $T_{0,eff}$, нормированной на то же самое полное число рождённых частиц. Снова видим, что гравитино из распадов значительно холоднее фермионов с термальной функцией распределения, так как максимум фазовой плотности значительно выше в первом случае.

Из (2.98) ясно, что доминирующий вклад в производство гравитино приходит от наиболее массивных частиц, когда-либо бывших в равновесии в космической плазме. С целью получения численной оценки эффекта, рассмотрим модель, где g_b бозонных и g_f фермионных степеней свободы соответствуют частицам с общей шкалой масс M , и температура разогрева существенно выше M . Тогда современная плотность числа частиц гравитино, рождённых в распадах этих суперпартнёров, равна

$$n_0^{\text{dec}} = \int f(p) d^3p = \frac{3\sqrt{5}\zeta(5)}{16\pi^{5/2}\sqrt{g_*}} T_{0,eff}^3 \frac{M^3}{m_{\tilde{G}}^2 M_{\text{Pl}}} \left(g_b + \frac{15}{16}g_f \right),$$

и для их относительного вклада в современную полную плотность энергии Вселенной найдём

$$\begin{aligned} \Omega_{\tilde{G}}^{\text{dec}} &= \frac{m_{\tilde{G}} n_0^{\text{dec}}}{\rho_c} \\ &\approx 8 \times 10^{-4} \left(g_b + \frac{15}{16}g_f \right) \left(\frac{g_{\text{MSSM}}}{g_*} \right)^{3/2} \left(\frac{1 \text{ keV}}{m_{\tilde{G}}} \right) \left(\frac{M}{100 \text{ ГэВ}} \right)^3. \end{aligned} \quad (2.100)$$

Грубую оценку величины массы гравитино получим, считая что функция распределения доли $\nu = 10^{-5}$ гравитино примерно совпадает с максимальной величиной, диктуемой принципом Паули, $f = 2/(2\pi)^3$. Тогда

условие (2.94) даёт

$$m_{\tilde{G}} > 1 \text{ кэВ} . \quad (2.101)$$

Как пример: если самыми тяжёлыми суперпартнёрами являются скварки 1-го и 2-го поколений и глюино, что ожидается в моделях на основе минимальной супергравитации (mSUGRA), они имеют одинаковую массу и температура разогрева в ранней Вселенной превышала её, так что частицы были релятивистскими в космической плазме, тогда $g_b = g_{\tilde{q}} = 4 \cdot 3 \cdot 4 = 48$, $g_f = g_{\tilde{g}} = 2 \cdot 8 = 16$ и $g_* = g_{\text{MSSM}}$. Воспользовавшись оценкой (2.100) и верхним пределом (2.91) на массу гравитино, формирующих WDM, найдём в этом примере что общая шкала масс скварков и глюино должна быть довольно низкой, $M_{\tilde{q},\tilde{g}} \lesssim 350 \text{ ГэВ}$, иначе случится перепроизводство гравитино. Эти оценки уточняются в разделе 2.3.

Теперь перейдём к рассмотрению рождения гравитино в рассеяниях частиц первичной плазмы. Этот процесс исследовался в работах [266, 267] с использованием предписания Браатена–Юаня и отсуммированием так называемых *жестких петлевых вкладов*. Затем этот вопрос был поднят в работе [268], авторы которой получили результаты, существенно отличающиеся от [266, 267] для некоторых областей пространства параметров. Мы здесь используем подход [266, 267], понимая, что имеются существенные неопределённости в оценках как темпа рождения гравитино, так и их спектра, особенно при относительно низких температурах, $T \sim M$. В разделе 2.3 мы возвращаемся к этому вопросу.

Во вкладе рассеяний в рождение гравитино доминируют процессы с участием наиболее тяжёлых релятивистских частиц, когда-либо присутствовавших в космической плазме. Более того, величина вклада сильно зависит от того, являются эти частицы цветными или нет. Здесь мы рассматриваем два сценария, которые можно считать репрезентативными для реалистичных суперсимметричных расширения СМ. Анализ неслож-

но повторить и в общем случае, но учитывая неизвестный спектр суперпартнёров и неопределённость в (2.94), для наших целей достаточно рассмотреть эти два простых сценария. В первом сценарии, уже обсуждавшемся выше при исследовании рождения гравитино в распадах, самыми тяжёлыми суперпартнёрами считаются скварки 1-го и 2-го поколений и глюино, и предполагается, что температура разогрева превышает их общий масштаб масс M . Учитывая экспериментальные ограничения, $M \geq 250\text{-}325$ ГэВ, как мы предварительно обсуждали, пространство параметров такой модели уже довольно узкое (если модель уже не закрыта из анализа постоянно пополняемых данных ЛНС!). Вторым рассматриваемый сценарий отвечает соотношению (2.97), где M обозначает общий масштаб масс слептонов, чарджино и нейтралино. В этом втором сценарии кварки и глюино не оказывают никакого влияния на рождение гравитино в ранней Вселенной. Учитывая сильную зависимость от масштаба масс M , вариации остальных суперсимметричных параметров в этих сценариях не сильно изменят полученные результаты.

Для первого, *скварк-глюинного* сценария, напрямую применимы результаты работы [267], откуда для относительного вклада гравитино в современную плотность энергии Вселенной получим

$$\Omega_{\tilde{G}}^{\text{sc}} \approx \omega_s g_s^2 \log\left(\frac{k_s}{g_s}\right) \left(\frac{M}{100 \text{ ГэВ}}\right)^2 \left(\frac{1 \text{ кэВ}}{m_{\tilde{G}}}\right) \left(\frac{T_R}{1 \text{ ТэВ}}\right), \quad (2.102)$$

где g_s — величина калибровочной константы сильных взаимодействий на энергетической шкале T_R , и $\omega_s = 0.732$, $k_s = 1.271$.

Для второго, *бесцветного* сценария, результаты работы [267] надо модифицировать. С этой целью мы отбираем только электрослабые процессы рассеяния, и опускаем все вклады процессов с внешними скварками. Также, мы отбрасываем вклад скварков в термальные массы калибровочных бозонов. Полное сечение рождения гравитино зависит от термаль-

ных масс m_{th} как $\log(T/m_{\text{th}})$, и значит растёт с уменьшением термальной массы. В результате, в таком сценарии сечение рождения гравитино составляет почти 80% от электрослабой части, найденной в [267], хотя 1/3 всех процессов была отброшена. Используя модифицированные сечения рассеяния и $g_* = 142.75$, находим для относительного вклада рождённых в процессах $2 \rightarrow 2$ гравитино в современную плотность энергии Вселенной,

$$\Omega_{\tilde{G}}^{\text{sc}} \approx \sum_{\alpha=1}^2 \omega_{\alpha} g_{\alpha}^2 \log\left(\frac{k_{\alpha}}{g_{\alpha}}\right) \left(\frac{M}{100 \text{ ГэВ}}\right)^2 \left(\frac{1 \text{ кэВ}}{m_{\tilde{G}}}\right) \left(\frac{T_R}{1 \text{ ТэВ}}\right), \quad (2.103)$$

с модифицированными численными факторами $\omega_{\alpha} \approx (0.152, 0.372)$ и масштабами под знаками логарифма, $k_{\alpha} \approx (1.52, 1.52)$. Здесь $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$ соответствуют калибровочным группам $U(1)_Y$ и $SU(2)_L$, с калибровочными константами $g_{\alpha} = (g', g)$.

Оценки (2.102) и (2.103) имеют существенные неопределённости из-за инфракрасных проблем теории поля при конечных температурах. Это будет учтено при обсуждении полученных результатов в разделе 2.3.

2.3 Результаты Итак, модели с лёгкими гравитино, составляющими WDM, должны удовлетворять трём критериям. Во-первых, как обсуждалось в начале раздела 2.1, космологическое определение тёплой тёмной материи накладывает *ограничение сверху* (2.91) на массу гравитино, $m_{\tilde{G}} \lesssim 15 \text{ кэВ}$. Второй, очевидный критерий говорит, что современная плотность массы гравитино равна наблюдаемой плотности массы тёмной материи. В обоих сценариях раздела 2.2 полная плотность массы гравитино складывается из суммы вкладов распадов и рассеяния суперпартнёров в первичной плазме, так что должно выполняться равенство $\Omega_{\tilde{G}}^{\text{dec}} + \Omega_{\tilde{G}}^{\text{sc}} = \Omega_{\text{DM}} \approx 0.2$. Оно определяет в каждом сценарии связь между тремя модельными параметрами: массами $m_{\tilde{G}}$, M и температурой

разогрева T_R . Для первого, скварк-глюонного сценария, мы используем (2.102) и (2.100) с $g_b = 48$, $g_f = 16$ и $g_* = g_{\text{MSSM}}$. Для второго, бесцветного сценария, подходят формулы (2.103) и (2.100) с $g_b = g_{\bar{l}} = 3 \cdot (4 + 2) = 18$, $g_f = g_{\tilde{\chi}} = 4 \cdot 2 + 2 \cdot 4 = 16$ и $g_* = 142.75$. В каждом случае, сканируя вверх по температуре от $T_R \sim M$, мы наблюдаем из (2.100), (2.102) и (2.103), что этот критерий даёт *ограничение снизу* на массу гравитино при заданной величине M .

Третий критерий также обсуждался в разделе 2.1: около 10^{-5} от рождённых гравитино должны иметь фазовую плотность, удовлетворяющую условию (2.94) с $m \equiv m_{\tilde{G}}$. Этот критерий также даёт *ограничение снизу* на массу гравитино при заданных величинах M и T_R . Это ограничение относится к величине функции распределения гравитино малых импульсов, где функция велика. Вместо вычисления инфракрасной части функции распределения гравитино, рождённых в рассеяниях частиц, мы сначала воспользуемся ограничением снизу на полную функцию распределения, которое получено в пренебрежении вклада процессов рассеяния в функцию распределения при малых импульсах. Нижнее ограничение на $m_{\tilde{G}}$, полученное в таком приближении доминирования распадов, идёт с переоценкой по отношению к тому, что получилось бы при полном рассмотрении. Чтобы получить представление о величине неопределённости, вносимой при такой оценке инфракрасной части спектра гравитино, мы добавили вклад от рассеяния, полагая что их функция распределения имеет термальную форму (2.90), но нормирована на полную плотность массы: (2.102) и (2.103) для первого и второго сценариев, соответственно,

$$f^{\text{sc}}(p) = \frac{\rho_c \Omega_{\tilde{G}}^{\text{sc}}}{6 \pi \zeta(3) m_{\tilde{G}} T_{0,\text{eff}}^3} \frac{1}{e^{p/T_{0,\text{eff}}} + 1}. \quad (2.104)$$

В обоих приближённых, для каждого набора параметров мы нашли величину f фазовой плотности, такую что 10^{-5} часть гравитино имеет функ-

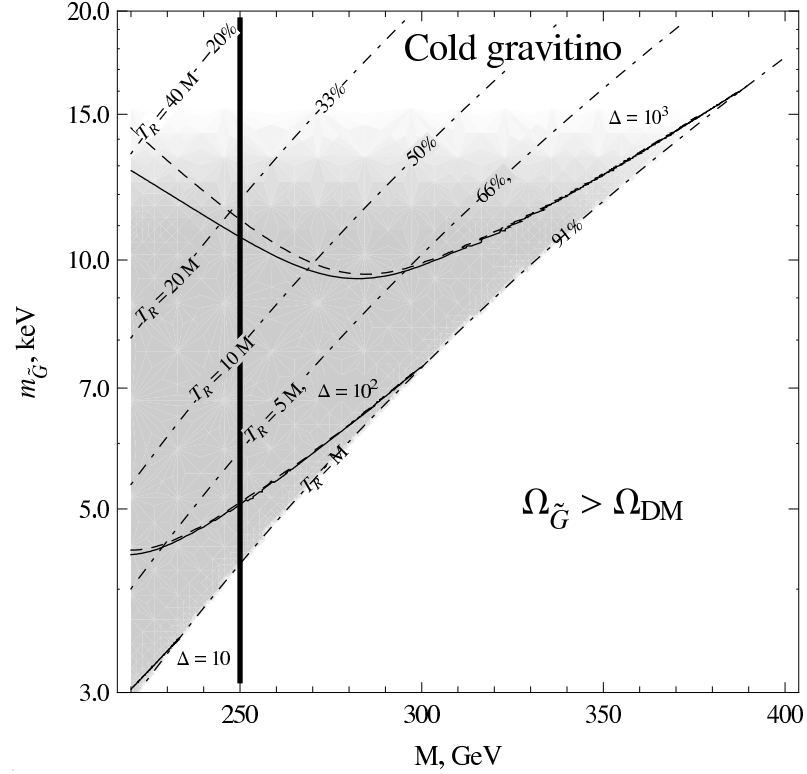


Рис. 2.11. Разрешённая область масс (тёмная) в сценарии с тяжёлыми глюино и кварками 1-го и 2-го поколения, $M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{g}} = M$, и $T_R \gtrsim M$. Сплошными и пунктирными линиями показаны также уровни “равного разбавления” ($\Delta = \text{const}$): пунктирные линии соответствуют приближению доминирования распадов, сплошные линии получены в приближении, что вклад от рассеяния в функцию распределения при малых импульсах имеет форму (2.104). Уровни равной величины T_R/M показаны штрих-пунктирными линиями, на которых также указана доля гравитино, рождённых в распадах. (Весьма) консервативное экспериментальное ограничение снизу на массы глюино и скварков 1-го и 2-го поколений обозначено вертикальной чертой.

цию распределения, превышающую f , и потребовали, чтобы эта величина f удовлетворяла (2.94) для каждой приемлемой точки пространства параметров.

Получившиеся ограничения в пространстве $(M, m_{\tilde{G}})$ представлены на рис. 2.11 и 2.12 для первого и второго сценариев, соответственно. Уровни равной величины T_R/M представлены штрих-пунктирными линия-

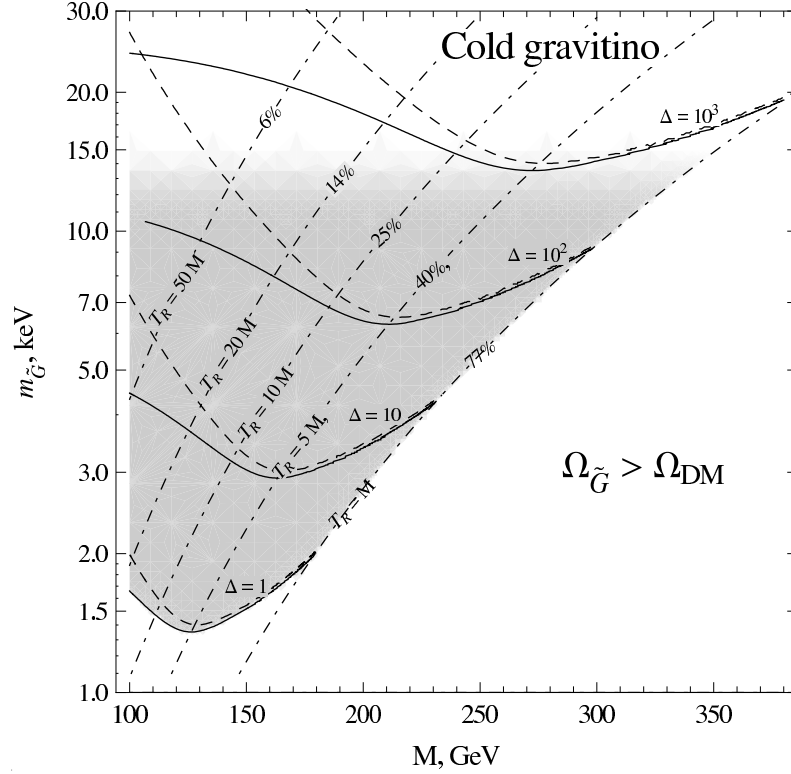


Рис. 2.12. То же, что и на рис. 2.11, но для сценария бесцветных суперпартнёров с масштабom масс M , тяжёлыми скварками и глюино, и промежуточной температурой разогрева, $M \lesssim T_R \ll M_{\tilde{q}, \tilde{g}}$.

ми. Одновременно, эти уровни соответствуют постоянной доли гравитино, рождённых в каналах распада и рассеяния, вместе обеспечивающих правильную современную плотность массы тёмной материи, $\Omega_{\tilde{G}} = \Omega_{DM}$. Подписи указывают долю гравитино, рождённых в распадах. Тёмные области разрешены как неравенством (2.91), так и (2.94). Также показаны уровни равной величины фактора разбавления Δ ; пунктирные линии соответствуют приближению доминирования распадов, сплошные линии получены в предположении, что вклад рассеяний в функцию распределения гравитино малых импульсов имеет форму (2.104).

Принимая во внимание существенные неопределённости в описании рождения гравитино в рассеяниях, оценки для температуры разогрева следует рассматривать только как указательные. Это, в частности, от-

носится к верхним левым частям графиков на рис. 2.11 и 2.12, где рождение в рассеяниях доминирует над рождением в распадах. Также не точны здесь оценки величины фактора разбавления Δ , в силу большой неопределённости предсказаний инфракрасной части спектра гравитино, рождённых в рассеяниях. Это нашло своё отражение в том факте, что пунктирные и сплошные линии существенно расходятся друг от друга в левых верхних частях графиков на рис. 2.11 и 2.12. Более того, хотя распределение с термальной формой (2.104) представляется правдоподобным приближением, нельзя исключить возможность, что вклад рассеяний в функцию распределения гравитино при малых импульсах значительно выше по сравнению с (2.104). В этом случае уровни равного фактора разбавления Δ сместятся ещё дальше вниз. В любом случае, наиболее консервативный нижний предел на массу гравитино, не зависящий от функции распределения, даётся формулой (2.101).

Несмотря на эти неопределённости, мы видим в обоих сценариях, что подходящие массы суперпартнёров должны быть весьма невелики, $M < 320 - 350$ ГэВ, полагая что температура разогрева несколько выше $T_R \gtrsim M$. Попытка поднять выше массовый масштаб в обоих сценариях приводит к необходимости точной подстройки между величиной этого масштаба и величиной температуры разогрева Вселенной. Это необходимо для обеспечения нерелятивисткости суперпартнёров в ранней Вселенной, а следовательно их относительной редкости в первичной плазме. Их в точности такое количество в самом начале горячей стадии, чтобы родить в точности необходимое количество гравитино. Такой вариант истории представляется маловероятным.

На рис. 2.13 показаны те же ограничения, что и на рис. 2.12, но в плоскости $(T_R, m_{\tilde{G}})$. на штрих-пунктирных линиях полная плотность гравитино, рождённых в обоих каналах, равна полной плотности тёмной материи

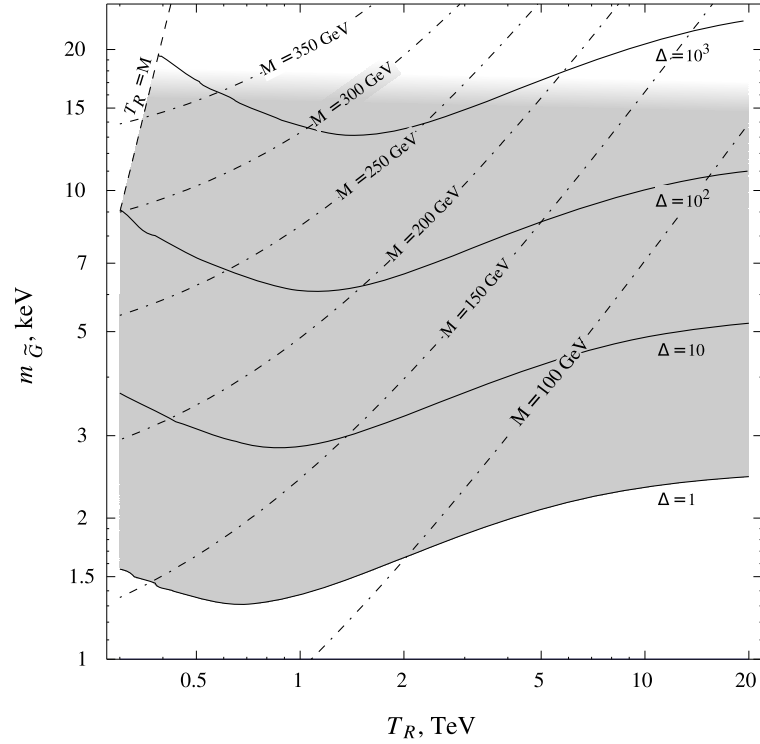


Рис. 2.13. Область с гравитино WDM в плоскости $(T_R, m_{\tilde{G}})$ для того же сценария, что и рис. 2.12. Уровни равной массы M отмечены штрих-пунктирными линиями.

для указанной шкалы масс суперпартнёров M .

Подводя итог исследованию, приведённому в этом разделе, заключаем, что в отличие от случая WIMP, гравитино WDM не автоматически имеет ту же величину современной плотности массы (с точностью до пары порядков), что нужна для объяснения тёмной материи. Если самыми тяжёлыми суперпартнёрами являются скварки и глюино, и они были в равновесии в первичной плазме (первый сценарий), то разрешённая область пространства параметров довольно узка, как видно из рис. 2.11. Более перспективной идея о гравитино как WDM представляется в модели с массами слептонов, чарджино и нейтралино в интервале $M = 150\text{--}300$ ГэВ, температурой разогрева $T_R = 200$ ГэВ–10 ТэВ и более тяжёлыми скварками и глюино, $M_{\tilde{g},\tilde{q}} \gg T_R$ (второй сценарий). Тогда с массой $m_{\tilde{G}} = 1 - 15$ кэВ гравитино действительно может быть кандидатом на

роль частиц тёплой тёмной материи. В любом случае, как такой кандидат гравитино будет либо исключено на ЛНС, либо такая модель найдёт там своё подтверждение.

§ 3 Лёгкие голдстино

В любом суперсимметричном расширении СМ спонтанное нарушение суперсимметрии происходит в результате появления ненулевого вакуумного среднего у вспомогательных компонент некоторых *киральных или векторных суперполей*. Как наиболее простой случай, ограничимся ситуацией, когда *только одно киральное суперполе*

$$\mathcal{S} = s + \sqrt{2}\theta\psi + \theta^2 F_s \quad (2.105)$$

получает ненулевое вакуумное среднее F для вспомогательной компоненты

$$\langle F_s \rangle \equiv F . \quad (2.106)$$

Тогда ψ есть 2-компонентный голдстоуновский фермион *голдстино*, и их суперпартнёры

$$S \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(s + s^*) , \quad P \equiv \frac{1}{i\sqrt{2}}(s - s^*) , \quad (2.107)$$

есть скалярное и всевдоскалярное *сголдстино*, соответственно.

В рамках супергравитации, где суперсимметрия является локальной симметрией, величина $\partial_\mu\psi$ становится продольной компонентой гравитино в результате *суперхиггсовского механизма*, см. например [95, 7]. Как результат, гравитино получает массу $m_{3/2}$, которая полностью определяется в реалистичной модели с (почти) нулевой космологической постоянной, параметром нарушения суперсимметрии F :

$$m_{3/2} = \frac{\sqrt{8\pi}}{\sqrt{3}} \frac{F}{M_{Plank}} . \quad (2.108)$$

Сголдстино остаются безмассовыми на древесном уровне, но получают массы из-за поправок от слагаемых старшего порядка в кэлеровском потенциале. Если эти слагаемые достаточно малы, сголдстино лёгкие и могут рождаться в рассеянии частиц на коллайдерах. Такая ситуация складывается в ряде неминимальных моделей супергравитации [270], а также в моделях с калибровочным механизмом передачи нарушения суперсимметрии [271, 272], если суперсимметрия нарушается через генерацию нетривиального суперпотенциала. В дальнейшем массы сголдстино трактуются как свободные параметры.

Гравитино и сголдстино взаимодействуют со всеми полями, включая поля видимого сектора (MSSM), и соответствующие константы связи обратно пропорциональны параметру нарушения суперсимметрии F . Это означает, что в феноменологически интересных моделях параметр F не должен быть слишком велик: тогда сголдстино не отщеплено от полей MSSM, а гравитино оказывается довольно лёгким, см. (2.108). Рассмотрению именно этого случая и посвящён данный раздел. С практической точки зрения сголдстино представляется в более выигрышном свете, чем гравитино, поскольку является R -чётным, а значит может распадаться в частицы SM , и рождаться в их рассеяниях без сопровождения других суперпартнёров, что существенно повышает вероятность процесса. Экспериментальное обнаружение сголдстино и исследование его свойств позволило бы получить уникальную возможность определить масштаб нарушения суперсимметрии в полной теории $\sim \sqrt{F}$, и прояснить вопрос о механизме спонтанного нарушения суперсимметрии.

3.1 Эффективный лагранжиан сголдстино Эффективный лагранжиан взаимодействия сголдстино с полями SM можно вывести, используя технику вспомогательного поля (шпуриона), см. например [118, 119].

Суть в том, что согласно *по переделению* есть скалярная компонента того самого супермультиплета \mathcal{S} , вспомогательная компонента которого получает ненулевое вакуумное среднее вследствие спонтанного нарушения суперсимметрии. Тогда можно рассмотреть простую суперсимметричную модель с неперенормируемым взаимодействием между \mathcal{S} и суперполями MSSM, которое обеспечивает у последних появление мягко нарушающих суперсимметрию параметров при учёте ненулевой величины $\langle F_s \rangle = F$. Как следствие, соответствующие константы взаимодействия даются отношениями мягких параметров к величине F .

Начнём с лагранжиана MSSM, который состоит из двух частей: суперсимметричной и содержащей нарушающие суперсимметрию вклады,

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{breaking} ,$$

где

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Kähler} + \mathcal{L}_{superpotential} ,$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{gauge} &= \frac{1}{4} \sum_{\substack{\text{all gauge} \\ \text{fields}}} \left(\int d^2\theta \text{Tr} W^\alpha W^\alpha + h.c. \right) , \\ \mathcal{L}_{Kähler} &= \sum_{\substack{\text{all matter} \\ \text{and Higgs fields}}} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_k^\dagger e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k , \\ \mathcal{L}_{superpotential} &= \int d^2\theta \epsilon_{ij} \left(\mu H_D^i H_U^j + y_{ab}^L L_a^j E_b^c H_D^i + y_{ab}^D Q_a^j D_b^c H_D^i + y_{ab}^U Q_a^i U_b^c H_U^j \right) \\ &\quad + h.c. , \end{aligned}$$

где L , E и Q , U , D есть суперполя лептонов и кварков, соответственно, H_D и H_U есть хиггсовские суперполя; $i, j = 1, 2$ индексы по группе $SU(2)$, $a, b = 1, 2, 3$ нумеруют поколения, цветовые индексы по группе $SU(3)$ опущены, двухкомпонентный полностью антисимметричный тензор выбран

так, что $\epsilon_{12} = -1$; y_{ab} есть матрицы юкавских констант и μ есть параметр смешивания хиггсино. В дальнейшем мы будем предполагать сохранение R -чётности. Разложение суперполей в ряд по грассмановым параметрам $\theta, \bar{\theta}$ определяет компонентные поля

$$\begin{aligned}\Phi_k &= \tilde{\phi}_k + \sqrt{2}\theta\phi_k + \theta^2 F_k, & (2.109) \\ V &= T^a V_a, \quad \text{Tr } T^a T^b = \delta^{ab}, \quad V_a = -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_{a\mu} + i\theta^2\bar{\theta}\bar{\lambda}_a + \frac{1}{2}\theta^2\bar{\theta}^2 D_a, \\ W^\alpha &= T^a W_a^\alpha, \quad W_a^\alpha = -i\lambda_a^\alpha + \theta D_a^\alpha - \frac{i}{2}\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\theta F_{a\mu\nu}^\alpha + \theta^2\sigma^\mu D_\mu\bar{\lambda}_a^\alpha, \\ F_{a\mu\nu}^\alpha &= \partial_\mu v_{a\nu}^\alpha - \partial_\nu v_{a\mu}^\alpha + f_{abc}v_b^\alpha v_c^\alpha, \quad D_\mu\bar{\lambda}_a^\alpha = \partial_\mu\bar{\lambda}_a^\alpha + f_{abc}v_b^\alpha\bar{\lambda}_c^\alpha,\end{aligned}$$

где для векторных суперполей мы используем калибровку Весса–Зумино (см. например [95]).

В общем случае нарушающая суперсимметрию часть лагранжиана имеет вид:

$$\begin{aligned}-\mathcal{L}_{breaking} &= \sum_k m_k^2 |\tilde{\phi}_k|^2 + \left(\frac{1}{2} \sum_\alpha M_\alpha \text{Tr } \lambda^\alpha \lambda^\alpha + h.c. \right) \\ &- \epsilon_{ij} \left(B h_D^i h_U^j + A_{ab}^L \tilde{l}_a^j \tilde{e}_b^c h_D^i + A_{ab}^D \tilde{q}_a^j \tilde{d}_b^c h_D^i + A_{ab}^U \tilde{q}_a^i \tilde{u}_b^c h_U^j + h.c. \right), & (2.110)\end{aligned}$$

где k (α) нумерует все скаляры $\tilde{\phi}_k$ (калибрино λ_α).

Поскольку суперсимметрия нарушена *спонтанно*, формула (2.110) указывает на следующее эффективное взаимодействие между суперполями MSSM и супермультиплетом голдстино \mathcal{S} :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-MSSM}} = \mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-Kähler}} + \mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-gauge}} + \mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-superpotential}},$$

где

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-Kähler}} &= - \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \mathcal{S}^\dagger \mathcal{S} \cdot \sum_{\substack{\text{all matter} \\ \text{and Higgs fields}}} \frac{m_k^2}{F^2} \Phi_k^\dagger e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k, \\ \mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-gauge}} &= \frac{1}{2} \int d^2\theta \mathcal{S} \cdot \sum_{\substack{\text{all gauge} \\ \text{fields}}} \frac{M_\alpha}{F} \text{Tr } W^\alpha W^\alpha + h.c.,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-superpotential}} = & \int d^2\theta \mathcal{S} \cdot \epsilon_{ij} \left(\frac{B}{F} H_D^i H_U^j \right. \\ & \left. + \frac{A_{ab}^L}{F} L_a^j E_b^c H_D^i + \frac{A_{ab}^D}{F} Q_a^j D_b^c H_D^i + \frac{A_{ab}^U}{F} Q_a^i U_b^c H_U^j \right) + h.c. \end{aligned}$$

В действительности эти слагаемые появляются после отынтегрирования полей скрытого сектора, где нарушается суперсимметрия. Всё, что остаётся, это супермультиплет голдстино с лёгкими (по предположению) частицами.

Интегрируя по θ , $\bar{\theta}$ и принимая во внимание соотношения (2.105), (2.106), получаем наряду с мягко нарушающими суперсимметрию вкладами (2.110) также слагаемые, описывающие взаимодействие между компонентами мультиплета голдстино и суперполей MSSM:

$$\mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-Kähler}} = - \sum_{\substack{\text{all matter} \\ \text{and Higgs fields}}} \left(\frac{m_k^2}{F} s \cdot \tilde{\phi}_k^\dagger F_k + h.c. \right), \quad (2.111)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-gauge}} = & \sum_{\substack{\text{all gauge} \\ \text{fields}}} \left(-i \frac{M_\alpha}{F} s \cdot \lambda_a^\alpha \sigma^\mu D_\mu \bar{\lambda}_a^\alpha + \frac{M_\alpha}{2F} s \cdot D_a^\alpha D_a^\alpha \right. \\ & \left. - \frac{M_\alpha}{4F} s \cdot F_a^\alpha{}_{\mu\nu} F_a^{\alpha\mu\nu} - i \frac{M_\alpha}{8F} s \cdot F_a^\alpha{}_{\mu\nu} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_a^\alpha{}_{\lambda\rho} + h.c. \right), \end{aligned} \quad (2.112)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathcal{S}\text{-superpotential}} = & -\epsilon_{ij} \left(\frac{B}{F} s \cdot \chi_D^i \chi_U^j - \frac{B}{F} s \cdot \left(h_D^i F_{H_U}^j + F_{H_D}^i h_U^j \right) \right. \\ & + \frac{A_{ab}^L}{F} \left(l_a^j e_b^c \cdot s h_D^i + l_a^j \chi_D^i \cdot s \tilde{e}_b^c + s \tilde{l}_a^j \cdot e_b^c \chi_D^i \right. \\ & \left. - s F_{L_a}^j \tilde{e}_b^c h_D^i - s \tilde{l}_a^j F_{E_b^c} h_D^i - s \tilde{l}_a^j \tilde{e}_b^c F_{H_D}^i \right) \\ & + \frac{A_{ab}^D}{F} \left(q_a^j d_b^c \cdot s h_D^i + s \tilde{q}_a^j \cdot d_b^c \chi_D^i + s \tilde{d}_b^c \cdot q_a^j \chi_D^i \right. \\ & \left. - s F_{Q_a}^j \tilde{d}_b^c h_D^i - s \tilde{q}_a^j F_{D_b^c} h_D^i - s \tilde{q}_a^j \tilde{d}_b^c F_{H_D}^i \right) \\ & + \frac{A_{ab}^U}{F} \left(q_a^i u_b^c \cdot s h_U^j + s \tilde{q}_a^i \cdot u_b^c \chi_U^j + s \tilde{u}_b^c \cdot q_a^i \chi_U^j \right. \\ & \left. - s F_{Q_a}^i \tilde{u}_b^c h_U^j - s \tilde{q}_a^i F_{U_b^c} h_U^j - s \tilde{q}_a^i \tilde{u}_b^c F_{H_U}^j \right) \\ & \left. + h.c. \right). \end{aligned} \quad (2.113)$$

Здесь представлены только лидирующие по $\frac{1}{F}$ вклады (феноменологически интересные слагаемые следующего порядка приведены ниже); тензор Леви–Чевита определён равенством $\epsilon^{0123} = -1$.

Избавляясь от вспомогательных компонент, получаем искомый низкоэнергетический лагранжиан взаимодействия сголдстино и полей СМ (при этом оставляем только лидирующие по калибровочным и юкавским константам СМ слагаемые) [119] (см. также [120, 273]):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S = & \left(- \sum_{\substack{\text{all gauge} \\ \text{fields}}} \frac{M_\alpha}{4\sqrt{2F}} S \cdot F_a^\alpha{}_{\mu\nu} F_a^{\alpha\ \mu\nu} \right. \\ & \left. - \epsilon_{ij} \left(\frac{A_{ab}^L}{\sqrt{2F}} l_a^j e_b^c \cdot Sh_D^i + \frac{A_{ab}^D}{\sqrt{2F}} q_a^j d_b^c \cdot Sh_D^i + \frac{A_{ab}^U}{\sqrt{2F}} q_a^i u_b^c \cdot Sh_U^j \right) \right) + h.c. , \end{aligned} \quad (2.114)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_P = & \left(\sum_{\substack{\text{all gauge} \\ \text{fields}}} \frac{M_\alpha}{8\sqrt{2F}} P \cdot F_a^\alpha{}_{\mu\nu} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_a^{\alpha\ \lambda\rho} \right. \\ & \left. - \epsilon_{ij} \left(i \frac{A_{ab}^L}{\sqrt{2F}} l_a^j e_b^c \cdot Ph_D^i + i \frac{A_{ab}^D}{\sqrt{2F}} q_a^j d_b^c \cdot Ph_D^i + i \frac{A_{ab}^U}{\sqrt{2F}} q_a^i u_b^c \cdot Ph_U^j \right) \right) + h.c. \end{aligned} \quad (2.115)$$

Здесь мы сделали замену (2.107). В результате спонтанного нарушения электрослабой симметрии хиггсовские дублеты h_U и h_D приобретают ненулевые вакуумные средние, так что лагранжианы (2.114) и (2.115) описывают трёх- и четырёх-частичные взаимодействия с участием скалярного и псевдоскалярного сголдстино, соответственно. В частности, они приводят к двухчастичным распадам сголдстино, и рождением сголдстино в рассеяниях частиц СМ и двухчастичных распадах. Отметим, что в общем случае взаимодействия сголдстино с фермионами СМ нарушают аромат, что открывает возможность поиска сигнала сголдстино в редких процессах, идущих на очень низком уровне в рамках СМ. Именно такие поиски оказываются наиболее чувствительными к моделям с лёгкими сголдстино, см. подробнее в [273].

Феноменологически интересные старшие вклады порядка $1/F^2$ имеют

вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} = & \frac{1}{4F^2} (S\partial_\mu P - P\partial_\mu S) \quad (2.116) \\ & \times \left((\tilde{m}_{L_{ij}}^{LL\ 2} + \tilde{m}_{L_{ij}}^{RR\ 2}) \bar{f}_{L_i} \gamma^\mu \gamma_5 f_{L_j} + (\tilde{m}_{L_{ij}}^{LL\ 2} - \tilde{m}_{L_{ij}}^{RR\ 2}) \bar{f}_{L_i} \gamma^\mu f_{L_j} \right. \\ & + (\tilde{m}_{D_{ij}}^{LL\ 2} + \tilde{m}_{D_{ij}}^{RR\ 2}) \bar{f}_{D_i} \gamma^\mu \gamma_5 f_{D_j} + (\tilde{m}_{D_{ij}}^{LL\ 2} - \tilde{m}_{D_{ij}}^{RR\ 2}) \bar{f}_{D_i} \gamma^\mu f_{D_j} \\ & \left. + (\tilde{m}_{U_{ij}}^{LL\ 2} + \tilde{m}_{U_{ij}}^{RR\ 2}) \bar{f}_{U_i} \gamma^\mu \gamma_5 f_{U_j} + (\tilde{m}_{U_{ij}}^{LL\ 2} - \tilde{m}_{U_{ij}}^{RR\ 2}) \bar{f}_{U_i} \gamma^\mu f_{U_j} \right), \end{aligned}$$

где $M_{\gamma\gamma} = M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W$ и M_i — массы калибрино; для нижних кварков $i = d, s, b$, а для верхних кварков $i = u, c, t$; $\tilde{m}_{ij}^{LR\ 2}$, $\tilde{m}_{ij}^{LL\ 2}$ и $\tilde{m}_{ij}^{RR\ 2}$ — мягко нарушающие суперсимметрию LR-, LL-, и RR-элементы матрицы квадратов масс скварков, которые для удобства мы здесь считаем действительными величинами. Также мы не обсуждаем нейтрино, поэтому соответствующие вклады опущены. Лагранжиан (2.116) даёт четырёх-частичные вершины взаимодействия с двумя сголдстино — скалярным и псевдоскалярным. Эти вершины приводят, например, к нарушающим аромат двухчастичным распадам мезонов в пару сголдстино и трёхчастичным распадам мезонов (лептонов) в мезон (лептон) и пару сголдстино [125].

Отметим, что в MSSM сохраняющие аромат константы связи в вершинках с одним сголдстино удовлетворяют условию $\tilde{m}_{ii}^{LR\ 2} = m_{f_i} A_{f_i}$, где m_{f_i} есть массы фермионов (лептонов и кварков СМ) и A_{f_i} — соответствующие мягко нарушающие суперсимметрию трилинейные константы связи. Вне-диагональные массовые слагаемые $\tilde{m}_{ij}^{LR\ 2}$, $\tilde{m}_{ij}^{LL\ 2}$ и $\tilde{m}_{ij}^{RR\ 2}$ должны удовлетворять ограничениям из поиска редких процессов с нарушением ароматов: отсутствия нейтральных токов с нарушением ароматов кварков (FCNC) и нарушения лептонных чисел в процессах с заряженными лептонами. Одно-сголдстинные и двух-сголдстинные вершины взаимодействия с нарушением ароматов несомненно представляют независимый интерес для поисков низкоэнергетических проявлений суперсим-

метрии. Причина в различной “ароматной” структуре взаимодействий: одно-сголдстинные слагаемые пропорциональны нарушающим суперсимметрию параметрам из сектора смешивания левых и правых скварков, а двух-сголдстинные вершины определяются линейными комбинациями элементов массовых матриц левых и правых скварков. Кроме того, если двух-сголдстинные вершины подавлены по сравнению с одно-сголдстинными дополнительным фактором $1/F$, то для последних в свою очередь есть киральное подавление — величинами масс фермионов СМ.

Наконец, часть лагранжиана сектора гольдстино описывает его самодействие. В частности, лидирующую по $1/F$ связь между сголдстино и гольдстино также можно получить шпурионной техникой [118, 119]:

$$\mathcal{L}_S = \int d\theta^2 d\bar{\theta}^2 \left(\mathcal{S}^\dagger \mathcal{S} - \frac{m_S^2 + m_P^2}{8F^2} (\mathcal{S}^\dagger \mathcal{S})^2 \right) - \frac{m_S^2 - m_P^2}{12F} \left(\int d\theta^2 \mathcal{S}^3 + h.c. \right),$$

где m_S и m_P есть массы скалярного и псевдоскалярного сголдстино. Используя определения (2.105), (2.106), (2.107), получим кинетические и массовые слагаемые для сголдстино и гольдстино (продольной компоненты гравитино), и взаимодействие между ними, в частности, приводящее к распаду сголдстино в пару гравитино (если разрешено кинематически, что представляется натуральным):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\psi, S, P} = & i\partial_\mu \bar{\psi} \bar{\sigma}^\mu \psi + \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{1}{2} m_S^2 S^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu P \partial^\mu P - \frac{1}{2} m_P^2 P^2 \\ & + \frac{m_S^2}{2\sqrt{2}F} S (\psi\psi + \bar{\psi}\bar{\psi}) - i \frac{m_P^2}{2\sqrt{2}F} P (\psi\psi - \bar{\psi}\bar{\psi}) . \end{aligned} \quad (2.117)$$

Для поисков сголдстино это означает существование невидимой моды распада, которая становится заметной, однако, лишь для масс сголдстино порядка и выше масс суперпартнёров частиц СМ [273].

3.2 Феноменология лёгких сголдстино Пока не найдено подтверждённых прямых экспериментальных указаний на существование

гравитино или сголдстино. Все исследования феноменологии этого сектора приводят лишь к ограничениям на их константы взаимодействия с частицами СМ. Как показано в разделе 3.1, эти константы прямо пропорциональны некоторой степени масштаба масс суперпартнёров частиц СМ и обратно пропорциональны некоторой степени масштаба нарушения суперсимметрии в полной теории. Сделав предположение о величине масштаба масс суперпартнёров, можно таким образом получить оценку для масштаба нарушения суперсимметрии. Например, исходя из решения проблемы калибровочной иерархии, естественно ожидать для масштаба масс суперпартнёров величину не сильно превышающую 1 ТэВ. Отсюда сразу все ограничения сверху (или снизу, см. например [273]) на константы взаимодействия сголдстино переводятся в соответствующие ограничения на масштаб нарушения суперсимметрии. Из ограничений *снизу* на константы взаимодействия сголдстино следуют *консервативные ограничения снизу* на масштаб нарушения суперсимметрии. Их получают (см. например [129]) в так называемом унитарном пределе, когда оба масштаба совпадают. Отметим, что это весьма общие ограничения, справедливые вне зависимости от деталей нарушения суперсимметрии или механизма его передачи в видимый сектор. Единственное условие применимости — достаточно лёгкие сголдстино.

Пока нет никаких ни прямых, ни косвенных указаний на существование суперпартнёров частиц СМ, степень нарушения ароматов в секторе скварков и степень нарушения лептонных чисел в секторе слептонов неясны. Как мы обсуждали во Введении и в разделе § 1 главы 2, с наблюдениями согласуется как картина полного нарушения при высоком масштабе масс суперпартнёров, так и картина (весьма) слабого нарушения при массах суперпартнёров в области 1 ТэВ. Исходя из этого, следует отдельно рассмотреть феноменологию моделей, в которых взаимодействия

сголдстино не нарушают кварковый аромат и лептонные числа, и модели с нарушением.

Обсудим модели с сохранением аромата. Феноменология главным образом определяется величиной масс сголдстино. Модели, где сголдстино легче 1 МэВ, можно проверять в низкоэнергетических лабораторных экспериментах [273], например в экспериментах на реакторах, конверсионных экспериментах в сильных магнитных полях и др. Такие сголдстино могут оказывать влияние на протекание астрофизических процессов и играть роль в космологии [274, 275, 276, 273]: они могли бы испортить предсказания стандартного нуклеосинтеза, исказить спектр реликтового излучения, изменить темпы охлаждения звёзд, рождаться при взрывах сверхновых звёзд и т.п. Сголдстино с массами $m_S, m_P \sim 1 \text{ МэВ} \div 1 \text{ ГэВ}$, могли бы появляться в редких распадах мезонов [277, 273], таких как $\Upsilon \rightarrow S(P)\gamma$, $J/\psi \rightarrow S(P)\gamma$. Более тяжёлые сголдстино с массами порядка электрослабого масштаба следует искать среди продуктов столкновения частиц на коллайдерах [120, 121].

Для моделей с сохранением аромата самые сильные ограничения дают астрофизика и космология: $\sqrt{F} \gtrsim 10^6 \text{ ГэВ}$ [274, 273], или $m_{3/2} > 600 \text{ эВ}$, для моделей с $m_{S(P)} < 10 \text{ кэВ}$ и масштабом масс суперпартнёров порядка электрослабого масштаба. Среди лабораторных экспериментов наиболее чувствительными к самым лёгким сголдстино оказываются эксперименты по исследованию распространения лазерного луча в магнитном поле, изначально предложенные для поиска аксиона Печчеи–Куинн [197]. Для промежуточных масс сголдстино (вплоть до нескольких МэВ) ограничения из исследований вспышек сверхновых и реакторных экспериментов дают $\sqrt{F} \gtrsim 300 \text{ ТэВ}$ [273]. Для более тяжёлых сголдстино лабораторные эксперименты (редкие распады мезонов, в частности распады Υ) дают ограничения на уровне $\sqrt{F} \gtrsim 500 \text{ GeV}$ [273], что с учётом отсутствия

признаков суперпартнёров на этом масштабе фактически совпадает с теоретическим ограничением из унитарности, упоминавшимся выше.

На самом деле, прямые поиски таких сголдстино на коллайдерах имеют примерно тот же или даже несколько более высокий уровень чувствительности. Так ограничения из поисков процессов $Z \rightarrow S\bar{f}f, P\bar{f}f$ [278] и $e^+e^- \rightarrow \gamma S, \gamma P$ [277] приводят к $\sqrt{F} \gtrsim 500$ ГэВ для масс суперпартнёров порядка электрослабого масштаба и $\sqrt{F} \gtrsim 1$ ТэВ [279] из поисков $p\bar{p} \rightarrow gS, gP$ при массах глюино $M_3 \simeq 500$ ГэВ. Поиски более тяжёлых сголдстино, хотя в них используются другие наблюдаемые, дают ограничения на масштаб нарушения суперсимметрии того же порядка, то есть на уровне сотен ГэВ [280]. Как показывают оценки, в том числе выполненные в ходе работы над диссертацией, можно ожидать ещё более серьёзные ограничения из анализа данных TeVatron [121] и LHC [123, 124]. Оценки для LHC можно получить из довольно точных оценок чувствительности LHC к хиггсовскому бозону SM. Здесь требуется произвести их перешкалирование [123, 124] для учёта отличия констант связи хиггсовского бозона от аналогичных констант связи сголдстино. При этом следует принять во внимание как различие в константах, ответственных за рождение соответствующих частиц, так и в константах, ответственных за их распад (ведь в данном случае именно по продуктам распада судят о появлении новой частицы в столкновениях протонов), и как результат также учесть различие в ширине резонансов, ожидаемых от бозона Хиггса и сголдстино. Эти коллайдерные эксперименты чувствительны к масштабу нарушения суперсимметрии в области до нескольких ТэВ. Для автоматизации вычисления сечений процессов с образованием сголдстино в столкновениях частиц на коллайдерах сголдстино и гравитино были включены в компьютерный код CompHEP [119].

Модели, где взаимодействия сголдстино с полями SM нарушают аро-

мат (в кварковом и/или лептонном секторах), могут исследоваться в других экспериментах. Как правило, оценки показывают, что чувствительность современных и планируемых установок к масштабу нарушения суперсимметрии в таких моделях значительно выше. Так если для величин недиагональных элементов матрицы квадратов масс скварков принять максимальные феноменологически разрешённые значения, то с масштабом масс суперпартнёров в области 1 ТэВ получают ограничения вплоть до уровня $\sqrt{F} \gtrsim 10^3 - 10^4$ ТэВ [273] для масс сголдстино ниже 5 ГэВ. Ограничения следуют из поиска и исследования деталей редких процессов, в которых кинематически не запрещено прямое рождение сголдстино. Для поисков более тяжёлых сголдстино в моделях с нарушением ароматов есть две возможности. Сголдстино могут рождаться в распадах t -кварка с нарушением аромата, и поиски таких процессов на ЛНС (по-существу, фабрике t -кварков), позволят исследовать суперсимметричные модели с $\sqrt{F} \lesssim 10$ ТэВ [281]. Обмен виртуальными тяжёлыми сголдстино может приводить к квантовым поправкам, дающим вклад в редкие процессы: так вклады сголдстино с массами $m_{S,P} = 100$ GeV в осциллирующие системы нейтральных мезонов ограничен из наблюдений этих систем, так что $\sqrt{F} \gtrsim 10$ ТэВ [281].

В таких моделях прямое исследование сектора нарушения суперсимметрии на действующих и планируемых коллайдерах, вообще говоря, невозможно. Исследование редких процессов с участием сголдстино даёт *уникальную возможность* заглянуть в сектор нарушения, определить масштаб физики, ответственной за спонтанное нарушение суперсимметрии. Отметим однако, что если недиагональные элементы массовых матриц суперпартнёров фермионов СМ меньше их современных ограничений сверху, то ограничения снизу на масштаб нарушения суперсимметрии \sqrt{F} , следующие из поиска и изучения редких процессов с нарушением аро-

мата, также становятся слабее: они масштабируются как квадратный корень соответствующих недиагональных элементов, см. например (2.114), (2.115).

Ниже электрослабого масштаба взаимодействия сголдстино с кварками и глюонами могут сохранять или не сохранять чётность. Если чётность нарушена, то с точки зрения эффективных взаимодействий с адронами между скалярным S и псевдоскалярным сголдстино P нет особых различий⁵. Если же чётность сохраняется, то ситуация становится более интересной [281]: скалярное и псевдоскалярное сголдстино, вообще говоря, следует искать в различных процессах. Ниже мы подробнее рассмотрим феноменологию, а здесь отметим, что сохранение чётности может быть неслучайным. Например, оно естественно в моделях со спонтанно нарушенной лево-правой симметрией, предоставляющей альтернативное аксиону решение сильной CP-проблемы. Пример реализации такой симметрии в суперсимметричном обобщении СМ и оценка величины нарушения чётности (из-за квантовых поправок) в низкоэнергетическом эффективном лагранжиане сголдстино представлены в работе [281].

Сохраняющее чётность низкоэнергетическое взаимодействие псевдоскалярного сголдстино P с кварками удобно записать в следующем виде:

$$\mathcal{L}_{P,q} = -P \cdot (h_{ij}^{(D)} \cdot \bar{d}_i i\gamma^5 d_j + h_{ij}^{(U)} \cdot \bar{u}_i i\gamma^5 u_j) , \quad (2.118)$$

где

$$d_i = (d, s, b) , \quad u_i = (u, c, t) .$$

В общем случае константы связи $h_{ij}^{(D,U)}$ получают вклады от разных слагаемых высокоэнергетического лагранжиана. В частности, всегда есть вклады, пропорциональные лево-правым элементам матрицы квадратов

⁵Если чётность нарушена во взаимодействиях сголдстино с кварками, частица P связана и с псевдоскалярной и со скалярной плотностями, $\bar{q}_i i\gamma^5 q_j$ и $\bar{q}_i q_j$. Если скалярная связь заметная, то низкоэнергетическая феноменология P аналогична феноменологии S .

масс скварков⁶

$$h_{ij}^{(D)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\tilde{m}_{D,ij}^{(LR)2}}{F}, \quad (2.119)$$

$$h_{ij}^{(U)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\tilde{m}_{U,ij}^{(LR)2}}{F}. \quad (2.120)$$

Низкоэнергетические взаимодействия скалярного сголдстино S определяются теми же константами связи (в предположении сохранения чётности),

$$\mathcal{L}_{S,q} = -S \cdot (h_{ij}^{(D)} \cdot \bar{d}_i d_j + h_{ij}^{(U)} \cdot \bar{u}_i u_j). \quad (2.121)$$

В общем случае взаимодействия сголдстино нарушают кварковые ароматы и CP-симметрию. Процессы с изменением аромата и CP-нарушение происходят из-за недиагональных элементов в (эрмитовых) матрицах констант связи $h_{ij}^{(D,U)}$; эти недиагональные элементы в общем случае комплексны. С экспериментальной точки зрения наиболее полно исследована физика самых лёгких мезонов, и для поиска сголдстино интерес представляют каоны. Интересные для этого случая части нарушающих аромат лагранжианов (2.118) и (2.121) имеют вид

$$\mathcal{L}_{P,q} = -P \cdot (h_{12}^{(D)} \cdot \bar{d} i \gamma^5 s + \text{h.c.}), \quad (2.122)$$

$$\mathcal{L}_{S,q} = -S \cdot (h_{12}^{(D)} \cdot \bar{d} s + \text{h.c.}). \quad (2.123)$$

Они обеспечивают основные эффекты в каонной физике: вклады в параметры системы нейтральных каонов и (если кинематически разрешено) появление сголдстино в продуктах распада каонов. Здесь следует различать случаи лёгкого и тяжёлого скалярного сголдстино.

Для случая лёгкого скалярного сголдстино наибольшей чувствительностью к константе $h_{12}^{(D)}$ обладают эксперименты по поиску двухчастичных распадов каонов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm S$, $K_L \rightarrow \pi^0 S$, $K_S \rightarrow \pi^0 S$, которые в

⁶Одно из условий сохранения чётности во взаимодействиях сголдстино с фермионами SM, это эрмитовость лево-правых частей матриц мягких масс, $[\tilde{m}_D^{(LR)2}]^\dagger = \tilde{m}_D^{(LR)2}$, и аналогично для $\tilde{m}_U^{(LR)2}$ и $\tilde{m}_L^{(LR)2}$.

зависимости от канала (последующего) распада сголдстино дают нижнее ограничение на масштаб нарушения суперсимметрии вплоть до 10^3 – 10^4 ТэВ [273], для максимально возможных значений недиагональных элементов матрицы квадратов масс скварков. Ограничения из параметров смешивания нейтральных каонов значительно слабее.

Если же скалярное сголдстино тяжёлое (так что двухчастичный распад на скалярное сголдстино запрещён из кинематики), но псевдоскалярное сголдстино является лёгким, то наибольшей чувствительностью к $h_{12}^{(D)}$ обладают эксперименты по изучению системы нейтральных каонов K^0 – \bar{K}^0 и поиски *трёхчастичных распадов каонов* [281]:

$$K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- P, \quad K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0 P, \quad K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 P$$

Именно такой вариант модели представляет несомненный интерес с точки зрения объяснения аномальных событий, зарегистрированных экспериментом HiperCP [128] и представленных как возможное первое проявление суперсимметрии [127]. Этот эксперимент впервые обнаружил распад $\Sigma^+ \rightarrow p \mu^+ \mu^-$ с парциальной шириной на уровне 10^{-7} – 10^{-8} . Центральное значение измеренной ширины выше чем большинство оценок в рамках СМ, однако не драматично при учёте неопределённостей в величинах адронных матричных элементов. Замечательной особенностью этих (всего лишь) трёх событий является совпадение инвариантных масс двух мюонов в границах погрешности детектора. Это дало повод предположить [128], что зарегистрированные пары $\mu^+ \mu^-$ есть результат распада новой нейтральной частицы X , рождённой в распаде гиперона

$$\Sigma \longrightarrow p + X, \quad X \longrightarrow \mu^+ \mu^-, \quad (2.124)$$

с парциальной шириной

$$\text{Br}(\Sigma \rightarrow p X (X \rightarrow \mu^+ \mu^-)) = [3.1_{-1.9}^{+2.4}(\text{stat}) \pm 1.5(\text{syst})] \times 10^{-8}, \quad (2.125)$$

и массой промежуточного нейтрального состояния

$$m_X = 214.3 \pm 0.5 \text{ МэВ} . \quad (2.126)$$

В качестве феноменологически приемлемого объяснения были предложены [127, 128] суперсимметричные обобщения СМ с лёгкими сголдстино и сохранением чётности [281], а состояние X предложено отождествить с массивным бесспиновым суперпартнёром голдстино.

Такая интерпретация была основана на предварительном исследовании возможного влияния сголдстино на физику гиперонов [131]. После публикации результатов HyperCP она была подробно изучена в работах [129, 137, 125]. Вновь основную роль играют взаимодействия (2.122),(2.123), поскольку именно они приводят к двухчастинным распадам гиперона[131]

$$\Sigma^+ \rightarrow pP , \quad \text{и} \quad \Sigma^+ \rightarrow pS ,$$

соответственно. Темпы этих процессов можно оценить, используя матричные элементы

$$\begin{aligned} \langle p | \bar{s} \gamma^\mu \gamma_5 d | \Sigma^+ \rangle &= B \cdot \bar{u}_p \gamma^\mu \gamma_5 u_\Sigma , \\ \langle p | \bar{s} \gamma^\mu d | \Sigma^+ \rangle &= A \cdot \bar{u}_p \gamma^\mu u_\Sigma , \end{aligned}$$

и пренебрегая зависимостью форм-факторов A и B от внешнего импульса. Изоспиновая симметрия позволяет отождествить их с форм-факторами слабого распада $\Sigma^- \rightarrow ne^- \nu$, так что $A = 1$ и $B = 0.34$ [1]. Тогда

$$\begin{aligned} \langle p | \bar{s} \gamma_5 d | \Sigma^+ \rangle &= -B \frac{m_\Sigma + m_p}{m_s} \cdot \bar{u}_p \gamma_5 u_\Sigma , \\ \langle p | \bar{s} d | \Sigma^+ \rangle &= A \frac{m_\Sigma - m_p}{m_s} \cdot \bar{u}_p u_\Sigma , \end{aligned}$$

где m_s , m_Σ и m_p массы s -кварка, Σ -гиперона и протона, соответственно.

Эти амплитуды приводят к следующим ширинам [131]

$$\Gamma_{\Sigma^+ \rightarrow pP} = \frac{|h_{12}^{(D)}|^2 |B|^2 (m_\Sigma + m_p)^2}{8\pi m_s^2} \left(\left(1 - \frac{m_p}{m_\Sigma}\right)^2 - \frac{m_P^2}{m_\Sigma^2} \right) \cdot q_P, \quad (2.127)$$

$$\Gamma_{\Sigma^+ \rightarrow pS} = \frac{|h_{12}^{(D)}|^2 |A|^2 (m_\Sigma - m_p)^2}{8\pi m_s^2} \left(\left(1 + \frac{m_p}{m_\Sigma}\right)^2 - \frac{m_S^2}{m_\Sigma^2} \right) \cdot q_S, \quad (2.128)$$

где

$$q_X = \frac{1}{2m_\Sigma} \sqrt{\left((m_\Sigma + m_X)^2 - m_p^2 \right) \left((m_\Sigma - m_X)^2 - m_p^2 \right)}, \quad X = S, P.$$

Для центральных значений (2.125), (2.126) из формул (2.127), (2.128) получим

$$\begin{aligned} |h_{12}^{(D)}| \text{Br}^{1/2}(P \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= 3.8 \cdot 10^{-10}, \\ |h_{12}^{(D)}| \text{Br}^{1/2}(S \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= 6.8 \cdot 10^{-11}. \end{aligned} \quad (2.129)$$

В моделях с лёгким скалярным сголдстино наиболее сильное ограничение на $|h_{12}^{(D)}|^2 \text{Br}(S \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ дают поиски двухчастичного распада заряженного каона с последующим распадом сголдстино в $\mu^+ \mu^-$ (см. подробнее в [273])

$$|h_{12}^{(D)}| \text{Br}^{1/2}(S \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 6 \cdot 10^{-12}. \quad (2.130)$$

Таким образом, распад гиперона в протон и сголдстино сильно подавлен в этих моделях, и аномальные события NurexCP нельзя объяснить лёгким скалярным сголдстино. Также нельзя объяснить их лёгким псевдоскалярным сголдстино в моделях с *нарушающими чётность* взаимодействиями сголдстино с кварками, поскольку в них ограничение (2.130) будет распространяться и на псевдоскалярное сголдстино, как мы обсуждали выше. Единственную возможность предоставляют модели с лёгким псевдоскалярным сголдстино и сохранением чётности: в них наиболее сильное ограничение на $h_{12}^{(D)}$ дают исследования системы $K^0 - \bar{K}^0$ и поиски распадов $K \rightarrow \pi\pi P$. Соответствующие ограничения на $h_{12}^{(D)}$ (пока?) выше величины (2.129), так что объяснение приемлемо.

Исходя из оценки величины γ -фактора мюонов аномальных событий и погрешности определения положения вершины распада можно поставить модельно-независимое ограничение сверху на время жизни X -частицы [281]

$$\tau_X \lesssim 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ с} . \quad (2.131)$$

Сголдстино массы (2.126) кинематически может распадаться только в два фотона, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и, возможно, гравитино. Поскольку можно ожидать, что константы связи сголдстино с фермионами (2.115) пропорциональны массам фермионов, вклад моды e^+e^- в полную ширину сголдстино пренебрежимо мал (противоположный случай тоже интересен, см. ниже). Вклад невидимой моды (распад в гравитино) подавлен m_P^2/M_{soft}^2 (см. (2.117) и подробнее [273]), а потому тоже пренебрежимо мал. Следовательно, ширина сголдстино Γ_P насыщается двумя вкладами,

$$\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{m_P^3 M_{\gamma\gamma}^2}{32\pi F^2} , \quad \Gamma(P \rightarrow \mu\bar{\mu}) = \frac{m_P m_\mu^2 A_\mu^2}{16\pi F^2} \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_P^2}\right)^{1/2} . \quad (2.132)$$

При $M_{\gamma\gamma} \sim A_\mu$ второй вклад в (2.132) подавлен на порядок величины из-за фазового объёма. Значит, без сильной иерархии между мягкими параметрами МССМ, сголдстино с массой (2.126) распадается предпочтительно в два фотона. К сожалению, в эксперименте НурегСР не было детектора фотонов, что не позволило сделать проверку такого объяснения аномальных событий⁷.

Из формул (2.131) и (2.132) можно получить ограничение сверху на масштаб нарушения суперсимметрии \sqrt{F} . Для $M_{\gamma\gamma} = A_\mu = 100 \text{ ГэВ}$ получаем $\sqrt{F} \simeq 2.5 \text{ ТэВ}$, а в унитарном пределе, $M_{\gamma\gamma} \sim A_\mu \sim \sqrt{F}$, будет $\sqrt{F} \simeq 60 \text{ ТэВ}$. Таким образом, объяснение событий НурегСР как рождение сголдстино совершенно чётко *указывает на низкий масштаб нару-*

⁷Взаимодействие (2.122) для $M_P = 213.4 \text{ МэВ}$ приводит к распадам барионов $\Omega^- \rightarrow \Xi^- P$ [129], $\Omega_c^0 \rightarrow \Xi_c^0 P$ [137], и здесь предлагаемое объяснение может быть независимо проверено.

шения суперсимметрии.

Отметим, что формулы (2.132) также приводят к *ограничению снизу* на время жизни сголдстино. Самое короткое время жизни получается в унитарном пределе $M_{\gamma\gamma} \sim \sqrt{F}$ и для масштаба \sqrt{F} удовлетворяющего прямым экспериментальным ограничениям. Полагая (весьма) консервативно $\sqrt{F} \sim 500$ ГэВ, получаем

$$\tau_P \gtrsim 1.7 \times 10^{-15} \text{ s} \quad (2.133)$$

для $M_P = 214.3$ МэВ.

В работах [129, 137, 125] изучался вопрос о возможной проверке этого объяснения аномальных событий НурегСР в других экспериментах. В первую очередь здесь следует указать процессы, которые определяются теми же параметрами лагранжиана сголдстино, что и аномалия НурегСР. Наибольший интерес здесь представляют трёхчастичные распады каонов с последующим распадом сголдстино в мюоны, для парциальных ширин которых были получены следующие предсказания (для разных иерархий между действительной и мнимой частями константы $h_{12}^{(D)}$) [129]

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 P(P \rightarrow \mu^+ \mu^-)) = 1.2 \times 10^{-12}, \quad \text{любое } \text{Re}[h_{12}^{(D)}]/\text{Im}[h_{12}^{(D)}]. \quad (2.134)$$

Для $\text{Re}[h_{12}^{(D)}] \simeq 0$, распады K_L^0 подавлены,

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- P(P \rightarrow \mu^+ \mu^-)) \simeq 3.0 \times 10^{-13}, \quad \text{Re}[h_{12}^{(D)}] = 0, \quad (2.135)$$

а в противоположном случае

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- P(P \rightarrow \mu^+ \mu^-)) \simeq 2.4 \times 10^{-9}, \quad \text{Re}[h_{12}^{(D)}] \simeq |h_{12}^{(D)}|, \quad (2.136)$$

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P(P \rightarrow \mu^+ \mu^-)) \simeq 1.2 \times 10^{-8}, \quad \text{Re}[h_{12}^{(D)}] \simeq |h_{12}^{(D)}|. \quad (2.137)$$

С другой стороны, распады K_S^0 подавлены для $\text{Im}[h_{12}^{(D)}] \simeq 0$,

$$\text{Br}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- P(P \rightarrow \mu^+ \mu^-)) \simeq 5.2 \times 10^{-16}, \quad \text{Im}[h_{12}^{(D)}] = 0, \quad (2.138)$$

а без иерархии

$$\text{Br}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- P(P \rightarrow \mu^+\mu^-)) \simeq 4.1 \times 10^{-12}, \quad \text{Im}[h_{12}^{(D)}] \simeq |h_{12}^{(D)}|, \quad (2.139)$$

$$\text{Br}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 P(P \rightarrow \mu^+\mu^-)) \simeq 2.1 \times 10^{-11}, \quad \text{Im}[h_{12}^{(D)}] \simeq |h_{12}^{(D)}|. \quad (2.140)$$

Эти оценки получены в лидирующем порядке киральной теории возмущений; моды с нейтральными пионами доминируют над аналогичными с заряженными пионами из-за большего фазового объёма. Полученные предсказания позволили выполнить проверку модели в экспериментах E391a и E799 [134, 135]. Отсутствие сигнала исключает модель с заметной действительной частью константы $h_{12}^{(D)}$. Дальнейшей проверке требует случай (сугубо) мнимой константы связи, $\text{Re}[h_{12}^{(D)}] \simeq 0$.

Для темпов аналогичных процессов со сголдстино, распадающимся в два фотона, получаем те же числа, умноженные на фактор $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(P \rightarrow \mu^+\mu^-)$. Он не фиксируется из результатов НурегСР, и в принципе может достигать больших величин, так что темп процессов $K \rightarrow \pi\pi P(P \rightarrow \gamma\gamma)$ может быть существенно выше. Отсутствие подобных процессов не закрывает предложенного объяснения, но их обнаружение (здесь важно совпадение инвариантной массы двух фотонов с массой сголдстино), было бы подтверждением нового резонанса.

В работе [129] было предложено искать сголдстино на e^+e^- коллайдере в процессах $e^+e^- \rightarrow \gamma P$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^- P$ с последующим распадом сголдстино в мюоны или фотоны, и были даны зависящие от времени жизни сголдстино и отношения $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(P \rightarrow \mu^+\mu^-)$ предсказания для темпов соответствующих процессов. В работе [137] было предложено искать сголдстино массы (2.126) в редких распадах B - и D -мезонов в векторный мезон и сголдстино, а также в распадах векторных мезонов в сголдстино и фотон. Предсказания для темпов этих распадов модельно-зависимы, и часть пространства параметров уже закрыта экспериментом

Belle [138]. Наконец, работа [125] посвящена исследованию двухсголдстиного лагранжиана взаимодействий (2.116). Наиболее чувствительными к этим константам связи оказываются распады с рождением пары сголдстино: $t \rightarrow cSP$, $\tau \rightarrow \mu SP$, $B_s \rightarrow SP$, $B \rightarrow K^{(*)}SP$, $D \rightarrow SP$. Эти процессы доступны для исследования в экспериментах на LHC, где наиболее перспективным представляется распад каждого сголдстино в пару мюонов. В работе [125] представлены численные оценки парциальных ширин этих процессов для массы псевдоскалярного сголдстино (2.126), оказавшихся на уровне вплоть до $10^{-4} - 10^{-7}$, доступном для проверки в эксперименте LHCb.

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты.

- В модели ν MSM предложены способы прямой экспериментальной проверки сектора 2-х тяжёлых нейтрино, отвечающих за появление масс активных нейтрино (механизм качелей) и генерацию барионной асимметрии Вселенной. Для масс нейтрино менее 5 ГэВ вычислены верхние и нижние ограничения для ширин 2-х и 3-х частичных распадов мезонов и τ -лептонов. Сделаны оценки максимального и минимального сигнала от распадов стерильных нейтрино, рождённых в эксперименте с пучком на мишени для работающих интенсивных пучков высокоэнергетических протонов.
- Исследован механизм разогрева Вселенной в модели инфляции на поле Хиггса SM. Получена оценка для величины температуры разогрева.
- Предложен механизм генерации барионной асимметрии в модели с инфляцией на поле Хиггса SM.
- Предложен реалистичный способ прямой и полной экспериментальной проверки перенормируемой модели хаотической инфляции с четвертичным самодействием и разогревом через связь квадрата поля инфлатона с квадратом хиггсовского дублета, в которой инфлатон может быть легче 2 ГэВ.
- В инфляционной модели Старобинского предложен механизм гравитационного рождения частиц тёмной материи и тяжёлых стерильных нейтрино, чей распад сопровождается появлением лептонной асимметрии. Вычислены величины масс частиц тёмной материи и тяжёлых лептонов, при которых проблемы тёмной мате-

рии, нейтринных осцилляций и барионной асимметрии оказываются решёнными одновременно.

- В моделях с низкоэнергетическим нарушением суперсимметрии исследована феноменология лёгких столдстино. Предложены различные способы прямого поиска этих частиц. Из существующих экспериментальных данных получены ограничения на масштаб нарушения суперсимметрии в этих моделях.
- Найден класс суперсимметричных обобщений Стандартной модели, допускающий лёгкое гравитино в качестве тёплой тёмной материи.
- Предложена модификация минимального суперсимметричного обобщения Стандартной модели с расщепленным спектром суперпартнёров и дополнительным скаляром, допускающая электрослабый бариогенезис и естественным образом включающая тёмную материю. В модели получены предсказания для величин электрических дипольных моментов нейтрона и электрона, позволяющие проверить механизм генерации барионной асимметрии.

В заключение автор хотел бы выразить глубокую признательность своим ближайшим коллегам и соавторам Ф. Л. Безрукову, С. В. Демидову, В. А. Рубакову, М. Е. Шапошникову за многочисленные полезные обсуждения и результативную совместную работу.

Автор признателен своим соавторам В. А. Ильину, Н. В. Красникову, Б. Меле, А. Г. Панину, А. В. Семёнову, А. А. Хмельницкому, за плодотворные дискуссии и успешное сотрудничество в работе над частью проблем, обсуждающихся в диссертации.

Автор признателен А. О. Барвинскому, В. Н. Болотову, М. А. Васильеву, М. И. Высоцкому, С. И. Гниненко, А. И. Голутвину, А. А. Долгову, С. Л. Дубовскому, Ю. Г. Куденко, В. А. Кузьмину, М. В. Либанову,

Д. Г. Левкову, Э. Я. Нугаеву, В. Н. Образцову, П. Н. Пахлову, С. Р. Рамазанову, Р. Ратацци, С. М. Сибирякову, А. А. Старобинскому, П. Г. Тинякову, И. И. Ткачеву, С. В. Троицкому, А. Чикуччи, за интересные и плодотворные обсуждения.

Хочется отметить гостеприимство Федерального политехнического института Лозанны, где проводилась работа над некоторыми идеями, вошедшими в диссертацию. Автор благодарен всему коллективу Отдела теоретической физики ИЯИ РАН за уникальную творческую атмосферу, делающую научную деятельность не только результативной, но и увлекательной.

Часть исследований, вошедших в диссертацию, была поддержана грантами и стипендиями Фонда «Династия», Фонда содействия отечественной науке, INTAS, SSF, РФФИ и Роснауки.

Литература

- [1] <http://pdg.lbl.gov>
- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector at the LHC,” Phys. Lett. B **710** (2012) 49 [arXiv:1202.1408 [hep-ex]]; G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [3] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$,” Phys. Lett. B **710** (2012) 26 [arXiv:1202.1488 [hep-ex]]; S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [4] Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. –4-е изд., испр. — М., Наука. –1984. –600 с.
- [5] Ициксон К., Зюбер Ж.-Б. Квантовая теория поля в 2 т.: Пер. с англ. — М., Мир. –1984.
- [6] Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т. Общие принципы квантовой теории поля. – М., Наука. –1987. –616 с.
- [7] Вайнберг С. Квантовая теория поля в 3 т. –М., УРСС. –2003.
- [8] Glashow S. L. Partial symmetry of weak interactions. // – Nucl. Phys. –1961. –22. –p.579–588.
- [9] Weinberg S. A model of leptons. // –Phys. Rev. Lett. –1967. –19. –p.1264–1266.

- [10] Salam A. Weak and electromagnetic interactions of leptons. // -In: Proc. of the Nobel Symposium of Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm. -Lerum. -1968. -p.367-381.
- [11] Aoyama T., Hayakawa M., Kinoshita T., Nio M. Revised value of the eighth-order QED contribution to the anomalous magnetic moment of the electron. -Phys. Rev. -2008. -D77. -p.053012.
- [12] Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. // К вопросу о составных моделях в теории элементарных частиц. -Дубна. -1965. -13 с. (Препринт ОИЯИ, Д-1986).
- [13] Han M. Y., Nambu Y. Three-triplet model with double $SU(3)$ symmetry. -Phys. Rev. -1965. -B139. -p.1038-1040.
- [14] Fritzsch H., Gell-Mann M., Leutwyler H. Advantages of the colour octet gluon picture. // -Phys. Lett. B -1973. -47. -p.365-368.
- [15] C. Giunti and C. W. Kim, "Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics," Oxford, UK: Univ. Pr. (2007) 710 p.
- [16] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], "PAMELA results on the cosmic-ray antiproton flux from 60 MeV to 180 GeV in kinetic energy," Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 121101 [arXiv:1007.0821 [astro-ph.HE]].
- [17] K. A. Olive, G. Steigman and T. P. Walker, "Primordial nucleosynthesis: Theory and observations," Phys. Rept. **333** (2000) 389 [astro-ph/9905320].
- [18] E. Komatsu *et al.* [WMAP Collaboration], "Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation," Astrophys. J. Suppl. **192** (2011) 18 [arXiv:1001.4538 [astro-ph.CO]].
- [19] А. Д. Сахаров, Начальная стадия расширения Вселенной и возникновение неоднородности распределения вещества. - ЖЭТФ 49 (1965) 345.

- [20] D. J. Eisenstein *et al.* [SDSS Collaboration], “Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies,” *Astrophys. J.* **633** (2005) 560 [astro-ph/0501171].
- [21] А. Д. Сахаров, Нарушение CP-инвариантности, C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной. – *ЖЭТФ, Письма в редакцию* 5 (1967) 32.
- [22] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, “On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe,” *Phys. Lett. B* **155** (1985) 36.
- [23] M. Fukugita and T. Yanagida, “Baryogenesis Without Grand Unification,” *Phys. Lett. B* **174** (1986) 45.
- [24] В. А. Рубаков, М. Е. Шапошников, “Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц при высоких энергиях,” *Усп. физ. наук.* **166** (1996) 493.
- [25] D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, “How to find neutral leptons of the nuMSM?,” *JHEP* **0710** (2007) 015 [arXiv:0705.1729 [hep-ph]].
- [26] A. Atre, T. Han, S. Pascoli and B. Zhang, *JHEP* **0905** (2009) 030 [arXiv:0901.3589 [hep-ph]].
- [27] O. Ruchayskiy and A. Ivashko, “Experimental bounds on sterile neutrino mixing angles,” arXiv:1112.3319 [hep-ph].
- [28] Шайхиев А. Т., Куденко Ю. Г., Хотянцев А. Н. Поиск тяжёлых нейтрино в распадах положительно заряженных каонов, *ЯФ* **74** (2011) 814.
- [29] S. Tremaine and J. E. Gunn, “Dynamical Role of Light Neutral Leptons in Cosmology,” *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 407.
- [30] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy and D. Iakubovskiy, “A Lower bound on the mass of Dark Matter particles,” *JCAP* **0903** (2009) 005 [arXiv:0808.3902 [hep-ph]].

- [31] D. Gorbunov, A. Khmelnitsky and V. Rubakov, “Constraining sterile neutrino dark matter by phase-space density observations,” JCAP **0810** (2008) 041 [arXiv:0808.3910 [hep-ph]].
- [32] M. Laine and M. Shaposhnikov, “Sterile neutrino dark matter as a consequence of nuMSM-induced lepton asymmetry,” JCAP **0806** (2008) 031 [arXiv:0804.4543 [hep-ph]].
- [33] M. Shaposhnikov, “Baryon asymmetry of the universe and neutrinos,” Prog. Theor. Phys. **122** (2009) 185.
- [34] L. Canetti and M. Shaposhnikov, “Baryon Asymmetry of the Universe in the NuMSM,” JCAP **1009** (2010) 001 [arXiv:1006.0133 [hep-ph]].
- [35] E. K. Akhmedov, V. A. Rubakov and A. Y. Smirnov, “Baryogenesis via neutrino oscillations,” Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1359 [hep-ph/9803255].
- [36] А. Ф. Захаров, *Гравитационные линзы и микролинзы*. — М.: Издательство Янус-К, 1997. — 328 с.
- [37] J. -P. Kneib *et al.*, “A wide field hubble space telescope study of the cluster Cl0024+1654 at Z=0.4. 2. The cluster mass distribution,” Astrophys. J. **598** (2003) 804 [astro-ph/0307299].
- [38] Горбунов Д. С., Рубаков В. А., *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва*. — М.: Издательство ЛКИ, 2008. — 552 с.
- [39] Горбунов Д. С., Рубаков В. А., *Введение в теорию ранней Вселенной: Космологические возмущения. Инфляционная теория*. — М.: Издательство КРАСАНД, 2010. — 568 с.
- [40] П. Д. Насельский, Д. И. Новиков, И. Д. Новиков, *Реликтовое излучение Вселенной*, Наука, Москва, 2003.

- [41] W. J. Percival *et al.*, “Measuring the Baryon Acoustic Oscillation scale using the SDSS and 2dFGRS,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **381** (2007) 1053 [arXiv:0705.3323 [astro-ph]].
- [42] T. Asaka, S. Blanchet and M. Shaposhnikov, “The nuMSM, dark matter and neutrino masses,” *Phys. Lett. B* **631** (2005) 151 [hep-ph/0503065].
- [43] T. Asaka and M. Shaposhnikov, “The nuMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe,” *Phys. Lett. B* **620** (2005) 17 [hep-ph/0505013].
- [44] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy and M. Shaposhnikov, “The Role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **59** (2009) 191 [arXiv:0901.0011 [hep-ph]].
- [45] S. R. Coleman and E. J. Weinberg, “Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking,” *Phys. Rev. D* **7** (1973) 1888.
- [46] F. Vissani, “Do experiments suggest a hierarchy problem?,” *Phys. Rev. D* **57** (1998) 7027 [hep-ph/9709409].
- [47] T. Akiri *et al.* [LBNE Collaboration], “The 2010 Interim Report of the Long-Baseline Neutrino Experiment Collaboration Physics Working Groups,” arXiv:1110.6249 [hep-ex].
- [48] <http://j-parc.jp/en/AccSci.html>
- [49] [http://www-numi.fnal.gov/numwork/tdh/
TDH_V2_3_DesignParameters.pdf](http://www-numi.fnal.gov/numwork/tdh/TDH_V2_3_DesignParameters.pdf)
- [50] [http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/
Beam%20Performance/BeamPerfor.htm](http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/Beam%20Performance/BeamPerfor.htm)
- [51] <http://www-e815.fnal.gov/>
- [52] R. Aaij *et al.*: Letter of Intent for the LHCb Upgrade, CERN-LHCC-2011-001 (29.03.2011).

- [53] T. Adams *et al.* [NuSOnG Collaboration], “Terascale Physics Opportunities at a High Statistics, High Energy Neutrino Scattering Experiment: NuSOnG,” *Int. J. Mod. Phys. A* **24** (2009) 671 [arXiv:0803.0354 [hep-ph]].
- [54] S. R. Mishra, R. Petti and C. Rosenfeld, “A High Resolution Neutrino Experiment in a Magnetic Field for Project-X at Fermilab,” *PoS NUFACT* **08** (2008) 069 [arXiv:0812.4527 [hep-ex]].
- [55] A. H. Guth, “The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems,” *Phys. Rev. D* **23** (1981) 347.
- [56] A. A. Starobinsky, “A New Type of Isotropic Cosmological Models Without Singularity,” *Phys. Lett. B* **91** (1980) 99.
- [57] A. D. Linde, “A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems,” *Phys. Lett. B* **108** (1982) 389.
- [58] A. Albrecht and P. J. Steinhardt, “Cosmology for Grand Unified Theories with Radiatively Induced Symmetry Breaking,” *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1220.
- [59] A. D. Linde, “Chaotic Inflation,” *Phys. Lett. B* **129** (1983) 177.
- [60] V. F. Mukhanov and G. V. Chibisov, *JETP Lett.* **33** (1981) 532 [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33** (1981) 549].
- [61] F. L. Bezrukov and M. Shaposhnikov, “The Standard Model Higgs boson as the inflaton,” *Phys. Lett. B* **659** (2008) 703 [arXiv:0710.3755 [hep-th]].
- [62] B. L. Spokoiny, “Inflation And Generation Of Perturbations In Broken Symmetric Theory Of Gravity,” *Phys. Lett. B* **147** (1984) 39.
- [63] D. S. Salopek, J. R. Bond and J. M. Bardeen, “Designing Density Fluctuation Spectra in Inflation,” *Phys. Rev. D* **40** (1989) 1753.

- [64] D. I. Kaiser, “Primordial spectral indices from generalized Einstein theories,” *Phys. Rev. D* **52** (1995) 4295 [astro-ph/9408044].
- [65] F. Bezrukov and D. Gorbunov, “Light inflaton Hunter’s Guide,” *JHEP* **1005** (2010) 010 [arXiv:0912.0390 [hep-ph]].
- [66] A. Anisimov, Y. Bartocci and F. L. Bezrukov, “Inflaton mass in the nuMSM inflation,” *Phys. Lett. B* **671** (2009) 211 [arXiv:0809.1097 [hep-ph]].
- [67] M. Shaposhnikov and I. Tkachev, “The nuMSM, inflation, and dark matter,” *Phys. Lett. B* **639** (2006) 414 [hep-ph/0604236].
- [68] A. Vilenkin, “Classical And Quantum Cosmology Of The Starobinsky Inflationary Model,” *Phys. Rev. D* **32** (1985) 2511.
- [69] D. S. Gorbunov and A. G. Panin, “Scalaron the mighty: producing dark matter and baryon asymmetry at reheating,” *Phys. Lett. B* **700** (2011) 157 [arXiv:1009.2448 [hep-ph]].
- [70] G. Lazarides and Q. Shafi, “Origin of matter in the inflationary cosmology,” *Phys. Lett. B* **258** (1991) 305.
- [71] F. Bezrukov and D. Gorbunov, “Distinguishing between R^2 -inflation and Higgs-inflation,” *Phys. Lett. B* **713** (2012) 365 [arXiv:1111.4397 [hep-ph]].
- [72] PLANCK Collaboration, PLANCK the scientific programme, http://www.rssd.esa.int/SA/PLANCK/docs/Bluebook-ESA-SCI%282005%291_V2.pdf (2005).
- [73] D. Baumann *et al.* [CMBPol Study Team Collaboration], “CMBPol Mission Concept Study: Probing Inflation with CMB Polarization,” *AIP Conf. Proc.* **1141** (2009) 10 [arXiv:0811.3919 [astro-ph]].
- [74] K. Jedamzik, M. Lemoine and J. Martin, “Generation of gravitational waves during early structure formation between cosmic inflation and reheating,” *JCAP* **1004** (2010) 021 [arXiv:1002.3278 [astro-ph.CO]].

- [75] S. Kawamura *et al.* The japanese space gravitational wave antenna: Decigo, *Classical and Quantum Gravity* **28** (9) (2011) 094011. URL: http://tamago.mtk.nao.ac.jp/decigo/index_E.html
- [76] F. Bezrukov, D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, “On initial conditions for the Hot Big Bang,” *JCAP* **0906** (2009) 029 [arXiv:0812.3622 [hep-ph]].
- [77] J. Garcia-Bellido, D. G. Figueroa and J. Rubio, “Preheating in the Standard Model with the Higgs-Inflaton coupled to gravity,” *Phys. Rev. D* **79** (2009) 063531 [arXiv:0812.4624 [hep-ph]].
- [78] F. Bezrukov and M. Shaposhnikov, “Standard Model Higgs boson mass from inflation: Two loop analysis,” *JHEP* **0907** (2009) 089 [arXiv:0904.1537 [hep-ph]].
- [79] C. P. Burgess, H. M. Lee and M. Trott, “Power-counting and the Validity of the Classical Approximation During Inflation,” *JHEP* **0909** (2009) 103 [arXiv:0902.4465 [hep-ph]].
- [80] J. L. F. Barbon and J. R. Espinosa, “On the Naturalness of Higgs Inflation,” *Phys. Rev. D* **79** (2009) 081302 [arXiv:0903.0355 [hep-ph]].
- [81] F. Bezrukov, A. Magnin, M. Shaposhnikov and S. Sibiryakov, “Higgs inflation: consistency and generalisations,” *JHEP* **1101** (2011) 016 [arXiv:1008.5157 [hep-ph]].
- [82] S. Weinberg, in *General Relativity: An Einstein centenary survey*, edited by S. W. Hawking and W. Israel (Cambridge University Press, 1979), chapter 16, p. 790.
- [83] M. Shaposhnikov and C. Wetterich, “Asymptotic safety of gravity and the Higgs boson mass,” *Phys. Lett. B* **683** (2010) 196 [arXiv:0912.0208 [hep-th]].

- [84] F. Bezrukov, D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, “Late and early time phenomenology of Higgs-dependent cutoff,” *JCAP* **1110** (2011) 001 [arXiv:1106.5019 [hep-ph]].
- [85] S. Weinberg, “Varieties of Baryon and Lepton Nonconservation,” *Phys. Rev. D* **22** (1980) 1694.
- [86] E. Gildener, “Gauge Symmetry Hierarchies,” *Phys. Rev. D* **14** (1976) 1667.
- [87] L. Susskind, “Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory,” *Phys. Rev. D* **20** (1979) 2619.
- [88] J. Iliopoulos and B. Zumino, “Broken Supergauge Symmetry and Renormalization,” *Nucl. Phys. B* **76** (1974) 310.
- [89] I. Affleck and M. Dine, “A New Mechanism for Baryogenesis,” *Nucl. Phys. B* **249** (1985) 361.
- [90] М. Грин, Дж. Шварц, Э. Виттен, Теория суперструн в 2-х т, М., Мир, 1990.
- [91] T. Appelquist and J. Carazzone, “Infrared Singularities and Massive Fields,” *Phys. Rev. D* **11** (1975) 2856.
- [92] N. Arkani-Hamed and S. Dimopoulos, “Supersymmetric unification without low energy supersymmetry and signatures for fine-tuning at the LHC,” *JHEP* **0506** (2005) 073 [hep-th/0405159].
- [93] G. F. Giudice and A. Romanino, “Split supersymmetry,” *Nucl. Phys. B* **699** (2004) 65 [Erratum-ibid. *B* **706** (2005) 65] [hep-ph/0406088].
- [94] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. F. Giudice and A. Romanino, “Aspects of split supersymmetry,” *Nucl. Phys. B* **709** (2005) 3 [hep-ph/0409232].
- [95] H. P. Nilles, “Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics,” *Phys. Rept.* **110** (1984) 1.

- [96] M. S. Carena, M. Quiros and C. E. M. Wagner, “Opening the window for electroweak baryogenesis,” *Phys. Lett. B* **380** (1996) 81 [hep-ph/9603420].
- [97] M. Quiros and M. Seco, “Electroweak baryogenesis in the MSSM,” *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **81** (2000) 63 [hep-ph/9903274].
- [98] D. S. Gorbunov, “On electroweak baryogenesis in gauge mediated models with messenger - matter mixing,” *Mod. Phys. Lett. A* **15** (2000) 207 [hep-ph/0001300].
- [99] S. V. Demidov and D. S. Gorbunov, “Non-minimal Split Supersymmetry,” *JHEP* **0702** (2007) 055 [hep-ph/0612368].
- [100] T. Moroi, H. Murayama and M. Yamaguchi, “Cosmological constraints on the light stable gravitino,” *Phys. Lett. B* **303** (1993) 289.
- [101] G. Kauffmann, S. D. M. White and B. Guiderdoni, “The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **264** (1993) 201.
- [102] A. A. Klypin, A. V. Kravtsov, O. Valenzuela and F. Prada, “Where are the missing Galactic satellites?,” *Astrophys. J.* **522** (1999) 82 [astro-ph/9901240].
- [103] B. Moore *et al.*, “Dark matter substructure within galactic halos,” *Astrophys. J.* **524** (1999) L19 [astro-ph/9907411].
- [104] J. Diemand, M. Kuhlen and P. Madau, “Dark matter substructure and gamma-ray annihilation in the Milky Way halo,” *Astrophys. J.* **657** (2007) 262 [astro-ph/0611370].
- [105] B. Moore, “Evidence against dissipationless dark matter from observations of galaxy haloes,” *Nature* **370** (1994) 629.
- [106] W. J. G. de Blok, S. S. McGaugh, A. Bosma and V. C. Rubin, “Mass density profiles of LSB galaxies,” *Astrophys. J.* **552** (2001) L23 [astro-ph/0103102].

- [107] J. D. Simon *et al.*, “High-resolution measurements of the halos of four dark matter-dominated galaxies: Deviations from a universal density profile,” *Astrophys. J.* **621** (2005) 757 [astro-ph/0412035].
- [108] J. Sommer-Larsen and A. Dolgov, “Formation of disk galaxies: warm dark matter and the angular momentum problem,” *Astrophys. J.* **551** (2001) 608 [astro-ph/9912166].
- [109] D. N. Chen and Y. P. Jing, “The angular momentum distribution within halos in different dark matter models,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **336** (2002) 55 [astro-ph/0201520].
- [110] M. Goetz and J. Sommer-Larsen, “Galaxy formation: warm dark matter, missing satellites, and the angular momentum problem,” *Astrophys. Space Sci.* **284** (2003) 341 [astro-ph/0210599].
- [111] P. Bode, J. P. Ostriker and N. Turok, “Halo formation in warm dark matter models,” *Astrophys. J.* **556** (2001) 93 [astro-ph/0010389].
- [112] V. Avila-Reese *et al.*, “Formation and structure of halos in a warm dark matter cosmology,” *Astrophys. J.* **559** (2001) 516 [astro-ph/0010525].
- [113] C. J. Hogan and J. J. Dalcanton, “New dark matter physics: clues from halo structure,” *Phys. Rev. D* **62** (2000) 063511 [astro-ph/0002330].
- [114] J. J. Dalcanton and C. J. Hogan, “Halo cores and phase space densities: Observational constraints on dark matter physics and structure formation,” *Astrophys. J.* **561** (2001) 35 [astro-ph/0004381].
- [115] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика.* // –М., Наука. –1988. –215 с.
- [116] D. Lynden-Bell, “Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **136** (1967) 101.
- [117] D. Gorbunov, A. Khmelnitsky and V. Rubakov, “Is gravitino still a warm dark matter candidate?,” *JHEP* **0812** (2008) 055 [arXiv:0805.2836 [hep-ph]].

- [118] A. Brignole, F. Feruglio and F. Zwirner, “Aspects of spontaneously broken $N=1$ global supersymmetry in the presence of gauge interactions,” Nucl. Phys. B **501** (1997) 332 [hep-ph/9703286].
- [119] D. S. Gorbunov and A. V. Semenov, “CompHEP package with light gravitino and sgoldstinos,” hep-ph/0111291.
- [120] E. Perazzi, G. Ridolfi and F. Zwirner, “Signatures of massive sgoldstinos at $e^+ e^-$ colliders,” Nucl. Phys. B **574** (2000) 3 [hep-ph/0001025].
- [121] E. Perazzi, G. Ridolfi and F. Zwirner, “Signatures of massive sgoldstinos at hadron colliders,” Nucl. Phys. B **590** (2000) 287 [hep-ph/0005076].
- [122] D. Gorbunov, V. Ilyin and B. Mele, “Sgoldstino events in top decays at LHC,” Phys. Lett. B **502** (2001) 181 [hep-ph/0012150].
- [123] D. S. Gorbunov and N. V. Krasnikov, “Prospects for sgoldstino search at the LHC,” JHEP **0207** (2002) 043 [hep-ph/0203078].
- [124] S. V. Demidov and D. S. Gorbunov, “LHC prospects in searches for neutral scalars in $pp \rightarrow \gamma \gamma + \text{jet}$: SM Higgs boson, radion, sgoldstino,” Phys. Atom. Nucl. **69** (2006) 712 [hep-ph/0405213].
- [125] S. V. Demidov and D. S. Gorbunov, “Flavor violating processes with sgoldstino pair production,” Phys. Rev. D **85** (2012) 077701 [arXiv:1112.5230 [hep-ph]].
- [126] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “The CMS experiment at the CERN LHC,” JINST **3** (2008) S08004.
- [127] <http://www.fnal.gov/pub/news05/HyperCP.html>
- [128] H. Park *et al.* [HyperCP Collaboration], “Evidence for the decay $\Sigma^+ \rightarrow p \mu^+ \mu^-$,” Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 021801 [hep-ex/0501014].
- [129] D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, “On sgoldstino interpretation of HyperCP events,” Phys. Rev. D **73** (2006) 035002 [hep-ph/0509147].

- [130] M. Pospelov, “Secluded U(1) below the weak scale,” *Phys. Rev. D* **80** (2009) 095002 [arXiv:0811.1030 [hep-ph]].
- [131] D. S. Gorbunov, “Hyperon physics with light sgoldstino,” in Proc. of the 13th Int. Sem. "QUARKS'2004 May 24-30, 2005, Eds. D. G. Levkov, V. A. Matveev, V. A. Rubakov, INR RAS, Vol.I, 472-481.
- [132] R. Appel *et al.* [E865 Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4482 [hep-ex/9907045].
- [133] J. R. Batley *et al.* [NA48/2 Collaboration], “Precise measurement of the $K_{+-} \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ decay,” *Phys. Lett. B* **677** (2009) 246 [arXiv:0903.3130 [hep-ex]].
- [134] Y. C. Tung *et al.* [E391a Collaboration], “Search for a light pseudoscalar particle in the decay $K_0(L) \rightarrow \pi^0 \pi^0 X$,” *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 051802 [arXiv:0810.4222 [hep-ex]].
- [135] E. Abouzaid *et al.* [KTeV Collaboration], “Search for the Rare Decays $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \mu^+ \mu^-$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 X^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \mu^+ \mu^-$,” *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 201803 [arXiv:1105.4800 [hep-ex]].
- [136] O. G. Tchikilev *et al.*, “Search for light pseudoscalar sgoldstino in K-decays,” *Phys. Lett. B* **602** (2004) 149 [hep-ex/0308061].
- [137] S. V. Demidov and D. S. Gorbunov, “More about sgoldstino interpretation of HyperCP events,” *JETP Lett.* **84** (2007) 479 [hep-ph/0610066].
- [138] H. J. Hyun *et al.* [Belle Collaboration], “Search for a Low Mass Particle Decaying into $\mu^+ \mu^-$ in $B^0 \rightarrow K^{*0} X$ and $B^0 \rightarrow \rho^0 X$ at Belle,” *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 091801 [arXiv:1005.1450 [hep-ex]].
- [139] J. Albrecht *et al.* [LHCb Collaboration] “Search for the rare decays $B_s \rightarrow \mu \mu \mu \mu$ and $B \rightarrow \mu \mu \mu \mu$,” LHCb-CONF-2012-010-001.
- [140] M. Shaposhnikov, “A possible symmetry of the nuMSM,” *Nucl. Phys. B* **763** (2007) 49 [hep-ph/0605047].

- [141] A. Boyarsky, *et al.*, “Strategy for Searching for a Dark Matter Sterile Neutrino,” *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 261302 [astro-ph/0603660].
- [142] A. Strumia and F. Vissani, “Implications of neutrino data circa 2005,” *Nucl. Phys. B* **726** (2005) 294 [arXiv:hep-ph/0503246].
- [143] L. Canetti, M. Drewes, T. Frossard and M. Shaposhnikov, “Dark Matter, Baryogenesis and Neutrino Oscillations from Right Handed Neutrinos,” arXiv:1208.4607 [hep-ph].
- [144] B. Pontecorvo, “Mesonium And Antimesonium,” *Sov. Phys. JETP* **6** (1957) 429; “Inverse Beta Processes And Nonconservation Of Lepton Charge,” *Sov. Phys. JETP* **7** (1958) 172; Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, “Remarks On The Unified Model Of Elementary Particles,” *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870.
- [145] A. Boyarsky, A. Neronov, O. Ruchayskiy and M. Shaposhnikov, “The masses of active neutrinos in the nuMSM from X-ray astronomy,” *Pis'ma v ZhETF* **83** (2006) 165 [arXiv:hep-ph/0601098].
- [146] T. Asaka, M. Laine and M. Shaposhnikov, *JHEP* **0701** (2007) 091 [arXiv:hep-ph/0612182].
- [147] A. D. Dolgov, S. H. Hansen, G. Raffelt and D. V. Semikoz, “Heavy sterile neutrinos: Bounds from big-bang nucleosynthesis and SN 1987A,” *Nucl. Phys. B* **590** (2000) 562 [arXiv:hep-ph/0008138].
- [148] O. Ruchayskiy and A. Ivashko, “Restrictions on the lifetime of sterile neutrinos from primordial nucleosynthesis,” arXiv:1202.2841 [hep-ph].
- [149] S. Ramazanov, “Semileptonic decays of charmed and beauty baryons with sterile neutrinos in the final state,” *Phys. Rev. D* **79** (2009) 077701 [arXiv:0810.0660 [hep-ph]].
- [150] G. Bernardi *et al.*, “Search For Neutrino Decay,” *Phys. Lett. B* **166** (1986) 479.

- [151] G. Bernardi *et al.*, “Further Limits On Heavy Neutrino Couplings,” *Phys. Lett. B* **203** (1988) 332.
- [152] A. Kusenko, S. Pascoli and D. Semikoz, “New bounds on MeV sterile neutrinos based on the accelerator and super-Kamiokande results,” *JHEP* **0511** (2005) 028 [arXiv:hep-ph/0405198].
- [153] A. D. Dolgov, S. H. Hansen, G. Raffelt and D. V. Semikoz, “Cosmological and astrophysical bounds on a heavy sterile neutrino and the KARMEN anomaly,” *Nucl. Phys. B* **580** (2000) 331 [arXiv:hep-ph/0002223].
- [154] L. M. Johnson, D. W. McKay and T. Bolton, “Extending sensitivity for low-mass neutral heavy lepton searches,” *Phys. Rev. D* **56** (1997) 2970 [arXiv:hep-ph/9703333].
- [155] S. Stone, “Measurement of $D_s^+ \rightarrow l^+ \nu$ and the decay constant f_{D_s} ,” arXiv:hep-ex/0610026.
- [156] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, “Parton Fragmentation and String Dynamics,” *Phys. Rept.* **97** (1983) 31.
- [157] M. G. Bowler, “ $e^+ e^-$ Production of Heavy Quarks in the String Model,” *Z. Phys. C* **11** (1981) 169.
- [158] R. E. Shrock, “General Theory Of Weak Processes Involving Neutrinos. 2. Pure Leptonic Decays,” *Phys. Rev. D* **24** (1981) 1275.
- [159] M. Gronau, C. N. Leung and J. L. Rosner, “Extending Limits On Neutral Heavy Leptons,” *Phys. Rev. D* **29** (1984) 2539.
- [160] R. Ammar *et al.*, “D-MESON PRODUCTION IN 800-GEV/C P PINTERACTIONS,” *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2185.
- [161] K. Kodama *et al.* [Fermilab E653 Collaboration], “Charm meson production in 800-GeV/c proton - emulsion interactions,” *Phys. Lett. B* **263** (1991) 573.

- [162] M. Aguilar-Benitez *et al.* [LEBC-EHS Collaboration], “D MESON PRODUCTION FROM 400-GeV/c p p INTERACTIONS,” *Phys. Lett. B* **189** (1987) 476 [Erratum-ibid. **208B** (1988) 530].
- [163] D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, “Search for GeV-scale sterile neutrinos responsible for active neutrino masses and baryon asymmetry of the Universe,” Contribution to Open Symposium - European Strategy Preparatory Group, Krakow, Poland, September 2012, <https://indico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=17&confId=175067>.
- [164] E. Komatsu *et al.* [WMAP Collaboration], “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation,” *Astrophys. J. Suppl.* **180** (2009) 330 [arXiv:0803.0547 [astro-ph]].
- [165] S. Tsujikawa and B. Gumjudpai, “Density perturbations in generalized Einstein scenarios and constraints on nonminimal couplings from the Cosmic Microwave Background,” *Phys. Rev. D* **69** (2004) 123523 [astro-ph/0402185].
- [166] F. L. Bezrukov, “Non-minimal coupling in inflation and inflating with the Higgs boson,” arXiv:0810.3165 [hep-ph].
- [167] J. R. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, “A Phenomenological Profile of the Higgs Boson,” *Nucl. Phys. B* **106** (1976) 292.
- [168] H. Leutwyler and M. A. Shifman, “LIGHT HIGGS PARTICLE IN DECAYS OF K AND eta MESONS,” *Nucl. Phys. B* **343** (1990) 369.
- [169] J. Gasser and H. Leutwyler, “Chiral Perturbation Theory: Expansions in the Mass of the Strange Quark,” *Nucl. Phys. B* **250** (1985) 465.
- [170] А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин, В. И. Захаров, М. А. Шифман, “Низкоэнергетические теоремы для взаимодействия хиггсовского мезона с фотонами,” *Яд. Физ.* **30** (1979) 1368.

- [171] J. F. Donoghue, J. Gasser and H. Leutwyler, “The Decay Of A Light Higgs Boson,” Nucl. Phys. B **343** (1990) 341.
- [172] J. R. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos and C. T. Sachrajda, “Is the Mass of the Higgs Boson About 10-GeV?,” Phys. Lett. B **83** (1979) 339.
- [173] M. Spira, “QCD effects in Higgs physics,” Fortsch. Phys. **46** (1998) 203 [hep-ph/9705337].
- [174] A. V. Artamonov *et al.* [BNL-E949 Collaboration], “Study of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \text{ anti-}\nu$ in the momentum region $140 < P(\pi) < 199$ -MeV/c,” Phys. Rev. D **79** (2009) 092004 [arXiv:0903.0030 [hep-ex]].
- [175] S. Adler *et al.* [E787 Collaboration], “Further search for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \text{ anti-}\nu$ in the momentum region $P < 195$ -MeV/c,” Phys. Rev. D **70** (2004) 037102 [hep-ex/0403034].
- [176] G. A. Kozlov, “More remarks on search for a new light scalar boson,” Chin. J. Phys. **34** (1996) 920.
- [177] N. Paver and Riazuddin, “Looking For A Light Higgs Boson In Phi And Psi Radiative Decays,” Phys. Lett. B **232** (1989) 524.
- [178] S. Dawson, “Higgs Boson Production In Semileptonic K And Pi Decays,” Phys. Lett. B **222** (1989) 143.
- [179] H. -Y. Cheng and H. -L. Yu, “Are There Really No Experimental Limits On A Light Higgs Boson From Kaon Decay?,” Phys. Rev. D **40** (1989) 2980.
- [180] R. S. Chivukula and A. V. Manohar, “Limits On A Light Higgs Boson,” Phys. Lett. B **207** (1988) 86 [Erratum-ibid. B **217** (1989) 568].
- [181] B. Grinstein, L. J. Hall and L. Randall, “Do B meson decays exclude a light Higgs?,” Phys. Lett. B **211** (1988) 363.

- [182] J. -T. Wei *et al.* [BELLE Collaboration], “Measurement of the Differential Branching Fraction and Forward-Backward Asymmetry for $B \rightarrow K^{(*)}l+l-$,” *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 171801 [arXiv:0904.0770 [hep-ex]].
- [183] C. Lourenco and H. K. Wohri, “Heavy flavour hadro-production from fixed-target to collider energies,” *Phys. Rept.* **433** (2006) 127 [hep-ph/0609101].
- [184] H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek and D. V. Nanopoulos, “Higgs Bosons from Two Gluon Annihilation in Proton Proton Collisions,” *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 692.
- [185] S. Alekhin, K. Melnikov and F. Petriello, “Fixed target Drell-Yan data and NNLO QCD fits of parton distribution functions,” *Phys. Rev. D* **74** (2006) 054033 [hep-ph/0606237].
- [186] F. Bergsma *et al.* [CHARM Collaboration], “SEARCH FOR AXION LIKE PARTICLE PRODUCTION IN 400-GeV PROTON - COPPER INTERACTIONS,” *Phys. Lett. B* **157** (1985) 458.
- [187] T. Asaka, M. Shaposhnikov and A. Kusenko, “Opening a new window for warm dark matter,” *Phys. Lett. B* **638** (2006) 401 [hep-ph/0602150].
- [188] T. Faulkner, M. Tegmark, E. F. Bunn and Y. Mao, “Constraining $f(R)$ gravity as a scalar tensor theory,” *Phys. Rev. D* **76** (2007) 063505 [arXiv:astro-ph/0612569].
- [189] L. Kofman, A. D. Linde and A. A. Starobinsky, “Reheating after inflation,” *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3195 [arXiv:hep-th/9405187].
- [190] D. S. Gorbunov and A. G. Panin, “Free scalar dark matter candidates in R^2 -inflation: the light, the heavy and the superheavy,” arXiv:1201.3539 [astro-ph.CO].

- [191] K. Jedamzik, M. Lemoine, J. Martin, “Collapse of Small-Scale Density Perturbations during Preheating in Single Field Inflation,” *JCAP* **1009** (2010) 034. [arXiv:1002.3039 [astro-ph.CO]].
- [192] C. G. Lacey, S. Cole, “Merger rates in hierarchical models of galaxy formation,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **262** (1993) 627-649; V. Berezhinsky, V. Dokuchaev, Y. Eroshenko, “Small - scale clumps in the galactic halo and dark matter annihilation,” *Phys. Rev.* **D68** (2003) 103003 [astro-ph/0301551].
- [193] G. F. Giudice, M. Peloso, A. Riotto and I. Tkachev, “Production of massive fermions at preheating and leptogenesis,” *JHEP* **9908** (1999) 014 [arXiv:hep-ph/9905242].
- [194] S. Y. Khlebnikov and M. E. Shaposhnikov, “Melting of the Higgs vacuum: Conserved numbers at high temperature,” *Phys. Lett. B* **387** (1996) 817 [arXiv:hep-ph/9607386].
- [195] S. Nojiri and S. D. Odintsov, “Modified gravity with negative and positive powers of the curvature: Unification of the inflation and of the cosmic acceleration,” *Phys. Rev. D* **68**, 123512 (2003) [arXiv:hep-th/0307288]; S. Nojiri and S. D. Odintsov, “Introduction to modified gravity and gravitational alternative for dark energy,” *eConf C0602061*, 06 (2006) [*Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys.* **4**, 115 (2007)] [arXiv:hep-th/0601213]; S. Nojiri and S. D. Odintsov, “Non-singular modified gravity unifying inflation with late-time acceleration and universality of viscous ratio bound in $F(R)$ theory,” arXiv:1008.4275 [hep-th].
- [196] A. A. Starobinsky, “Disappearing cosmological constant in $f(R)$ gravity,” *JETP Lett.* **86** (2007) 157 [arXiv:0706.2041 [astro-ph]].
- [197] R. D. Peccei and H. R. Quinn, “CP Conservation In The Presence Of Instantons,” *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1440.

- [198] S. Y. Khlebnikov and M. E. Shaposhnikov, “Extra space-time dimensions: towards a solution to the strong CP problem,” *Phys. Lett. B* **203** (1988) 121; S. Khlebnikov and M. Shaposhnikov, “Brane-worlds and theta-vacua,” *Phys. Rev. D* **71** (2005) 104024 [arXiv:hep-th/0412306].
- [199] F. L. Bezrukov, “The Standard model Higgs as the inflaton,” arXiv:0805.2236 [hep-ph].
- [200] A. O. Barvinsky, A. Y. Kamenshchik and A. A. Starobinsky, “Inflation scenario via the Standard Model Higgs boson and LHC,” *JCAP* **0811** (2008) 021 [arXiv:0809.2104 [hep-ph]].
- [201] F. L. Bezrukov, A. Magnin and M. Shaposhnikov, “Standard Model Higgs boson mass from inflation,” *Phys. Lett. B* **675** (2009) 88 [arXiv:0812.4950 [hep-ph]].
- [202] A. De Simone, M. P. Hertzberg and F. Wilczek, “Running Inflation in the Standard Model,” *Phys. Lett. B* **678** (2009) 1 [arXiv:0812.4946 [hep-ph]].
- [203] A. O. Barvinsky *et al.*, “Asymptotic freedom in inflationary cosmology with a non-minimally coupled Higgs field,” *JCAP* **0912** (2009) 003 [arXiv:0904.1698 [hep-ph]].
- [204] F. Bezrukov, M. Y. Kalmykov, B. A. Kniehl and M. Shaposhnikov, “Higgs Boson Mass and New Physics,” arXiv:1205.2893 [hep-ph].
- [205] G. Degrossi *et al.*, “Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO,” *JHEP* **1208** (2012) 098 [arXiv:1205.6497 [hep-ph]].
- [206] S. Ferrara *et al.*, “Jordan Frame Supergravity and Inflation in NMSSM,” *Phys. Rev. D* **82** (2010) 045003 [arXiv:1004.0712 [hep-th]].
- [207] M. Fukugita and T. Yanagida, “Sphaleron Induced Baryon Number Nonconservation And A Constraint On Majorana Neutrino Masses,” *Phys. Rev. D* **42** (1990) 1285.

- [208] A. E. Nelson and S. M. Barr, “Upper bound on baryogenesis scale from neutrino masses,” *Phys. Lett. B* **246** (1990) 141.
- [209] G. Bertone *et al.*, “Gamma-Rays from Decaying Dark Matter,” *JCAP* **0711** (2007) 003 [arXiv:0709.2299 [astro-ph]].
- [210] J. Hisano, “Proton decay in the supersymmetric grand unified models,” hep-ph/0004266.
- [211] A. G. Cohen, D. B. Kaplan and A. E. Nelson, “Progress in electroweak baryogenesis,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 27 (1993) [arXiv:hep-ph/9302210]. V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, “Electroweak baryon number non-conservation in the early universe and in high-energy collisions,” *Usp. Fiz. Nauk* **166**, 493 (1996) [*Phys. Usp.* **39**, 461 (1996)] [arXiv:hep-ph/9603208]. A. Riotto and M. Trodden, “Recent progress in baryogenesis,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49**, 35 (1999) [arXiv:hep-ph/9901362].
- [212] G. D. Moore, “Measuring the broken phase sphaleron rate nonperturbatively,” *Phys. Rev. D* **59**, 014503 (1999) [arXiv:hep-ph/9805264].
- [213] K. Kajantie *et al.*, “Is there a hot electroweak phase transition at $m(H) > \text{approx. } m(W)$?” *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2887 (1996) [arXiv:hep-ph/9605288]. F. Csikor, Z. Fodor and J. Heitger, “Endpoint of the hot electroweak phase transition,” *Phys. Rev. Lett.* **82**, 21 (1999) [arXiv:hep-ph/9809291].
- [214] M. Carena *et al.*, “Improved results in supersymmetric electroweak baryogenesis,” *Nucl. Phys. B* **650**, 24 (2003) [arXiv:hep-ph/0208043].
- [215] S. J. Huber and M. G. Schmidt, “Electroweak baryogenesis: Concrete in a SUSY model with a gauge singlet,” *Nucl. Phys. B* **606**, 183 (2001) [arXiv:hep-ph/0003122]. S. J. Huber and M. G. Schmidt, “Baryogenesis

- at the electroweak phase transition for a SUSY model with a gauge singlet,” arXiv:hep-ph/0011059.
- [216] T. Konstandin, T. Prokopec, M. G. Schmidt and M. Seco, “MSSM electroweak baryogenesis and flavour mixing in transport equations,” Nucl. Phys. B **738**, 1 (2006) [arXiv:hep-ph/0505103].
- [217] S. J. Huber, T. Konstandin, T. Prokopec and M. G. Schmidt, “Electroweak phase transition and baryogenesis in the nMSSM,” arXiv:hep-ph/0606298.
- [218] Рубаков В.А. Классические калибровочные поля. // –М. Эдиториал УРСС. –1999. –336 с.
- [219] G. W. Anderson and L. J. Hall, “The Electroweak phase transition and baryogenesis,” Phys. Rev. D **45**, 2685 (1992).
- [220] S. V. Demidov, “Electroweak phase transition in split SUSY,” Surveys High Energ. Phys. **19**, 211 (2004).
- [221] A. Arvanitaki *et al.*, “One loop predictions of the finely tuned SSM,” Phys. Rev. D **70**, 117703 (2004) [arXiv:hep-ph/0406034].
- [222] M. Quiros, “Finite temperature field theory and phase transitions,” arXiv:hep-ph/9901312.
- [223] L. Dolan and R. Jackiw, “Symmetry Behavior At Finite Temperature,” Phys. Rev. D **9**, 3320 (1974).
- [224] J. M. Moreno, M. Quiros and M. Seco, “Bubbles in the supersymmetric standard model,” Nucl. Phys. B **526**, 489 (1998) [arXiv:hep-ph/9801272].
- [225] P. John, “Bubble wall profiles with more than one scalar field: A numerical approach,” Phys. Lett. B **452**, 221 (1999) [arXiv:hep-ph/9810499]. S. J. Huber *et al.*, “CP violating bubble wall profiles,” Phys. Lett. B **475**, 104 (2000) [arXiv:hep-ph/9912278]. S. J. Huber,

- P. John and M. G. Schmidt, “Bubble walls, CP violation and electroweak baryogenesis in the MSSM,” *Eur. Phys. J. C* **20**, 695 (2001) [arXiv:hep-ph/0101249].
- [226] D. Bodeker *et al.*, “Aspects of the cosmological electroweak phase transition,” *Nucl. Phys. B* **423**, 171 (1994) [arXiv:hep-ph/9311346].
- [227] P. Arnold and O. Espinosa, “The Effective potential and first order phase transitions: Beyond leading-order,” *Phys. Rev. D* **47**, 3546 (1993) [Erratum-*ibid.* *D* **50**, 6662 (1994)] [arXiv:hep-ph/9212235].
- [228] J. M. Cline, M. Joyce and K. Kainulainen, “Supersymmetric electroweak baryogenesis in the WKB approximation,” *Phys. Lett. B* **417**, 79 (1998) [Erratum-*ibid.* *B* **448**, 321 (1999)] [arXiv:hep-ph/9708393]. J. M. Cline, M. Joyce and K. Kainulainen, “Supersymmetric electroweak baryogenesis,” *JHEP* **0007**, 018 (2000) [arXiv:hep-ph/0006119].
- [229] M. Carena, M. Quiros and C. E. M. Wagner, “Electroweak baryogenesis and Higgs and stop searches at LEP and the Tevatron,” *Nucl. Phys. B* **524**, 3 (1998) [arXiv:hep-ph/9710401]. M. Carena, J. M. Moreno, M. Quiros, M. Seco and C. E. M. Wagner, “Supersymmetric CP-violating currents and electroweak baryogenesis,” *Nucl. Phys. B* **599**, 158 (2001) [arXiv:hep-ph/0011055].
- [230] T. Konstandin, T. Prokopec and M. G. Schmidt, “Kinetic description of fermion flavor mixing and CP-violating sources for baryogenesis,” *Nucl. Phys. B* **716**, 373 (2005) [arXiv:hep-ph/0410135].
- [231] M. Joyce, T. Prokopec and N. Turok, “Electroweak baryogenesis from a classical force,” *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1695 (1995) [Erratum-*ibid.* **75**, 3375 (1995)] [arXiv:hep-ph/9408339].

- [232] A. Riotto, “The more relaxed supersymmetric electroweak baryogenesis,” *Phys. Rev. D* **58**, 095009 (1998) [arXiv:hep-ph/9803357].
- [233] C. Lee, V. Cirigliano and M. J. Ramsey-Musolf, “Resonant relaxation in electroweak baryogenesis,” *Phys. Rev. D* **71**, 075010 (2005) [arXiv:hep-ph/0412354].
- [234] G. F. Giudice and M. E. Shaposhnikov, “Strong sphalerons and electroweak baryogenesis,” *Phys. Lett. B* **326**, 118 (1994) [arXiv:hep-ph/9311367].
- [235] P. Huet and A. E. Nelson, “Electroweak baryogenesis in supersymmetric models,” *Phys. Rev. D* **53**, 4578 (1996) [arXiv:hep-ph/9506477].
- [236] M. Carena, A. Megevand, M. Quiros and C. E. M. Wagner, “Electroweak baryogenesis and new TeV fermions,” *Nucl. Phys. B* **716**, 319 (2005) [arXiv:hep-ph/0410352].
- [237] G. D. Moore and K. Rummukainen, “Classical sphaleron rate on fine lattices,” *Phys. Rev. D* **61**, 105008 (2000) [arXiv:hep-ph/9906259].
- [238] M. E. Shaposhnikov, “Baryon Asymmetry Of The Universe In Standard Electroweak Theory,” *Nucl. Phys. B* **287**, 757 (1987).
- [239] M. E. Shaposhnikov, “Structure Of The High Temperature Gauge Ground State And Electroweak Production Of The Baryon Asymmetry,” *Nucl. Phys. B* **299**, 797 (1988).
- [240] A. I. Bochkarev and M. E. Shaposhnikov, “Electroweak Production Of Baryon Asymmetry And Upper Bounds On The Higgs And Top Masses,” *Mod. Phys. Lett. A* **2**, 417 (1987).
- [241] M. Joyce, T. Prokopec and N. Turok, “Nonlocal electroweak baryogenesis. Part 1: Thin wall regime,” *Phys. Rev. D* **53**, 2930 (1996) [arXiv:hep-ph/9410281].

- [242] D. Chang, W. F. Chang and W. Y. Keung, “Electric dipole moment in the split supersymmetry models,” *Phys. Rev. D* **71**, 076006 (2005) [arXiv:hep-ph/0503055].
- [243] N. G. Deshpande and J. Jiang, “Signals for CP violation in split supersymmetry,” *Phys. Lett. B* **615**, 111 (2005) [arXiv:hep-ph/0503116].
- [244] G. F. Giudice and A. Romanino, “Electric dipole moments in split supersymmetry,” *Phys. Lett. B* **634**, 307 (2006) [arXiv:hep-ph/0510197].
- [245] M. Pospelov and A. Ritz, “Theta induced electric dipole moment of the neutron via QCD sum rules,” *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2526 (1999) [arXiv:hep-ph/9904483].
- [246] M. Pospelov and A. Ritz, “Neutron EDM from electric and chromoelectric dipole moments of quarks,” *Phys. Rev. D* **63**, 073015 (2001) [arXiv:hep-ph/0010037].
- [247] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], “Search for chargino and neutralino production at $s^{*}(1/2) = 192\text{-GeV}$ to 209-GeV at LEP,” *Eur. Phys. J. C* **35**, 1 (2004) [arXiv:hep-ex/0401026].
- [248] B. C. Regan *et al.*, “New limit on the electron electric dipole moment,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 071805 (2002).
- [249] C. A. Baker *et al.*, “An improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron,” arXiv:hep-ex/0602020.
- [250] A. Pierce, “Dark matter in the finely tuned minimal supersymmetric standard model,” *Phys. Rev. D* **70**, 075006 (2004) [arXiv:hep-ph/0406144].
- [251] P. Gondolo and G. Gelmini, “Cosmic Abundances Of Stable Particles: Improved Analysis,” *Nucl. Phys. B* **360**, 145 (1991).

- [252] T. Nihei, L. Roszkowski and R. Ruiz de Austri, “Exact cross sections for the neutralino WIMP pair-annihilation,” *JHEP* **0203**, 031 (2002) [arXiv:hep-ph/0202009].
- [253] V. Avila-Reese *et al.*, “Formation and structure of halos in a warm dark matter cosmology,” *Astrophys. J.* **559** (2001) 516 [arXiv:astro-ph/0010525].
- [254] K. Rajagopal, M. S. Turner and F. Wilczek, “Cosmological implications of axinos,” *Nucl. Phys. B* **358** (1991) 447; K. Abazajian, G. M. Fuller and M. Patel, “Sterile neutrino hot, warm, and cold dark matter,” *Phys. Rev. D* **64** (2001) 023501 [arXiv:astro-ph/0101524]; G. F. Giudice *et al.*, “Standard model neutrinos as warm dark matter,” *Phys. Rev. D* **64** (2001) 043512 [arXiv:hep-ph/0012317]; J. Hisano, K. Kohri and M. M. Nojiri, “Neutralino warm dark matter,” *Phys. Lett. B* **505** (2001) 169 [arXiv:hep-ph/0011216].
- [255] H. Pagels and J. R. Primack, “Supersymmetry, Cosmology And New Tev Physics,” *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 223; J. R. Bond, A. S. Szalay and M. S. Turner, “Formation Of Galaxies In A Gravitino Dominated Universe,” *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1636; S. Borgani, A. Masiero and M. Yamaguchi, “Light gravitinos as mixed dark matter,” *Phys. Lett. B* **386** (1996) 189 [arXiv:hep-ph/9605222]; E. Pierpaoli *et al.*, “The formation of cosmic structures in a light gravitino dominated universe,” *Phys. Rev. D* **57** (1998) 2089 [arXiv:astro-ph/9709047]; M. Fujii and T. Yanagida, “Natural gravitino dark matter and thermal leptogenesis in gauge-mediated supersymmetry-breaking models,” *Phys. Lett. B* **549** (2002) 273 [arXiv:hep-ph/0208191]; M. Viel *et al.*, “Constraining warm dark matter candidates including sterile neutrinos and light gravitinos with WMAP and the Lyman-alpha forest,” *Phys. Rev. D* **71** (2005) 063534 [arXiv:astro-ph/0501562]; J. A. R. Cembranos *et*

- al.*, “SuperWIMP solutions to small scale structure problems,” *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 181301 [arXiv:hep-ph/0507150]; G. Moultaqa, “Very light gravitino dark matter,” *Acta Phys. Polon. B* **38** (2007) 645 [arXiv:hep-ph/0612331]; F. Takahashi, “Gravitino dark matter from inflaton decay,” *Phys. Lett. B* **660** (2008) 100 [arXiv:0705.0579 [hep-ph]].
- [256] K. Abazajian, “Linear cosmological structure limits on warm dark matter,” *Phys. Rev. D* **73** (2006) 063513 [arXiv:astro-ph/0512631]; U. Seljak *et al.*, “Can sterile neutrinos be the dark matter?,” *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 191303 [arXiv:astro-ph/0602430]; M. Viel *et al.*, “How cold is cold dark matter? Small scales constraints from the flux power spectrum of the high-redshift Lyman-alpha forest,” *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 041304 [arXiv:0709.0131 [astro-ph]].
- [257] M. Mateo, “Dwarf Galaxies of the Local Group,” *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **36** (1998) 435 [arXiv:astro-ph/9810070].
- [258] A. Lewis, A. Challinor and A. Lasenby, “Efficient Computation of CMB anisotropies in closed FRW models,” *Astrophys. J.* **538** (2000) 473 [arXiv:astro-ph/9911177], URL <http://camb.info>.
- [259] D. Boyanovsky, H. J. de Vega and N. Sanchez, “Constraints on dark matter particles from theory, galaxy observations and N-body simulations,” *Phys. Rev. D* **77** (2008) 043518 [arXiv:0710.5180 [astro-ph]].
- [260] D. Lynden-Bell, “Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **136** (1967) 101; S. Tremaine, M. Henon and D. Lynden-Bell, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **219** (1986) 285; P. H. Chavanis, “Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems,” [arXiv:astro-ph/0212205].

- [261] J. D. Simon and M. Geha, “The Kinematics of the Ultra-Faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem,” *Astrophys. J.* **670** (2007) 313-331 [arXiv:0706.0516 [astro-ph]].
- [262] S. Peirani, F. Durier and J. A. De Freitas Pacheco, “Evolution of the Phase-Space Density of Dark Matter Halos and Mixing Effects in Merger Events,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **367** (2006) 1011 [arXiv:astro-ph/0512482]; S. Peirani and J. A. de Freitas Pacheco, “Phase-Space Evolution of Dark Matter Halos,” [arXiv:astro-ph/0701292].
- [263] J. Madsen, “Generalized Tremaine-Gunn limits for bosons and fermions,” *Phys. Rev. D* **44** (1991) 999; J. Madsen, “Dark matter phase space densities,” *Phys. Rev. D* **64** (2001) 027301 [arXiv:astro-ph/0006074].
- [264] J. Loveday, “The local space density of dwarf galaxies,” *Astrophys. J.* **489** (1997) 29 [arXiv:astro-ph/9703022].
- [265] J. R. Ellis, J. E. Kim and D. V. Nanopoulos, “Cosmological Gravitino Regeneration And Decay,” *Phys. Lett. B* **145** (1984) 181; M. Kawasaki and T. Moroi, “Gravitino production in the inflationary universe and the effects on big bang nucleosynthesis,” *Prog. Theor. Phys.* **93** (1995) 879 [arXiv:hep-ph/9403364]; T. Moroi, “Effects of the gravitino on the inflationary universe,” arXiv:hep-ph/9503210; M. Bolz, W. Buchmuller and M. Plumacher, “Baryon asymmetry and dark matter,” *Phys. Lett. B* **443** (1998) 209 [arXiv:hep-ph/9809381].
- [266] M. Bolz, A. Brandenburg and W. Buchmuller, “Thermal Production of Gravitinos,” *Nucl. Phys. B* **606** (2001) 518 [Erratum-ibid. B **790** (2008) 336] [arXiv:hep-ph/0012052].
- [267] J. Pradler, “Electroweak Contributions to Thermal Gravitino Production,” arXiv:0708.2786 [hep-ph].

- [268] V. S. Rychkov and A. Strumia, “Thermal production of gravitinos,” *Phys. Rev. D* **75** (2007) 075011 [arXiv:hep-ph/0701104].
- [269] J. Pradler and F. D. Steffen, “Thermal gravitino production and collider tests of leptogenesis,” *Phys. Rev. D* **75** (2007) 023509 [arXiv:hep-ph/0608344]; J. Pradler and F. D. Steffen, “Constraints on the reheating temperature in gravitino dark matter scenarios,” *Phys. Lett. B* **648** (2007) 224 [arXiv:hep-ph/0612291].
- [270] J. R. Ellis, K. Enqvist and D. V. Nanopoulos, “A Very Light Gravitino In A No Scale Model,” *Phys. Lett. B* **147** (1984) 99; J. R. Ellis, K. Enqvist and D. V. Nanopoulos, “Noncompact Supergravity Solves Problems,” *Phys. Lett. B* **151** (1985) 357.
- [271] G. F. Giudice and R. Rattazzi, “Theories with gauge-mediated supersymmetry breaking,” *Phys. Rept.* **322** (1999) 419 [arXiv:hep-ph/9801271].
- [272] S. L. Dubovsky, D. S. Gorbunov and S. V. Troitsky, “Gauge mechanism of mediation of supersymmetry breaking,” *Phys. Usp.* **42** (1999) 623 [*Usp. Fiz. Nauk* **169** (1999) 705] [arXiv:hep-ph/9905466].
- [273] D. S. Gorbunov, “Light sgoldstino: Precision measurements versus collider searches,” *Nucl. Phys. B* **602** (2001) 213 [hep-ph/0007325].
- [274] M. Nowakowski and S. D. Rindani, “Astrophysical limits on gravitino mass,” *Phys. Lett. B* **348** (1995) 115 [arXiv:hep-ph/9410262].
- [275] J. A. Grifols, R. N. Mohapatra and A. Riotto, “New astrophysical constraints on the mass of the superlight gravitino,” *Phys. Lett. B* **400** (1997) 124 [arXiv:hep-ph/9612253].
- [276] T. Gherghetta, “The role of scalar and pseudoscalar fields in determining nucleosynthesis bounds on the scale of supersymmetry breaking,” *Phys. Lett. B* **423** (1998) 311 [arXiv:hep-ph/9712343].

- [277] D. A. Dicus and P. Roy, “Restrictions On Gravitino Mass From Chiral Scalar And Pseudoscalar Production,” *Phys. Rev. D* **42** (1990) 938.
- [278] D. A. Dicus, S. Nandi and J. Woodside, “Unusual Z^0 Decays In Supersymmetry With A Superlight Gravitino,” *Phys. Rev. D* **43** (1991) 2951.
- [279] D. A. Dicus and S. Nandi, “New collider bound on light gravitino mass,” *Phys. Rev. D* **56** (1997) 4166 [arXiv:hep-ph/9611312].
- [280] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], “Search for the sgoldstino at $s^{*(1/2)}$ from 189-GeV to 202-GeV,” *Phys. Lett. B* **494** (2000) 203 [arXiv:hep-ex/0102044].
- [281] D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, “Kaon physics with light sgoldstinos and parity conservation,” *Phys. Rev. D* **64** (2001) 054008 [arXiv:hep-ph/0012033].