

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Космический вакуум

А.Д. Чернин

Недавние наблюдательные исследования далеких вспышек сверхновых звезд указывают на присутствие во Вселенной космического вакуума, плотность энергии которого превышает плотность всех других форм космической энергии вместе взятых. Вакуум создает поле антигравитации, которое вызывает ускорение космологического расширения. Это ускорение и было обнаружено в наблюдениях. Открытие космического вакуума влечет за собой коренной пересмотр устоявшихся представлений о современном состоянии Вселенной. Оно ставит также ряд новых принципиальных проблем как в космологии, так и в фундаментальной физике. Почему плотность космического вакуума имеет именно то значение, которое найдено в наблюдениях? Почему различные компоненты космической среды имеют разные, но все же близкие по порядку величины наблюдаемые значения плотности? Вместе с тем это открытие, сделанное на больших космологических расстояниях (сотни и тысячи мегапарсек), проливает свет на динамику нашей близкой окрестности во Вселенной, на движения галактик в локальном объеме с радиусом до 10–20 Мпк, где космологическое расширение и было первоначально обнаружено.

PACS number: 98.80. – k

Содержание

1. Введение (1153).
 2. Плотность вакуума (1154).
 3. Ускоряющееся расширение (1156).
 4. Четырехмерный мир сегодня (1159).
 5. Загадка Хаббла (1161).
 6. Локальный поток (1162).
 7. Вакуум в Местном объеме (1163).
 8. Вакуум и общее движение Местного объема (1164).
 9. Космическая перемежаемость? (1165).
 10. Проблема космических совпадений (1166).
 11. Фридмановские интегралы (1167).
 12. О происхождении видов (1168).
 13. Модель закалки (1172).
 14. Симметрия космических энергий (1173).
 15. Заключение (1174).
- Список литературы (1174).

1. Введение

В последние два-три года в космологической науке происходят события, которые многие специалисты

склонны считать революцией. Действительные масштабы перемен становятся со временем все яснее и, пожалуй, с таким определением рано или поздно придется согласиться. Вот только три тезиса новейшей революции в космологии:

а) во Вселенной доминирует вакуум; по плотности энергии он превосходит все "обычные" формы космической материи вместе взятые;

б) динамикой космологического расширения управляет антигравитация;

в) космологическое расширение ускоряется, а четырехмерное пространство-время мира становится тем временем статическим.

Особенно замечательно, что это не теории или гипотезы, которые еще предстоит проверить на опыте, а прямое следствие надежных наблюдательных данных. Революцию совершили астрономы-наблюдатели, которые занимались изучением далеких вспышек сверхновых звезд [1]. Из-за их исключительной яркости сверхновые можно наблюдать на очень больших, по-настоящему космологических расстояниях. Опуская другие детали, скажем, что использовали данные о сверхновых определенного типа (Ia), которые принято считать "стандартными свечами"; их собственная светимость действительно лежит в довольно узких пределах (эксперты по сверхновым продолжают между тем спорить, в каких именно). Это позволяет проследить, как видимая, регистрируемая яркость источников зависит от расстояния до них. Конечно, на небольших расстояниях это классический закон обратных квадратов, но на очень большом удалении от источников становятся существенными космологические эффекты (соответствующая базовая формула давно уже была заготовлена в Теории поля Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [2]), и, значит, характер

А.Д. Чернин. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Университетский просп. 13, Российская Федерация
Тел. (095) 939-16-22. Факс (095) 932-88-41
E-mail: chernin@sai.msu.ru
Tuorla Observatory, University of Turku, Piikkiö, FIN-21500 Finland
Astronomy Division, University of Oulu, FIN-90014 Finland

Статья поступила 26 февраля 2001 г., после доработки 11 мая 2001 г.

зависимости позволяет в принципе узнать нечто новое о всей Вселенной.

Первая группа наблюдателей [1], сообщившая о своих результатах в 1998 г., располагала данными о всего нескольких сверхновых нужного типа на нужных расстояниях, но уже и этого было достаточно, чтобы заметить космологический эффект в законе убывания видимой яркости с расстоянием; точнее, лучше смотреть не на расстояния, а на красные смещения, как это обычно и делается в случае далеких источников. Оказалось, что убывание яркости в среднем происходит заметно быстрее, чем этого следовало бы ожидать по космологической теории, которая три года назад считалась стандартной. Такое дополнительное потускнение означает, что данному красному смещению соответствует некоторая эффективная добавка расстояния. Но это возможно тогда (и, как все сейчас думают, только тогда), когда космологическое расширение происходит с ускорением, т.е. когда скорость удаления от нас источника не убывает, а возрастает со временем.

Это открытие изменяет, в первую очередь, наше понимание современной стадии космологической эволюции, нынешнего состояния Вселенной. Прежде считалось, что вся история космологического расширения — это история его затухания после первоначального "Большого взрыва". Сейчас оказывается, что как раз в нашу эпоху динамика расширения перешла от стадии замедления к новой стадии ускорения. Это действительно важное изменение в картине мира, и оно произвело сильное впечатление на космологов и близких к космологии физиков и астрономов. Иногда можно услышать или прочитать, что новая картина мира заставляет отказаться от привычной космологической теории Фридмана. Но это, конечно, не так. Теория, созданная А.А. Фридманом в Петрограде в 1922–1924 гг., столь богата по физическому содержанию, что в ней в действительности содержится в качестве допустимой возможности и переход космологического расширения от замедления к ускорению. Математически это обеспечивается тем, что в теории Фридмана присутствует эйнштейновская космологическая постоянная; она-то и способна создавать (вернее, представлять в решении) антигравитацию, которая вызывает ускорение расширения.

Физическая интерпретация космологической постоянной, введенной Эйнштейном в общую теорию относительности несколько формальным образом, складывалась постепенно, десятилетие за десятилетием, начиная с работ де Ситтера, Леметра, Толмена, Бонди. Сейчас считается общепризнанным, что космологическая постоянная описывает космический вакуум, т.е. такое состояние космической энергии, которое обладает постоянной во времени и всюду одинаковой в пространстве плотностью, и притом в любой системе отсчета. По этим свойствам вакуум принципиально отличается от всех других форм космической энергии, плотность которых неоднородна в пространстве, падает со временем в ходе космологического расширения и может быть разной в разных системах отсчета.

Хотя вакуум и называется космическим, он присутствует повсюду и фигурирует в атомной физике и микрофизике, где он представляет собой наинизшее энергетическое состояние квантовых полей. Это тот самый вакуум, в котором разыгрываются взаимодействия элементарных частиц и который непосредственно проявляется

экспериментально, например, в лэмбовском сдвиге спектральных линий атомов и эффекте Казимира. В таких экспериментах присутствие вакуума несомненно, но при этом значение его плотности ускользает от измерения. Проблема плотности энергии вакуума является, как полагают, наиболее сложной проблемой современной фундаментальной физики [3, 4].

В *Теории поля* [2] решение Фридмана представлено в варианте без вакуума, без космологической постоянной. В оригинальных работах Фридмана 1922–1924 гг. (они были впервые опубликованы по-немецки; русский перевод см. в *УФН* за 1963 г. [5]) эта постоянная может быть и нулевой, и отличной от нуля. Когда писалась *Теория поля*, никто не сомневался, что с открытием космологического расширения все основания для введения в общую теорию относительности космологической постоянной полностью и окончательно отпали. Так считал и Эйнштейн, назвавший однажды (в разговоре с Г.А. Гамовым в Принстоне) идею космологической постоянной своим самым большим промахом в науке. По словам Л.Д. Ландау, космология часто ошибается и никогда не сомневается.

Открытие космологического ускорения в прямых астрономических наблюдениях ставит ряд новых проблем в космологии, физике и астрономии. Пожалуй, самая острая из новейших проблем такова: почему космический вакуум имеет именно то значение плотности, которое обнаружено в наблюдениях? К ней примыкает проблема космических совпадений: почему различные компоненты космической среды имеют близкие по порядку величины наблюдаемые плотности? Это одна из основных тем, которые обсуждаются ниже. С другой стороны, открытие, сделанное на очень больших космологических расстояниях (сотни и тысячи мегапарсек), проливает, похоже, новый свет на то, что происходит в нашей близкой окрестности во Вселенной, в локальном объеме с радиусом до 10–20 Мпк, где, собственно, космологическое расширение и было первоначально открыто. Это еще одна основная тема статьи. Но сначала стоит рассказать о том, как выглядит "стандартная" космологическая модель сегодня.

2. Плотность вакуума

Вакуум явился в космологию с эйнштейновской космологической постоянной Λ , и его плотность выражается через значение этой постоянной:

$$\rho_v = \frac{\Lambda}{8\pi G}. \quad (1)$$

Здесь и далее используется система единиц, в которой скорость света $c = 1$; G — ньютоновская гравитационная постоянная.

С самого начала роль космологической постоянной состояла в том, чтобы создавать, или вернее, описывать антигравитацию. Эйнштейн предполагал, что таким путем можно уравновесить гравитацию вещества Вселенной и обеспечить неподвижность распределения вещества, а значит, и статичность самой Вселенной. Следуя давней, уходящей к истокам классической науки традиции, Эйнштейн полагал, что Вселенная как целое должна быть вечной и неизменной. Интерес к модели Эйнштейна, к модели де Ситтера, в которой вовсе нет

вещества и имеется только вакуум, к космическому вакууму и космологической постоянной то совсем исчезал в космологии, то время от времени снова возникал по разным причинам, и на эту тему немало сказано и написано в прежние годы, в том числе и в широко известных монографиях и учебниках [6–10]. Не будем повторять то, что уже не раз излагалось с большой полнотой и основательностью и к ссылкам на книги добавим только указание на пионерские работы Э.Б. Глинера [11], которые, возможно, менее известны; их высоко оценил (хотя и далеко не сразу) Я.Б. Зельдович. Идеи, впервые высказанные в работах [11], стали основой столь популярной до сих пор модели инфляции в очень ранней Вселенной. Но и независимо от этой конкретной модели, идеи [11] служат первой и пока единственной разумной гипотезой о физической причине космологического расширения: по Глинеру, расширение вещества обязано своим происхождением антигравитации космологического вакуума, а само вещество появилось в результате квантовых флуктуаций того же вакуума. С самого начала отдавали должное этим идеям А.Д. Сахаров и Л.Э. Гуревич.

Вакуум обладает не только определенной плотностью энергии, но также и давлением. Если плотность вакуума положительна, то его давление отрицательно. Связь между давлением и плотностью, т.е. уравнение состояния, имеет для вакуума вид $p_V = -\rho_V$. Это — и только это — уравнение состояния совместимо с определением вакуума как формы энергии со всюду и всегда постоянной плотностью, независимо от системы отсчета.

Уравнение состояния вакуума непосредственно выводится в теории квантовых полей [12]. Но значение его плотности таким прямым путем получить в теории до сих пор не удается; как уже упомянуто выше, это острая проблема, и мы еще вернемся к этой теме в конце статьи.

Согласно фридмановской теории, тяготение создается не только плотностью среды, но и ее давлением в комбинации $\rho + 3p$. Вакуум вызывает антигравитацию именно потому, что его эффективная гравитирующая энергия, $\rho_G = \rho_V + 3p_V = -2\rho_V$, отрицательна при положительной плотности.

По наблюдательным данным о сверхновых [1], о которых мы упоминали, плотность вакуума превышает суммарную плотность всех остальных видов космической энергии. Значение плотностей удобно выразить в единицах критической плотности $\rho_c = 3H^2/8\pi G = (0,6 \pm 0,1) \times 10^{-29} \text{ г см}^{-3}$, где $H = 65 \pm 15 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ — постоянная Хаббла. Тогда относительная плотность вакуума

$$\Omega_V = \frac{\rho_V}{\rho_c} = 0,7 \pm 0,1. \quad (2)$$

Найденное по сверхновым, это значение вакуумной плотности подтверждается всей совокупностью имеющихся сведений о возрасте самых старых звезд Галактики, о формировании крупномасштабной структуры и особенно об анизотропии реликтового излучения в комбинации с данными о динамике богатых скоплений галактик (см. [13–15] и ссылки в этих статьях).

Лишь немного уступает вакууму по плотности скрытая масса, или, как чаще в последнее время говорят,

темное вещество:

$$\Omega_D = \frac{\rho_D}{\rho_c} = 0,3 \pm 0,1. \quad (3)$$

Пожалуй, плотность — это то, что как раз лучше всего известно об этой компоненте космической среды. Темное вещество не излучает ни света, ни других электромагнитных волн, и вообще практически не взаимодействует с электромагнитным излучением. В нашей Галактике темного вещества приблизительно в 10 раз больше, чем светящегося вещества звезд. Оно образует обширную невидимую корону, или гало, вокруг звездного диска Млечного Пути. Подобные темные гало имеются, по-видимому, у всех достаточно массивных изолированных галактик. Темное вещество содержится также в группах галактик и в самых больших космических системах — скоплениях и сверхскоплениях галактик. Как и в нашей Галактике, темное вещество составляет до 90 %, а иногда и более, полной массы всех этих систем. Оно проявляется только благодаря создаваемому им тяготению, и именно по своему гравитационному эффекту оно и было впервые обнаружено (точнее, заподозрено) еще в 1930-е годы Ф. Цвикки, который изучал кинематику и динамику богатого скопления галактик в созвездии Кома (или Волосы Вероники). Галактики в этом скоплении движутся со скоростями около тысячи километров в секунду и при таких скоростях удержать их в наблюдаемом объеме скопления можно лишь при условии, что полная масса скопления раз в десять больше суммарной массы составляющих его галактик. Как сказано в книге [8], основанной на записях лекций Я.Б. Зельдовича в МГУ, "кажется совершенно удивительным, что Вселенная более чем на 90 % по массе состоит из неизвестной нам формы материи. Однако этот вывод, по-видимому, неизбежен". Важность проблемы темного вещества очевидна, но не менее очевидна и ее чрезвычайная сложность. До сих пор неизвестна физическая природа носителей темного вещества. Обсуждается очень широкий диапазон возможностей: от элементарных частиц с малой (меньше массы электрона) массой до звезд-карликов, массивных (больше массы солнца) черных дыр и т.п. Массы кандидатов на эту роль различаются, таким образом, на добрых 60 порядков величины, — такова реальная численная мера имеющейся в настоящее время неопределенности в этом вопросе.

За темным веществом следует светящееся вещество звезд и галактик. В соответствии с уже сказанным, его космическая плотность (средняя по всему наблюдаемому объему мира) на порядок величины меньше плотности темного вещества:

$$\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c} = 0,02 \pm 0,01. \quad (4)$$

Наконец, четвертой компонентой космологической среды является излучение, или ультрарелятивистская среда, с плотностью

$$\Omega_R = \frac{\rho_R}{\rho_c} = 0,8 \times 10^{-5} \alpha, \quad (5)$$

где постоянный множитель $1 < \alpha < 10-30$ учитывает вклад нейтрино, гравитонов и других возможных ультрарелятивистских частиц и полей космологического происхождения, добавочный к очень хорошо измеренному вкладу реликтового излучения. В оценке этого

вклада имеется, как видим, значительная неопределенность.

Таковы современные данные о плотностях, удовлетворяющие, как кажется, всем имеющимся сегодня наблюдательным ограничениям. При приведенном выше значении постоянной Хаббла эти данные совместимы как с открытой и плоской [13, 15], так, вообще говоря, и с закрытой космологическими моделями. Плоской модели отвечает $\Omega = \Omega_V + \Omega_D + \Omega_B + \Omega_R = 1$; в открытой модели эта сумма относительных плотностей меньше единицы, а в закрытой больше.

Иногда в литературе, особенно научно-популярной, а тем более рекламной (пресс-релизы, интервью и т.п.), можно встретить утверждения о том, что плоская модель полностью доказана теоретически (со ссылкой, например, на модель инфляции) или окончательно подтверждена такими-то и такими-то сверхточными наблюдениями. На одном из семинаров в Астрономическом институте им. П.К. Штернберга МГУ гость-докладчик сообщал в качестве свежей новости, привезенной с последней заграничной конференции, что плоская модель теперь уже несомненно доказана, ибо измеренная величина Ω есть единица. Кто-то спросил из зала: "А с какой точностью измерена омега? Единица плюс-минус сколько?" Так как докладчик медлил с ответом, Р.А. Сюняев сообщил, что по его сведениям, точность была $\pm 0,2$ в том конкретном случае.

Стоит сказать, что по поводу самих по себе цифр (2)–(5) в космологическом сообществе установилось небывалое до того всеобщее единодушие и согласие, которое — ввиду уникальности явления — получило специальное название: "космический конкорданс" [15]. В одном только пункте конкорданс не полон: одни считают, что открыт именно вакуум, тогда как другие предпочитают иную интерпретацию, предполагая, что космологическое ускорение создается не вакуумом, а неизвестной до сих пор и полностью гипотетической квинтэссенцией. Под последней понимается [16] особая форма космической энергии с уравнением состояния $p = q\rho$, где q — постоянный параметр, значения которого лежат в интервале $-1 < q < -1/3$. Легко видеть, что эффективная гравитирующая плотность отрицательна для этого вида энергии. Это значит, что не будучи вакуумом, квинтэссенция тоже способна создавать антигравитацию, а значит, и ускорение космологического расширения. В картине мира классической древности квинтэссенция — пятая стихия, плюс к земле, воде, воздуху и огню — это космическая субстанция, и из квинтэссенции, как считалось, состоят небесные тела. Слово красивое, гипотеза популярна. Это и понятно: она создает новую "степень свободы" в космологии; остается дожидаться новых интересных результатов на этом пути.

В этом месте стоит, по-видимому, сказать о космологической терминологии, которая частично изменилась после и вследствие открытия космического вакуума. Это не только появление конкорданса и квинтэссенции; есть и другие новые термины, которыми тоже широко пользуются в последние 2–3 года, хотя их содержание все еще не вполне устоялось. Различные компоненты космологической среды все чаще называют формами космической энергии, включая сюда и вакуум как одну из них. Скрытые массы, которые считаются холодными, т.е. нерелятивистскими, называют и темной энергией, и темной материей. В некоторых публикациях темной

энергией называют вакуум и квинтэссенцию вместе (но это, кажется, не очень удачное нововведение). "Обычное" вещество называют барионами, хотя, конечно, в нем есть и электроны, а из барионов имеются в виду чаще всего только протоны и нейтроны. Реликтовое излучение, гравитоны и все вместе ультрарелятивистские частицы и поля космологической природы называют релятивистской энергией.

3. Ускоряющееся расширение

В статье Зельдовича [17], опубликованной в уже упомянутом фридмановском выпуске *УФН* за 1963 г. (тогда отмечалось сорокалетие теории расширяющейся Вселенной), объясняется, как динамику космологического расширения можно наглядно представить на языке ньютоновской механики. Существует способ рассуждений, впервые предложенный Е.А. Милном и У.Г. Маккри в начале 1930-х годов, который позволяет избежать всех (точнее, почти всех) парадоксов ньютоновского тяготения, возникающих при попытке применить классическую механику к неограниченному, бесконечному в пространстве распределению тяготеющей массы; при этом удается получить результат, который в точности совпадает с тем, что дает релятивистская теория Фридмана. Оказывается, что о бесконечности можно забыть, если рассмотреть шар конечных размеров, мысленно выделенный из общего однородного распределения вещества. На динамику шара внешние слои вещества не влияют, так как они сферически симметричны, а внутренняя масса шара действует на точку на его поверхности так, как если бы вся эта масса была сосредоточена в центре шара. Тогда закон обратных квадратов дает уравнение движения для частицы на поверхности шара:

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2}. \quad (6)$$

Здесь R — радиус шара, M — его полная гравитирующая масса:

$$M = \rho_G \frac{4\pi}{3} R^3. \quad (7)$$

Воспользуемся этим приемом, чтобы показать роль вакуума в динамике космологического расширения. Если в полную гравитирующую плотность шара ρ_G включить плотности всех четырех названных выше компонент космической среды, то получим

$$\rho_G = -2\rho_V + \rho_D + \rho_B + 2\rho_R, \quad (8)$$

где гравитационный эффект давления (который отсутствует в ньютоновском тяготении, но должен быть, конечно, принят во внимание в нашем рассмотрении) учтен как для вакуума, так и для излучения с его уравнением состояния $p_R = \rho_R/3$.

В космологической модели Эйнштейна имеется только вакуум и нерелятивистское вещество с плотностью ρ_M ; поэтому в такой модели $\rho_G = -2\rho_V + \rho_M$. Мир Эйнштейна статичен, так как эффективная гравитирующая плотность ρ_G считается в этой модели равной нулю. Из условия $\rho_G = 0$ вытекает связь между плотностями, $\rho_M = 2\rho_V$, что и описывает баланс гравитации вещества и антигравитации вакуума. В этом случае сила и ускорение в уравнении движения (6) для шара равны

нулю, и для неизменности его радиуса остается только потребовать, чтобы и скорость частиц шара равнялась нулю. В модели Фрийдмана эти условия необязательны; отсюда — возможность динамики и эволюции: шар может, вообще говоря, сжиматься или расширяться.

При адиабатическом сжатии или расширении однородного шара связь между изменением плотности и давлением описывается уравнением

$$d\rho = -3(\rho + p) d \ln R \quad (9)$$

для любой компоненты среды, если между компонентами нет обмена энергией. Как легко проверить, это соотношение вытекает из термодинамического тождества $dE = TdS - pdV$ (где, как обычно, E, T, S — полная внутренняя энергия вещества (считая с энергией покоя), его температура и энтропия в объеме V), если считать, что $dS = 0$. Из уравнения (9) легко найти, как плотности вещества и излучения изменяются со временем при изменении его радиуса в ходе расширения или сжатия шара:

$$\rho_D = \frac{C_D}{R^3}, \quad \rho_B = \frac{C_B}{R^3}, \quad \rho_R = \frac{C_R}{R^4}. \quad (10)$$

Здесь три величины C — произвольные постоянные интегрирования. То же термодинамическое уравнение (9) лишний раз указывает, что вакуум при его уравнении состояния $p_V = -\rho_V$ должен иметь постоянную во времени плотность: $\rho_V = C_V$.

Если подставить соотношения (8), (10) в уравнение движения (6), то последнее можно один раз проинтегрировать по времени:

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 = A_V^{-2} R^2 + A_D R^{-1} + A_B R^{-1} + \frac{1}{2} A_R^2 R^{-2} + E. \quad (11)$$

Здесь E — произвольная константа интегрирования; точнее, эта величина не зависит от времени, но является функцией полной массы шара. Радиус шара R и сам, очевидно, зависит от массы шара; радиус играет роль эйлеровой координаты для частицы, находящейся на поверхности шара, а масса барионов шара, которая не меняется со временем для данной частицы, служит ее лагранжевой координатой. Входящие в последнее соотношение константы A даются общим соотношением

$$A = \left[\left(\frac{1+3w}{2} \right)^2 \kappa C \right]^{1/(1+3w)} = \left[\left(\frac{1+3w}{2} \right)^2 \kappa \rho R^{3(1+w)} \right]^{1/(1+3w)}, \quad (12)$$

в котором $w = p/\rho$ для каждой компоненты космической среды. Для вакуума $w = -1$, для темного вещества и барионов $w = 0$, для излучения $w = 1/3$; $\kappa = 8\pi G/3$. Если для какого-то значения R известны соответствующие значения плотностей, константы A могут быть найдены. Эти интегралы служат, таким образом, для задания начальных условий в теории Фрийдмана. Как видно из (12), интегралы A для разных уравнений состояния имеют одинаковую размерность (длины). Их численные значения близки друг к другу по порядку величины и составляют $10^{28} - 10^{26}$ см (см. далее разделы 11, 13).

Интеграл A для вещества без давления появился (и был обозначен таким образом) в первой космологической работе Фрийдмана [5] (см. формулу (8) в этой классической статье). Будем называть интегралы (12)

для различных форм космической энергии фридмановскими интегралами.

Как всегда, первый интеграл уравнений движения есть энергия, и величина E в (11) — это полная механическая энергия частицы в расчете на единицу массы. Кинетическая энергия стоит в левой части уравнения (12), а потенциальная энергия (обе эти энергии тоже относятся к единичной массе) — это взятая с противоположным знаком сумма первых четырех слагаемых в правой части этого уравнения. Полная энергия E может быть положительной, отрицательной или равной нулю; соответствующие типы движения обычно называют гиперболическим, эллиптическим и параболическим.

Замечательно, что во фридмановской космологии динамика расширяющейся Вселенной дается уравнением точно того же вида, что и ньютоновский закон сохранения энергии (11):

$$\frac{1}{2} \dot{a}^2 = A_V^{-2} a^2 + A_D a^{-1} + A_B a^{-1} + \frac{1}{2} A_R^2 a^{-2} - \frac{1}{2} k. \quad (13)$$

В теории Фрийдмана $a(t)$ — масштабный фактор, пропорционально которому изменяются все расстояния в расширяющемся мире; для моделей ненулевой пространственной кривизны эта величина служит и радиусом кривизны трехмерного пространства. Знак кривизны в (13), $k = 1, 0, -1$ (для закрытой, плоской и открытой моделей, соответственно), противоположен знаку полной энергии E в ньютоновском аналоге фридмановского уравнения. Имеется, таким образом, взаимно-однозначная связь между кривизной пространства и динамическим типом космологического расширения. В дальнейших космологических формулах будем пользоваться величиной $a(t)$ фридмановской теории вместо величины $R(t)$ ньютоновской теории, в частности, в уравнении (12); под R далее понимается a .

Точное подобие релятивистского и ньютоновского уравнений — не простая случайность; это очевидное проявление в данном случае одного из основных принципов теоретической физики, принципа соответствия, согласно которому новая более общая теория включает в себя в качестве предельного или частного случая старую теорию в области ее применимости. Можно считать, что ньютоновские уравнения для однородного шара применяются при условии, что скорость расширения шара \dot{R} гораздо меньше скорости света, а гравитационный потенциал на поверхности шара гораздо меньше скорости света в квадрате. Эти условия определенно выполняются для шара достаточно малого радиуса. Но в мире Фрийдмана все расстояния, считая и малые, изменяются пропорционально масштабному фактору $a(t)$; следовательно, и для малого шара $R \propto a$. Отсюда и вытекает необходимость точного подобия уравнений для a и для R как функции времени.

(Стоит заметить, что при ньютоновском описании космологического расширения без парадоксов все же не обходится. Действительно, уравнение движения (6) записано, как нужно считать, в инерциальной системе отсчета. В этой системе частица, находящаяся в центре рассматриваемого шара, покоится; с нею связано начало координат. Но в однородном мире все без исключения частицы равноправны, и, значит, точно такое же уравнение движения можно записать и в системе отсчета, связанной с частицей, которая находится, например, на поверхности того же шара. Однако частица на поверхно-

сти шара движется относительно его центра отнюдь не равномерно, а согласно уравнению (6), с отличным от нуля ускорением. Поэтому обе системы отсчета не могут быть одновременно инерциальными. Этот парадокс снимается в общей теории относительности, где равноправны все свободно падающие системы отсчета, т.е. системы отсчета, которые опираются на физические тела, беспрепятственно движущиеся в поле тяжести.)

Из уравнений (11), (13) можно видеть, что динамическая роль вакуума различна на разных этапах космологического расширения. На ранних этапах, при малых R или $a(t)$ (формально при $R \propto a \rightarrow 0$) слагаемое в правой части обоих уравнений, которое описывает вакуум, должно быть меньше четырех других слагаемых ($\rho_V R^2 \rightarrow 0$). Значит, на этих этапах расширения влияние вакуума несущественно. В таком случае можно проинтегрировать уравнения (11), (13) в пренебрежении вакуумом (см., например, [18]) и тем самым найти решение задачи при условии динамического доминирования обычного вещества и излучения. Так как тяготение обычного вещества и излучения создает отрицательное ускорение, $\ddot{R} \propto \ddot{a} < 0$, космологическое расширение происходит с замедлением на этих ранних этапах эволюции мира.

При больших временах роль вакуума становится существенной, и, как следует из уравнений (11), (13), рано или поздно наступает этап динамического преобладания вакуума, когда вакуумное слагаемое в правой части этих уравнений оказывается много больше трех других слагаемых справа, описывающих невакуумные компоненты космической среды. В этом предельном случае больших времен (формально при $R \propto a \rightarrow \infty$) тяготением невакуумных компонент можно пренебречь, и решение уравнений (11), (13) имеет вид

$$a(t) = A_V f(t), \quad f(t) = \sinh \frac{t}{A_V}, \quad \exp \frac{t}{A_V}, \quad \cosh \frac{t}{A_V}, \quad (14)$$

для $k = -1, 0, +1$, соответственно. Здесь, как и выше, $A_V = (\kappa \rho_V)^{-1/2} \sim 10^{28}$ см есть фридмановский интеграл для вакуума, получающийся из общего соотношения (12) при $w = -1$. Интеграл оказывается постоянным коэффициентом решений для $k \neq 0$; естественно также выбрать его и для нормировки масштабного фактора при $k = 0$.

Так как вакуум с положительной плотностью создает эффективную антигравитацию (его эффективная гравитирующая плотность $\rho_V + 3p_V < 0$, как мы уже не раз говорили), ускорение $\ddot{R} \propto \ddot{a}$ оказывается положительным, когда в динамике расширения доминирует вакуум, и решение (14) описывает космологическое расширение, которое ускоряется со временем. Для всех трех вариантов модели Фридмана, отвечающих трем типам динамики, космологическое расширение продолжается, согласно (14), неограниченно долго. В пределе больших времен расширение происходит по экспоненциальному закону для всех трех вариантов.

Смена замедления ускорением и переход к доминированию вакуума в динамике космологического расширения соответствует равенству плотностей $\rho_D + 2\rho_B + 2\rho_R = 2\rho_V$, которое имеет, очевидно, тот же смысл, что и в статической модели Эйнштейна. Но в модели Фридмана это равенство возможно только в один момент времени, и в этот единственный момент $t = t_V$ ускорение $\ddot{R} \propto \ddot{a}$ обращается в нуль. Соответ-

ствующее красное смещение

$$z(t_V) = \frac{a(t_0)}{a(t_V)} - 1 \simeq \left(\frac{2\rho_V}{\rho_D} \right)^{1/3} - 1 \simeq 0,7. \quad (15)$$

Здесь t_0 — современный возраст мира; численное значение красного смещения дано для наблюдаемых плотностей (2)–(5).

Как мы говорили, эффект космологического ускорения, открытый в наблюдениях сверхновых, проявляется в зависимости их блеска от красного смещения для больших красных смещений — больших, но не превышающих $z(t_V)$, как и должно быть, поскольку в более ранние времена расширение не ускорялось, а еще замедлялось.

В космологическом решении (14) хаббловская постоянная есть $\dot{a}/a = H \sim A_V^{-1}$, практически для любого k вскоре после перехода к доминированию вакуума. На стадии полного преобладания вакуума постоянная Хаббла не зависит от времени и определяется только значением плотности космического вакуума. Легко проверить, что эта связь постоянной Хаббла и плотности вакуума согласуется (в пределах ошибки измерений) с измеренными значениями этих величин (см. данные, приведенные в разделе 2). Существенно, что речь здесь идет о двух независимых типах космологических измерений.

Остается теперь записать решение фридмановского космологического уравнения (13) для всех времен:

$$\int (A_V^{-2} a^2 + 2A_D a^{-1} + 2A_B a^{-1} + A_R^2 a^{-2} - k)^{-1/2} da = t. \quad (16)$$

Здесь принят знак плюс перед корнем квадратным, так как рассматривается расширение, а не сжатие космической среды; в качестве начала отсчета времени принят момент, когда $a = 0$. Решение (16) представлено графически на рис. 1, построенном в соответствии с данными о постоянной Хаббла и о плотностях вакуума, темного вещества, барионов и излучения, приведенными в (2)–(5). Космологическое расширение становится ускоряющимся при $t > t_V \simeq 7-8$ млрд лет; современный возраст мира $t_0 \simeq 15$ млрд лет. В современную эпоху $a(t_0) \sim A_V \sim 10^{28}$ см. Последнее приближенное соотношение означает совпадение растущей со временем величины $a(t)$ с постоянной длиной A_V ; это одно из космических совпадений, характеризующих современную эпоху, и как будет показано далее, оно существенно также для

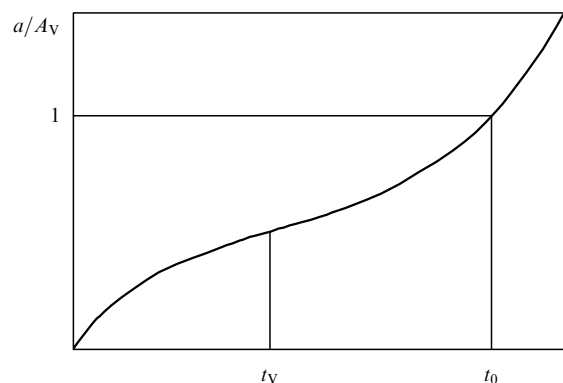


Рис. 1. Фридмановская модель: зависимость масштабного фактора от возраста мира.

понимания других космических совпадений (см. разделы 11, 13).

Интересно, что в обоих предельных случаях, при $a \rightarrow 0$ и при $a \rightarrow \infty$, динамика космологического расширения не зависит от знака полной энергии E или знака пространственной кривизны k , как это видно из уравнения (16). Для всех трех вариантов динамики и кривизны расширение начинается в параболическом режиме; затем в течение конечного времени может проявиться возможное отличие динамики расширения от этого режима, а после этого расширение вновь выходит на параболический режим и сохраняет этот тип движения неограниченно долго.

4. Четырехмерный мир сегодня

Перейдем от динамики мира к его геометрии. Это второй важнейший аспект современной стандартной космологической модели. Геометрия четырехмерного мира Фридмана описывается метрическим элементом

$$ds^2 = dt^2 - a^2 F(\chi)^2 d\Omega^2 - a^2 d\chi^2, \quad (17)$$

где ds — бесконечно малое расстояние между двумя близкими точками-событиями в четырехмерном пространстве-времени. Здесь t , χ — собственное время (т.е. время, измеряемое в системе отсчета расширяющегося вещества) и лагранжева координата; коэффициент перед угловой частью интервала $F = \sin \chi$, χ , $\sinh \chi$ для $k = 1, 0, -1$, соответственно; $d\Omega^2 = \sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2$.

Вместе с решением (16), которое дает a как функцию времени, метрический элемент (17) содержит весь комплекс теоретических сведений о мире, которыми располагает космология. Согласно (17), четырехмерный мир имеет изотропное трехмерное пространство в системе отсчета движущегося в этом пространстве вещества. Все длины в пространстве возрастают пропорционально масштабному фактору $a(t)$, так что галактики, а точнее их системы, разбегаются друг от друга, и наблюдатель заметит и измерит их движение по красному смещению в спектре излучаемого галактиками света. Свет распространяется вдоль нулевых геодезических, для которых интервал (17) обращается в нуль, и из этого вытекает — в пределе не слишком больших красных смещений — закон Хаббла, т.е. линейная зависимость скорости удаления галактик от расстояния до них. Теория Фридмана с динамикой, даваемой уравнением (16), и геометрией, даваемой интервалом (17), вместе с наблюдательными сведениями о космических плотностях (2)–(5) и постоянной Хаббла — это и есть стандартная космологическая модель наших дней.

Для нас сейчас интересны прежде всего те особенные черты новой картины мира, которые связаны с присутствием во Вселенной космического вакуума. Если принять для $a(t)$ экспоненциальную временную зависимость, соответствующую, согласно только что сказанному, динамическому доминированию вакуума, то решение Фридмана превратится в знаменитое решение де Ситтера, полученное в 1917 г. — еще до решений Фридмана (который, кстати, отзывался о де Ситтере с почтением и аккуратно ссылался на его работы). Хаббл указывал на решение де Ситтера как на возможную теоретическую модель открытого им космологического расширения. В работах [11] оно использовалось для описания первоначального разгона космического вещества; по теории инфляции эта стадия длилась не более долей секунды.

Решение де Ситтера — частный случай решения Фридмана, отвечающий формально полному отсутствию в мире невакуумных форм энергии. Метрический элемент (17) при $a(t) = A_V \exp(t/A_V)$ представляет это решение в системе отсчета разлетающихся (с ускорением) пробных частиц. Пробными, т.е. негравитирующими, становятся в этом предельном случае все невакуумные компоненты космической среды.

Самое важное свойство решения де Ситтера состоит в том, что описываемое им пространство-время статично — оно имеет не зависящие от времени 4-инварианты. Это означает, что метрика де Ситтера может быть приведена к виду, при котором никакого расширения в ней нет. И действительно, мир, заполненный вакуумной энергией с постоянной и неизменной во времени и пространстве плотностью, и сам должен быть неизменным во времени и однородным в пространстве. В таком мире все события, т.е. четырехмерные точки, неразличимы, а это означает, что в нем нигде ничего не происходит, и потому этот мир вечен, неизменен и идеально симметричен по своим геометрическим свойствам.

При таких условиях должна существовать система отсчета, в которой метрический элемент решения де Ситтера не содержит зависимости от времени. Приведем для конкретности одну из возможных статических форм решения де Ситтера:

$$ds^2 = S(r) d\tau^2 - r^2 d\Omega^2 - S(r)^{-1} dr^2. \quad (18)$$

Здесь τ , r — новые временная и пространственная координаты; $S(r) = (1 - r/A_V)^2$. Метрика (18) получается из метрики (17) простым преобразованием координат от t, χ к τ, r , если считать, что в (17) $a(t) \propto \exp(t/A_V)$.

Существуют и другие формы этого решения, в которых трехмерное пространство выглядит иначе. Но во всех случаях вакуум, заполняющий любое из этих пространств, имеет всюду однородную и всегда постоянную плотность ρ_V . Численное значение плотности вакуума во всех этих случаях одно и то же, так что измерив это значение в системе отсчета, сопутствующей расширяющемуся веществу, как это реально и сделано с помощью наблюдений сверхновых, мы знаем, что оно в точности такое и при любых других способах измерений в какой угодно системе отсчета.

Важно, что в любой из возможных форм записи интервала де Ситтера даваемая ими дифференциальная геометрия четырехмерного мира в точности та же, что и в форме (18). Это геометрия четырехмерного пространства-времени постоянной кривизны. Четырехмерная кривизна мира K прямо связана с фридмановским интегралом для вакуума: $K = A_V^{-2}$. Эта кривизна (риманова) положительна при положительном значении плотности вакуума.

Двумерным пространством постоянной положительной кривизны является, как известно, сфера. Трехмерное пространство постоянной положительной кривизны, которое фигурирует в модели Эйнштейна и в одной из трех (закрытой) моделей Фридмана, называется гиперсферой. Четырехмерное пространство-время постоянной положительной кривизны — это тоже некая "сфера", хотя и сильно отличающаяся (прежде всего, по сигна-

туре метрики) от своих двумерного и трехмерного аналогов.

Четырехмерная кривизна K обращается в нуль, если только плотность вакуума положить равной нулю; при этом метрика (18) переходит в галилееву (или, что то же, лоренцеву) метрику специальной теории относительности. Формально говоря, в мире с нулевой четырехмерной кривизной нет ничего — даже вакуума. По существу же это означает, что специальная теория относительности — применительно к космологическим задачам — неверна в пространственно-временных масштабах, которые близки к фридмановскому интегралу A_V или превышают его.

Ненулевая кривизна реального четырехмерного мира, $K = A_V^{-2} \sim 10^{-56} \text{ см}^{-2}$, представляет собой едва ли не самую основную константу природы. Во всяком случае — это главная константа в космологии наряду, конечно, с плотностью вакуума, с которой она прямо связана. Фридмановский же интеграл $A_V = K^{-1/2} \sim 10^{28} \text{ см}$ — основная космологическая длина. Отвечающее этой длине время $A_V/c \sim 10$ млрд лет. А соответствующая масса $\sim \rho_V A_V^3 \sim 10^{55} \text{ г}$. Из этих характерных величин длины, времени и массы можно составить "космическую" систему единиц. Как видно из цифр, приведенных в конце предыдущего раздела, в современную эпоху $a \sim t \sim H^{-1} \sim 1$, если эти величины записать в "космических" единицах.

Вернемся к эволюционной истории мира. Из сказанного становится ясно, что переход в расширяющейся Вселенной от стадии преобладания обычного вещества к стадии преобладания вакуума означает постепенное исчезновение динамики в четырехмерном пространстве-времени. Пространственно-временной каркас мира, можно сказать, застывает, он перестает изменяться со временем и оказывается в результате зафиксированным навечно. Но в погруженном в этот вечный и неизменный мир веществе многое еще происходит и будет происходить (например, вспыхивают сверхновые, по которым мы узнаем об ускоряющемся расширении). Однако на метрику четырехмерного мира эти процессы, события, превращения в веществе практически никак не влияют сейчас и еще меньше будут влиять в будущем. Можно сказать, что чем сильнее разгоняется космологическое расширение под воздействием антигравитирующего вакуума, тем ближе наш четырехмерный мир к абсолютной статике, неизменности и полному покою. Таков самый важный динамический и геометрический эффект вакуума в космологии.

Очевидно, что в этих новых обстоятельствах традиционный вопрос о том, является ли реальная космологическая модель открытой, закрытой или плоской, теряет свою прежнюю остроту и принципиальность. А сколько было горячих споров по этому поводу, сколько дорогостоящих наблюдательных, в том числе и космических программ было нацелено на точное определение космологических параметров и тем самым на решение самой грандиозной, как считалось, проблемы естествознания! Теперь ясно, что от выбора между тремя возможными моделями трехмерной геометрии не зависит ответ на вопрос о судьбе мира, т.е. будет ли мир расширяться вечно или его наблюдаемое расширение сменится в будущем сжатием. По решению (16), космологическое расширение происходит неограниченно долго во всех трех моделях. Эти модели различаются между собой

лишь тем, что их трехмерные пространства выделены тремя разными способами из одного и того же единого четырехмерного пространства-времени. По способу выделения, эти трехмерные объемы могут иметь нулевую или ненулевую кривизну. Конечно, интересно знать, какой именно знак имеет кривизна "нашего" конкретного изотропного трехмерного пространства, в котором наблюдаемое космологическое расширение происходит однородно и изотропно. Гораздо важнее, однако, то замечательное обстоятельство, что даже и независимо от этого стала известна четырехмерная геометрия пространства-времени. И об этой геометрии известно все, именно все (!), что только вообще можно узнать из общей теории относительности: это статическое пространство-время постоянной положительной кривизны, причем численное значение кривизны довольно точно измерено.

Но чего нельзя ожидать от общей теории относительности — это описания топологии четырехмерного мира, его геометрического строения как целого. В заочной полемике с Эйнштейном Фридман обращал внимание на то, что общая теория относительности строится на дифференциальной геометрии (Фридман читал курс дифференциальной геометрии в Петроградском университете) и топологии в ней нет. Дифференциальная геометрия дает для топологии лишь некоторые ограничения общего характера, но не определяет ее. Эйнштейн же полагал, что найденное им статическое космологическое решение с положительной кривизной трехмерного пространства описывает Вселенную, трехмерное пространство которой в целом является закрытым, замкнутым в себе, подобно сфере. Но по существу это было произвольной дополнительной гипотезой, никак не вытекающей из общей теории относительности как таковой. Фридмановские модели, открытая и закрытая, называются так только в силу традиции; эти названия не должны вводить в заблуждение относительно возможной топологии трехмерных пространств в этих моделях — о ней реально ничего неизвестно.

Последнее в полной мере касается, конечно, и мира де Ситтера; известна его четырехмерная дифференциальная геометрия — она полностью описывается интервалом (18), но его топология, его геометрия в целом остается полностью открытой проблемой. Имеется множество интересных и разнообразных математически допустимых вариантов глобального строения такого мира (см. о некоторых из них в лекциях [8]). Но удастся ли когда-нибудь проверить эти варианты в наблюдениях и выбрать один из них? Как бы то ни было, топология мира становится теперь самым принципиальным, если не единственным по-настоящему важным вопросом геометрического характера в космологии современной Вселенной.

Возвращаясь снова от геометрии к динамике Вселенной, напомним, что космологическая эволюция началась, возможно, в статическом пространстве-времени [10, 11] при динамическом доминировании вакуума. Скорее всего (а в духе славной космологической традиции, о которой говорил Ландау, в этом месте следовало бы сказать "несомненно"), эта эволюция будет продолжаться вечно тоже в статическом вакуумном мире. Между этими двумя статическими вакуумными состояниями и происходит космологическая эволюция.

Нужно сказать, что начальное значение плотности вакуума при очень малых временах и современное

значение этой плотности — разные величины, и первая, как полагают, гораздо больше последней. С первоначальным вакуумом имеет дело инфляционная модель; привлекательное — и к тому же из первых рук — описание этой модели можно найти в книге [10]. В этой красивой модели начальное вакуумное состояние мира имитируется с помощью специально для этих целей вводимых скалярных полей, которые обеспечивают эффективное вакуумное уравнение состояния космической среды. Существенно, что скалярные поля эволюционируют в ранней Вселенной и, в частности, эффективная плотность вакуума может из-за этого претерпевать изменения. В результате этих изменений рождается обычное вещество, и потому Вселенная еще на очень ранней стадии своего существования приходит в такое физическое состояние, которое уже подчиняется теории Фридмана и описывается ею. Инфляция — совсем особая большая и интересная тема, обсуждение которой лежит вне рамок данной статьи; о ней и без того немало написано в последние 10–15 лет. Это замечательная гипотеза, которая позволила привлечь в космологию самые яркие идеи физики элементарных частиц и тем самым чрезвычайно обогатить современную космологическую науку. Но все же приходится признать, что при всем этом модель инфляции не смогла предсказать измеренное сейчас значение плотности вакуума. Она не дает количественных указаний на связь обнаруженной в наблюдениях плотности вакуума с начальным значением этой плотности в эпоху инфляции. Как и почему первоначальная высокая плотность вакуума, или инфляционного скалярного поля, упала именно до ее современного значения — самый трудный вопрос в теории инфляции; а без его решения повисает в воздухе многое из того, что эта модель обещает объяснить. Но что несомненно важно, так это то, что модель инфляции убедительно продемонстрировала возможность применения теории Фридмана для описания истории мира начиная по крайней мере с первой ее секунды (а реально — с малых долей секунды, см. разделы 12, 13) и показала, каким образом — по крайней мере, в принципе — космологическое расширение могло первоначально возникнуть, а затем перейти в режим фридмановской эволюции.

Остается заметить, что в другом (не о топологии) споре между Эйнштейном и Фридманом, споре о том, является ли мир статичным или эволюционирующим (см. об этом споре в [19, 20]), оба классика оказываются в итоге правы, но каждый по-своему. Идея Эйнштейна о неизменной и вечной Вселенной реализуется хотя и не в его статической модели, но зато в идеально симметричном решении де Ситтера. А идея нестационарной Вселенной Фридмана — в его общей теории эволюции Вселенной и в наблюдаемом феномене хаббловского разбегания галактик. Идея Фридмана включает в себя, в частности, и идею Эйнштейна — в качестве предельного случая.

5. Загадка Хаббла

Когда в 1917 г. Эйнштейн опубликовал свою модель статической Вселенной, космологическое расширение было уже фактически открыто американским астрономом Весто Слайфером, который сообщил об этом в статье, вышедшей в том же знаменательном для космо-

логии 1917-м. Правда, сообщая о разбегании космических туманностей, Слайфер не знал еще по сути и сам, что именно он открыл: ни расстояния до туманностей, ни их истинная природа тогда еще не были известны; естественно, что в его работе не было ни слова о космологии. Но и сама эта наука в ее нынешнем понимании не существовала еще до общей теории относительности (1916 г.) и первой космологической работы Эйнштейна 1917 г. Семью годами позже, в 1924 г., Фридман обсуждал открытие Слайфера на одном из своих семинаров в Петроградском университете и, по свидетельству участника семинара Д.Д. Иваненко, рассматривал это открытие в космологическом контексте, считая его — совершенно справедливо — прямым наблюдательным свидетельством в пользу теории расширяющейся Вселенной. Об открытии Слайфера сообщал и издававшийся в те годы в СССР научно-популярный журнал *Мироведение*.

Теория Фридмана предполагает, что Вселенная однородна по распределению вещества в ней, и это действительно так. Крупномасштабное распределение галактик статистически однородно в масштабах 100–300 Мпк и более, а изотропия Вселенной точнее всего подтверждается реликтовым излучением, которое изотропно с точностью по крайней мере до сотых долей процента. Фридмановская теория предсказывает, что космологическое расширение в однородном и изотропном мире должно происходить по линейному закону: в каждый данный момент истории мира скорость удаления объекта, находящегося на расстоянии R от нас, пропорциональна этому расстоянию: $V = HR$, где H — постоянный коэффициент, который не зависит ни от расстояния до объекта, ни от направления на него на небе. Эта зависимость есть прямое следствие однородности и изотропии Вселенной; таким увидит космологическое расширение любой наблюдатель, где бы во Вселенной он ни находился. Этот закон был открыт Хабблом в его наблюдениях 1927–1929 гг., и постоянная H по справедливости носит с тех пор его имя.

Хаббл уже знал — из своих собственных исследований, что Вселенная — это мир галактик. Он построил диаграмму зависимости V от R для двух дюжин галактик, лучевые скорости которых он измерил, а расстояния оценил. Оригинальная хаббловская диаграмма воспроизводится на нашем рис. 2.

Измеренные Хабблом скорости были лишь немногим больше тысячи км с⁻¹. Если воспользоваться принятым

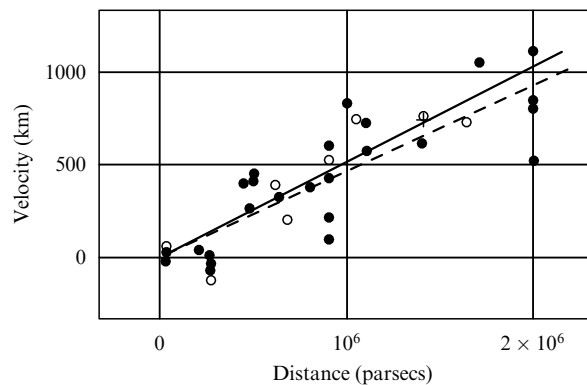


Рис. 2. Оригинальная хаббловская диаграмма 1929 г. На вертикальной оси скорость должна быть в единицах км с⁻¹, а не в км. Гелиоцентрическая система отсчета.

сейчас значением постоянной Хаббла $H = 50 - 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, то легко увидеть, что предел расстояний в его наблюдениях составлял примерно 20 Мпк. Сам Хаббл думал тогда, что 2 Мпк; такой была у него систематическая ошибка оценки расстояний, почти что в десять раз.

Но в пределах 20 Мпк никакой однородности и изотропии во Вселенной нет; как мы только что сказали, эти свойства Вселенная приобретает лишь в масштабах 100–300 Мпк и более. На эту тему имеется обширная литература: сошлемся на книги [6–10] и свежие публикации по теме [21–30]. Распределение же вещества в ближнем объеме, напротив, крайне неравномерно: имеются группы галактик с размерами в 1 Мпк и больше, все они входят в большое скопление галактик Вирго (т.е. Дева), центр которого лежит в направлении на одноименное созвездие и находится от нас на расстоянии приблизительно в те же 20 Мпк, и т.п. Как при таких условиях здесь возможен регулярный космологический поток расширения с линейной зависимостью скорости от расстояния?

Наименьшие скорости удаления у Хаббла составляют всего одну-две сотни км с^{-1} , и это означает, что хаббловский поток берет начало очень близко от нас, на расстояниях всего в несколько Мпк. Но это катастрофически не тот, не космологический пространственный масштаб.

Остается лишь спросить: а имеет ли открытие Хаббла какое-либо отношение к космологии?

Через 70 лет после первой космологической публикации Хаббла, в 1999 г., вопрос о природе локального (до 20 Мпк) хаббловского потока был вновь отчетливо поставлен в работе А. Сэндиджа [31] (см. также его публикации 1972 и 1986 гг. [32, 33]). К настоящему времени наблюдениям стали доступны галактики со скоростями разбегания в сотни тысяч км с^{-1} , что соответствует расстояниям в тысячи Мпк. Это бесспорно космологические масштабы. На таких масштабах линейный закон расширения надежно и уверенно установлен — в полном соответствии с теоретическими ожиданиями в духе изотропных фридмановских моделей. Но что поразительнее всего, для этих глобальных космологических масштабов постоянная Хаббла имеет практически то же самое численное значение, что и в локальном объеме до расстояний всего в 10–20 Мпк. Согласно Сэндиджу [31], космологическое расширение прослеживается вплоть до 1,5–2 Мпк от нас, и "локальный темп подобен глобальному, если только он не совпадет с ним точно, на уровне $\sim 10\%$ ". Иными словами, общая картина расширения выглядит так, как если бы глобальный космологический поток и в самом деле начинался прямо вблизи нас и, простираясь далее чуть не до горизонта мира, сохранял всюду свою кинематическую идентичность. Но ведь это же абсолютно невозможно!

Такова загадка, оставленная нам Хабблом. Сэндидж, один из самых крупных космологов-наблюдателей наших дней, прямо пишет в работе 1999 г.: "Мы так и остаемся с этой тайной" [31].

6. Локальный поток

Приведем самые свежие наблюдательные данные о движениях галактик в Местном объеме, которыми рас-

полагает группа И.Д. Караченцева в САО РАН. Основной результат таков: на гораздо большем наблюдательном материале, чем тот, который был в распоряжении Хаббла в 1929 г., и с гораздо более высокой степенью точности подтверждено и продемонстрировано существование регулярного потока расширения с линейным законом скорости для расстояний от 2 до 8 Мпк.

Группа Караченцева [34] представила недавно два варианта хаббловской диаграммы (рис. 3, 4). Первый из них (см. рис. 3) включает в себя данные о движениях 145 галактик до расстояний 8 Мпк (по большей части это оригинальные результаты наблюдений). Скорости измерены с точностью не хуже 5 км с^{-1} , точность определения расстояний — 20%. Скорости даны в системе отсчета центра масс Местной группы. Эта группа включает в себя нашу Галактику и сравнимую с ней по массе гигантскую галактику Андромеда, находящуюся от нас на расстоянии 700 кпк; эти две галактики составляют основную массу группы. В группе имеется еще 2–3 десятка менее массивных галактик, среди которых большинство составляют совсем небольшие галактики-карлики. Общий размер Местной группы — приблизительно 1 Мпк. Подавляющее большинство других галактик, находящихся вне Местной группы на расстояниях до 8 Мпк (а их там не меньше двух сотен), — это тоже карлики. Измеренная по данным о 145 галактиках

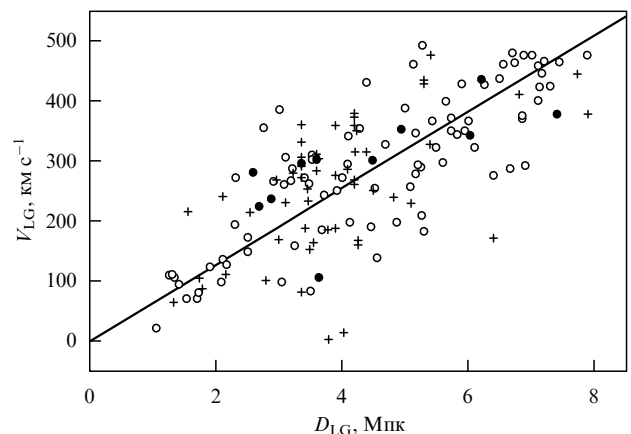


Рис. 3. Хаббловская диаграмма для 145 галактик Местного объема [34]. Система центра масс Местной группы.

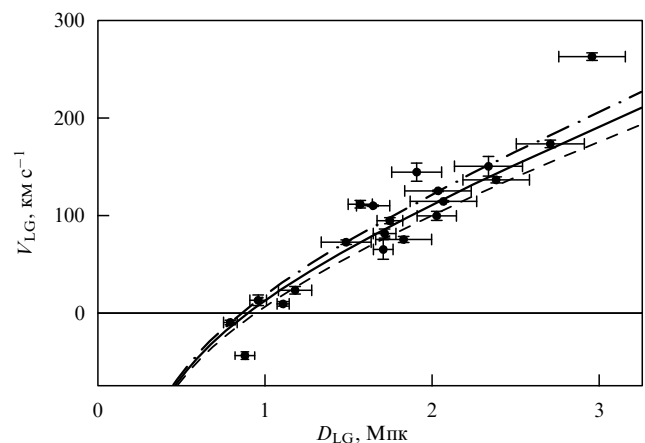


Рис. 4. Хаббловская диаграмма для 20 галактик Местного объема с высокоточными расстояниями [34]. Система центра масс Местной группы.

постоянная Хаббла составляет $64 \pm 10 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, что практически совпадает с "глобальным" значением этой величины, измеренным на масштабах в тысячи Мпк.

Дисперсия скоростей 145 галактик составляет 74 км с^{-1} . Часть этой величины обусловлена ошибками наблюдений, часть — движениями галактик в составе их групп; но она может также отражать реальную анизотропию разбегающей всей совокупности галактик в данном объеме. С точки зрения той проблемы, которую мы здесь обсуждаем, показательно, что величина дисперсии сравнима с регулярной линейной скоростью расширения до расстояний около 2 Мпк и заметно меньше регулярной скорости для расстояний от 3 до 8 Мпк. Средняя амплитуда отклонений от линейной регулярности, вычисленная для всего этого объема, не превышает 10 %.

Особенно интересна для наших целей диаграмма (см. рис. 4) для 20 галактик с высокоточными, не хуже 7%, определениями расстояний [34]. Это галактики-карлики, находящиеся от нас на расстояниях не дальше 3 Мпк и, за редким исключением, не входящие в группы; их кинематика отражает в наиболее чистом виде динамическую обстановку в нашем ближайшем окружении. Не искаженные участием во внутригрупповых движениях, скорости этих галактик обнаруживают поразительно малый разброс вокруг линейного закона — всего 25 км с^{-1} . Это первая надежная оценка хаотических движений галактик Местного объема, которая заведомо превышает ошибки наблюдений (около 15 км с^{-1}). И, как мы видим, поток этих галактик еще спокойнее и холоднее, чем и так уже далеко не бурный общий поток во всем объеме до 8 Мпк. С точки зрения динамики эти галактики служат в качестве очень хорошего измерительного инструмента для анализа поля скоростей, а значит, и поля тяготения в Местном объеме.

Высокая степень регулярности движений этих близких галактик резко контрастирует с крайней степенью нерегулярности, сильной неоднородностью их пространственного распределения. По данным группы Теерикорпи и Патуреля [24, 35], особенно сильные нерегулярности и неоднородности наблюдаются как раз в пределах 2–3 Мпк, а дальше они постепенно сглаживаются (в среднем по возрастающим объемам), оставаясь, однако, и там далеко не слабыми, вплоть до расстояний в 200 Мпк.

Из всей этой наблюдаемой картины напрашивается один вывод: кинематика галактик в местном объеме имеет мало общего с их пространственным распределением. Кинематика исключительно регулярна, тогда как пространственное распределение сильно неоднородно как в этом объеме, так даже и в более обширных объемах вокруг нас. За наблюдаемой кинематикой галактик стоит динамика, которая, следовательно, с распределением масс галактик фактически не связана.

Но если не массы самих галактик, то что же тогда управляет движением этих тел в местном объеме? Такова новая физическая постановка вопроса о природе локального хаббловского потока.

В духе новейших открытий в космологии можно предположить, что хаббловским потоком управляет космологический вакуум. Такой ответ [36, 37] предполагает трактовку космологического ускорения в духе космологической постоянной, т.е. вакуума (об альтернативной интерпретации в духе гипотетической квинтэссенции упомянуто выше, и мы еще скажем о ней далее).

7. Вакуум в Местном объеме

Согласно наблюдениям, в окружающем нас объеме с расстояниями до 3–5 Мпк подавляющая доля всей невакуумной материи концентрируется в Местной галактической группе. Масса Местной группы — это фактически суммарная масса барионов нашей Галактики и Андромеды плюс превышающая последнюю раз в 10 темная материя, которая заполняет протяженные массивные гало этих двух галактик. Полная невакуумная масса Местной группы $M_{LG} \simeq (1-3) \times 10^{12} M_{\odot}$ [7, 34], и она сосредоточена в объеме с размером приблизительно в 1 Мпк.

Для оценки динамической картины в масштабах от 1 до 8–10 Мпк сравним две величины: силу отталкивания, создаваемую вакуумом на некотором расстоянии R от центра масс Местной группы, и силу притяжения, создаваемую на том же расстоянии суммарной массой Местной группы. Сила отталкивания такова:

$$F_1 = -\frac{GM_1}{R^2} = \frac{4\pi}{3} G_2 \rho_V R \simeq 7 \times 10^{-13} R \text{ см с}^{-2}. \quad (19)$$

Здесь M_1 — полная эффективная масса вакуума в сфере радиуса R ; она равна эффективной гравитирующей плотности вакуума, умноженной на объем этой сферы. Сила записана в расчете на единицу массы, т.е. это ускорение. Расстояние R в конце формулы (19) берется в Мпк.

Для грубой оценки силы притяжения, создаваемой массой Местной группы, пренебрежем несферичностью распределения полной массы; в действительности это, конечно, не сфера, а скорее гантель, но разница в оценке все равно невелика, как легко проверить, для тех расстояний, которые получаются в ответе. Не станем также добавлять к массе Местной группы массы других галактик в объеме с радиусом R — это тоже не сильно изменило бы результат. Тогда в этом первом и главном приближении

$$F_2 = -\frac{GM_2}{R^2} \simeq -3 \times 10^{-11} R^{-2} \text{ см с}^{-2}. \quad (20)$$

Здесь $M_2 \simeq M_{LG}$; в конце формулы радиус измеряется в Мпк. Две силы (19) и (20) сравниваются по абсолютной величине при $R \simeq 3 \text{ Мпк}$, а на еще больших расстояниях доминирует антигравитация вакуума.

Наша оценка, конечно, грубовата, но зато очевидна, надежна и устойчива по сути. Нетрудно сделать и более рафинированный расчет; можно построить, например, семейство поверхностей одинакового ускорения в местном объеме и найти ту из них, на которой ускорение обращается в нуль. Эта поверхность в действительности не сильно отличается от сферы радиуса 2–3 Мпк. А поверхности еще большего размера и вообще практически перестают отличаться от сфер, так что для расстояний в 4–5 Мпк и более имеет место почти строго (с точностью не хуже 20–30 %) сферически симметричное ускорение. И на этих расстояниях полностью доминирует вакуум.

В регулярном, сферически симметричном поле ускорений на расстояниях 3–4 Мпк и более естественно ожидать и регулярного движения пробных тел, какими являются маломассивные галактики на рис. 4, да и вообще все галактики Местного объема. Но именно так реально и выглядит локальный поток в наблюдениях: он

действительно весьма регулярен начиная с расстояний всего в 1,5–2 Мпк — это так и по данным Сэндиджа в [31] и на трех показанных здесь вариантах хаббловской диаграммы. Здесь нет никакого парадокса, раз в динамике местного объема доминирует вакуум с его идеально однородной плотностью. Таким образом, снимается противоречие между регулярной кинематикой галактик местного объема и крайне нерегулярным распределением невакуумных форм энергии в этом объеме. Начиная с расстояний в несколько Мпк, галактики хаббловского потока движутся как пробные частицы на идеально регулярном фоне вакуума, который их разгоняет (вернее, подгоняет).

С открытием вакуума Вселенная в целом оказывается более однородной, чем об этом можно было судить ранее только по распределению галактик в ней. Она однородна не только в собственно космологических масштабах 100–300 Мпк и более. В динамическом смысле она однородна вокруг нас уже с расстояний в несколько Мпк. Можно сказать, что космология начинается теперь не с сотен Мпк, а с нескольких Мпк от нас. Она подступает почти вплотную к нам, к Млечному Пути. И все это из-за динамического доминирования вакуума как по Вселенной в целом, так и в самых малых ее объемах вроде Местного объема. (Заметим в скобках, что в местах с большей концентрацией невакуумной энергии вакуум доминирует с больших масштабов, чем в Местном объеме; например, в богатых скоплениях галактик, таких как скопление в Коме или Вирго, радиус нулевого ускорения может составлять 10–30 Мпк.)

Критический пункт этих рассуждений — кинематическая идентичность хаббловского потока на всем интервале масштабов от нескольких Мпк до самых больших расстояний в мире галактик. Этот вопрос, который до сих пор ставил в тупик думающих астрономов-наблюдателей, теперь, кажется, проясняется. Действительно, раз во всех этих масштабах доминирует вакуум с его всюду одинаковой плотностью, то и темп расширения, характеризуемый постоянной Хаббла, должен быть везде одинаков, поскольку постоянная Хаббла определяется только плотностью вакуума. Согласно решению (14), которое справедливо всюду, где доминирует вакуум, а также и уравнению (19) на расстояниях > 3 Мпк, постоянная Хаббла в этих условиях $H = \dot{a}/a = \dot{R}/R \simeq 1/A_V$.

В этом и состоит, как можно полагать [36, 37], разгадка той "тайны", которая существовала со времен работы Хаббла 1929 г. и о которой совсем недавно говорил Сэндидж.

8. Вакуум и общее движение Местного объема

В динамике ближней области мира есть и еще один небезынтересный аспект. Как мы сказали, диаграммы на рис. 2–4 показывают скорости удаления галактик в системе центра масс Местной группы; он лежит на прямой между центрами основных галактик группы, ближе к Андромеде, так как она несколько массивней нашей Галактики. Но в космологии есть своя особая система отсчета; она опирается на реликтовое излучение и охватывает всю Вселенную. Это действительно глобальная система отсчета, и именно в ней трехмерное пространство фридмановской модели является однород-

ным и изотропным. Солнце, а с ним и Земля движутся относительно реликтового излучения со скоростью около 300 км с^{-1} . Но оказывается, что и центр масс Местной группы тоже не покоится относительно реликтового излучения — он движется относительно него со скоростью примерно 600 км с^{-1} [26]. Наблюдения указывают на то, что имеет место общее сносовое движение всего Местного объема относительно реликтового излучения с весьма немалой скоростью $500–600 \text{ км с}^{-1}$. Причем Местный объем движется практически как целое в составе гораздо большей по размеру области с размером до 100–150 Мпк (см. недавнюю статью [27] и цитируемую в ней литературу). Вся совокупность галактик в этом большом объеме совместно движется в сторону Большого Аттрактора, как иногда называют это направление в пространстве.

Заметим, что скорость сносового движения больше скорости регулярного расширения до расстояний в 10 Мпк. Она в 10–20 раз больше дисперсии скоростей в пределах тех же расстояний. Так что это отнюдь не слабое возмущение, а сильный кинематический эффект для масштабов Местного объема.

Вопрос, который не очень активно обсуждался до сих пор, состоит в том, как совместить все три наблюдаемые свойства Местного объема: 1) сильную неоднородность плотности вещества; 2) общее сносовое течение; 3) регулярное хаббловское расширение внутри Местного объема. В динамике, управляемой гравитацией самих галактик, такая картина совершенно невозможна. Но три свойства Местного объема оказываются вполне совместимыми, если динамикой галактик в Местном объеме управляет не их самогравитация, а космический вакуум.

В этом астрономическом феномене проявляется основное механическое свойство вакуума, согласно которому он не может служить системой отсчета. Покой и движение относительно вакуума неразличимы, потому что вакуум всюду и везде, в любой системе отсчета один и тот же. Реликтовое излучение тоже практически идеально однородно и изотропно, но только в системе отсчета, связанной с ним самим. Радиометр, движущийся относительно реликтового излучения, покажет, что для него реликтовое излучение имеет дипольную анизотропию, а из этого сразу находится скорость прибора относительно реликтового фона. Но нет и не может быть такого прибора, который бы измерял свою скорость относительно вакуума, потому что эта величина не имеет физического смысла. Вернее, эта величина тождественно равна нулю: в любой произвольной системе отсчета вакуум выглядит абсолютно одинаково, и любая система отсчета является для вакуума сопутствующей. Или другими словами: две системы отсчета могут двигаться друг относительно друга с любой скоростью, но вакуум будет сопутствовать каждой из них.

У вакуума есть и еще одно свойство, которым только он и обладает: воздействуя на все тела природы своей антигравитацией, он сам никакому обратному гравитационному воздействию этих тел не поддается. Третий закон Ньютона "действие равно противодействию" на него не распространяется. Можно сказать, что у вакуума есть отличная от нуля (и притом отрицательная) активная гравитационная масса, а его пассивная гравитационная масса и инерциальная масса равны нулю. (Заметим

только, что все это относится к физическим условиям, при которых гравитационные поля и все другие поля вообще являются слабыми; в сильных полях возможна поляризация вакуума и ряд других эффектов, в которых локальные свойства вакуума меняются под сильным внешним воздействием.)

В Местном объеме вакуум действует своей антигравитацией на галактики так, как если бы он сам двигался вместе с центром масс Местной группы. По своему главному механическому свойству он сопутствует Местному объему и управляет его динамикой точно так же, как он управляет глобальной динамикой космологического расширения. А так как никакому обратному воздействию галактик он не поддается, то и его динамический эффект никак не зависит от самих галактик — ни от их распределения в пространстве, ни от их движения. Это и позволяет Местному объему расширяться как отдельной маленькой вселенной внутри всей большой Вселенной с ее глобальным хаббловским потоком. Но важно то, что оба эти потока, глобальный и локальный, имеют одну и ту же кинематику и один и тот же темп расширения, определяемый постоянной Хаббла, потому что вакуум одинаков и для всей Вселенной, и для Местного ее объема, обладающего дополнительным сновосовым движением.

При этом ясно, что глобальный поток расширения в больших масштабах, превышающих 100–150 Мпк, должен выглядеть анизотропным, когда его наблюдают из Местной группы. В этом потоке возникает дипольная анизотропия из-за движения Местной группы относительно него. Но эта анизотропия незаметна и тонет в ошибках наблюдений: ее уровень измеряется отношением сновосовой скорости Местного объема (600 км с^{-1}) к регулярной хаббловской скорости в этих масштабах (6000 км с^{-1} и больше), а это отношение составляет 10% и меньше.

Таков возможный ответ на вопрос о совместимости регулярного расширения Местного объема с его сильной неоднородностью и общим сновосовым движением [36]. За приведенными здесь рассуждениями стоит точное ньютоновское решение уравнений гидродинамики [40] для одномерного потока, наложенного на изотропное хаббловское расширение; это решение представляет собой обобщение решения Зельдовича [41], имеющего ту же симметрию, на случай присутствия в мире космического вакуума. Решение позволяет описать количественно три упомянутых свойства Местного объема; оно также дает представление о динамической предыстории этой ближней к нам области мира [39] и показывает, какие "начальные условия" обеспечили наблюдаемое значение общей сновосовой скорости.

Подводя итог, можно сказать, что только с открытием космического вакуума стали по-настоящему ясны космологическое значение и реальный физический смысл открытия, сделанного Хабблом по наблюдениям в Местном объеме Вселенной. Да, глубоко внутри ячейки однородности общего распределения галактик Хаббл открыл глобальный космологический феномен расширения Вселенной. Но по существу он тем самым открыл еще и космологический вакуум. А ссылка, которую он дает в своей работе на модель де Ситтера, исключительно точно попадает в цель.

Заметим, что квинтэссенция, не будучи вакуумом, не способна создать наблюдаемую кинематику галактик в

Местном объеме. Она сама имеет переменную в пространстве и времени плотность и потому не годится для этой роли. Можно сказать, что сновосовое движение неоднородного Местного объема с регулярным хаббловским потоком внутри него — это объективное наблюдательное свидетельство в пользу вакуума и против квинтэссенции.

9. Космическая перемежаемость?

Что по-прежнему остается совершенно непонятным в Местном хаббловском потоке, так это наблюдаемое значение дисперсии скоростей в нем — 25 км с^{-1} , по данным [34] (см. также самую свежую работу по теме [42], где для той же величины получена цифра 38 км с^{-1}). Очевидно, что поток должен быть весьма регулярным, но почему с такой немислимой точностью? Откуда берется в природе сама эта величина в 25 (или 38) км с^{-1} ?

Вспользуемся одним хорошо известным общим результатом, изложенным у Ландау и Лифшица [2]. Результат состоит в том, что в расширяющемся мире случайные движения, не вызывающие изменений в общем поле тяготения, могут только затухать, и это происходит по закону: $Pa = \text{const}$, где P — импульс случайного движения, $a(t)$, как и выше, — масштабный фактор космологической модели. Насколько общим является этот результат, можно судить по тому, что из него вытекают законы падения температуры при космологическом расширении для всех известных форм энергии, красное смещение света и многое другое. Вытекает из него и закон затухания случайных, нерегулярных движений в хаббловском потоке. В частности, на той стадии космологического расширения, когда в его динамике доминирует вакуум, а гравитацией невакуумных энергий можно пренебречь по сравнению с антигравитацией вакуума, случайные отклонения от регулярной хаббловской скорости затухают по Ландау и Лифшицу. Значит, дисперсия скоростей пробных тел, таких как карликовые галактики Местного объема, падает со временем по закону $\Delta v \propto a^{-1}$.

За то время, что динамика Вселенной управляется вакуумом, величина a возросла примерно вдвое, точнее, в 1,7 раза, как следует из соотношения (15). Значит, приблизительно вдвое упала и нерегулярная скорость, или дисперсия скоростей в хаббловском потоке. Но этого вряд ли достаточно, чтобы получить нужные 25 км с^{-1} . Действительно, к моменту, с которого началось это охлаждение, в хаббловском потоке могли, вообще говоря, оставаться случайные движения, скорость которых была сравнима по величине с регулярной хаббловской скоростью в том или ином масштабе. Например, в масштабе, который сейчас составляет 10 Мпк, хаббловская скорость приблизительно равна (тоже сейчас) 500 км с^{-1} . При экспоненциальном законе расширения регулярные скорости возрастают пропорционально a ; значит, в момент начала охлаждения скорость была меньше в два раза, т.е. составляла приблизительно 250 км с^{-1} . Если в тот же момент в том же масштабе имелась случайная скорость в те же 250 км с^{-1} , то после этого она упала вдвое из-за общего охлаждения хаббловского потока и сейчас должна составлять 125 км с^{-1} . Если такую оценку распространить и на все меньшие масштабы вплоть, скажем, до 3 Мпк, то средняя по всему объему нерегулярная

скорость составит примерно 80 км с^{-1} . Это не так уж далеко от цифры, даваемой Сэндиджем для дисперсии скоростей в хаббловском потоке (60 км с^{-1}), но более чем втрое превышает цифру, которую дает Караченцев [34]. Такое трехкратное расхождение цифр вряд ли можно игнорировать.

В серьезности проблемы лишний раз убеждают результаты численного моделирования общей эволюции структуры Вселенной на компьютерах с высоким пространственным разрешением и для больших объемов пространства. В таком моделировании неплохо воспроизводятся наблюдаемые свойства крупномасштабной структуры Вселенной (см., например, [43, 44]). Можно было бы ожидать, что и структуры меньшего масштаба, такие как Местный объем, тоже должны быть хорошо видны в подобных моделях; пространственное разрешение для этого достаточно. И они действительно видны, но специальный анализ [45] показывает, что в таких малых объемах модельная дисперсия скоростей оказывается очень большой — $150\text{--}300 \text{ км с}^{-1}$. В рассмотрении [45] не учитывалось, правда, охлаждающее действие вакуума; этот эффект способен снизить дисперсию скоростей приблизительно вдвое, т.е. до значений $75\text{--}150 \text{ км с}^{-1}$, но никак не меньше, в объеме с размером $3\text{--}10 \text{ Мпк}$. Так что расхождение результатов моделирования с данными Караченцева весьма значительно.

Таким образом, очень низкая дисперсия скоростей в наблюдаемом хаббловском потоке представляет собой вопрос, который, как кажется, не снимается "вакуумным охлаждением". В поисках подхода к этой проблеме полезно обратить внимание на исходные предпосылки космологического моделирования, которое дает, согласно [45], неприемлемо большие значения для дисперсии скоростей. Возможно, постановка задачи в этом случае несколько упрощена. В частности, статистика протогалактических возмущений задается практически всего одной величиной — показателем спектра этих возмущений. Похоже, что этого достаточно для моделирования самых крупных структур; но малые объемы подсказывают, что реальная статистика возмущений, скорее всего, сложнее и богаче. Как можно предположить [36], в реальной статистике возмущений могло бы отразиться такое универсальное свойство нелинейных динамических систем, как перемежаемость. Этот феномен наблюдается в чрезвычайно широком диапазоне явлений — от турбулентных движений в океане или лабораторной плазме [46] до динамического хаоса в задаче трех тел [47].

Явление перемежаемости состоит в случайном чередовании относительно спокойных и более сильно возмущенных состояний системы в пространстве и/или во времени. Возможны, например, локальные области почти ламинарных течений на фоне сильной турбулентности в океане. Нечто подобное можно представить себе и в космологии; спокойные и холодные локальные области общего хаббловского потока могли бы сосуществовать и случайным образом чередоваться с областями более высокой дисперсии скоростей, и это может быть повсюду во Вселенной. Соответствующие пространственные структуры могут быть и квазипериодическими, и полностью хаотическими, если судить по экспериментально известным образцам перемежаемости в гидродинамических системах.

Если так, Местный объем можно было бы считать одной из областей относительно спокойного течения с дисперсией скоростей в $30\text{--}40 \text{ км с}^{-1}$ на фоне весьма нерегулярных течений с дисперсией скоростей в $75\text{--}150 \text{ км с}^{-1}$ в объемах того же масштаба. Не исключено, что перемежаемость проявляется и в самых крупных космических масштабах, где находят [48] загадочную квазипериодическую структурность в общем распределении скоплений и сверхскоплений галактик с характерным размером $\sim 100 \text{ Мпк}$.

Специализированные космические аппараты MAP (Microwave Anisotropy Probe), запускаемый в 2001 г., и PLANCK, который полетит еще через 6 лет, могли бы заметить следы космической перемежаемости, если она действительно существует, в анизотропии реликтового излучения. MAP должен иметь разрешение до $0,2\text{--}0,3^\circ$, так что масштаб Местного объема мог бы быть ему доступен. Перемежаемость может придать наблюдаемому реликтовому фону дополнительную пятнистость; на микроволновой карте неба пятна могут иметь размеры от предела разрешения до, скажем, десятка градусов, что отвечает ячейке квазипериодичности [48] в распределении галактик. Что касается соответствующих амплитуд отклонения от средней температуры фона, то она вполне может достигать уровня чувствительности MAP (20 мкК) и превышать его, особенно в сравнительно малых масштабах. Отличительная черта этих отпечатков космической перемежаемости в реликтовом фоне состоит в том, что их статистика не может быть описана одним только простым спектром Зельдовича–Харрисона. Кроме того, излучение в пятнах перемежаемости не должно быть поляризованным в отличие от ожидаемого эффекта первичных гравитационных волн космологического происхождения (о последних см. обзор [49]).

Заметим, что теория турбулентности тоже начиналась с универсального спектра, а затем проэволюционировала к пониманию богатства, многообразия и реальной сложности изучаемого явления, причем обнаружение и осознание феномена перемежаемости оказалось ключевым этапом в этом развитии.

10. Проблема космических совпадений

Плотность вакуума, как мы видели, превышает плотности трех других форм космической энергии, вместе взятые. Слегка дополняя Анти-Дюринга (Кто такой? — спросит читатель счастливого аспирантского возраста), можно сказать, что в мире нет ничего кроме движущейся материи и неподвижного вакуума; вакуума даже больше. Но удивительным образом разница в значениях плотностей не очень велика, особенно между вакуумом и темной материей (снова см. данные (2)–(5)). Последнее означает, что вакуум с его постоянной плотностью лишь сравнительно недавно, при красном смещении $z < 0,7$, согласно формуле (15), оказался выше темной энергии по эффективной гравитирующей плотности, так что современная эпоха в эволюции Вселенной — это эпоха продолжающегося перехода от преобладания темного вещества к преобладанию вакуума.

Как видно из (2)–(5), не только эти две плотности, но и все четыре плотности близки друг к другу по порядку величины. Последнее не может быть объяснено просто тем фактом, что мы измеряем их в данную переходную

эпоху. Действительно, почему, например, плотность барионов близка к плотности ультрарелятивистской энергии? Эти плотности изменяются со временем по разным законам: $\rho_B \propto a^{-3}$, $\rho_R \propto a^{-4}$ (см. формулу (10)). Вместе с более общим вопросом о совпадении всех четырех наблюдаемых космических плотностей этот вопрос составляет содержание большой проблемы в современной космологии, которая называется проблемой космических совпадений. Эта проблема рассматривается в настоящее время как, возможно, самая острая и принципиальная для всей физики Вселенной [13, 15]. И несомненно важнейший и наиболее фундаментальный аспект этой проблемы связан с конкретным значением плотности космического вакуума: почему эта плотность имеет именно то значение, которое найдено в наблюдениях?

Космология не впервые сталкивается с проблемой численных совпадений; у этой темы давняя история, восходящая к обнаруженному Дираком совпадению "больших чисел" (см. об этом в учебниках [6–9]). Но совпадение космических плотностей представляет собой совсем новую страницу этой истории, хотя и в этом своем варианте проблема перекликается с тем, что обсуждалось на тему совпадений ранее.

Упомянутая выше гипотеза квинтэссенции возникла как реакция на проблему совпадения космических плотностей [16]. Оказалось, что можно построить такой вариант модели с квинтэссенцией, что плотность этой гипотетической энергии действительно будет близка к плотности темной энергии в современную эпоху или даже всегда. При этом, однако, не обходится без ряда весьма специальных предположений, которые пока не удастся надежно обосновать. Кроме того, не ясно, как быть при этом с релятивистской энергией, плотность которой падает при расширении быстрее, чем плотность темной энергии. По этой причине воздержимся здесь от дальнейших подробностей такого подхода к проблеме совпадения плотностей, тем более что, как было сказано чуть выше, наблюдаемая кинематика местного объема Вселенной свидетельствует скорее против квинтэссенции и в пользу космологического вакуума.

Далее (как и в предыдущих разделах статьи) будем считать, что наблюдаемое космологическое ускорение обязано своей природой именно космологическому вакууму, и обсудим, как при таком подходе можно искать решение проблемы космических совпадений. Сначала дадим новую формулировку проблемы, используя интегралы фридмановских космологических уравнений (12), а потом попытаемся обсудить физику, которая могла бы стоять за наблюдаемым совпадением плотностей.

11. Фридмановские интегралы

Как можно было видеть выше в разделе 3, фридмановские интегралы — это базовые константы космологии. Для нерелятивистского вещества и излучения интегралы выражают сохранение полного числа частиц каждого данного сорта в сопутствующем объеме. Интересно, что соответствующий интеграл сопоставляется и вакууму, причем этот интеграл, как уже сказано, тоже вычисляется по общей формуле (12), хотя, конечно, интерпретация на языке частиц для вакуума не годится. По смыслу фридмановских уравнений, общее и главное в интегралах

то, что они вытекают из условия адиабатичности, т.е. в данном случае из отсутствия перетока внутренней энергии из одной ее формы в другую. Такому условию удовлетворяют все четыре формы энергии, включая вакуум, после окончания процессов, связанных с трансформациями вакуума (фазовыми переходами) в очень ранней дофридмановской Вселенной (см. об этих последних процессах в книгах [6–10]).

Будучи произвольными константами интегрирования, фридмановские интегралы не ограничены никакими априорными соотношениями, кроме тривиальных, и полностью независимы друг от друга. Например, в холодной Вселенной (неправдоподобный, но формально не исключаемый заранее вариант) интеграл для излучения был бы равен нулю, тогда как интеграл для нерелятивистских частиц оставался бы отличным от нуля. Для динамики, описываемой фридмановским решением (16), интегралы служат "начальными условиями"; с точки зрения физики они и определяются в действительности реальными физическими условиями в ранней Вселенной на стадии генерации наблюдаемых форм космической энергии.

Вскоре после открытия реликтового излучения было замечено [50], что фридмановские интегралы, вычисленные по известным значениям плотностей вещества и излучения, оказываются довольно близкими друг другу по порядку величины. В духе идей Гамова о космических совпадениях [51] было высказано предположение [50], что совпадение интегралов можно считать фактом более фундаментальным, чем сама близость плотностей двух космических энергий. Действительно, найденное в [50] соотношение $A_B \sim A_R \sim 10^{26}$ см, содержит в компактном виде целый комплекс разнообразных физических связей в космологии. Нетрудно убедиться, что этих двух равенств достаточно, чтобы дать количественную формулировку зарядовой асимметрии Вселенной, космологической энтропии в расчете на один барион, выхода гелия в первичном нуклеосинтезе, длительности эпохи преобладания излучения и т.д.

Как мы сейчас увидим, два других фридмановских интеграла — для вакуума и темной энергии — тоже близки друг к другу и к двум упомянутым интегралам. С помощью наблюдательных данных (2)–(5) фридмановские интегралы для темной энергии, барионов и ультрарелятивистских частиц могут быть найдены, если воспользоваться еще значением современного радиуса кривизны $a(t_0) \sim A_V$ (или нормированного масштабного фактора) — это приближенное выражение было дано в разделе 3. Таким путем находим:

$$\begin{aligned} A_V &= (\kappa\rho_V)^{-1/2} \sim 10^{61} M_{\text{Pl}}^{-1}, \\ A_D &= \frac{1}{4} \kappa\rho_D a^3 \sim 10^{60} M_{\text{Pl}}^{-1}, \\ A_B &= \frac{1}{4} \kappa\rho_B a^3 \sim 10^{59} M_{\text{Pl}}^{-1}, \\ A_R &= (\kappa\rho_R)^{1/2} a^2 \sim 10^{59} M_{\text{Pl}}^{-1}. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь числа даны в системе единиц, в которой $k = c = \hbar = 1$; в этой системе гравитационная постоянная $G = M_{\text{Pl}}^{-2}$. Планковская масса $M_{\text{Pl}} = 1,2 \times 10^{19}$ ГэВ.

Как видим, все четыре числа близки друг к другу по порядку величины [52], и результат можно представить в

компактной форме:

$$A_w \sim 10^{60 \pm 1} M_{\text{Pl}}^{-1}, \quad w = \left[-1, 0, 0, \frac{1}{3} \right]. \quad (22)$$

Из-за того, что $w = 0$ как для темной энергии, так и для барионов, приближенное равенство соответствующих двух интегралов возникает просто вследствие близости наблюдаемых плотностей этих двух форм энергии. Однако по структуре формулы (12) для близости значения этих интегралов к значению интеграла для вакуума требуется не только близость всех трех плотностей, но и близость текущего радиуса кривизны трехмерного пространства к интегралу для вакуума; это специфика эпохи наблюдения. То же относится и к приближенному равенству интегралов для излучения и вакуума.

Численное равенство четырех величин является в (22), конечно, приближенным, но точность совпадения довольно высока: разброс значений интегралов не превышает нескольких процентов в относительной логарифмической шкале: $\lg(A_V/A_B)/\lg A_V \approx 0,03$.

Соотношения (22) расширяют первоначально найденный вариант совпадения фридмановских интегралов в открытом мире [50], добавляя к равенству A_B и A_R еще и связь этих интегралов с интегралами для двух других форм космической энергии, т.е. вакуума и темной энергии. Если только это не чистая арифметическая случайность, совпадение четырех фридмановских интегралов представляет собой одну из существенных и притом неизменных черт эволюционирующего мира. Как бы то ни было, эмпирические соотношения (22) справедливы так долго, как только сами данные формы космической энергии существуют в природе.

Проблема космических совпадений, которая ранее формулировалась на языке плотностей, предстает теперь в ином свете. Как мы видим, за совпадением плотностей четырех форм космической энергии стоит в действительности совпадение четырех постоянных чисел. Из-за того, что одна из плотностей постоянна во времени (плотность вакуума), а три другие убывают при расширении, совпадение плотностей — это, очевидно, временное явление, случайный эпизод, имеющий место только в современную эпоху. В другие эпохи этого совпадения плотностей нет. Например, в ранней Вселенной при возрасте мира ~ 1 с плотности барионов и релятивистской энергии были, соответственно, в $\sim 10^{30}$ и в $\sim 10^{40}$ раз больше плотности вакуума, различаясь между собой тоже на десять порядков величины. Но уже тогда имело место приближенное равенство интегралов (22), и оно сохранялось во всей дальнейшей истории Вселенной. Это равенство будет сохраняться и в будущем, вплоть до эпохи распада протона и/или частиц темной энергии. За время жизни протона, $> 10^{31} - 10^{32}$ лет, космические плотности и их отношения меняются на многие порядки порядков (!), тогда как равенство (22) остается в силе, будучи равенством не зависящих от времени величин.

С точки зрения соотношений (22), наблюдаемая близость плотностей вакуума и темной энергии связана лишь с тем, что современная эпоха — это эпоха перехода от преобладания темной энергии к преобладанию вакуума, как уже было сказано выше. Другой вопрос, почему нам довелось жить именно в эту переходную эпоху; здесь вступают в игру аргументы совсем другого рода, связанные с антропным принципом [53, 54], и мы в них вдаваться не будем. Но вопрос о том, почему все

четыре плотности оказались совпадающими, становится теперь ясным: это прямое следствие равенств (22), если применять их как "первичные" соотношения для вычисления плотностей в эпоху, когда временно и потому случайно радиус кривизны открытого мира совпал с величиной A_V .

Обратим здесь внимание на одно несколько техническое, но все же интересное обстоятельство. Если рассматривать не только открытую или закрытую модели Фридмана, но и плоскую модель, совпадение четырех интегралов при $E = k = 0$ предполагает определенную нормировку масштабного фактора, и в (14) было принято, что $a(t_0) \sim A_V$ для $E = k = 0$. Как видно из (12), интеграл для вакуума вычисляется независимо от нормировки; его определение не содержит масштабного фактора. Интегралы же для трех других форм энергии от нормировки зависят, так как в их определение явно входит масштабный фактор. В результате от нормировки зависит не только численное значение интегралов, но и сама возможность их совпадения. Это видно из соотношения

$$\frac{A_D}{A_V} \sim \frac{A_B}{A_V} \sim \left(\frac{A_R}{A_V} \right)^{3/2} \sim \left[\frac{a(t_0)}{A_V} \right]^3. \quad (23)$$

Здесь учтена близость плотностей всех форм энергии и в явном виде показана зависимость отношений интегралов от нормировки, т.е. от отношения $a(t_0)/A_V$. Независимый от нормировки смысл имеют только два первые равенства в этой цепочке равенств. Действительно, A_D/A_V , A_B/A_V и $(A_R/A_V)^{3/2}$ зависят от масштабного фактора одинаково, так что их приближенное равенство имеет место при любой нормировке (в случае близости плотностей). Цепочка равенств (23) справедлива, естественно, и в открытой или закрытой модели тоже, но в случае искривленного пространства в само определение интегралов входит не просто масштабный фактор, а именно радиус кривизны, что и дает дополнительную связь $a(t_0) \sim A_V$, приводящую в итоге к (22). Принятая в (14) нормировка для $E = k = 0$ ничему, конечно, не противоречит, но для нее нет и не может быть никаких независимых внешних оснований (кроме естественности). С другой стороны, само по себе интересно, что в плоской модели существует возможность такого выбора нормировки (т.е. сопутствующего объема для всех форм энергии), что фридмановские интегралы для обычных форм энергии, вычисленные по этому объему, оказываются равными и друг другу, и интегралу для вакуума. Можно сказать, что естественная нормировка позволяет выявить такую связь в реальном мире, которая ускользает от наблюдателя, случайно выбравшего другую нормировку. Специальная, но адекватная изучаемой задаче нормировка служит, таким образом, способом обнаружения вполне объективного физического факта.

12. О происхождении видов

От эмпирического анализа новейших наблюдательных данных на языке фридмановских интегралов перейдем к вопросу о возможной физической природе приближенного равенства этих интегралов. Вытекает ли этот факт из известных фундаментальных физических законов? Отражает ли он некие более глубокие закономерности в природе?

В поисках ответа на эти вопросы, необходимо обратиться к физике ранней Вселенной, к процессам, которые, как полагают [6–10], могли привести к генерации наблюдаемых форм космической энергии, к "происхождению видов" в космологии, как иногда говорят. В дополнение к тому, что уже было сказано об этом в разделе 2, приведем здесь очень краткую сводку современных сведений о происхождении и физической природе четырех основных компонент космической среды.

Среди всех ингредиентов космической среды только реликтовое излучение можно считать простым и полностью понятным по своему физическому происхождению. Это электромагнитные волны, или фотоны, которые находились в термодинамическом равновесии с горячей космической плазмой, а при температуре ≈ 3000 К и возрасте мира ≈ 1 млн лет, когда плазма охладилась из-за общего расширения и в ней произошла рекомбинация, излучение перестало взаимодействовать с веществом. С тех пор этот газ фотонов продолжает участвовать в космологическом расширении, оставаясь практически идеально однородным, изотропным и термодинамически равновесным. Его современная температура измерена исключительно точно по космологическим меркам: $2,736 \pm 0,003$ К. В каждом кубическом сантиметре Вселенной содержится приблизительно $n_\gamma \approx 400$ реликтовых фотонов.

Вместе с реликтовым излучением в состав релятивистской компоненты космической среды входят безмассовые и/или легкие нейтрино и антинейтрино (в равном числе). Их почти столько же по полному числу частиц и античастиц, сколько и релятивистских фотонов — приблизительно 300 в кубическом сантиметре. Полный вклад нейтрино в плотность релятивистской компоненты немного меньше вклада реликтового излучения. Нейтрино и антинейтрино тоже вначале находились в термодинамическом равновесии с космической плазмой, но из-за малого сечения взаимодействия с электронами, они отделились от плазмы гораздо раньше, чем фотоны; это произошло при температуре $\approx 10^{10}$ К ≈ 1 МэВ и возрасте мира ≈ 1 с. Нейтрино слабо взаимодействуют друг с другом, и потому нейтрино и антинейтрино не аннигилировали и смогли сохраниться до сих пор как еще один реликт горячего начального состояния мира. Их современная температура около 2 К.

Гораздо меньше известно о других возможных релятивистских частицах и полях космологической природы. Среди них почти наверняка должны присутствовать первичные гравитоны [49]; их существование предсказывает также инфляционная модель. Не исключено, что гравитонов и возможных других частиц, о которых сейчас известно мало или ничего, может оказаться заметно больше, чем реликтовых фотонов; относительный вклад нейтрино, гравитонов и др. учитывается множителем α (не слишком определенным) в формуле (5).

То "обычное" вещество Вселенной, из которого состоят Земля (и все, что на ней), другие планеты и звезды — это барионы (протоны, нейтроны) и электроны в числе, равном числу протонов. Что же касается соответствующих античастиц, т.е. антибарионов (антипротонов, антинейтронов), позитронов, то они присутствуют в ничтожных количествах и обязаны вторичным процессам рождения частиц и античастиц при столкновениях частиц высоких энергий, например, в космических лучах или на мощных ускорителях.

Численную меру такого рода зарядовой асимметрии можно определить, зная современные значения плотности барионов и реликтового излучения. Дело в том, что в горячей ранней Вселенной, при высоких температурах, превышающих массу покоя барионов, барионы и антибарионы (а точнее, составляющие их кварки и антикварки) должны были иметься в почти равных количествах, причем концентрация (число частиц в единице объема) тех и других должна была почти точно совпадать с концентрацией реликтовых фотонов. Позднее, после того как произошла аннигиляция барионов и антибарионов, избыток частиц над античастицами уцелел и дал современное наблюдаемое значение плотности барионов. Так как с тех пор число реликтовых фотонов не менялось (практически) в сопутствующем объеме, то современное отношение концентрации барионов к концентрации реликтовых фотонов дает отношение исходного избыточного числа барионов к их исходному полному числу. При современной плотности барионов $\rho_B \approx 2 \times 10^{-31}$ г см⁻³ их концентрация составляет в среднем $n_B \sim 10^{-7}$ в кубическом сантиметре. Так получается величина $B = n_B/n_\gamma \sim 10^{-10}$, которая называется космическим барионным числом и служит мерой как современной, так и изначальной зарядовой асимметрии мира по отношению к барионам и антибарионам. Именно это малое безразмерное космическое число обеспечило выживание обычного вещества в ранней эволюционирующей Вселенной и его существование в сегодняшнем мире.

Принципиально допустимы две возможности истолкования такого подавляющего избытка частиц над античастицами. Можно принять, что этот избыток существовал в природе с самого начала, т.е. что Вселенная родилась уже резко асимметричной по отношению к частицам и античастицам. Эта точка зрения активно обсуждалась в начале 1960-х годов, причем иногда предполагалось, что первичное превышение числа частиц над числом античастиц могло бы быть одной из фундаментальных констант природы, имеющей тот же статус, что и, скажем, постоянная Планка.

Другой подход к проблеме зарядовой асимметрии мира предполагает, что величина B , характеризующая эту асимметрию, не столь фундаментальна по своей природе и в действительности должна "выводиться" из более общих законов физики. В этом случае предполагается, что Вселенная с самого начала могла быть строго симметричной относительно барионов и антибарионов, а избыток барионов над антибарионами возник в ранней Вселенной эволюционным путем. Такая точка зрения была впервые высказана более 30 лет назад в работах [55, 56]. Возникновение барионного заряда Вселенной, или, как говорят, космический бариогенез, требует, согласно [55], выполнения ряда условий, главное из которых — нестабильность протона. Необходимо также нарушение С- и CP-инвариантности (т.е. симметрии между частицами С и комбинированной симметрии С вместе с зеркальной симметрией Р). Кроме того, требуется нестационарность мира, быстрое космологическое расширение, чтобы процессы взаимодействия первичных частиц космической среды протекали в термодинамически неравновесных условиях. Если последнее условие казалось естественным для ранней Вселенной, то первое из них — нестабильность протона — представляло собой чрезвычайно смелую по тем временам

гипотезу. Но именно эта гипотеза и сделала, как позже выяснилось, эволюционный подход к проблеме перспективным и плодотворным.

К концу 1970-х годов стало известно, что распад протона представляет собой одно из следствий идеи Большого Объединения, предполагающей единую природу сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий (как известно, мечта Эйнштейна состояла в том, чтобы построить единую теорию всех четырех фундаментальных взаимодействий, включая гравитацию). В предыдущем параграфе уже упоминалось характерное время распада протона; оно очень велико, не меньше $10^{31} - 10^{32}$ лет. Что же касается нарушения S - и CP -инвариантности, то это явление непосредственно наблюдается в распадах K^0 и анти- K^0 мезонов. Так что соединение новейших идей и экспериментальных фактов физики элементарных частиц с космологией определенно указывает на реальную возможность выполнения всех трех необходимых условий бариогенеза в ранней Вселенной.

В конкретных вариантах космологического бариогенеза, которые обсуждались в последние два десятилетия, изучалась возможность протекания этого процесса в очень раннюю эпоху, когда температура космического вещества была близка к характерной энергии Большого Объединения $M_{\text{GUT}} \sim 10^{14}$ ГэВ $\sim 10^{-5} M_{\text{Pl}}$, а возраст мира $t \sim 10^{-34}$ с. Другой вариант — бариогенез при гораздо более низких температурах, соответствующих характерной энергии электрослабых процессов, $M_{\text{EW}} \sim 10^3$ ГэВ $\sim 10^{-16} M_{\text{Pl}}$, когда возраст мира составлял $t \sim 10^{-12}$ с (см. недавние обзоры [57–60]).

Прочитаем в этом месте книгу [9]: "Сценарий бариогенеза представляет собой один из больших успехов (great triumphs) соединения физики частиц с космологией..." (с. 158). К этому остается только добавить, что "вывод" космического барионного числа $B \sim 10^{-10}$ из фундаментальной теории все еще остается нерешенной задачей. Успешно показано, что это в принципе возможно, что само число лежит в естественных для теории пределах величин; но получить его удастся пока только в рамках специальных моделей, а не непосредственно из первых принципов физики. Но может быть, это число и не настолько в действительности принципиально, что оно обязательно должно иметь это и только это значение в той единственной Вселенной, которая нам известна?

Скажем теперь о темном веществе. До сих пор совершенно неизвестна, как уже говорилось в разделе 2, природа его носителей, и спектр обсуждаемых возможностей простирается от гипотетических элементарных частиц до звезд-карликов или массивных черных дыр. Это настолько очевидный и вопиющий пробел в фактических знаниях о Вселенной, что к этому уже, кажется, ничего особенно и не добавишь. Но скажем все же и нечто позитивное на эту тему. В духе идей, родственных картине бариогенеза, можно предположить, что природа скрытого вещества связана так или иначе с неравновесными процессами в космической среде на ранних этапах расширения Вселенной. В только что процитированной книге [9], а также и в книгах [6, 8], подробно излагается, например, кинетика закалки частиц и античастиц в космической среде. Пусть сечение аннигиляции есть σ , концентрация частиц n и их средняя скорость v . Тогда характерное

время аннигиляции есть

$$\tau = (\sigma v n)^{-1}. \quad (24)$$

Время τ (его, конечно, не стоит путать с временем в решении де Ситтера, которое обозначено выше той же буквой) могло быть сначала мало по сравнению с космологическим возрастом t , а потом из-за изменения со временем величин, от которых оно зависит, это время могло стать больше космологического возраста. Тогда аннигиляция частиц и античастиц прекратится, и они смогут сохраниться во Вселенной.

Именно это произошло с нейтрино и антинейтрино (см. выше); но на роль темного вещества нейтрино не годятся из-за их слишком малой массы. Однако то же самое могло бы произойти и с достаточно массивными частицами скрытой массы, если только предположить, что носителями темного вещества являются именно элементарные частицы вместе с античастицами. Такие частицы не должны излучать электромагнитные волны и вообще взаимодействовать с электромагнитным излучением. Подобно нейтрино, они могли бы участвовать лишь в слабом (и, конечно, гравитационном) взаимодействии. При подходящем значении массы этих частиц они могли бы обеспечить наблюдаемое значение плотности темного вещества. Одна из такого рода моделей обсуждается в недавней работе [61], где делается предположение о том, что закалка частиц темного вещества произошла в эпоху, когда температура была близка к характерной энергии электрослабых процессов $M_{\text{EW}} \sim 1$ ТэВ. В работе [61] подчеркивается ключевая роль электрослабых процессов как в физике элементарных частиц, так и в космологии ранней Вселенной (см. об этом также упомянутые выше обзоры [57–60]).

Наконец, скажем (хотя и не так подробно, как эта тема в действительности заслуживала бы) о том, что известно о природе космического вакуума и, прежде всего, о происхождении его наблюдаемой плотности. Малое, но ненулевое значение плотности вакуума всегда рассматривалось как принципиальная трудность фундаментальной физической теории [3, 4, 60]. В выражении через планковскую массу обнаруженная в астрономических наблюдениях плотность вакуума есть

$$\rho_V \simeq 2 \times 10^{-123} M_{\text{Pl}}^4. \quad (25)$$

Речь идет не только о вакууме в космологии, но и о вакууме микромира — как уже упоминалось, это один и тот же физический объект. На заре релятивистской квантовой теории, когда впервые возник вопрос о природе моря Дирака, о бесконечности его энергии, Г.А. Гамов говорил, что дираковский вакуум должен обнаружить себя через гравитацию [8]. На семинарах и особенно в коридорах теоретического отдела Ленинградского физико-технического института в 60–70-е гг. (прошлого века) это была одна из неизменных тем оживленных обсуждений, часто со ссылками на Гамова, некогда участника семинаров в тех же стенах. Бесконечна ли плотность вакуума? Но тогда должна быть бесконечно большой кривизна пространства. Если радиус кривизны пространства не меньше расстояния до горизонта, то отсюда вытекает верхний предел плотности вакуума. И шутили вслед за Я.И. Померанчуком: вакуум не пуст, он полон глубокого физического содержания...

Тем временем за океаном вопрос о численном значении плотности вакуума получил название "проблемы естественности в теоретической физике" [4]. Считалось, что для такой базовой величины, как плотность вакуума, нужно ожидать какого-то весьма сильно выделенного значения и обсуждаемых вариантов было два: либо нуль, либо планковская плотность $\rho_{\text{Pl}} \sim M_{\text{Pl}}^4$. Но при огромной планковской плотности кривизна пространства была бы невообразимо большой; это недопустимо. А если плотность вакуума есть нуль, это никогда не удастся строго доказать экспериментально.

Действительная плотность, измеренная благодаря гравитационному эффекту вакуума (что и имел в виду Гамов, хотя об антигравитации и ускоряющемся расширении он, кажется, не говорил), теперь известна. Она вполне согласуется с соображениями о верхнем пределе, который вытекает из ограничения снизу на радиус кривизны пространства. А в духе прежних аргументов естественности она должна представляться неестественно малой по сравнению с планковской плотностью — на сто двадцать три порядка величины меньше. И бесконечно большой по сравнению с нулем.

С какими еще фундаментальными величинами можно было бы сравнивать плотность вакуума? Если взять не планковскую массу, а массу, соответствующую Большому Объединению, $M_{\text{GUT}} \sim 10^{-5} M_{\text{Pl}}$, получим плотность $\rho_{\text{GUT}} \sim M_{\text{GUT}}^4 \sim 10^{-20} M_{\text{Pl}}^4$; эта величина на сто порядков превышает наблюдаемое значение плотности вакуума. Если, далее, принять для тех же целей энергетический масштаб электрослабых взаимодействий, $M_{\text{EW}} \sim 10^{-16} M_{\text{Pl}}$, плотность будет $\rho_{\text{EW}} \sim M_{\text{EW}}^4 \sim 10^{-64} M_{\text{Pl}}^4$; разрыв по-прежнему очень велик. Из фундаментальных энергетических масштабов остается еще масштаб кварк-адронных процессов $M_{\text{QH}} \sim 10^{-19} M_{\text{Pl}}$, но и он дает недопустимо высокую плотность: $\rho_{\text{QH}} \sim M_{\text{QH}}^4 \sim 10^{-76} M_{\text{Pl}}^4$. Подходящего энергетического масштаба в физике микромира, кажется, не видно.

Но обратимся к принципиальной стороне вопроса. Откуда вообще берется энергия вакуума? Согласно одному из базовых результатов квантовой механики, вытекающему из принципа неопределенности Гейзенберга, наименьшая энергия квантового осциллятора не равна нулю, она составляет величину $\omega/2$. Из этих "нулевых колебаний", как их называют, и складывается ненулевая энергия наименьшего энергетического состояния квантовых полей. Таков принципиальный ответ на вопрос [8]. Но реально подсчитать соответствующую суммарную плотность энергии, связанную с нулевыми колебаниями, квантовая теория поля не позволяет. Если рассмотреть ансамбль квантовых осцилляторов в качестве модели физических полей и суммировать энергию нулевых колебаний по всем возможным частотам вплоть до бесконечности, то результатом и будет бесконечная энергия и бесконечная плотность энергии вакуума.

Чтобы избежать таких расхodomостей, прибегают к ограничению диапазона частот сверху на некотором значении частоты, которое принимается за предельное. Можно, например, считать, что предельной частоте отвечает планковская энергия M_{Pl} , так что $\omega_{\text{max}} \sim M_{\text{Pl}}$. Аргументом в пользу подобного выбора предельной частоты служит тот несомненный факт, что для энергий, превышающих планковскую, стандартные представления физики, в том числе и само понятие частоты, теряют обычный смысл. Но получающаяся при таком подходе

плотность вакуума, как можно видеть (хотя бы из соображений размерности), равна по порядку величины четвертой степени частоты, и, следовательно, она будет иметь значение $\sim \rho_{\text{Pl}}$, которое, как мы упоминали, на сто с лишним порядков величины отличается от реального.

Зная уже из космологии действительное значение плотности вакуума, нужно выбрать предельную частоту, а с ней и соответствующий энергетический масштаб M_{V} , на уровне

$$\omega_{\text{V}} \sim M_{\text{V}} \sim 10^{-31} M_{\text{Pl}}. \quad (26)$$

Величина M_{V} на 12 порядков величины ниже энергии кварк-адронных процессов M_{QH} , а это означает, что за физику космического вакуума ответственны процессы не при сверхвысоких, а наоборот, при сверхнизких энергиях. Предельной частоте (26) отвечает длина волны $\lambda_{\text{V}} \sim M_{\text{V}}^{-1}$, которая составляет приблизительно 1 мм. Эта длина очень велика по сравнению с характерными пространственными масштабами микромира $\sim 10^{-13} - 10^{-15}$ см и очень мала по сравнению с фридмановскими космическими интегралами $\sim 10^{28} - 10^{26}$ см (но как ни странно, очень близка к нашим привычным человеческим меркам!).

Чтобы найти какой-то сопоставимый масштаб для частоты (26) (а с ней и для характерной длины λ_{V}), обратимся к физике ранней Вселенной. Темп космологического расширения $\sim t^{-1}$ (имеющий ту же размерность, что и частота) дается стандартной формулой $t^{-1} \sim (G\rho)^{1/2}$, где под плотностью надо понимать плотность релятивистской энергии, которая доминирует во Вселенной в первый миллион лет ее расширения: $\rho = \rho_{\text{R}} \sim T^4$. Тогда $t^{-1} \sim T^2/M_{\text{Pl}}$ ГэВ (здесь учтено уже не раз использованное соотношение между гравитационной постоянной и планковской массой в "микрофизической" системе единиц; T — температура среды). Темп расширения сравнивается с характерной предельной частотой при $T \simeq 3 \times 10^{-16} M_{\text{Pl}} \sim 10^3$ ГэВ. Но последняя величина близка к энергетической шкале слабого взаимодействия M_{EW} . А отсюда вытекает, что предельная частота ω_{V} численно близка к значению комбинации $M_{\text{EW}}^2/M_{\text{Pl}}$. Если так, то плотность энергии вакуума

$$\rho_{\text{V}} \sim \omega_{\text{V}}^4 \sim \left(\frac{M_{\text{EW}}}{M_{\text{Pl}}} \right)^8 M_{\text{Pl}}^4. \quad (27)$$

Численное значение этой комбинации двух фундаментальных энергетических масштабов, естественно, имеет порядок величины, близкий к наблюдаемому значению (25).

Интересно, что в уже упомянутой работе [61] выражение (27) было получено из сложной теоретико-полевой модели (правда, не без довольно произвольных и весьма сильных дополнительных предположений). Но если в соотношении (27) и вправду есть что-то от сути дела, то природа вакуума должна быть как-то связана с физикой электрослабых процессов в ранней Вселенной при возрасте мира $t \sim 10^{-12}$ с. В эту эпоху текущий горизонт событий близок к характерной длине волны $\lambda_{\text{V}} \sim 1$ мм (что лишней раз удивляет совпадением, например, с толщиной листа бумаги, на котором напечатан этот текст). Возможно, именно в эпоху, когда космическая температура упала до энергии электрослабых процессов, и произошел последний по времени скачок в состоянии

исходного вакуума (фазовый переход), определивший современное значение плотности вакуума.

Подчеркнем еще раз, что соотношение (27), хотя оно и выглядит как будто привлекательно, не может, конечно, считаться ни строго доказанным, ни тем более окончательным. Несомненно, что далеко не исчерпаны еще и возможности других известных подходов к проблеме. Существует, например, точка зрения, согласно которой вакуум фермионов и вакуум бозонов имеют разные знаки энергии, так что суммарное значение плотности вакуума могло бы быть нулевым, если имеется строгая симметрия между фермионными и бозонными состояниями (называемая суперсимметрией). А если эта симметрия не точна, то результатом должно быть малое, но конечное значение плотности вакуума (см. [8]). К сокращению плотности вакуума с планковского значения до реального могло бы привести существование скалярного поля, имитирующего вакуумное уравнение состояния с отрицательной энергией [62]. Правда, и эта идея не приводит, как полагают, к последовательному и прямому решению проблемы. Причины трудностей и неудач на этом пути обсуждаются в [4, 60]. Поиски новых подходов продолжаются, и из совсем свежих работ отметим модель [63] с тремя вкладками в плотность вакуума: от нулевых колебаний, от пространственной кривизны (низкие энергии) и от конденсата нейтральных бозонов (высокие энергии). Усилия получить разумную плотность вакуума активно развиваются в новейшей теории мембран (см. [64] и имеющиеся там ссылки).

13. Модель закалки

Как видно из сказанного выше, происхождение и вакуума, и невакуумных форм космической энергии остается фактически неизвестным. При таких обстоятельствах выяснение физической природы фридмановских интегралов (22) должно казаться делом безнадежным. Так оно в действительности, конечно, и есть. И тем не менее нечто позитивное можно попытаться сказать, не претендуя на многое, и по этому поводу. Разумеется, и тут не избежать тех или иных дополнительных предположений, более или менее правдоподобных или по крайней мере не противоречащих друг другу и надежно установленным фактам; вывод же совпадающих интегралов непосредственно из первых принципов остается нелегкой задачей на будущее, скорее всего, весьма отдаленное.

Расскажем кратко об одной модели [52], которая способна показать, как — по крайней мере, в принципе — могло бы возникнуть совпадение фридмановских интегралов в физике ранней Вселенной. Заметим сразу, что эта модель существенно неполна; она никак не касается трудного вопроса о природе барионного заряда, и потому фридмановский интеграл для барионов в этой конкретной модели совсем не фигурирует. Что касается темной материи, то на этот счет принимается следующее предположение: считается, что ее носителями служат элементарные частицы с ненулевой массой покоя m , которые подчиняются только слабому взаимодействию и, конечно, гравитации. Допуская возможность, упомянутую в предыдущем разделе, примем, что эти частицы существуют сейчас вместе с соответствующими античастицами, а аннигиляция не

происходит из-за слабости взаимодействия между частицами и античастицами и из-за их низкой плотности в современную эпоху.

Реально аннигиляция могла прекратиться уже в весьма раннюю эпоху, когда температура космической среды упала до значения $T \sim m$ (пользуемся, как и выше, системой единиц, в которой $k = c = \hbar = 1$), а характерное время аннигиляции (уравнение (24) при $v \sim c = 1$) оказалось больше возраста мира, т.е. темп аннигиляции стал ниже темпа космологического расширения или, по крайней мере, сравнялся с ним:

$$n\sigma \sim \frac{1}{t}. \quad (28)$$

Здесь n , как и выше, — концентрация частиц, $\sigma \sim m^{-2}$ — сечение их аннигиляции, t — возраст мира в ту раннюю эпоху. Так как это несомненно была эпоха преобладания излучения, можно воспользоваться стандартной космологической формулой $t \sim (G\rho_R)^{-1/2}$ для ранних времен. Кроме того, используем определение фридмановских интегралов (12), чтобы ввести интегралы A_D (с плотностью $\rho_D \sim mn$) и A_R в уравнения модели. Тогда (28) принимает вид:

$$A_D \sim am^3 A_R M_{\text{Pl}}^{-2}. \quad (29)$$

Учтем также, что $\rho_R \sim T^4 \sim m^4$ в ту эпоху; это позволяет записать:

$$A_R \sim a^2 m^2 M_{\text{Pl}}^{-1}. \quad (30)$$

В уравнениях (28), (29) $a \simeq A_V(1+z)^{-1}$ — радиус кривизны (или нормированный, как в (14), масштабный фактор) в момент t ; z — соответствующее красное смещение.

Кинетика, описываемая этими феноменологическими уравнениями, должна быть дополнена физикой, ответственной за взаимодействие частиц космической среды в данную эпоху. В духе сказанного в предыдущем параграфе будем считать, что центральную роль в процессе закалки должна играть физика электрослабого взаимодействия с фундаментальной энергетической шкалой $M_{\text{EW}} \sim 1$ ТэВ. Более того, примем в соответствии с этим, что плотность энергии вакуума выражается соотношением (27), содержащим две фундаментальные энергетические шкалы, M_{Pl} и M_{EW} .

Согласно общей формуле (12), интеграл для вакуума с плотностью (27) есть

$$A_V \sim \left(\frac{M_{\text{Pl}}}{M_{\text{EW}}} \right)^4 M_{\text{Pl}}^{-1}. \quad (31)$$

Рассуждая в том же направлении, нужно предположить, что красное смещение в данную эпоху должно выражаться в таком случае простой комбинацией тех же двух фундаментальных констант:

$$z \sim \frac{M_{\text{Pl}}}{M_{\text{EW}}}. \quad (32)$$

Кроме того, действуя последовательно, нужно считать, что в задаче вообще должны иметься всего только две фундаментальные константы M_{Pl} и M_{EW} , так что в уравнениях кинетической модели нужно отождествить

массу частицы m с M_{EW} . Тогда будем иметь:

$$A_M \sim A_V A_R \left(\frac{M_{EW}}{M_{Pl}} \right)^4 M_{Pl}, \quad (33)$$

$$A_R \sim A_V^2 \left(\frac{M_{EW}}{M_{Pl}} \right)^4 M_{Pl}. \quad (34)$$

По существу — это уже и есть решение задачи, так как A_V известно и остается только записать ответ в явном виде:

$$A_D \sim A_R \sim A_V \sim \left(\frac{M_{Pl}}{M_{EW}} \right)^4 M_{Pl}^{-1}. \quad (35)$$

Таким образом, приближенное равенство интегралов оказывается следствием физических процессов, которые разыгрывались в ранней Вселенной при энергиях, характерных для электрослабого взаимодействия.

При нахождении численного значения интегралов в (35) стоит принять во внимание одну деталь. Именно, в работе [61] и другой недавней работе [65] введены в расчеты вместо планковской шкалы "гравитационная" шкала, или "сниженная" планковская шкала, \bar{M}_{Pl} , такая, что $\bar{M}_{Pl} \simeq g M_{Pl}$, где $g \simeq 0,1 - 0,3$. Множитель g учитывает тот факт, что гравитационная константа $G = M_{Pl}^{-2}$ входит в большинство точных космологических формул в комбинациях вида $8\pi G$, $6\pi G$, или $32\pi G/3$. (Тем же путем можно учесть и то обстоятельство, что в формулах кинетической модели должны в действительности стоять такие безразмерные множители, как число степеней свободы и др.; см. снова учебники [6–9].) Если последовать этому примеру, то результат (35) можно представить так:

$$A_w \sim g^4 \left(\frac{M_{Pl}}{M_{EW}} \right)^4 M_{Pl}^{-1} \sim 10^{61 \pm 1} M_{Pl}^{-1}, \quad w = \left[-1, 0, \frac{1}{3} \right]. \quad (36)$$

Численное согласие с найденным эмпирическим путем соотношением (22) вполне удовлетворительно. С той же точностью

$$\rho_V \sim g^8 \left(\frac{M_{Pl}}{M_{EW}} \right)^8 M_{Pl}^4 \sim 10^{-122 \pm 2} M_{Pl}^4. \quad (37)$$

Эту оценку нужно сравнить с наблюдаемой величиной (25).

Остается отметить, что соответствующая формула для красного смещения принимает вид $z \sim g M_G / M_{EW} \sim 10^{15}$. При таком z температура в рассматриваемую эпоху $T \sim 1$ ТэВ $\sim M_{EW}$, что еще раз непосредственно указывает на центральную роль электрослабого взаимодействия в данном процессе.

Напомним, что фридмановский интеграл для барионов остался за рамками данной модели. Между тем его природа тоже, по-видимому, могла бы быть связана с физикой электрослабого взаимодействия в ранней Вселенной. Как упоминалось в предыдущем разделе, необходимые условия бариогенеза могут быть обеспечены физикой электрослабых процессов. Эти условия способны выполняться в распадах исходных массивных бозонов, если распады сопровождаются несохранением барионного заряда. В выражении через космическое

барионное число B фридмановский интеграл для барионов должен тогда иметь вид:

$$A_B \sim B \frac{M_{QH}}{M_{Pl}} A_R (A_R M_{Pl})^{1/2} \simeq g^6 B \frac{M_{QH}}{M_{Pl}} \left(\frac{M_{Pl}}{M_{EW}} \right)^6 M_{Pl}^{-4}. \quad (38)$$

Последняя величина отличается от эмпирического значения A_B в (22) на 4–6 порядков (что в логарифмической шкале составляет не больше 10 %).

14. Симметрия космических энергий

Вернемся к описанной выше кинетической модели для трех фридмановских интегралов и обратим внимание на то, что уравнения модели (29), (30) с учетом (32) можно представить в симметричном виде:

$$\frac{A_D}{A_R} \sim \frac{A_R}{A_V} \sim \frac{A_V}{A_0}, \quad (39)$$

где

$$A_0 \sim \left(\frac{M_{Pl}}{M_{EW}} \right)^4 M_{Pl}^{-1}. \quad (40)$$

Подчеркнем, что в новой формулировке (39) величина A_0 не привнесена в модель извне; эта комбинация двух базовых энергетических масштабов возникает в модели сама собой, если, как предполагается, только эти два фундаментальные масштаба и фигурируют в задаче. Система (39), (40) — это два уравнения для трех неизвестных, которыми служат три фридмановских интеграла. Чтобы система имела однозначное решение, она должна быть доопределена, и именно для этой цели выше было использовано дополнительное соотношение (27), заимствованное из раздела 12.

Но ту же систему можно доопределить и другим путем, приняв, например, со ссылкой на эмпирические соотношения (22), что $A_R \sim A_D$. Тогда из модели будет получено выражение для плотности вакуума, которое в точности совпадает с (27). Таким образом, знание эмпирических данных о двух фридмановских интегралах позволяет доказать — в рамках данной модели — равенство всех трех интегралов модели и найти их величину как комбинацию фундаментальных энергетических масштабов. То есть плотность космического вакуума "выводится" таким путем из наблюдательных данных о темной и релятивистской энергиях в рамках кинетической модели с электрослабыми процессами.

Эти соображения, но прежде и важнее всего — исходные эмпирические данные (22), позволяют по-новому увидеть место вакуума в общем ряду форм космической энергии. Когда прежде говорилось о близости плотности вакуума к плотностям других форм энергии, приходилось сравнивать константу (плотность вакуума) с переменными величинами, которыми являются плотности невакуумных форм энергии. Ясно, что совпадения величин, которые по-разному зависят от времени или не зависят от него вообще, могут быть лишь временными и в этом смысле случайными. Но если смотреть не на плотности, а на соответствующие фридмановские интегралы, то окажется, что рядом с константой для вакуума появляются еще три кон-

станты, которые имеют то же космологическое происхождение, и притом все четыре величины даются одной общей формулой (12). Так возникает возможность сопоставления вакуума с другими формами космической энергии на языке постоянных величин той же математической и физической природы. И тогда обнаруживается, что все четыре константы численно близки друг другу.

В контексте фридмановских интегралов наблюдаемое значение плотности вакуума оказывается как раз естественным (вспомним о проблеме естественности в теоретической физике [4]), поскольку именно оно и обеспечивает приближенное равенство вакуумного интеграла интегралам для других форм энергии. Будь эта плотность равна нулю, вакуумный интеграл оказался бы бесконечным; если плотность имела бы планковское значение, интеграл был бы чрезмерно мал. И это действительно выглядело бы неестественно.

Близкое совпадение фридмановских интегралов означает существование симметрии определенного рода, объединяющей известные формы космической энергии и сопоставляющей их друг другу. Эта симметрия имеет не временный или случайный характер. Она связана с самой физической природой космических энергий, с их происхождением, и существует так долго, как долго сами эти формы энергии присутствуют в мире.

Таким образом, две острые проблемы космологии и фундаментальной физики — проблема космических совпадений и проблема естественности — оказываются тесно связанными друг с другом и сводятся вместе к более общей проблеме симметрии космических энергий: Почему $A_V \sim A_D \sim A_R$? Модель закалки, рассмотренная в предыдущем разделе, намечает — в самом предварительном и предположительном порядке — возможный подход к поискам ответа на этот вопрос.

Выявление нового типа симметрии в космологии, симметрии между вакуумом и невакуумными формами космической энергии в пространстве фридмановских интегралов — одно из следствий новейшей революции в науке о Вселенной.

15. Заключение

Космологическая революция наших дней — резкий скачок в ходе накопления конкретных знаний о природе, в понимании ее фундаментальных физических закономерностей. Она привела к решительной смене физической картины мира, к совершенно новому пониманию того, что представляет собой современная нам Вселенная. Как оказалось, в ней господствует космический вакуум с его антигравитацией, которая заставляет галактики с ускорением разбегаться друг от друга. Но ни галактики, ни его собственная антигравитация, ни даже само время не способны воздействовать на нынешний космический вакуум, он абсолютно неподвижен, неизменен и вечен. Мы неожиданно осознали, что живем в четырехмерном пространстве-времени, которое недавно завершило свою космическую эволюцию и к нынешней эпохе практически достигло идеально регулярного, геометрически симметричного состояния, которое будет затем длиться неограниченно долго.

Мир космического вакуума вплотную подступает к нашей непосредственной области обитания во Вселенной — к Местной группе галактик, где наша Галактика, Млечный Путь, соседствует с Туманностью Андромеды.

Управляемый антигравитацией космического вакуума, хаббловский поток разбегания галактик начинается с расстояний всего в несколько мегапарсек от нас и продолжается к горизонту наблюдений, к расстояниям в тысячи мегапарсек, всюду сохраняя свою кинематическую идентичность, единый темп движения, который и задается вакуумом с его одинаковой в пространстве и времени плотностью.

Поток расширения обязан своим происхождением, как полагают, первичному вакууму Вселенной, плотность которого была изначально исключительно высока; она превышала его измеренную сейчас плотность на множество порядков величин. Из-за этого вакуум и сам был способен изменяться, эволюционировать, порождая при этом "обычное" вещество, невакуумные формы космической энергии. Эта эволюция первичного вакуума завершилась в первые малые доли секунды существования мира, оставив после себя многокомпонентную космическую среду, в которой вакуум и невакуумные энергии оказались в итоге согласованными друг с другом, симметричными по отношению друг к другу: их неизменные во времени природные физические характеристики, фридмановские интегралы, с тех пор численно близки и будут оставаться близкими до тех пор, пока сами эти формы энергии сохраняются в природе.

Давно уже, пожалуй, со времени открытия реликтового излучения в 1965 г., в космологической науке не было такого освежающего обновления, а ее связь с фундаментальной физикой не обнаруживалась столь прямым и очевидным образом. И снова, как и тогда, начало новому пути развития положило замечательное открытие, обязанное долгим систематическим усилиям и экспериментальному искусству астрономов-наблюдателей.

Автор благодарен И.Л. Розенталю, И.Д. Караченцеву, Ю.Н. Ефремову, А.С. Зильберглейту, П. Теерикорпи, Ю.В. Барышеву за обсуждения и критические замечания. Работа частично поддержана грантом Академии Финляндии по проекту "Потоки галактик и структуры темного вещества".

Список литературы

1. Riess A G et al. *Astron. J.* **116** 1009 (1998); Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
2. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1967)
3. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1982)
4. Weinberg S *Rev. Mod. Phys.* **61** 1 (1989)
5. Фридман А А *УФН* **80** 439, 447 (1963)
6. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975)
7. Peebles P J E *Principles of Physical Cosmology* (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1993)
8. Долгов А Д, Зельдович Я Б, Сажин М В *Космология ранней Вселенной* (М.: Изд-во МГУ, 1988)
9. Kolb E W, Turner M S *The Early Universe* (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1990)
10. Линде А Д *Физика элементарных частиц и инфляционная космология* (М.: Наука, 1990)
11. Глинер Э Б *ЖЭТФ* **49** 542 (1965); *ДАН СССР* **192** 771 (1970)
12. Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979)
13. Carroll S M *Living Rev. Rel.* **4** 1 (2001); astro-ph/0004075
14. Parijskij Yu N, in *Current Topics in Astrofundamental Physics: The Cosmic Microwave Background* (Ed. N G Sanchez) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 219
15. Wang L et al. *Astrophys. J.* **530** 17 (2000)
16. Caldwell R R, Steinhardt P J *Phys. Rev. D* **57** 6057 (1998)

17. Зельдович Я В *УФН* **80** 537 (1963)
18. Чернин А Д *Астрон. журн.* **42** 1124 (1965)
19. Тропп Э А, Френкель В Я, Чернин А Д *Александр Александрович Фридман* (М.: Наука, 1988)
20. Grib A A *Early Expanding Universe* (St.-Petersburg: Friedmann Lab, 1995)
21. Baryshev Yu V et al. *Vistas Astron.* **38** 419 (1994)
22. Baryshev Yu V et al. *Fractals* **6** 231 (1998)
23. Wu K K S, Lahav O, Rees M J *Nature* **397** 225 (1999)
24. Teerikorpi P *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **35** 101 (1997)
25. Gromov A et al., astro-ph/9906041
26. Kogut A et al. *Astrophys. J.* **419** 1 (1993)
27. Караченцев И Д и др. *Астрон. журн.* **44** 150 (2000)
28. Joyce M et al. *Europhys. Lett.* **49** 416 (2000)
29. Sylos Labini S, Montuori M, Pietronero L *Phys. Rep.* **293** 61 (1998)
30. Караченцев И Д *УФН* **171** 860 (2001)
31. Sandage A *Astrophys. J.* **527** 479 (1999)
32. Sandage A, Tammann G, Hardy E *Astrophys. J.* **172** 253 (1972)
33. Sandage A *Astrophys. J.* **307** 1 (1986)
34. Караченцев И Д, Макаров Д И *Астрофизика* **44** 5 (2001)
35. Teerikorpi P et al. *Astron. Astrophys.* **334** 395 (1998)
36. Chernin A D, Teerikorpi P, Baryshev Yu V *Adv. Space Res.* (2001) (in press)
37. Baryshev Yu V, Chernin A D, Teerikorpi P *Astron. Astrophys.* (in press)
38. Karachentsev I D, Makarov D A *Astron. J.* **111** 794 (1996)
39. Караченцев И Д, Теерикорпи П, Чернин А Д (готовится к печати)
40. Chernin A D, Nagirner D I, Starikova S V (to be published)
41. Zel'dovich Ya B *Astron. Astrophys.* **5** 84 (1970)
42. Ekholm T et al. *Astron. Astrophys.* **368** L17 (2001)
43. Einasto J *New Astron. Rev.* **45** (4–5) 355 (2001)
44. Einasto J et al. *Astrophys. J.* **519** 441 (1999)
45. Governato F et al. *New Astron.* **2** (2) 91 (1997)
46. Zaslavsky G M et al. *Weak Chaos and Quasi-Regular Patterns* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991)
47. Chernin A D, Valtonen M J *New Astron. Rev.* **42** (1) 41 (1998)
48. Einasto J et al. *Nature* **385** 139 (1997)
49. Грищук Л П и др. *УФН* **171** 3 (2001)
50. Чернин А Д *Письма в ЖЭТФ* **8** 633 (1968); Chernin A D *Nature* **220** 250 (1968)
51. Gamow G *Phys. Rev.* **74** 505 (1948)
52. Chernin A D, astro-ph/0101532
53. Розенталь И Л *Элементарные частицы и структура Вселенной* (М.: Наука, 1984); *УФН* **167** 801 (1997)
54. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **59** 2607 (1987)
55. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
56. Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **13** 335 (1970)
57. Dolgov A D *Phys. Rep.* **222** 309 (1992)
58. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996)
59. Cohen A G, Kaplan D B, Nelson A E *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 27 (1993)
60. Рубаков В А *УФН* **169** 1299 (1999)
61. Arkani-Hamed N et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 4434 (2000)
62. Dolgov A D, in *The Very Early Universe: Proc. of the Nuffield Workshop, Cambridge, 1982* (Eds G W Gibbons, S W Hawking, S T C Siklos) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1983) p. 82
63. Розенталь И Л, Архангельская И В *Астрон. журн.* (2001) (готовится к печати)
64. Tye S-H H, Wasserman I *Phys. Rev. Lett.* **86** 1682 (2001)
65. Kawasaki M, Yamaguchi M, Yanagida T *Phys. Rev. Lett.* **85** 3572 (2000)

Cosmic vacuum

A.D. Chernin

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University
Universitetskii prosp. 13, 119899 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 939-16 22
Fax (7-095) 932-88 41*

E-mail: chernin@sai.msu.ru

*Tuorla Observatory, University of Turku, Piikkiö, FIN-21500 Finland
Astronomy Division, University of Oulu, FIN-90014 Finland*

Recent observational studies of distant supernovae have suggested the existence of cosmic vacuum whose energy density exceeds the total density of all the other energy components in the Universe. The vacuum produces the field of anti-gravity that causes the cosmological expansion to accelerate. It is this accelerated expansion that has been discovered in the observations. The discovery of cosmic vacuum changes radically our current understanding of the present state of the Universe. It also poses new challenges to both cosmology and fundamental physics. Why is the density of vacuum what it is? Why do the densities of the cosmic energy components differ in exact value but agree to the order of magnitude? On the other hand, the discovery made at large cosmological distances of hundreds and thousands Mpc provides new insights into the dynamics of the nearby Universe, the motions of galaxies in the local volume of 10–20 Mpc across where the cosmological expansion was originally discovered.

PACS number: **98.80. – k**

Bibliography — 65 references

Received 26 February 2001, revised 11 May 2001