

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

524.8

**КОСМИЧЕСКАЯ КНИГА**

**П. Дж. Э. Пиблс, Дж. Силк**

(Принстонский университет, Принстон;  
Калифорнийский университет, Беркли, США)

(*Nature*. 1988. V. 335. No. 6191. Pp. 601—606)

*Современные теории происхождения крупномасштабной структуры Вселенной зависят от множества новых стимулирующих идей, касающихся физики ранней Вселенной. В отсутствие четких наблюдательных тестов представление о достоинствах этих теорий можно получить путем оценки правдоподобия тех основных положений, которые плохо обоснованы наблюдениями или хорошо устоявшейся теорией. Обзор основных конкурирующих теорий иллюстрирует захватывающее, но весьма неопределенное состояние исследований по физике ранней Вселенной.*

В состоянии ли наш ум осознать эволюцию Вселенной? Космологи посвящают свою карьеру этой призрачной цели. Крупномасштабная структура Вселенной хранит в себе ключ к пониманию тайны происхождения Вселенной примерно 15 млрд. лет назад. Впоследствии рождались звезды, галактики и огромные скопления галактик. Кропотливое соединение астрономических данных, которые накапливались десятилетиями наблюдений, дает космологам возможность развивать теории крупномасштабной наблюдаемой структуры. Излишне говорить, что единой точки зрения пока нет и что в действительности мы далеки от полного понимания происхождения или хотя бы природы того, что наблюдается. Все это стало весьма очевидным в ходе работы семинара по образованию галактик в Таосе, штат Нью-Мексико, с 4 по 9 января 1988 г. под эгидой Центра Нелинейных Исследований и Института Геофизики и Планетных Исследований Калифорнийского университета, а также Национальной обсерватории Лос-Аламоса. Семинар собрал около 50 космологов с широкой областью интересов. Сторонники многих основных теорий крупномасштабной структуры получили равное время для защиты своих моделей. Влияние семинара и побудило нас приготовить краткое изложение состояния дел в области теорий крупномасштабной структуры Вселенной.

Существует целый ряд конкурирующих теорий, которые могут быть приспособлены для того, чтобы объяснить многие особенности наблюдаемой Вселенной. Каждая из них требует предположений, в которых можно сомневаться и которые с переменным успехом противостоят различным типам наблюдений. Для того чтобы оценить силу и слабость этих соперничающих теорий, мы предлагаем систему приписывания весов основным элементам. Эта «космическая книга», как мы ее называем, основана на некоторой исходной малой величине  $\mathcal{E}$  (вероятности), возведенной в различные степени. Мы условно интерпретируем  $\mathcal{E}^2$  как указание на то, что данная идея весьма спекулятивна, но не полностью неправдоподобна с наблюдательной точки зрения или из общих теоретических соображений. Каждому ключевому предположению мы приписываем априорную вероятность быть истинным. Вероятность того, что данная теория верна (в отсутствие бесспорной наблюдательной проверки), находится перемножением соответствующих факторов вероятности. Наша космическая книга представлена в табл. I и II.

Таблица I. Космическая книга: элементы

Космологическая модель:	Вероятность
1. $\Omega \approx 0,1$	
а) Нулевая кривизна пространства	$\mathcal{E}$
б) $\Lambda=0$	$\mathcal{E}$
2. $\Omega=1$ , основной вклад в массу дает	
а) HDM — горячая темная материя	$\mathcal{E}^2$
б) CDM — холодная темная материя	$\mathcal{E}^3$
в) Барионы	$\mathcal{E}^3$
3. Новая физика: отклонения от закона обратного квадрата, пятая сила	$\mathcal{E}^2$
Зародыши галактик:	
4. Первичные адиабатические возмущения	$\mathcal{E}$
а) Гауссовский масштабно-инвариантный спектр	$\mathcal{E}^2$
б) Специально подобранный спектр	$\mathcal{E}^4$
5. Первичные возмущения постоянной кривизны	$\mathcal{E}^4$
6. Массивные петли космических струн	
а) Произвольный выбор $G_{\mu}$	$\mathcal{E}^2$
б) $G_{\mu}$ , необходимое для аккреции	$\mathcal{E}^3$
7. Первичные магнитные поля	$\mathcal{E}^2$
Образование галактик:	
8. Гравитационная неустойчивость	$\mathcal{E}$
9. Взрывное умножение	$\mathcal{E}^2$

Таблица II. Космическая книга: модели

Барионная адиабатическая модель (2в, 4б, 8)	$\mathcal{E}^8$
Модель с горячей темной материей (2а, 4б, 8)	$\mathcal{E}^7$
Каноническая модель с холодной темной материей (2б, 4а, 8)	$\mathcal{E}^6$
Петли космических струн (2б, 6б, 8):	$\mathcal{E}^7$
с HDM (2а, 6б, 8)	$\mathcal{E}^6$
без какой-либо экзотической материи (1, 6б, 8)	$\mathcal{E}^5$
Заманчивые струны (2б, 6б, 7, 9)	$\mathcal{E}^{10}$
без экзотической материи (1, 6б, 7, 9)	$\mathcal{E}^8$
Барионная модель с возмущениями постоянной кривизны (1, 5, 8)	$\mathcal{E}^6$

Мы не строим книгу на детальных наблюдательных проверках рассматриваемых моделей, так как наблюдательная ситуация с различными моделями известна с различной степенью подробности. Так, третья модель в табл. II находится, по-видимому, в особенном положении отчасти потому, что она была изучена наиболее детально. Тем не менее наши ве-

са как-то отражают наблюдения, поскольку при ужесточении наблюдательных ограничений модель может быть спасена дополнительными предположениями, но чаще всего ценой повышения степени  $\mathcal{E}$ . Такой процесс подгонки объясняет, например, высокую степень  $\mathcal{E}$  для первой модели в табл. II. Тем не менее еще предстоит найти ту минимальную степень  $\mathcal{E}$ , которая обескуражит тех, кто принял правила этой игры.

**Основные элементы.** Рассмотрим для начала параметр плотности  $\Omega$ , определяемый как отношение средней плотности массы к критическому значению Эйнштейна—де Ситтера (в мире, для которого в рассматриваемом случае поверхности постоянного мирового времени имеют пренебрежимо малую кривизну и, кроме того, пренебрежимо мала космологическая постоянная). Полученные за более чем 10 лет наблюдательные динамические оценки показали, что  $\Omega \approx 0,1$  [1]. Стандартный сценарий нуклеосинтеза в ранней Вселенной, который успешно предсказывает догалактическое содержание легких элементов  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$ , также требует  $\Omega \approx 0,1$  [2]. Таким образом, мы приписываем этому значению  $\Omega$  максимально возможную вероятность  $\mathcal{E}$ , что отражено в первой секции табл. I. С другой стороны, исходя из соображений, основанных на инфляции или более субъективных критериях простоты или изящности начальных условий, мы придем скорее к  $\Omega=1$ . В том случае, когда  $\Omega$  существенно больше, чем 0,1, для объяснения дополнительной плотности нужно либо отказаться от стандартного сценария нуклеосинтеза легких элементов, либо принять гипотезу о существовании какой-то небарионной формы вещества, которая прямо в ядерных реакциях не участвует. Физические теории элементарных частиц приводят к предположению о существовании массивных нейтрино или еще более необычных стабильных частиц, которые могут играть роль темной материи, таких как фотино или аксионы. Если такие частицы существуют, то они, похоже, взаимодействуют с веществом достаточно слабо и способны выжить во враждебном окружении начальной Вселенной и дать значительный вклад в  $\Omega$  [4]. Например, если массивные нейтрино вышли из космологического теплового равновесия после аннигиляции мюонных пар и до аннигиляции электронов в ранней Вселенной, то сегодняшняя числовая плотность нейтрино была бы  $n_\nu \approx 100 \text{ см}^{-3}$ . Если при этом масса нейтрино равна  $m_\nu \approx 30 \text{ эВ}$ , то произведение  $m_\nu n_\nu$  привело бы к  $\Omega=1$ . Другие типы гипотетических частиц темной материи называются холодной темной материей (CDM—обозначение, введенное Бондом и Шалаи), так как предполагается, что их первоначальные скорости много меньше, чем скорости 30 электрон-вольтных нейтрино. Мы приписываем значение  $\mathcal{E}^2$  вероятности того, что  $\Omega=1$  за счет вклада массивных нейтрино (это называется горячей моделью темного вещества или HDM-гипотезой), так как известно, что нейтрино существуют. Однако еще один множитель  $\mathcal{E}$  добавляется в гипотезе о CDM ввиду того, что существование частиц—кандидатов холодной материи не подтверждено, а также в гипотезе  $\Omega=1$  за счет барионов, так как барионы трудно сделать невидимыми [5].

Теперь мы должны рассмотреть природу первичных флуктуаций плотности, которые существовали в очень ранней Вселенной. Адиабатическая мода флуктуаций предполагается такой, что локальная плотность числа фотонов пропорциональна плотности числа барионов и плотности частиц темного вещества. В результате любая из флуктуаций представляет собой локальное изменение космологической плотности энергии. Эта мода флуктуации рассматривается как основной кандидат на роль механизма образования крупномасштабной структуры. Адиабатические возмущения являются общими в том смысле, что если бы в очень ранней Вселенной плотности числа фотонов, барионов и частиц темной материи были выведены из однородного состояния независимо, но в сравнимых относитель-

ных количествах, то адиабатическая комбинация росла бы за счет сил гравитации до тех пор, пока она не стала бы доминирующей спустя некоторое время. В космологических моделях с инфляцией адиабатические возмущения появляются естественным образом (хотя и не с неизбежностью) из квантовых флуктуаций полей, которые ответственны за инфляцию. В этих моделях барионы должны рождаться после завершения инфляции. Если эффективность образования барионов универсальна и не зависит от местоположения, то локальная плотность числа барионов пропорциональна локальной плотности фотонов [8], что и является условием адиабатичности. Таким образом приписываем вероятность  $\mathcal{E}$  предположению о том, что крупномасштабная структура выросла из первичных адиабатических флуктуаций. На наш взгляд, оно столь же верно, насколько может быть верна любая другая гипотеза, касающаяся физики ранней Вселенной.

Выбор адиабатических флуктуаций дает нам не слишком много, нужно еще определить, как флуктуации плотности изменяются в зависимости от местоположения. Физика инфляции дает нам некоторые весьма правдоподобные соображения, более общие, чем те конкретные модели, которые мы сейчас имеем [3]. Если Вселенная возмущается квантовыми флуктуациями поля, которое вело инфляцию, то они должны быть очень малыми для того чтобы избежать чрезмерного возмущения, так что разумно ожидать, что эти флуктуации достаточно хорошо описываются свободным полем. Это привело бы к гауссовскому процессу (или процессу со случайными фазами). Наиболее распространенным выбором степенного спектра флуктуаций является масштабно-инвариантный случай, когда среднеквадратичная флуктуация массы в любом масштабе постоянно в тот момент, когда она пересекает космологический горизонт. В инфляционной космологии масштабно-инвариантный спектр является следствием симметрии инфляционной эпохи относительно преобразования времени, все масштабы равноправны [3]. Комбинация гауссовских флуктуаций массы с масштабно-инвариантным спектром и амплитудой, обеспечивающей образование галактик и скоплений галактик, хороша с эстетической точки зрения, но предъявляет специфические требования к физике, которая в данном случае весьма неопределенна. Поэтому мы берем в этом случае меньшую вероятность  $\mathcal{E}^2$ , чем для самой гипотезы об адиабатических флуктуациях.

Флуктуации постоянной кривизны, для которых космологическая плотность постоянна, но существует локальное изменение отношения числа фотонов, к числу барионов или, что то же самое, изменение энтропии, приходящейся на одну частицу, дают моду, в известном смысле ортогональную адиабатическим возмущениям. Если энтропия, приходящаяся на один барион, является случайной величиной, то для того, чтобы избежать избытка анизотропии микроволнового фона, необходимо предположить, что степенной спектр почти плоский [9, 10]. Уже было несколько предложений [6, 7] относительно того, как флуктуации постоянной кривизны могут появиться в инфляционных моделях, но ни одно из них не было в состоянии предсказать требуемый спектр. Поэтому мы приписываем низкую вероятность  $\mathcal{E}^4$  тому, что природа нашла какой-то путь к достижению этой цели.

Космические струны дают альтернативный источник возмущений плотности. Струны—это топологические дефекты, образовавшиеся при нарушении симметрии в фазовых переходах, которые происходили в конце эпохи Великого объединения ( $T \approx 10^{16}$  ГэВ). Они являются причинно не связанными линейными доменами реликтового фальшивого вакуума и действуют аналогично возмущениям постоянной кривизны во фридмановской Вселенной. Струны несовместимы со стандартными инфляционными моделями, но в некоторых вариантах инфляции могут возникать. Например, струны могут появляться как следствие нарушения симметрии

при фазовых переходах II рода в конце инфляционной фазы. Красота космических струн состоит в том, что они описываются единственным параметром, а именно — масштабом плотности энергии во Вселенной в момент их рождения. Этот масштаб определяет их массу на единицу длины— $\mu$ , составляющую примерно  $10^{-6}G^{-1}c^2$ , где  $G$ —гравитационная постоянная, а  $c$ —скорость света. Струны сначала бесконечны, но в пределах космологического горизонта они становятся причинно связанными,

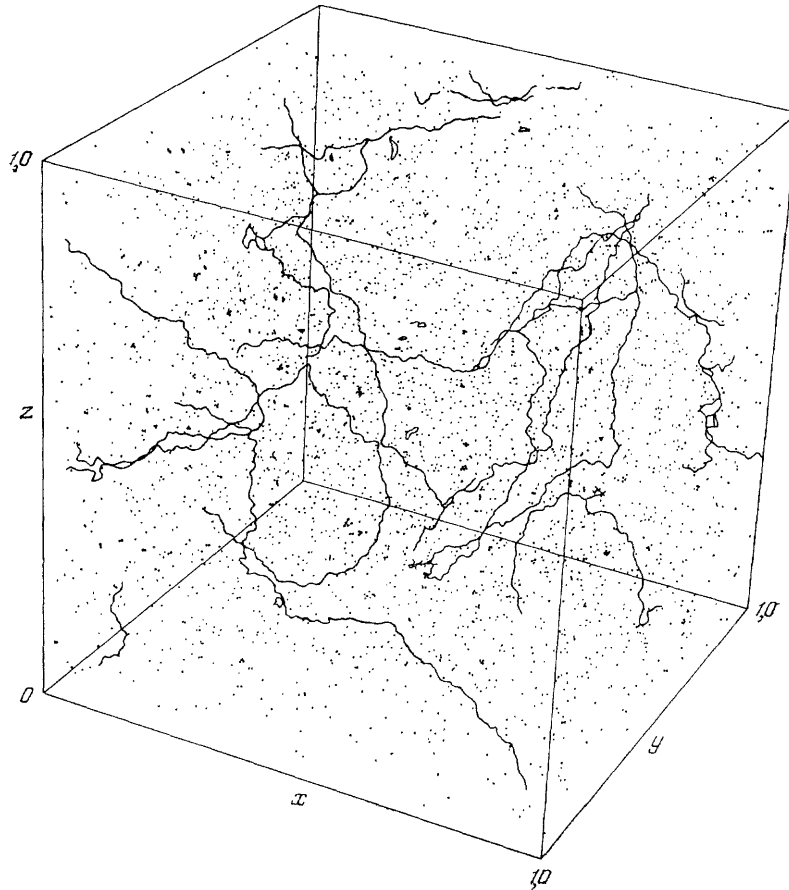


Рис. 1. Модель с космическими струнами [40]. Показан куб со стороной, равной половине наблюдаемой Вселенной

навиваются со скоростью света, запутываются и разбиваются на множество мелких петель (рис. 1). Эти петли постепенно исчезают, так как излучают гравитационные волны. Хронометрирование миллисекундных пульсаров позволяет исследовать гравитационно-волновой фон на длинах волн свыше или порядка одного светового года. Сегодняшние данные дают основание полагать, что мы находимся на пороге подтверждения или опровержения гипотезы космических струн [11, 12]. Петли космических струн действуют как нелинейные сгустки, которые гравитационно аккрецируют массу в эпоху доминантности материи [13—15]. Мы приписываем вероятность  $\mathcal{E}^2$  гипотезе существования космических струн и еще одну степень  $\mathcal{E}$  — предположению, что погонная масса  $\mu$  имеет требуемое значение, чтобы петли струн были в состоянии образовать галактики гравитационной аккрецией. Это приводит вероятность на тот же уровень, что и вероятность гипотезы CDM, что выглядит весьма правдоподобным.

Космические струны могут быть сверхпроводящими. Если бы существовали первичные магнитные поля с плотностью энергии примерно сравнимой с плотностью энергии микроволнового фона излучения, то сверхпроводящие струны генерировали бы огромные токи в процессе их движения и осцилляций. Это могло бы быть мощным источником энергии для взрывных ударных волн, которые способны сгребать вещество в тонкие оболочки. Оболочки, в свою очередь, могли бы фрагментировать, образуя скопления галактик плоской формы [16]. Известных механизмов, обеспечивающих магнитные поля с необходимой плотностью энергии нет, но нельзя быть слишком догматичными в вопросе об их существовании. Мы приписываем вероятность  $\mathcal{E}^2$  существованию магнитных полей с интересующей нас напряженностью. То, что это примерно та же вероятность, что и вероятность гипотезы HDM, весьма логично, так как магнитные поля, так же как и нейтрино, наблюдаются.

Формирование галактик может протекать либо путем развития гравитационной неустойчивости из первичных флуктуаций плотности массы, либо путем гидродинамических процессов. Примером последних является взрывное усиление: вещество, собранное ударными волнами в тонкие плотные оболочки, неустойчиво относительно фрагментации, а фрагменты, в свою очередь, генерируют ударные волны, производящие новые поколения более массивных фрагментов [17, 18]. Мы присваиваем вероятность  $\mathcal{E}$  процессу гравитационной неустойчивости, поскольку мы, вероятно, наблюдаем пример такого процесса в действии — рост Местного сверхскопления галактик [19]. Схеме взрывного усиления даем вероятность  $\mathcal{E}^2$  поскольку примеры этого процесса в межзвездной среде протекают в условиях, сильно отличающихся от тех, которые необходимы при образовании галактик.

**Модели.** В табл. II перечислены полные вероятности для шести моделей образования галактик. Числа в скобках являются номерами основных элементов из табл. I. Первая модель—гравитационное развитие адиабатических возмущений во Вселенной, где сегодня доминируют барионы, весьма существенно ограничивается тем, что имеется тенденция к недопустимо сильному искажению микроволнового фона и образованию слишком больших объектов первого поколения [20]. Тем не менее, вероятно можно подправить первичный спектр флуктуаций плотности так, чтобы избежать прямого противоречия с наблюдениями. В таком случае мы приходим к вероятности  $\mathcal{E}^8$  для этой модели.

Модель с массивными нейтрино была первой, в которой была принята во внимание возможная ключевая роль небарионной материи. Изложение стандартной версии дано Зельдовичем и др. в [21]. Быть может, наибольшим успехом этой модели является предсказание того, что галактики имеют тенденцию располагаться в плоских образованиях типа тех, которые реально наблюдаются в обзорах галактик с разными красными смещениями [22, 23]. Если предполагается масштабноинвариантный спектр и, кроме того, галактики отслеживают распределение полной массы в больших масштабах, то амплитуда спектра не может быть подобрана таким образом, чтобы галактики формировались в подходящую эпоху и без превышения амплитуды крупномасштабных флуктуаций в их распределении [24, 25]. Мы рассматриваем это как серьезную, но не фатальную проблему. В качестве одного из выходов может служить предположение, что полная масса скучивается сильнее, чем (светящиеся) галактики, что увеличивает амплитуду степенного спектра [26]. Мы не слишком оптимистичны относительно перспектив такого подхода, так как для того чтобы согласовать динамические оценки плотности с плоской моделью Эйнштейна—де Ситтера, нужны противоположные предположения, а именно, что светящееся вещество галактик скучивается сильнее,

чем полная тяготеющая масса [1]. Другая возможность—обратиться к возмущениям постоянной кривизны [27, 28]. Космические струны являются конкретным примером такого рода возмущений, которые довольно хорошо мотивированы исследованиями физики элементарных частиц. В таблице мы предполагали, что степенной спектр адиабатических возмущений может быть подобран так, чтобы увеличить амплитуду мелко-масштабных адиабатических флуктуаций и, как следствие, образовать галактики раньше. В результате получаем вероятность  $\mathcal{E}^7$ .

Каноническая модель с холодной темной материей была изучена очень подробно [29]. Она предполагает адиабатические гауссовы флуктуации плотности с масштабнойинвариантным спектром во Вселенной Эйнштейна—де Ситтера, где доминирует экзотическая холодная материя. Общая вероятность этой модели  $\mathcal{E}^6$ . Где она обнаруживает противоречия с наблюдениями? Это возможно в двух областях — на малых ( $\sim 0,1$  Мпк) и очень больших ( $\sim 50$  Мпк) масштабах. На малых масштабах проблемой является слишком сильное слияние объектов: объекты галактического масштаба не живут долго, а стремятся сблизиться и слиться в один сверхмассивный агломерат. В результате объекты, которые хотелось бы назвать галактиками, имеют в настоящую эпоху слишком протяженные гало и, в частности, при  $Z \approx 1$  выглядят гораздо более раздельными, чем галактики, действительно наблюдаемые на этих красных смещениях [30—32]. Возможно учет диссипации при моделировании этих процессов позволит предохранить барионные ядра от слияния, а возникающие при этом группы галактик будут больше напоминать наблюдаемые структуры.

Численное моделирование обнаруживает на больших масштабах огромные нити галактик, простирающиеся на расстояния, превышающие длину когерентности первичных нелинейных флуктуаций. Реален ли этот

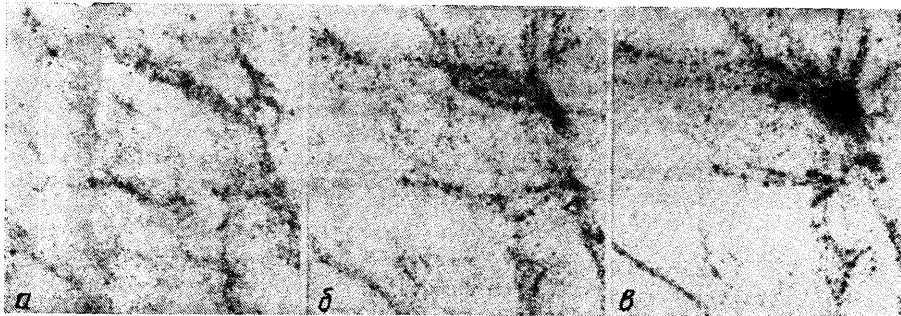


Рис. 2. Моделирование Вселенной с холодной темной материей [56]. Показана проекция двумерного среза Вселенной. Сторона квадрата равна 200 (а), 80 (б) и 40 (в) Мпк. Начальные условия соответствуют модели с СДМ с параметром плотности  $\Omega=1$  и постоянной Хаббла  $H=100$  км/с·Мпк ( $h=0,5$ ). Начальный куб содержал 262144 частиц. Корреляционный масштаб равен 10 Мпк, структура явно простирается на большие расстояния

эффект или это артефакт численных моделей (рис. 2)? В действительноности существуют громадные нити галактик длиной 100 Мпк, такие как нить в Perzeus-Pisces [23], теоретическое объяснение которых было бы успехом любой теории. Быть может самой большой трудностью теории холодной темной материи являются наблюдения крупномасштабного потокового движения со скоростью порядка 600 км/с [33]. Реальность крупномасштабных потоков решающим образом зависит от надежности метода определения расстояний. Например, шум калибровки нуля-пункта, вызванный вариациями умеренной амплитуды в параметре отношения массы галактик к их светимости, мог бы стимулировать соответст-

вующий космический дрейф. Однако неясно, насколько такой эффект ослабил бы аргументы в пользу дипольной и квадрупольной компонент крупномасштабного потока. Космический дрейф, похоже, наблюдается в обзорах галактик ограниченной выборки из каталога IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) [34]. Это обстоятельство могло бы помочь разрешить проблему. Предполагая, что распределение массы соответствует распределению светящейся материи, можно оценить вариации плотности и предсказать вариации гравитационного поля. Результирующий вектор поля, спроектированный на супергалактическую плоскость, показана на

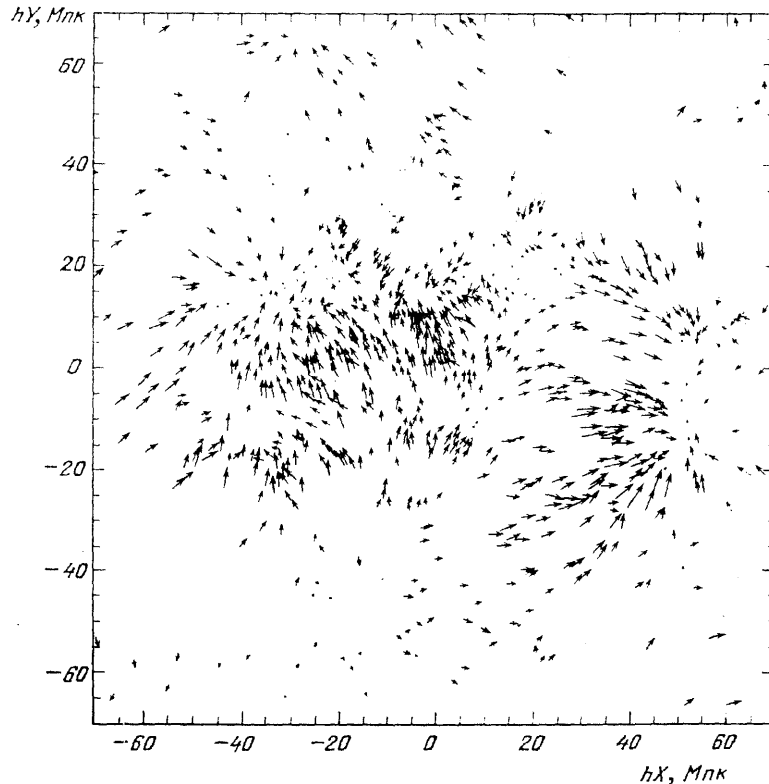


Рис. 3. Пекулярное гравитационное поле [34]. Векторы, показывающие относительную величину и направление гравитационного ускорения, построены по выборке галактик из ограниченного объема согласно данным, полученным со спутника IRAS. Наша Галактика — в центре, Virgo — непосредственно над ней, Perseus — Pisces находится справа, Большой Аттрактор лежит выше слева и скопление Coma — в верхней части рисунка

рис. 3. Относительная длина и направления соответствуют установленным ускорениям, однако их общий масштаб произволен. Видны огромные концентрации массы, которые могут дать поле потока, когерентное на масштабах свыше нескольких десятков Мпк. Недавний анализ Регеша и Шалаи систематических ошибок функции селекции галактик подтверждает крупномасштабную когерентность рисунка пекулярной скорости (рис. 4). Авторы показывают, что крупномасштабные флуктуации плотности присутствуют в теории с холодной темной материей и дают картину когерентности, сравнимую с наблюдаемой, однако стандартная нормировка с учетом поправочного фактора порядка нескольких единиц в величине отношения корреляций светящихся галактик и темной материи приводит к слишком малой амплитуде. Бертшингер и Юшкевич [36] подчеркивают, что в модели с холодной темной материей вероятность найти в



одном хаббловском объеме хотя бы один «Великий аттрактор»—концентрацию массы  $\sim 5 \cdot 10^{16} M_{\odot}$ , требуемую для объяснения крупномасштабной когерентности скорости,— меньше, чем единица. Еще один критический момент—космическая микроволновая анизотропия. Если объявленное в работе [37] обнаружение флуктуаций микроволновой яркости неба с амплитудой  $\delta T/T \approx 5 \cdot 10^{-5}$  в угловом масштабе  $8^{\circ}$  воспроизведется на другой частоте, то придется допустить, что в модели холодных частиц, амплитуда на больших масштабах меньше почти на порядок величины.

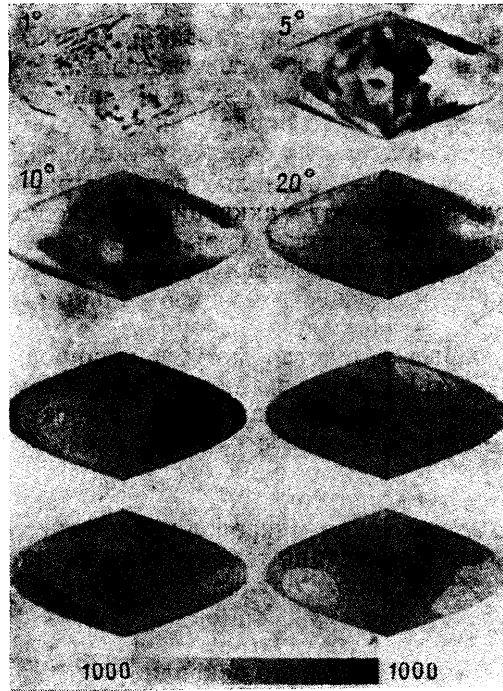


Рис. 4 (из [35]). Вверху—сглаженное поле скоростей эллиптических галактик (по данным [33]), расположенных на расстояниях до 8000 км/с, соответствующих эффективному гауссовскому радиусу 3000 км/с. Сглаживание проводилось с гауссовским фильтром с радиусами 1, 5, 10 и  $20^{\circ}$  с обрезанием на четырех радиусах фильтра. Диапазон скоростей от  $-1000$  км/с до 1000 км/с разбит на интервалы по 200 км/с, каждый из которых обозначен своим тоном. Более светлые тона соответствуют красному смещению, более темные—голубому. Суммировались только первые 10 гармоник, поэтому результаты моделирования методом Монте-Карло (см. ниже) следует сравнивать с данными, сглаженными с гауссовским фильтром с радиусом  $20^{\circ}$ . Внизу — реализация поля скоростей в модели Вселенной с холодной темной материей без байсинга. Величина скоростей здесь ограничена 3000 км/с. Селекция проводилась с весами, соответствующими ошибкам наблюдений [35]. Нормировка—та же, что и выше. Реализована сумма 16 различных наугад выбранных случаев. Из этих 16 моделей две имеют большой диполь с величиной порядка 600 км/с, что близко к наблюдениям. В остальных случаях он много меньше. Масштаб скоростей может быть изменен введением байсинга, но фактор байсинга порядка нескольких единиц приводит к чересчур большому диполю, что маловероятно. Здесь показаны результаты четырех характерных модельных расчетов

Если в модель Вселенной с космическими струнами включить холодную темную материю, то вероятность такого варианта составит  $\mathcal{E}^7$ . В настоящее время особое внимание сосредоточено на струнах с HDM [38, 39], это увеличивает вероятность до  $\mathcal{E}^6$ . Если бы удалось сохранить  $\Omega = 0,1$  в барионах—вариант, который вполне может оказаться жизнеспособным, то вероятность могла бы возрасти до  $\mathcal{E}^5$ —максимальная вероятность по нашей шкале оценок. Пока мы не в состоянии дать оценку на-

блюдавательной ситуации для какой-либо модели со струнами, поскольку соответствующая теория разработана недостаточно детально для того, чтобы ее можно было адекватно сравнивать с наблюдениями. Например, Турок [14] утверждает, что корреляции пространственного положения скоплений галактик объясняются космическими струнами, в то время как новые результаты численного моделирования [40] (см. рис. 1) показывают, что пекулярные скорости петель могут приводить к замыванию корреляций. Другая проблема состоит в том, что зародыши галактик, создаваемые струнами, имеют массы, распределенные по степенному закону [14]. Возникает вопрос, насколько это согласуется с тем фактом, что существует резкий обрыв в массе на уровне примерно  $10^{11} M_{\odot}$ , заключенной в пределах радиуса  $r=5$  кпк=1500 световых лет в галактиках? Отметим еще одну сложность — проведенное недавно численное моделирование [39] указывает на то, что образование космических петель протекает гораздо эффективней, чем до сих пор полагалось, так что существует большое количество (10—100) малых петель в расчете на одну галактику. Роль, которую они играют в аккреции и последующем образовании галактик, еще предстоит изучить. Теперь о преимуществах гипотезы. Негауссовская природа струн предоставляет значительную свободу в согласовании предположения о существовании отдельных петель, которые могли бы вызывать большие пекулярные скорости, со статистически малыми возмущениями, которые эти петли могут индуцировать в космическом микроволновом [15, 41] или гравитационно-волновом фоне, сведения о котором получаются при хронометрировании двойных пульсаров [11, 12]. Естественный способ зарождения структуры очень больших масштабов могут дать кильватерные следы космических струн [15, 42, 43]. Похоже, что основным средством проверки теории космических струн является поиск их следов в космическом микроволновом фоновом излучении [44]. Предсказывается, что флуктуации температуры на масштабе нескольких градусов составляют величину порядка  $10^{-5}$  и имеют характерный негауссовский вид.

Исходный вариант модели с намагниченными космическими струнами [16] имеет вероятность  $\mathcal{E}^{10}$  — это рекордно высокая степень среди рассматриваемых моделей. Однако Острайкер с соавторами приходит к выводу, что обсуждаемая модель может хорошо работать и при  $\Omega=0,1$  в барионах, что дало бы  $\mathcal{E}^8$ . С наблюдательной точки зрения эта модель имеет ряд достоинств, заслуживающих внимания. Требуемое первичное магнитное поле близко к тому, которое следовало бы ожидать из скейлинга напряженности поля межзвездной среды, если поток сохраняется при изотропном сжатии, однако это только обостряет вопрос о происхождении такого поля. Чтобы такое поле генерировалось посредством динамо-механизма, могут потребоваться начальные флуктуации плотности [45] или даже протогалактическая среда [46], но некоторые модели сверхпроводящих струн способны вызвать самоиндуцированное динамо [47]. Эта модель приводит к разумным барионным массам галактик и объясняет наблюдаемые корреляции между положениями скоплений галактик. Это достигается с помощью представления о перекрытии сферических оболочек, образуемых ударными волнами, и образовании скоплений в тройных точках пересечения [48]. Предсказывается, что спектральные искажения космического микроволнового фона составляют несколько процентов вследствие выделения энергии осциллирующими намагниченными струнами [49]. О несколько большем эффекте такого рода (порядка 10%) действительно сообщается в работе [50], где приведены результаты недавних спектральных измерений по программе Беркли—Нагойя. Помимо спорного вопроса о правдоподобии рассматриваемой модели существует явление, которое пока ею не объясняется, а именно — однородное движение нашей местной группы галактик и ее окрестностей

вплоть до расстояний  $\sim 10$  Мпк  $\approx 30$  млн световых лет со скоростью примерно 600 км/с относительно космического фона. Это движение вряд ли вызвано ударной волной [51]. Вдобавок, намечается проблема с образованием галактик. Взрывы имеют результатом быстродвижущиеся барионные ядра, которые могут стать эллиптическими галактиками или сфероидалными компонентами спиральных галактик. Но в состоянии ли массивные несветящиеся гало с ядрами размером  $\sim 10$  кпк формироваться путем последующего падения темной материи на эти быстродвижущиеся ядра? Сопутствующий масштаб, в котором происходит подобного рода аккреция, составляет по крайней мере 100 кпк и, по-видимому, было бы трудно сформировать более компактные гало, не привлекая механизмы темной материи.

Едиственная популярная ныне теория, согласующаяся с наблюдаемым значением плотности ( $\Omega=0,1$ ), требует возмущений постоянной кривизны с должным образом выбранным спектром. Общая вероятность такой теории есть  $\mathcal{E}^6$ . Барионная модель с возмущениями постоянной кривизны не привлекает необычных форм темной материи, и в ее начальном спектре доминирует максимальная барионная джинсовская масса  $\sim 10^{17} M_{\odot}$ . Она довольно естественно приводит к таким структурам как большой аттрактор, допускает огромные космические течения и позволяет очень рано, при красных смещениях  $Z \approx 30$ , формировать галактики [9, 52]. По-видимому, единственной конкурирующей моделью, которая отвечает этим же требованиям, является теория космических струн. В ней петли струн представляют собой нелинейные зерна, аккрецирующие вещество на протяжении всего периода доминирования вещества. Они могут быть наблюдаемы уже при  $z \approx 1000$  и могут даже приводить к образованию объектов, напоминающих большой аттрактор [53]. Вероятно, сочетание космических струн с требованием  $\Omega \approx 0,1$  в барионах дает модель с желательными свойствами. При этом именно струны обеспечивают более или менее естественный источник необходимых возмущений постоянной кривизны.

Все это приводит нас к захватывающему вопросу об эпохе образования галактик. Некоторые галактики вероятно сформировались совсем недавно, при  $z \lesssim 1$ , если судить по огромной скорости звездообразования, подразумеваемой данными об инфракрасных светимостях [54]. Правда, некоторые другие яркие галактики, наблюдаемые при красных смещениях  $z \approx 1+3$ , имеют инфракрасные светимости, характерные для звезд как раз старого населения [30—32]. В пользу раннего образования звезд, если не галактик, говорят такие наблюдения, согласно которым межгалактическая среда, если о ней судить по просвечиванию ультрафиолетовым излучением квазаров, существовала уже при  $z \approx 4$  [55]. На наш взгляд, если формирование ярких частей галактик не завершилось намного раньше, чем при  $z \approx 3$ , то это представляет собой труднообъяснимое явление для барионной энтропийной модели и модели со струнами. С другой стороны, если галактики сформировались при  $z \approx 2$  или раньше, то это представляет трудную проблему для CDM модели. По-видимому, не следует слишком надеяться на то, что наблюдения позволят сделать выбор между этими моделями в ближайшие несколько лет.

**Заключение.** Ключом к нашей «космической книге» служит исходная вероятность  $\mathcal{E}$ . При самом оптимистичном подходе можно принять  $\mathcal{E} = 0,35$ , так как это делает сумму вероятностей для космологических моделей в первой секции табл. I равной 1. Это означает, что мы оставляем всего лишь 10% вероятности на то, что образование галактик зависит от некоторых новых элементов физики. Это согласуется с обычной методологией: по большей части следует проводить исследование объекта в предположении, что все существенные составляющие проблемы находятся под

нашим контролем. В то же время следует помнить, что, как показывает история, так бывает не всегда.

Вполне естественно, что сумма вероятностей в табл. II гораздо ниже единицы, поскольку мы пытаемся разгадать очень сложную головоломку с помощью скудного набора данных, полученных из наблюдений. При  $\varepsilon = 0,35$  сумма вероятностей для рассматриваемых моделей равна 0,01. Эти (не ничожно малые) вероятности должны вдохновлять космологов, но и свидетельствовать о том, что мы заняты весьма шаткими построениями. Можно было бы добавить в наши рассуждения такие средства увеличения вероятности как антропный принцип или увеличение числа моделей-кандидатов. Однако, это был бы последний резерв. Пока же нам остается только наслаждаться тем, как теоретические и наблюдательные открытия продолжают все настойчивее ограничивать космологические теории и стимулировать их развитие.

Это исследование было поддержано в Принстоне и Беркли Национальным научным фондом США и НАСА в Беркли.

(Перевод с англ. С. Г. Симакова)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Peebles P. J. E.*//Nature. **1986**. V. 321. P. 1.
2. *Yang J., Turner M. S., Steigman G., Schramm D. N., Olive K. A.*//Astrophys. J. **1984**. V. 28. P. 493.
3. *Linde A. D.*//Rep. Prog. Phys. **1984**. V. 47. P. 925
4. *Krauss L. M.*//Am. Scient. **1986**. V. 255. P. 58.
5. *Hegyi D. J.*//Formation of Galaxies and Evolution of Galaxies and Large Structure in the Universe/Eds J. Audouze, J. T. T. Van.—Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1984—P. 149.
6. *Kofman L. A., Linde A. D.*//Nucl. Phys. Ser. B. **1987**. V. 282. P. 555.
7. *Efstathiou G., Bond J. R.*//Mon. Not. RAS. **1986**. V. 218. P. 103.
8. *Kolb E. W., Turner M. S. A.*//Rev. Nucl. and Part Sci. **1986**. V. 33. P. 645.
9. *Peebles P. J. E.*//Astrophys. J. **1987**. V. 315. L73.
10. *Efstathiou G., Bond J. R.*//Mon. Not. RAS. **1987**. V. 227. P. 33.
- [11] *Vilenkin A.*//Inner Space/Outer Space/Eds E. W. Kolb, M. S. Turner, D. Lidndlay, K. A. Olive, D. Seckel.—Chicago: University of Chicago, 1986.—P. 269
12. *Romani R.*//Phys. Lett. Ser. B. **1988**.
13. *Vilenkin A.*//Phys. Rev. Lett. **1981**. V. 46. P. 1169.
14. *Turok N.*//Ibidem. **1985**. V. 55. P. 1801.
15. *Stebbins A., Veeraghavan S., Brandenberger R., Silk J., Turok N.*//Astrophys. J. **1987**. V. 322. P. 1.
16. *Ostriker J. P., Thompson C., Witten E.*//Phys. Lett. Ser. B. **1986**. V. 180. P. 231.
17. *Ostriker J. P., Cowie L. L.*//Astrophys. J. **1981**. V. 243. P. L127.
18. *Ikeuchi S.*//Publ. Astron. Soc. Japan. **1981**. V. 33. P. 211.
19. *Davis M., Peebles P. J. E.*//Rev. Astron. and Astrophys. **1983**. V. 21. P. 109.
20. *Wilson M., Silk J.*//Astrophys. J. **1981**. V. 243. P. 14.
- [21] *Zei'dovich Ya. B., Einasto J., Shandarin S. F.*//Nature. **1982**. V. 300. P. 407.
22. *De Lapparent V., Geller M. J., Huchra J. P.*//Astrophys. J. **1986**. V. 302. P. LI.
23. *Haynes M. P., GouanelU ^.*//Ibidem. V. 306. P. L55.
24. *Peebles P. J. E.*//Ibidem. **1982**. V. 258. P. 415.
25. *White S. D. M., Frenk C. S., Davis M.*//Ibidem. **1983**. V. 274. LI.
26. *Braun E., Dekel A., Shapiro P. R.*//Ibidem. **1988**. V. 328. P. 34.
27. *Peebles P. J. E.*//The Origin and Evolution of Galaxies/Eds B. J. T. Jones, J. E. Jones.—Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1983. P. 143.
28. *Dobyns Y.*//Astrophys. J. **1988**. V. 329. L5.
29. *Frenk C. S., White S. D. M., Davis M., Efstathiou G.*//Astrophys. J. **1988**. V. 327. P. 507.
30. *Hamilton D.*//Ibidem. **1985**. V. 297. P. 371.
- [31] *Spinrad H., Djorgovski S.*//Observational Cosmology/Eds A. Hewitt, G. Burbidge, L. Z. Fang.—Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1987.—P. 129.
32. *Lilley S.*//Astrophys. J.
33. *Dressler A., Faber S. M., Burstein D., Davies R. L., Lyndenn-Bell D., Terlevich R. J., Wegner C.*//Ibidem. **1987**. V. 313. P. L37.
34. *Yahil A.*//Large Scale Motions in the Universe/Eds G. Coyne, V. Rubin. Princeton: Princeton Univ. Press.
35. *Reges E., Szalay A.*//Astrophys. J.

36. *Bertschinger E., Juzkiewicz R.* Preprint.
37. *Davies R., Lasenby A. N., Watson R. A., Daitree E. J., Hopkins J., Beckman J., Sanchez-Almeida J., Rebolo R.*//Nature. **1987**. V. 326. P. 462.
38. *Brandenberger R., Kaiser N., Turok N.*//Phys. Rev. Ser. D. **1987**. V. 36. P. 2242.
39. *Bertschinger E., Watts P. N.*//Astrophys. J. **1988**. V. 328. P. 23.
40. *Bennet D., Bouchet F.*//Phys. Rev. Lett. **1988**. V. 60. P. 257.
- [41] *Stebbins A.* Astrophys. J. **1988**. V. 327. P. 584.
42. *Silk J., Vilenkin A.*//Phys. Rev. Lett. **1984**. V. 53. P. 1700.
43. *Charlton J. C.*//Astrophys. J. **1988**. V. 325. P. 521.
44. *Bouchet F. R., Bennet D. P., Stebbins A.*//Nature. **1988**. V. 335. P.410.
45. *Zweibel E.*//Astrophys. J. **1988**. V. 329. L1.
46. *Pudritz R., Silk J.*//Ibidem.
47. *Spergel D., Press W. H., Scherrer R. J.*//Nature.
48. *Weinberg D. H., Ostriker J. P., Dekel A.* Preprint.
49. *Ostriker J. P., Thompson C.*//Astrophys. J. **1987**. V. 323. P. L97.
50. *Matsumoto T., Hayakawa S., Matsuo H., Murakami H., Sato S., Lange A. E., Richards P. L.*//Ibidem. **1988**. V. 329. P. 567.
- [51] *Peebles P. J. E.*//Ibidem.
52. *Peebles P. J. E.*//Nature. **1987**. V. 327. P. 210.
53. *Hoffman Y., Zurek W.*//Nature. **1988**. V. 333. P. 46.
54. *Sage L. J., Solomon P. M.*//Astrophys. J. **1987**. V. 321. P. L1 03.
55. *Steidel C. C., Sargent W. L. W.*//Ibidem V. 318. L 11.
56. *Carlberg R., Couchman H.* Preprint.