

BLACK HOLES,
GRAVITATIONAL WAVES AND COSMOLOGY:
AN INTRODUCTION TO CURRENT RESEARCH

MARTIN REES
Institute of Astronomy
Cambridge, England

REMO RUFFINI
and
JOHN ARCHIBALD WHEELER
Joseph Henry Laboratories
Princeton University, U. S. A.

GORDON AND BREACH SCIENCE PUBLISHERS
NEW YORK LONDON PARIS
1974

М. РИС, Р. РУФФИНИ, ДЖ. УИЛЕР

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ,
ГРАВИТАЦИОННЫЕ
ВОЛНЫ
И КОСМОЛОГИЯ

ВВЕДЕНИЕ
В СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Перевод с английского

В. Н. МЕЛЬНИКОВА и Н. В. МИЦКЕВИЧА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
МОСКВА 1977

Книга представляет собой наглядное физическое и математическое введение в современную релятивистскую астрофизику. Основное внимание уделено «черным дырам» и космологии как проявлениям гравитационного коллапса — возможной конечной стадии эволюции вещества в наблюдаемой области Вселенной.

Книга представит большой интерес для физиков и астрономов — как студентов, так и специалистов, особенно аспирантов и начинающих исследователей, — а также математиков и механиков.

*Редакция космических исследований,
астрономии и геофизики*

© 1974 by Gordon and Breach, Science Publishers, Inc.

© Перевод на русский язык, издательство «Мир», 1977

ОТ РЕДАКЦИИ

Предлагаемая вниманию читателя книга написана крупным физиком-теоретиком Дж. А. Уилером совместно с профессором Принстонского университета Р. Руффини и сотрудником Кембриджского университета М. Рисом. Она посвящена проблеме черных дыр и общей космологической задаче, рассматриваемым с единой точки зрения — как проявлений катастрофического гравитационного коллапса.

Изучение поздних стадий эволюции звезд, когда последние уже исчерпали ядерные источники энергии в своих недрах, с неизбежностью ведет к выводу о возможности коллапса звезды в этих условиях с образованием черной дыры, если масса звезды превышает 1,5 массы Солнца. С другой стороны, открытие микроволнового фонового излучения утвердило представление, что наблюдаемое расширение Метагалактики (обычно называемое «расширением Вселенной») должно было начаться из сингулярного сверхплотного состояния. Так выявляется общность известных нам в настоящее время конечных и начальных стадий эволюции космического вещества как в относительно малых масштабах (звезды), так и в самом грандиозном (Метагалактика). Именно эта мысль проходит через всю книгу при рассмотрении и интерпретации многочисленных проблем гравитации, астрофизики и космологии.

Исследование даже начальных стадий этих предельных состояний требует применения общей теории относительности. Однако изучение конечных стадий наталкивается на принципиальную трудность, связанную с возможными нарушениями справедливости по крайней мере части (а может быть, и большинства?) известных законов физики. Опираясь на развитые Дж. А. Уилером представления, авторы предпринимают попытку преодолеть эти трудности на пути использования идей геометродинамики, точнее — квантовой геометродинамики, что придает изложению особый интерес и остроту.

Современная релятивистская астрофизика развивается исключительно быстро. Учитывая это обстоятельство, авторы в качестве приложения к английскому изданию поместили ряд статей, отражающих последующее развитие излагаемых в книге проблем. Поскольку к моменту выхода в свет русского перевода заведомо появились бы новые интересные работы, было решено

по согласованию с авторским коллективом не включать в перевод эти приложения, ограничившись кратким содержанием оригинальных работ.

В предисловии к русскому переводу книги Дж. Уилера, Б. Гаррисона, М. Вакано и К. Торна «Теория гравитации и гравитационный коллапс» (изд-во «Мир», 1967, стр. 7) акад. Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков писали: «Еще со времен известной работы Нильса Бора и Уилера о делении ядер работы Фейнмана и Уилера и затем серию работ по проблемам нейтрино и гравитации Уилера отличают эмоциональность, яркость изложения, граничащая с парадоксальностью, полнота рассмотрения вопроса, владение широчайшим диапазоном знаний в различных областях физики. Книга Уилера и его сотрудников будит мысли, читается с неослабевающим интересом и наслаждением даже тогда, когда читатель не во всем согласен с авторами».

Эти слова можно с полным основанием отнести и к настоящей книге.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга задумана как введение в быстро развивающуюся область науки — релятивистскую астрофизику и космологию. Наша цель — изложить основные понятия на уровне, доступном аспирантам первого года обучения, и суммировать наблюдения, имеющие отношение к этой теме. Мы не претендуем на такую же полноту и глубину изложения, как, например, в книгах: Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, изд-во «Наука», М., 1967; С. Вейнберг, Гравитация и космология (русский перевод, изд-во «Мир», М., 1975); С. Хокинг, Дж. Эллис, Крупномасштабная структура пространства-времени (русский перевод, изд-во «Мир», М., 1977); С. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, Гравитация (русский перевод, изд-во «Мир», М., 1976—1977). Мы отсылаем читателя к этим изданиям для более глубокого ознакомления с темами, которых здесь мы только коснулись.

С тех пор как были написаны первые главы ^{*)}, был достигнут значительный прогресс в теории черных дыр и гравитационного излучения, а также в области эксперимента, особенно в рентгеновской астрономии. Поэтому мы поместили в качестве приложения репринты наиболее важных статей, вышедших в последнее время.

^{*)} В основу глав 1—10 положен доклад Р. Руффини и Дж. А. Уилера «Релятивистская космология и искусственные спутники», вошедший в виде отдельной главы в издание ESRO "The Significance of Space Research for Fundamental Physics", eds. A. F. Moore, V. Nardy, No. SP-52, Paris, 1971 и пересмотренный и дополненный для настоящей книги.

ВЫРАЖЕНИЕ ПРИЗНАТЕЛЬНОСТИ

Мы хотим выразить глубокую признательность многим нашим коллегам за обсуждение ряда проблем и сообщенные данные. Среди них Джон Баколл, Джеймс Бардин, Брендон Картер, Роберт Дикке, Ролф Хагедорн, Джеймс Хартл, Стефен Хокинг, Джеймс Лебланк, Малкольм Лонгейр, Чарльз Мизнер, Ян Оорт и Брюс Партридж, а также Джеймс Пиблс, Роджер Пенроуз, Дэвид Пайнс, Мэлвин Рудерман, Аллан Сэндейдж, Деннис Шама, Кип Торн, Джозеф Вебер, Дэвид Уилкинсон и Джеймс Уилсон.

Мы благодарим ЭСРО (Европейская организация по исследованию космического пространства) и сотрудников этой организации Дж. Р. Ю. Пейджа, А. Ф. Мура и В. Харди за сотрудничество и разрешение воспроизвести отдельные части научного сообщения SP-52. Мы также благодарим П. Уолша и Д. Райта за помощь при чтении корректур и составлении предметного указателя.

Мы признательны авторам репринтов, включенных в эту книгу, за разрешение поместить их здесь и многим другим авторам — за разрешение использовать рисунки из их публикаций.

М. Рис, Р. Руффини, Дж. А. Уилер

ВВЕДЕНИЕ

1.1. Двойной вызов — повышение точности измерения известных эффектов, поиск новых эффектов

«...По-видимому, распространилось мнение о том, что через несколько лет все фундаментальные физические постоянные будут с достаточной точностью определены, и единственным оставшимся для ученых занятием будет достижение при дальнейших измерениях следующих десятичных знаков». Эти слова были произнесены Джеймсом Клерком Максвеллом во вводной лекции на торжественном открытии Девонширской (Кавендишской) физической лаборатории в Кембридже [1]. Несколько десятилетий спустя благодаря Альберту А. Майкельсону идея «поиска следующего десятичного знака» стала известной еще более широкой аудитории. Эта великая традиция точной физики в настоящее время укоренилась еще сильнее в связи с появлением атомных часов, радиолокаторов, открытием эффекта Мёссбауэра и лазера. Можно надеяться, что в ближайшие годы мы будем располагать результатами проверки, причем со значительно большей точностью, чем сейчас, трех знаменитых эффектов, предсказанных общей теорией относительности: смещения перигелия Меркурия, отклонения лучей света гравитационным полем Солнца и красного смещения света, испущенного Солнцем. До сих пор ни один из этих эффектов не измерен с точностью, превышающей 10%. Идеи этих и других точных проверок теории Эйнштейна привлекают сейчас сильнее, чем когда-либо, наиболее искусных экспериментаторов.

Измерять известные эффекты с более высокой точностью или искать новые эффекты? Те, кто предпочитает первый род деятельности, найдут в теории относительности такие же перспективы, как и те, кто предпочитает второй. И причина понятна: обычная геометродинамика Эйнштейна 1915 г. предсказывает не только численные значения новых эффектов, но и меняет саму природу физики. Геометрия пространства динамична; Вселенная замкнута [2]. Вселенная в начале своего существования имеет невероятно малые размеры, затем достигает максимального объема и вновь сжимается — она проходит все стадии гравитационного коллапса. Во многих отношениях аналогичный гравитационный коллапс протекает и в некоторых звездах с массивными плотными ядрами. В одних случаях этот коллапс

заканчивается (вспышка сверхновой) образованием нейтронной звезды, в других — там, где ядро звезды более массивно, процесс коллапса идет до конца — образуется черная дыра. И если такая черная дыра образовалась, то можно думать, что даже в принципе невозможно измерить или оценить, сколько барионов или лептонов этот объект содержит. В этом смысле можно считать, что закон сохранения барионов (или лептонов) неприменим к явлению полного гравитационного коллапса. Если современные представления правильны, то черные дыры, образовавшиеся при гравитационном коллапсе звезд с большими плотными ядрами, имеются повсюду, как в нашей, так и в других галактиках. Звезда, находящаяся на последних стадиях коллапса к нейтронной звезде или черной дыре, является мощным источником гравитационного излучения — волн в геометрии пространства. Гравитационное излучение большой интенсивности генерируется также двумя компактными массами, находящимися близко друг от друга и взаимодействующими посредством гравитационных сил, причем либо оба объекта являются нейтронными звездами или черными дырами, либо таковым является один из них.

1.2. Пространство от Римана до Эйнштейна

Вплоть до вступительной лекции Бернхарда Римана [3], произнесенной 10 июня 1854 г. в Геттингене, пространство само по себе могло рассматриваться как идеальное творение Евклида, неизбежно покоящееся над полем боя вещества и энергии. Эйнштейн перевел геометродинамические представления Римана на хорошо понятный язык математики. Геометродинамика Эйнштейна выдержала все проверки и атаки, которым она подвергалась на протяжении столетия. Согласно концепции Римана и Эйнштейна, пространство определяет, как должна двигаться материя. В свою очередь материя определяет кривизну пространства. Только так можно сохранить принципы действия и противодействия! Сущность переворота состояла в том, что пространство избавилось от сковывающих его цепей: оно перестало быть лишь пассивной ареной физических явлений, а стало их полноправным участником. Именно Эйнштейн, провозвестник этой революции, наделивший геометрию своей собственной жизнью, установил также правила управления этой новой динамической сущностью. Эти правила дали нам свыше десятилетия назад еще более удивительную структуру, чем пространство — суперпространство. Суперпространство — это жесткая и совершенная арена с бесконечным числом измерений, на которой происходят динамические изменения геометрии Вселенной: расширение, колебание, волновое движение, достижение максимальных размеров, повторное сжатие и коллапс. Нам представляется важным

подчеркнуть, что суперпространство является наиболее полным выражением современной геометродинамики Эйнштейна. Кроме того, как мы увидим ниже, без суперпространства нельзя обойтись при рассмотрении квантовых флуктуаций геометрии пространства и квантовых эффектов, которые преобладают на последних стадиях гравитационного коллапса. Классическая геометродинамика предоставляет для исследователя богатейшие возможности!

1.3. Локальный характер гравитации

Движение материи определяется свойствами пространства-времени; пространство-время искривляется материей — это два главных принципа классической общей теории относительности. Каждый из них легко проиллюстрировать. Понаблюдайте за горошиной, «оброненной» во время обеда в космическом корабле. Она остается в центре этого корабля. Если мы будем следить за ней извне при помощи рентгеновской установки, то увидим, что она движется вокруг Земли по той же кеплеровой орбите, что и корабль. Как возможно такое чудо? Будучи заключена внутри этого корабля, горошина не может «видеть» ни Земли, ни Солнца, ни какой-нибудь другой звезды. Что же тогда определяет ее движение? Это геометрия пространства-времени, и именно там, где находится горошина, утверждает теория Эйнштейна. Удаленные объекты — утверждает теория Ньютона.

В теории Ньютона искусственный спутник движется относительно идеальной, наперед заданной и неизменной евклидовой системы отсчета, которая охватывает все пространство и существует всегда. Далее, эта теория говорит, что если бы гравитационные силы не отклоняли спутник и горошину, то они двигались бы по идеально прямым линиям в этой глобальной системе отсчета. Добавляется еще постулат, что «сила тяготения», действующая на каждый объект, или, точнее, «гравитационная масса» каждого объекта, пропорциональна инертной массе этого же объекта. Комбинация этих двух постулатов обеспечивает равенство ускорений обеих масс относительно идеальной прямой линии. Но равенство гравитационной и инертной масс остается необъяснимым. И ничто, даже свет, никогда не движется по идеальной прямой — это чисто гипотетическая линия.

Теория Эйнштейна утверждает, что не существует идеальной евклидовой системы отсчета, охватывающей все пространство, вопреки тому, что писал Евклид 2270 лет назад. Действительно, зачем вводить гипотезу, если не существует никаких прямых фактов, ее подтверждающих? Попытка описать движение относительно удаленных объектов — это неправильный путь развития физики! Физика проста только тогда, когда анализ проводится

локально. И мировая линия спутника локально действительно прямая, как это и должно быть. Горошина не ощущает никакой «силы тяготения». Космонавт не чувствует никакой «силы тяготения». Космический корабль также не знает ни о какой «силе тяготения». Поэтому давайте забудем о «силе тяготения». Признаем, что каждый из этих объектов следует простому правилу движения: «двигаться по прямой линии в локально-инерциальной системе отсчета». Чтобы следовать по правильному пути, каждый из них должен реагировать только на локальную структуру пространства-времени именно в том месте, где он находится. И пока мы следим за движением единичного пробного объекта, не нужно говорить об «инертной массе» или «гравитационной массе», не нужно также говорить и о гравитации.

1.4. Приливное ускорение и кривизна пространства-времени

Чтобы правильно локально измерить гравитационный эффект, необходимо провести наблюдение относительного ускорения двух близко расположенных пробных тел. Обозначив расстояние между ними через η^α ($\alpha = 0, 1, 2, 3$), 4-скорость опорной частицы относительно локально лоренцевой системы отсчета через u^α , абсолютное дифференцирование по собственному времени через $D/D\tau$, мы получаем влияние геометрии на относительное движение двух частиц, выражаемое так называемым «уравнением геодезического отклонения»:

$$D^2 \eta^\alpha / D\tau^2 + R_{\gamma\beta}^\alpha u^\beta \eta^\gamma u^\delta = 0. \quad (1.1)$$

Для покоящихся объектов или объектов, движущихся очень медленно по сравнению со скоростью света в локально лоренцевой системе отсчета, имеем

$$D^2 \eta^m / D\tau^2 + R_{0n0}^m \eta^n = 0. \quad (1.2)$$

Здесь величины R_{0n0}^m ($m, n = 1, 2, 3$) — компоненты приливного ускорения или, иными словами, компоненты римановой кривизны пространства-времени в том месте, где изучается процесс.

Отличие от электромагнетизма разительное: там мы говорим об отклонении одной пробной частицы

$$D^2 x^\alpha / D\tau^2 = (e/m) F_\beta^\alpha u^\beta \quad (1.3)$$

или для медленно движущейся пробной частицы

$$D^2 x^n / D\tau^2 = (e/m) F_0^n, \quad (1.4)$$

где F_n^0 ($n = 1, 2, 3$) — компоненты (E^x, E^y, E^z) электрического поля. Говорить о силе тяготения, действующей на единичную

пробную массу, в геометрической теории гравитации Эйнштейна не имеет никакого смысла: при этом получается тождество

$$D^2 x^z / D\tau^2 \equiv Du^z / D\tau \equiv 0. \quad (1.5)$$

Чтобы измерить хотя бы одну компоненту такой локальной характеристики гравитации, как приливное ускорение, необходимо взять две близко расположенные пробные частицы.

1.5. Пространство-время вместо пространства

Почему кривизна пространства-времени? Почему не просто кривизна пространства? Если бы одной кривизны пространства было достаточно, чтобы выявить суть гравитации, то Риман

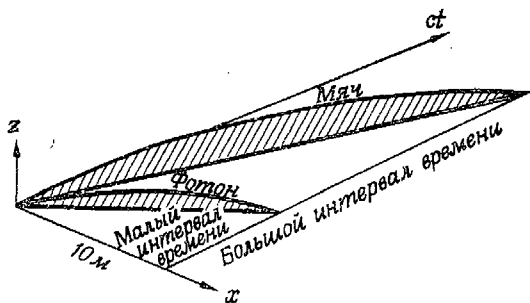


Рис. 1. Кривизна траекторий мяча и фотона в пространстве существенно различна, а в пространстве-времени — сравнима.

давно бы ее вскрыл. Он был великим геометром. Он умер в возрасте 39 лет и последние годы жизни работал над теорией гравитации. Чтобы приоткрылась дверь, ведущая к пространству-времени, надо было ждать 1905 г., когда была создана специальная теория относительности. Чтобы открыть дорогу к геометрическому объяснению гравитации, необходимо было также ввести понятие пространства-времени. Никто из тех, кто рассматривал только кривизну пространства, не мог объяснить гравитацию. Мяч, пересекающий комнату шириной 10 м за 1 с, должен описать дугу с разностью высот между высшей и низшей точками траектории, равной 1,2 м. Протон, пересекающий ту же комнату, описывает дугу, мало отличающуюся от прямой линии. Как видно, кривизна двух этих траекторий различается существенно по порядку величины. Никакая кривизна пространства не способна объяснить эти совершенно различные отклонения. Однако перейдем от пространства к пространству-времени (рис. 1). Хорда дуги фотона остается порядка 10 м. Хорда дуги мяча вытянута вдоль оси времени (в геометрических единицах!) на

$$(1 \text{ с}) \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ м/с}) = 3 \cdot 10^8 \text{ м.}$$

Теперь даже при большей стрелке дуги кривизна этой траектории того же порядка, что и кривизна траектории фотона. Кривизна пространства-времени — геометрический механизм проявления гравитации!

1.6. Кривизна и плотность

В какой мере материя искривляет пространство-время? Ньютонова теория быстро дает такой ответ. Поместите пробную частицу на замкнутую орбиту вокруг планеты радиуса a и постоянной плотности

$$\rho \text{ (см}^{-2}\text{)} = (G/c^2) \rho_{\text{об}} \text{ (г/см}^3\text{)} = (0,742 \cdot 10^{-28} \text{ см/г)} \rho_{\text{об}}. \quad (1.6)$$

Приравняйте кинематическое ускорение пробной частицы, вращающейся с угловой скоростью

$$\begin{aligned} \omega \text{ (см}^{-1}\text{)} &= \omega \text{ (рад/см времени прохождения света)} = \\ &= (1/c) \omega_{\text{обмч}} \text{ (с}^{-1}\text{)}, \end{aligned}$$

гравитационному ускорению, даваемому ньютоновым законом обратной пропорциональности квадрату расстояния. Итак,

$$\omega^2 a = (4\pi a^3 \rho / 3) / a^2. \quad (1.7)$$

Отсюда следует, что

$$\omega^2 = 4\pi\rho/3, \quad (1.8)$$

т. е. круговая частота обращения не зависит от радиуса планеты — будь ее радиус 10 000 км или 10 м! Пробурите скважины через центр планеты вдоль осей x и z . Пробные массы, брошенные в эти скважины, будут совершать простые гармонические колебания с круговой частотой ω . Круговое движение пробной частицы по орбите вокруг планеты можно также рассматривать как суперпозицию со сдвигом фаз на 90° двух таких колебаний вдоль осей x и z . Как только установлен простой гармонический характер движения одной пробной частицы, нетрудно также выявить и простой гармонический характер относительного движения двух близко расположенных частиц, колеблющихся вдоль оси x . Их отклонение друг от друга удовлетворяет уравнению

$$D^2\eta^1/D\tau^2 + \omega^2\eta^1 = 0. \quad (1.9)$$

Сравнивая его с уравнением геодезического отклонения, находим компоненты (x, x) приливного ускорения:

$$R_{010}^1 = \omega^2 = 4\pi\rho/3. \quad (1.10)$$

Такие же значения получаем и для R_{020}^2 и R_{030}^3 во всей внутренней области планеты. В этом простом случае сферически симметричной планеты постоянной плотности, чтобы найти ее плот-

ность, необходимо знать полное время T между пересечениями мировых линий двух пробных частиц [$T(\text{см}) = cT_{\text{об}}(\text{с})$], далее по схеме ($T \rightarrow \omega \rightarrow \rho$).

1.7. Уравнения Эйнштейна, связывающие кривизну и плотность

Если плотность притягивающего объекта неоднородна и он не обладает никаким типом симметрии, то обычно ни одна из указанных компонент приливного ускорения не принимает значения $4\pi\rho/3$. Значение плотности фиксирует только некоторую комбинацию компонент тензора кривизны. Сравните с ньютоновой теорией, в которой ρ не определяет ни $(\partial^2/\partial x^2) \cdot$ (гравитационный потенциал) $= \partial^2\varphi/\partial x^2$, ни $\partial^2\varphi/\partial y^2$ в отдельности, а только комбинацию

$$\partial^2\varphi/\partial x^2 + \partial^2\varphi/\partial y^2 + \partial^2\varphi/\partial z^2 = 4\pi\rho. \quad (1.11)$$

Принцип соответствия теории Ньютона вместе с другими дополнительными соображениями привели Эйнштейна к единственному уравнению. Оно не связывает плотность непосредственно ни с одной из упомянутых ранее компонент тензора кривизны. Вместо этого дается следующая основная формула:

$$\widehat{R}_{12}^{12} + \widehat{R}_{23}^{23} + \widehat{R}_{31}^{31} = 8\pi\rho. \quad (1.12)$$

Здесь знак $\widehat{}$ означает, что используется локально лоренцева система координат ($-\widehat{g}_{00} = \widehat{g}_{11} = \widehat{g}_{22} = \widehat{g}_{33} = 1$; $\widehat{g}_{mn} = 0$ для $m \neq n$), а не абсолютно произвольная система. (В произвольной системе координат уравнения Эйнштейна записываются следующим образом:

$$R_{\alpha\beta} - 1/2 g_{\alpha\beta} R = 8\pi T_{\alpha\beta}, \quad (1.13)$$

где $T_{\alpha\beta}$ — тензор, описывающий плотность массы-энергии, импульса и натяжений.) В случае статического пространства-времени или даже не статического, но обладающего моментом симметрии по времени (как, например, в модели Вселенной в фазе максимального расширения), основное уравнение принимает простую форму:

$${}^{(3)}R = 16\pi\rho. \quad (1.14)$$

Здесь ${}^{(3)}R$ — инвариант скалярной кривизны трехмерной пространственноподобной гиперповерхности, разделяющей пространство-время в момент временной симметрии. Если

в дополнение к этому 3-геометрия обладает свойством сферической симметрии, то элемент длины можно записать в виде

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - 2m(r)/r} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (1.15)$$

Тогда уравнение, связывающее кривизну и плотность, принимает легко запоминающуюся форму:

$$dm(r)/dr = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (1.16)$$

Вот и все, что надо помнить о том, что геометродинамика Эйнштейна говорит о влиянии кривизны на материю и материи на кривизну.

ФИЗИКА СВЕРХПЛОТНЫХ ЗВЕЗД

Масса-энергия приводит к искривлению пространства, а достаточно большая масса-энергия так искривляет пространство, что оно замыкается. Замкнутое пространство в виде 3-сферы постоянной кривизны радиуса a обладает инвариантной скалярной кривизной, равной

$${}^{(3)}R = 6/a^2 = 16\pi\rho. \quad (2.1)$$

Из этой формулы видно, каких больших размеров может достигать такая система, если, конечно, она вообще может существовать (табл. 1). Тело массой порядка массы Солнца не может

Таблица 1

Радиус кривизны пространства, статического или в момент максимального расширения, для выбранных значений плотности массы-энергии (последняя колонка относится к замкнутой Вселенной в виде 3-сферы заданной плотности)

Описываемая система	Средняя или характерная плотность		Критический радиус, см	Критическая масса, $\frac{2\pi^2 a^3 \rho}{M_{\odot}}$
	в обычных единицах, г/см ³	в геометрических единицах, см ⁻²		
Модель Вселенной в фазе максимального расширения . .	10 ⁻³⁰	0,742·10 ⁻⁵⁸	4·10 ²⁸	6·10 ²³
Солнце (80 г/см ³ в центре)	1	0,742·10 ⁻²⁸	4·10 ¹³	6·10 ⁸
Белые карлики	10 ⁷	0,742·10 ⁻²¹	10 ¹⁰	2·10 ⁵
Нейтронные звезды	10 ¹⁴	0,742·10 ⁻¹⁴	4·10 ⁶	60

искривить пространство так, чтобы оно стало замкнутым, даже при сжатии до плотности ядерного вещества. В подобной системе эффекты общей теории относительности еще не преобладают, но тем не менее они уже значительны. Наличие этих

эффектов заставляет отказаться от ньютоновского уравнения гидростатического равновесия для изменения давления как функции радиуса

$$-dp(r)/dr = \rho(r) m(r)/r^2, \quad (2.2)$$

и заменить его на соответствующее уравнение Толмена—Оппенгеймера—Волкова [5]

$$-dp(r)/dr = \frac{(\rho + p)(m + 4\pi r^3 p)}{r(r - 2m)}. \quad (2.3)$$

Чтобы проинтегрировать систему уравнений (1.16) и (2.2) или (1.16) и (2.3), необходимо знать соотношение между давлением и плотностью $p = p(\rho)$. Если это дополнительное условие задано, выбираем значение плотности в центре $\rho(0) = \rho_0$ и соответствующее давление $p(\rho_0) = p_0$. Примем в качестве граничного условия $m(0) = 0$ и проинтегрируем по r от $r = 0$. Для каждого r мы находим давление $p(r)$, плотность $\rho(r)$ и массу $m(r)$, содержащуюся внутри сферы радиуса r . Интегрирование ведется до самой поверхности звезды, определяемой как поверхность, на которой давление падает до нуля.

Для простоты мы ограничиваемся случаем «холодного катализированного вещества», т. е. вещества, которое достигло конечной стадии термоядерного горения. Мы рассматриваем такие высокие плотности, при которых масса-энергия сжатия превышает массу покоя отдельных барионов (вклад эффектов специальной теории относительности как в давление, так и в плотность вещества). Таким образом, ρ включает в себя не только «плотность вещества», но и плотность массы-энергии всех локальных источников: массу покоя, кинетическую энергию, короткодействующие взаимодействия частиц друг с другом.

Вопрос. Насколько чувствительна масса для модели звезды с заданной плотностью в центре 1) к различию между геометрической динамикой Эйнштейна и теорией гравитации Ньютона, 2) к различию между теорией Эйнштейна и скалярно-тензорной теорией гравитации Бранса—Дикке [6] и, наконец, 3) к неопределенностям в задании уравнения состояния?

Чтобы ответить сначала на первые два вопроса, выберем какое-нибудь одно уравнение состояния и сравним предсказания этих трех теорий. Затем выберем одну из этих теорий и сравним результаты, полученные при различных уравнениях состояния. В первой части нашего исследования выберем ради определенности уравнение состояния Гаррисона—Уилера (табл. 2), вывод и детальное исследование которого можно найти в литературе [5].

Уравнение состояния холодного катализезванного вещества, согласно Гарриону и Уилеру (47 входных данных), расширенное до 72 входных данных для проведения численных расчетов (впервые цитировалось Хартлом и Торном [7])

Давление и плотность даны в геометрических единицах (см^{-2}). Чтобы получить давление в обычных единицах ($\text{г}/\text{см} \cdot \text{с}^2$), необходимо умножить p (см^{-2}) на $c^2/G = 1,21 \times 10^{19} \text{ г} \cdot \text{см}/\text{с}^2$, а чтобы получить плотность в $\text{г}/\text{см}^3$, нужно умножить ρ (см^{-2}) на $c^2/G = 1,35 \cdot 10^{24} \text{ г}/\text{см}$ (см. обсуждение области применимости в тексте). Для плотностей, превышающих $\rho = 3,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2}$ ($\rho_{0,6} = 5 \cdot 10^{20} \text{ г}/\text{см}^3$), из-за отсутствия другой информации проще всего предположить $\rho = \rho/3$

P	E	ϵ	P	E	ϵ
8,31 E-41	5,82 E-28	1,00 E-45	2,73 E-21	2,34 E-18	9,21 E-21
4,17 E-40	5,84 E-28	7,11 E-43	6,49 E-21	4,68 E-18	2,25 E-20
8,31 E-40	5,86 E-28	2,77 E-42	1,10 E-20	7,41 E-18	4,05 E-20
4,17 E-39	5,97 E-28	4,16 E-41	1,88 E-20	1,17 E-17	7,21 E-20
8,31 E-39	6,04 E-28	1,12 E-40	3,05 E-20	1,86 E-17	1,28 E-19
2,79 E-38	6,32 E-28	8,64 E-40	4,58 E-20	2,95 E-17	2,25 E-19
2,38 E-37	8,52 E-28	3,36 E-38	6,59 E-20	4,68 E-17	3,88 E-19
1,37 E-36	1,23 E-27	3,21 E-37	9,55 E-20	7,41 E-17	6,60 E-19
7,00 E-36	2,34 E-27	3,47 E-36	1,50 E-19	1,17 E-16	4,11 E-18
6,96 E-35	6,54 E-27	5,01 E-35	2,54 E-19	1,86 E-16	1,88 E-18
4,79 E-34	1,56 E-26	3,76 E-34	4,49 E-19	2,95 E-16	3,17 E-18
1,74 E-33	2,95 E-26	1,52 E-33	9,14 E-19	4,68 E-16	5,39 E-18
5,95 E-33	5,22 E-26	5,18 E-33	1,88 E-18	7,41 E-16	9,28 E-18
1,56 E-32	8,52 E-26	1,45 E-32	6,09 E-18	1,48 E-15	2,18 E-17
4,62 E-32	1,53 E-25	4,73 E-32	2,63 E-17	3,71 E-15	7,27 E-17
2,67 E-31	3,71 E-25	2,72 E-31	8,23 E-17	7,41 E-15	1,90 E-16
9,63 E-31	7,41 E-25	1,05 E-30	2,60 E-16	1,48 E-14	5,16 E-16
4,83 E-30	1,86 E-24	5,82 E-30	1,09 E-15	3,71 E-14	2,02 E-15
2,32 E-29	4,68 E-24	3,03 E-29	3,25 E-15	7,41 E-14	5,70 E-15
5,19 E-29	7,41 E-24	6,82 E-29	9,71 E-15	1,48 E-13	1,51 E-14
1,65 E-28	1,48 E-23	2,27 E-28	3,93 E-14	3,71 E-13	6,30 E-14
8,23 E-28	3,71 E-23	1,11 E-27	9,71 E-14	7,41 E-13	1,69 E-13
2,37 E-27	7,41 E-23	3,59 E-27	2,42 E-13	1,48 E-12	4,34 E-13
7,19 E-27	1,48 E-22	1,12 E-26	7,34 E-13	3,71 E-12	1,43 E-12
2,69 E-26	3,71 E-22	4,84 E-26	1,65 E-12	7,41 E-12	3,37 E-12
7,86 E-26	7,41 E-22	1,42 E-25	3,60 E-12	1,48 E-11	7,71 E-12
1,93 E-25	1,48 E-21	4,03 E-25	1,01 E-11	3,71 E-11	2,23 E-11
6,60 E-25	3,71 E-21	1,53 E-24	2,08 E-11	7,41 E-11	4,87 E-11
1,65 E-24	7,41 E-21	4,07 E-24	4,28 E-11	1,48 E-10	1,04 E-10
4,18 E-24	1,48 E-20	1,07 E-23	1,10 E-10	3,71 E-10	2,82 E-10

Продолжение таблицы 2

<i>P</i>	<i>E</i>	ε	ε	<i>P</i>	<i>E</i>
1,35 E-23	3,71 E-20	3,77 E-23	2,26 E-10	7,41 E-10	5,89 E-10
3,29 E-23	7,41 E-20	9,57 E-23	4,64 E-10	1,48 E-09	1,22 E-09
8,07 E-23	1,48 E-19	2,41 E-22	1,19 E-09	3,71 E-09	3,19 E-09
2,67 E-22	3,71 E-19	8,17 E-22	2,43 E-09	7,41 E-09	6,52 E-09
6,53 E-22	7,41 E-19	2,04 E-21	4,91 E-09	1,48 E-08	1,33 E-08
1,21 E-21	1,17 E-18	3,72 E-21	1,23 E-08	3,71 E-08	3,41 E-08

2.1. Результаты ньютоновского подхода

Ньютоновские равновесные конфигурации для любого выбранного значения плотности в центре можно сразу же получить, проинтегрировав уравнения (1.16) и (2.2). В строгой теории Ньютона в результате интегрирования вплоть до поверхности звезды (там, где ρ обращается в нуль) получаем три величины: 1) радиус R звезды, 2) количество «вещества» в звезде и 3) дополнительную информацию, достаточную для вычисления энергии звезды. Однако, согласно специальной теории относительности, энергия эквивалентна массе, что стирает различие между 2-м и 3-м пунктами. Оно вновь возникает в специальной теории относительности, когда мы отказываемся от идеи измерения количества «вещества» с помощью количества массы, и вместо этого используем число барионов (закон сохранения барионов!). Здесь мы не станем утруждать себя вычислением барионного числа для ньютоновских конфигураций. Однако мы вычислим массу с учетом: 1) массы покоя частиц, 2) массы-энергии сжатия (положительная величина) и 3) гравитационного взаимодействия (отрицательная величина). В действительности первые две величины автоматически учитываются в нашем определении плотности ρ массы-энергии (сумма масс покоя, кинетической энергии и энергии локальных взаимодействий) в уравнении состояния. Поэтому «масса», которая получается в ньютоновском случае:

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 dr,$$

не является ни точной ньютоновской массой (так как она включает массу-энергию сжатия), ни точным значением массы в специальной теории относительности. Она не учитывает вклада гра-

витационного взаимодействия в массу-энергию

$$E_{гр} = - \int_0^R [m(r)/r] dm(r). \quad (2.4)$$

Несложно ввести необходимую поправку, в результате чего мы приходим к выражению для полной массы:

$$M_n = M + E_{гр}. \quad (2.5)$$

2.2. Равновесные конфигурации в общей теории относительности

Равновесные конфигурации в общей теории относительности для любого ρ_0 можно получить интегрированием уравнений (1.16) и (2.3). Результаты приведены на рис. 2 и в табл. 3.

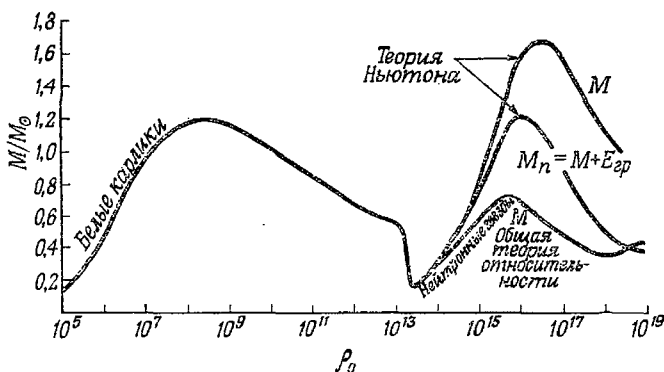


Рис. 2. Масса холодной звезды, полученная путем численного интегрирования от центра до поверхности для выбранных значений плотности в центре. Верхняя кривая — из ньютоновского уравнения гидростатического равновесия для массы

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 dr$$

с учетом массы покоя и массы-энергии сжатия, но без учета массы-энергии гравитационного взаимодействия. Средняя кривая — то же самое с учетом массы-энергии гравитационного взаимодействия ($M_n = M + E_{гр}$). Нижняя кривая — результат интегрирования уравнения гидростатического равновесия Толмена—Оппенгеймера—Волкова в общей теории относительности с учетом кривизны пространства. Масса также определяется формулой

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 dr,$$

но теперь это выражение автоматически учитывает массу покоя, энергии сжатия и гравитационного взаимодействия. Чтобы сравнение теории Ньютона и общей теории относительности имело смысл, при интегрировании в обоих случаях использовалось одно и то же уравнение состояния (уравнение Гаррисона—Уилера).

Таблица 3

Сравнение конфигураций гидростатического равновесия в общей теории относительности и в теории гравитации Ньютона, в обоих случаях для уравнения состояния Гаррисона—Уилера (табл. 2)

ρ_c , г/см ³	ОТО		Теория Ньютона	
	M/M_\odot	R , км	M/M_\odot	R , км
$7,781 \times 10^{13}$	0,260	41,9	0,279	42,1
$2,729 \times 10^{14}$	0,423	21,4	0,495	22,3
$6,127 \times 10^{14}$	0,528	16,7	0,671	17,8
$1,082 \times 10^{15}$	0,593	14,1	0,816	15,4
$1,660 \times 10^{15}$	0,642	12,3	0,961	13,8
$2,361 \times 10^{15}$	0,674	11,0	1,090	12,6
$3,214 \times 10^{15}$	0,700	10,0	1,232	11,7
$4,400 \times 10^{15}$	0,715	9,2	1,355	11,0
$5,852 \times 10^{15}$	0,715	8,6	1,445	10,4
$7,653 \times 10^{15}$	0,708	8,0	1,516	9,9
$9,993 \times 10^{15}$	0,694	7,6	1,564	9,4
$1,238 \times 10^{16}$	0,676	7,0	1,598	8,9
$1,543 \times 10^{16}$	0,657	6,7	1,627	8,5
$1,927 \times 10^{16}$	0,637	6,4	1,648	8,2
$2,362 \times 10^{16}$	0,616	6,2	1,660	7,9
$2,895 \times 10^{16}$	0,595	5,9	1,666	7,6
$3,558 \times 10^{16}$	0,574	5,7	1,666	7,3
$4,379 \times 10^{16}$	0,554	5,6	1,658	7,1
$5,358 \times 10^{16}$	0,534	5,4	1,644	6,9
$6,463 \times 10^{16}$	0,515	5,3	1,624	6,6
$7,834 \times 10^{16}$	0,497	5,2	1,601	6,4
$9,518 \times 10^{16}$	0,479	5,1	1,574	6,2
$1,148 \times 10^{17}$	0,463	5,1	1,514	6,1
$1,386 \times 10^{17}$	0,448	5,0	1,512	5,9

ρ — плотность в центре; M/M_\odot — масса-энергия на бесконечности в единицах массы Солнца $M_\odot = 1,987 \cdot 10^{33}$ г; R — радиус (интегрирование проделано Руффиня).

Сравнение результатов ньютоновского и релятивистского подходов (табл. 3) показывает, что в области плотностей, соответствующих белым карликам, поправки к теории Ньютона, даваемые общей теорией относительности, чрезвычайно малы (0,01% у пер-

вого максимума). Релятивистский вклад в области второго максимума намного больше, что проявляется в его сдвиге от значения плотности $\approx 10^{16}$ г/см³ к значению $\approx 6 \cdot 10^{15}$ г/см³. Кроме того, положение этого максимума указывает, согласно релятивистской теории равновесных конфигураций, точку нарушения устойчивости. Таким образом, в общей теории относительности состояние неустойчивости достигается при плотности в центре, в два раза меньшей, чем в ньютоновском случае. Кроме того, эффекты общей теории относительности снижают максимальную критическую массу устойчивой нейтронной звезды от 1,2 до 0,7 M_{\odot} . Итак, поправки на общую теорию относительности в физике нейтронной звезды не столь малы, как в трех традиционных наблюдательных тестах общей теории относительности. Напротив, она предсказывает плотность и критическую массу, отличающиеся от ньютоновских в два раза.

2.3. Скалярно-тензорная теория и равновесные конфигурации

Скалярно-тензорная теория Йордана и Бранса—Дикке [6] приводит к более сложной системе уравнений гидростатического равновесия, чем теория Ньютона или простая, обычная теория Эйнштейна. Необходимые нам уравнения, полученные в изотропных координатах Салмоной [8], можно упрощенно записать в шварцшильдовских координатах следующим образом:

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \left[\frac{\rho}{\varphi} + \frac{\omega \varphi'^2}{16\pi \varphi^2} \frac{r-2m}{r} + \frac{1}{\varphi} \frac{3\rho(r) - \rho(r)}{3+2\omega} \right] r^2 \quad (2.6)$$

[аналог уравнения (1.16), в теории Йордана—Бранса—Дикке],

$$-\frac{dp(r)}{dr} = \frac{\rho + p(r)}{r(r-2m)} \left\{ m + 4\pi r^3 \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\rho}{\varphi} - \frac{\omega}{4\varphi^2} \left(1 - \frac{2m(r)}{r} \right) \varphi'^2 \right] \right\} \quad (2.7)$$

[аналог уравнения (2.3) в теории Йордана—Бранса—Дикке]; окончательно получаем скалярное волновое уравнение с источником:

$$\varphi'' + \left[\frac{3}{r} - \frac{r-2m}{r^2} + \frac{4\pi}{\varphi} (\rho - p) - \frac{\omega \varphi'^2}{2\varphi^2} (r-2m) - \right. \\ \left. - \frac{8\pi}{\varphi} \frac{r(3\rho - p)}{3+2\omega} \right] \varphi' = \frac{8\pi}{3+2\omega} (3\rho - p) \frac{r}{r-2m}. \quad (2.8)$$

Здесь скалярное поле обозначено через ϕ , штрих означает производную по r . Величина ω является безразмерной константой, для которой Дикке дает значения в диапазоне $4 \leq \omega \leq 6$. Чтобы перейти в пределе к общей теории относительности, достаточно устремить $\omega \rightarrow \infty$.

Интегрирование этой системы уравнений при $\omega = 4$ дает результаты, качественно не отличающиеся от результатов, даваемых общей теорией относительности. Единственное количественное различие состоит в увеличении критической массы нейтронной звезды приблизительно на 2% ($M_{\text{кр}} = 0,730 M_{\odot}$) и такое же по порядку величины возрастание радиуса нейтронной звезды.

2.4. Уравнение состояния

Если общая теория относительности предсказывает вдвое меньшую критическую массу нейтронной звезды, чем теория Ньютона, то каковы перспективы использования измерений этого эффекта в качестве нового теста теории Эйнштейна? В настоящее время перспективы малообещающи. Основной трудностью является неопределенность в оценке критической массы, достигающая 100%, из-за незнания уравнения состояния при сверхъядерных плотностях [от 10^{14} г/см³ (ядерное вещество) до $5 \cdot 10^{15}$ г/см³ (плотность в центре, при которой возникает неустойчивость)]. Такие неопределенности не влияют на уравнение состояния при ядерных и субъядерных плотностях, при которых с достаточной надежностью применимы интерполяция и экстраполяция имеющихся экспериментальных и теоретических данных. Обращение к области меньших плотностей покажет, какого рода информацию желательно было бы иметь для области больших плотностей. Все дальнейшее рассмотрение будет проводиться для идеализированного и поддающегося точному расчету случая вещества, находящегося в конечной фазе термоядерной эволюции. Насколько близко к этой фазе подходит вещество после процесса бурной, высокотемпературной имплозии

Белый карлик \rightarrow Нейтронная звезда?

Следы предыдущей истории могут сохраниться в наружном слое толщиной 1 км нейтронной звезды с массой, близкой к критической. Однако плотность вещества под этим слоем превышает 10^{13} г/см³, давление колоссально. Все следы предшествующих термоядерных реакций в веществе исчезают. Поэтому везде внутри звезды оказывается оправданным приближение «холодного катализованного вещества».

Для начального исследования этой ситуации полезно определить «локальный гамма-закон» уравнения состояния в виде

$$\gamma = \frac{p + \rho}{\rho} \frac{dp}{d\rho}.$$

Эта величина как функция плотности представлена на рис. 3. Области, в которых $\gamma > 4/3$, являются областями устойчивости. Мы видим, что области устойчивости и неустойчивости, полученные в результате интегрирования уравнения гидростатического

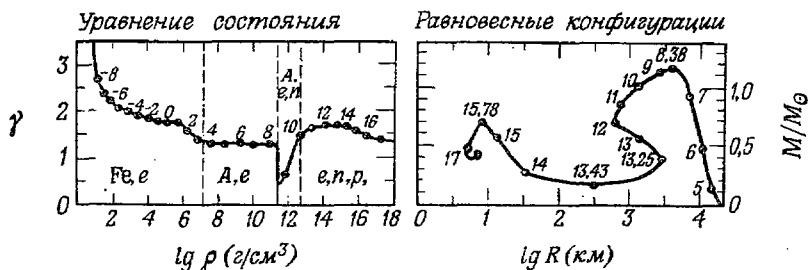


Рис. 3. Равновесные конфигурации холодного катализованного вещества (диаграмма взята из Варенских лекций Торна, 1966 г.). Справа — полная масса (масса на бесконечности в единицах солнечной массы) задана как функция радиуса (шварцшильдowska координата поверхности). На кривой указаны значения $\lg \rho_0$ (плотность в центре). Черные точки на кривой, соответствующие значениям 15,78; 13,43 и 8,38, указывают место изменения устойчивости равновесных конфигураций. Слева — коэффициент $\gamma = (p + \rho)(dp/d\rho)/\rho$ как функция плотности. Точки на кривой — значения $\lg(\rho/c^2)$, измеренные в г/см³.

равновесия, показанные в правой части рисунка, совпадают с областями, где γ меньше или больше $4/3$. Перейдем теперь к более детальному рассмотрению.

Перемещаясь от поверхности в глубь звезды, мы пересекаем ряд областей. Первая характеризуется плотностями

$$7,8 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 15 \text{ г/см}^3,$$

при которых справедливо уравнение состояния железа, известное из лабораторных измерений. Вторая область с плотностями

$$15 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 10^4 \text{ г/см}^3,$$

в которой для вывода уравнения состояния достаточны соображения, основанные на статистической модели атома Томаса—Ферми (Фейнман, Метрополис и Теллер). В третьей области с плотностями

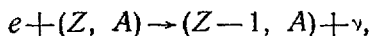
$$10^4 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 10^7 \text{ г/см}^3$$

энергия Ферми электронов превосходит энергию их связи в атоме,

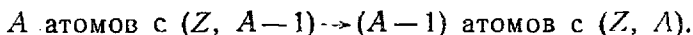
и мы имеем газ, состоящий из ядер железа и электронов, причем давление обусловлено почти исключительно электронами. Эти электроны становятся релятивистскими на верхней границе данного диапазона плотностей. Четвертая область с плотностью

$$10^7 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 10^{11} \text{ г/см}^3,$$

в которой электроны соединяются со связанными протонами, образуя нейтроны, как свободные, так и связанные. При нормальных условиях общий дефект массы ядра, обусловленный действием двух противоположно направленных эффектов ядерных и электростатических сил, максимален для $Z=28$ и $A=56$. Релятивистский электрон в процессе обратного бета-распада превращает ядро с зарядом Z и атомным номером A в новое ядро по схеме



т. е. ядра обогащаются нейтронами. Для подобных обогащенных нейтронами ядер массовое число $A=56$ не является более точкой максимальной устойчивости. Эта устойчивость сдвигается в сторону больших значений A . Детали механизма такого сдвига сложны и многочисленны и еще не были проанализированы достаточно подробно, однако для определения самого состояния полного равновесия они несущественны. Символически — и только символически — мы можем представить соответствующий переход в виде



При каждом значении электронного давления имеется только одно ядро с фиксированными значениями Z и A , находящееся в β -равновесии и имеющее самое выгодное значение дефекта массы при этом давлении. Пятая область характеризуется диапазоном плотностей

$$10^{11} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 4,5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3.$$

При плотности 10^{11} г/см ядра становятся настолько массивными ($A \sim 122$) и настолько обогащены нейтронами ($N/Z \sim 83/39$), что они «сбрасывают» нейтроны, и образуется газ из свободных нейтронов. При дальнейшем увеличении электронного давления ядра еще больше обогащаются нейтронами, число несвязанных нейтронов возрастает. Эта вновь образовавшаяся система состоит теперь из трех компонент: 1) вырожденного релятивистского электронного газа, 2) ядер и 3) вырожденного нейтронного газа. Ядра всегда дают очень малый вклад в давление. Однако при росте плотности вклад от нейтронов не будет оставаться незначительным, и уже при плотности $\rho \approx 4,5 \cdot 10^{12}$ г/см³ давление, обусловленное нейтронами, превзойдя давление ядер, начинает

доминировать и над давлением, обусловленным электронами. Шестая область —

$$4,5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

Здесь отдельные ядра исчезают, и область в центре звезды по существу сама становится одним гигантским ядром, состоящим из смеси электронов, нейтронов и протонов. Условие электрической нейтральности системы сводится к равенству

$$n_e \text{ (плотность числа электронов)} = n_p \text{ (плотность числа протонов)}.$$

Это условие тотчас же ведет к равенству импульсов Ферми электронов и протонов. Для надежной оценки соотношения между плотностью и давлением ядерного вещества ($\rho \sim 10^{14} \text{ г/см}^3$) вплоть до плотностей 10^{14} г/см^3 и немного больше имеется достаточное количество эмпирических и теоретических данных о свойствах такого вещества. В самом простом приближении пренебрегают взаимодействием между частицами и рассматривают смесь трех идеальных невзаимодействующих ферми-газов. И хотя результаты этого вычисления не слишком расходятся с данными эксперимента даже для $\rho \sim 10^{14} \text{ г/см}^3$, лучше было бы учесть и влияние ядерных сил. Седьмая область —

$$10^{14} \text{ г/см}^3 \leq \rho,$$

в которой даже ферми-импульсы барионов приближаются к релятивистским значениям. В этой области можно прийти к различным выводам относительно вида уравнения состояния в зависимости от того, какому из следующих трех важных физических факторов отдается предпочтение: релятивистским барионам, ядерным взаимодействиям или рождению новых частиц. Пока не известно, как описать два последних эффекта на основе фундаментальных принципов. Поэтому в целях простоты и определенности Гаррисон и Уилер пренебрегли обоими этими эффектами. Они рассмотрели смесь, состоящую из трех идеальных невзаимодействующих ферми-газов (e^- , p , n), вплоть до самых больших значений плотности. В ультрарелятивистском режиме условие равновесия при β -процессе

$$E_e + E_p = E_n \text{ (полная масса-энергия)}$$

приводит к тому, что ферми-импульс нейтрона вдвое больше ферми-импульса любой из заряженных частиц. Следовательно, вычисленное содержание различных частиц будет задаваться следующим отношением:

$$n_e : n_p : n_n = 1 : 1 : 8.$$

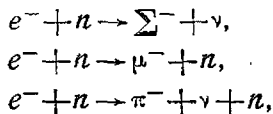
Для такого релятивистского газа уравнение состояния имеет очень простой вид

$$p = \rho/3$$

(это асимптотический предел уравнения состояния Гаррисона—Уилера).

Многие пытались рассмотреть влияние взаимодействий между частицами на уравнение состояния (в приближении «твердой сердцевины» и при других предположениях о нуклон-нуклонном взаимодействии), но результаты оказались слишком противоречивыми. Например, Камерон, Коэн, Лангер и Розен [9] рассмотрели двухчастичные взаимодействия между нуклонами бракнеровского типа [10]. Определенные трудности возникли в связи с тем, что вычисленное ими давление приводит к скорости звука, превышающей скорость света (нарушение причинности). Однако это происходит при плотностях $\sim 10^{16}$ г/см³, т. е. за пределами представляющей интерес области устойчивых конфигураций нейтронных звезд. Для максимальной массы нейтронной звезды они получили значение $M=2,4M_{\odot}$, а для минимальной массы $M=0,065M_{\odot}$ (рис. 4). Другой пример: Вонг, Роуз и Шленкер [11], используя фазовые сдвиги, наблюдавшиеся в экспериментах по нуклон-нуклонному рассеянию при высоких энергиях, и вводя соответствующие поправки в эффективную массу барионов, обусловленные требованиями конечной плотности ядерной среды, получили «более мягкое» уравнение состояния. С его помощью они вычислили минимальную массу нейтронной звезды 0,13 или 0,18 M_{\odot} (в зависимости от деталей расчета). Их анализ не позволяет продвинуться в область достаточно больших плотностей и оценить максимальную массу с приемлемой точностью. Однако при самой высокой плотности $\rho = 10^{15}$ г/см³, при которой их анализ еще можно считать надежным, вычисленная масса равна 0,16 или 0,26 M_{\odot} (в зависимости от деталей их анализа). Кроме того, они приводят доводы, основанные на тщательном изучении ядерных сил [12], которые ставят под сомнение предыдущие оценки влияния ядерных сил на уравнение состояния.

Третий эффект в области больших плотностей — рождение частиц — был впервые детально рассмотрен Амбарцумяном и Саакяном [13]. Они также пренебрегли потенциальной энергией парного взаимодействия между частицами, которое известно очень плохо, и изучали среду как смесь идеальных не взаимодействующих газов, число которых намного превышало три. Особенностью их работы было рассмотрение таких реакций рождения частиц, как



и обратных им. Такие реакции приводят к появлению множества

новых ячеек в фазовом пространстве и снижают фермиевскую энергию и давление. С полученным таким образом уравнением состояния они вычислили равновесные конфигурации и нашли следующие предельные массы нейтронной звезды:

$$M_{\text{min}} = 0,136 M_{\odot}, \quad M_{\text{max}} = 0,634 M_{\odot}.$$

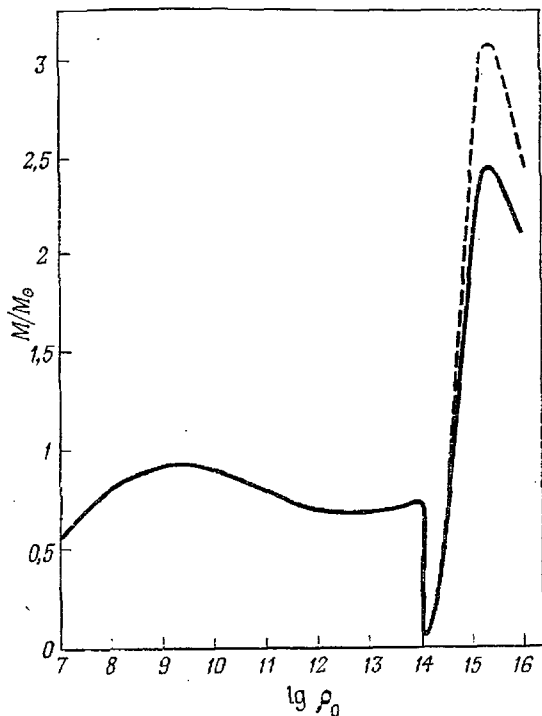


Рис. 4. Равновесные конфигурации для уравнения состояния Камерона—Козна—Лангера—Розена [9]. «Гравитационная масса» (сплошная линия) — это масса, наблюдаемая на бесконечности; «собственная масса» (штриховая линия) — это произведение числа барионов на сумму масс протона и электрона.

При все более высоких значениях плотности могут образовываться новые частицы все бóльшей массы покоя. Амбарцумян и Саакян оборвали свой анализ на известных частицах. Хагедорн [14] предположил, что существует бесконечный спектр масс частиц, подчиняющийся простому статистическому закону. Исходя из этого он пришел к асимптотическому уравнению состояния в виде

$$p = \rho_0 \ln(\rho/\rho_0) + p_0,$$

которое при больших плотностях дает значительно более медленный рост по сравнению с обычным релятивистским законом.

$$p = \rho/3.$$

Родс и Руффини [15] проинтегрировали общее уравнение гидростатического равновесия с этим уравнением состояния $\{\rho > 10^{15} \text{ г/см}^3\}$; для простоты они взяли чисто нейтронный газ без

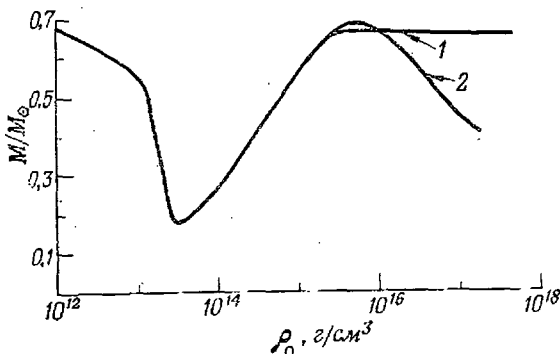


Рис. 5. Масса на бесконечности (измеренная в единицах солнечной массы) для равновесных конфигураций уравнения состояния Хагедорна (кривая 1), заданная как функция плотности в центре. Для непосредственного сравнения приведены результаты рассмотрения, основанного на уравнении состояния Гаррисона—Уилера (кривая 2) для случая вырожденного газа, состоящего из e^- , n , p , без взаимодействий.

взаимодействия (Гаррисон—Уилер) для области $\rho < 10^{15} \text{ г/см}^3$. Они нашли для критической массы значение $M = 0,67 M_{\odot}$ (рис. 5).

Приведем некоторые детали даваемой Хагедорном картины вещества высокой плотности:

1. Смесь состоит из пионов, каонов, нуклонов, гиперонов и всех возможных резонансов этих частиц.

2. Эти адроны не являются элементарными частицами: считается, что каждый из них составлен из других адронов.

3. Существует универсальная эффективная максимальная «температура»

$$T_0 = 160 \text{ МэВ.}$$

4. Спектр адронных масс m растет экспоненциально по закону

$$dN = \frac{a}{(m_0^2 + m^2)^{5/4}} e^{m/T_0} dm,$$

где константы a и m_0 определяются путем согласования данных

по всем 1432 частицам и резонансам, известным на январь 1967 г.: $a = 2,63 \cdot 10^4$ (МэВ)^{2/3} и $m_0 = 500$ МэВ.

При этих предположениях константы в уравнении состояния Хагедорна принимают такие значения:

$$\begin{aligned} p_0 &= 1,344 \cdot 10^8 \text{ МэВ} & (p_{006} &= 0,314 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3), \\ \rho_0 &= 5,415 \cdot 10^8 \text{ МэВ} & (\rho_{006} &= 1,253 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3). \end{aligned}$$

Из этого обзора уравнений состояния в режиме сверхъядерных плотностей мы можем сделать следующие выводы: 1) факт существования устойчивого семейства нейтронных звезд не зависит ни от каких изменений в уравнении состояния и 2) минимальная масса этого семейства лежит достаточно близко к значению $M_{\text{min}} = 0,16 M_{\odot}$, но 3) максимальная масса остается неопределенной с точностью до множителя ≈ 4 . Эта неопределенность делает невозможной немедленную проверку с целью выбора между общей теорией относительности или теорией Ньютона, либо другими теориями гравитации, несмотря на то что в оценке критической массы теории гравитации дают значения, различающиеся примерно в 2 раза. Однако если мы примем, что теория Эйнштейна справедлива, и если нам удастся разработать метод измерения масс и радиусов значительного числа нейтронных звезд, то, следуя Герлаху [16], на основе этой информации можно будет вывести уравнение состояния. Таким образом, в будущем наблюдения нейтронных звезд могут послужить источником более глубокого понимания поведения больших скоплений вещества с ядерной плотностью.

Подведем итоги нашего рассмотрения уравнения состояния. В предыдущих разделах мы видели, как при описании сверхплотных звезд можно использовать два различных физических подхода:

а. «Локальную физику», которая определяется составом вещества, полностью описываемого при задании уравнения состояния. В этом подходе содержатся целиком физика твердого тела, ядерные и электромагнитные взаимодействия и т. д.

б. «Нелокальную физику», которая определяется гравитационным полем, создаваемым веществом, и которая описывается решением уравнений Эйнштейна или эквивалентной системы уравнений (зависящей от конкретно выбранной теории гравитации).

Является ли это разделение законным или же мы должны рассматривать прямое влияние гравитационного поля на локальные свойства материи? Эта проблема была детально изучена Руффини и Бонаццолой [17]. Они описывают нейтронную звезду в приближении самосогласованного поля без использования какого-либо уравнения состояния. Их основные предположения и этапы работы следующие:

1. Рассматривается релятивистское уравнение Дирака для свободного поля нейтронов в заданной криволинейной метрике.

2. Вычисляется среднее значение оператора тензора энергии-импульса спинорного поля по вектору состояния вырожденной системы нейтронов.

3. Осуществляется переход к пределу больших квантовых чисел с использованием приближения Вентцеля—Крамерса—Брилюэна.

4. Среднее значение тензора энергии-импульса, полученное в результате предельного перехода, используется в качестве источника в правой части уравнений Эйнштейна.

Руффини и Бонаццола делают вывод, что использование уравнения состояния вплоть до плотностей порядка 10^{32} г/см³ — абсолютно законная процедура!

ПУЛЬСАРЫ

Трудно представить себе более богатые по информации сигналы от нейтронных звезд или же сигналы, более подходящие для исследования с космических станций, чем те, которые приходят от пульсаров. Эти источники импульсного излучения, обнаруженные при наземных радионаблюдениях, могут также испускать рентгеновские лучи — ценнейший ключ к разгадке физики нейтронной звезды, которые регистрируются только детекторами, помещенными за пределами атмосферы.

Отождествление пульсаров оставалось главной проблемой в течение нескольких месяцев после их открытия. В конце 1967 г. Антони Хьюиш [18] и его коллеги по Кембриджскому университету открыли совершенно необычные космические радиоисточники, характеризующиеся излучением четких импульсов энергии в радиодиапазоне, разделенных поразительно равными интервалами времени. Они назвали эти объекты пульсарами. В табл. 4 [19] приведены характеристики 61 источника, известного на декабрь 1971 г. Для каждого пульсара даны положение, период и скорость его увеличения, приближенная эпоха проведения наблюдений, так называемая «мера дисперсии» (число электронов в столбе сечением 1 см^2 в межзвездном пространстве вдоль луча зрения), приближенное значение ширины импульса в миллисекундах и мощность наблюдаемых импульсов на частоте 400 МГц. Ниже мы суммируем некоторые экспериментальные факты.

Одной из наиболее удивительных особенностей этих объектов является высокая точность (одна часть на 10^6 или лучше в интервале времени 1 сут для всех известных пульсаров), с которой определяется период повторения импульса. Периоды (табл. 4) лежат в интервале от минимального 33 мс (PSR 0531 + 21) до максимального 3,7 с (PSR 0525 + 21) значений. Для 25 из приведенного в табл. 4 61 пульсара найдена производная периода по времени. У всех пульсаров период увеличивается, причем наиболее быстрый рост наблюдается у пульсаров с самыми короткими периодами. Форма импульса, усредненная по 10^3 — 10^4 импульсам, различна для разных пульсаров, но строго постоянна во времени для каждого отдельного пульсара. С главным импульсом обычно связаны один или два субимпульса,

Параметры 61 пульсара [19]

PSR	α (1950,0)	δ (1950,0)	l	b	$P_0 c$ (A.1)	dP/dt (10^{-15} c/c)	Эпоха (Ю.Д.-2400000)	DM_1 pc/cm ³	W_e мс	E_{400} [10^{-29} Дж/см ² ·Гц]
0031-07	00 ^h 31 ^m 36,4 ^s ± 1,0 ^s	-07° 38' 26" ± 32"	110,4 ^o	-69,8 ^o	0,942950785 ^s ± 2	0,40 ± 0,11	40690,17	10,89 ± 0,01	42	25
0254-54	02 54 24 ± 1	-54 ± 2	271	-55	0,448 ± 3			10 ± 5	(10)	(20)
0301-19	03 01 45 ± 6	+19 42 ± 60	161	-33	1,39 ± 1				(20)	1200
0329-54	03 29 11,00 ± 0,01	+54 24 36,7 ± 0,3	145,0	-1,2	0,71451866388 ± 3	2,0510 ± 0,0014	40621,50	26,776 ± 0,005	8,7	
0450-18	04 50 22 ± 2	+18 04 14 ± 20	217,1	-34,1	0,548933507 ± 3		40930	25 ± 10	27	
0525-21	05 25 52,08 ± 0,07	+21 56 32 ± 16	183,9	-6,9	3,745491520 ± 15	39,95 ± 0,06	40400,50	50,955 ± 0,003	75	350
0531+21	05 31 31,428 ± 0,005	+21 58 54,40 ± 0,06	184,6	-5,8	0,03309756505419*	422,6889764*	40352,31*	56,791 ± 0,001	1,9	16
0628-28	06 28 50,8 ± 0,3	-28 34 08,1 ± 1,5	237,0	-16,8	1,2444148960 ± 5	2,51 ± 0,03	40243,44	34,36 ± 0,08	57	(500)
0736-40	07 36 51 ± 1	-40 34,5 ± 2,0	254,2	-9,2	0,37491832 ± 3		40220	100 ± 10	18	(50)
0740-28	07 40 47,5 ± 1,5	-28 15 16 ± 20	243,8	-2,4	0,166750167 ± 5		41020	80 ± 15	8	40
0809+74	08 09 03,0 ± 0,3	+74 38 12,2 ± 1,2	140,0	31,6	1,2922413240 ± 8	0,16 ± 0,04	40689,47	5,757 ± 0,002	45	105
0818-13	08 18 06 ± 2	-13 40 57 ± 20	235,9	12,6	1,23812811 ± 2		41089	40,99 ± 0,03	20	70
0823+26	08 23 50,52 ± 0,02*	+26 47 18,1 ± 0,8*	197,0	31,7	0,53065959904 ± 5	1,664 ± 0,004	40264,93	19,463 ± 0,001	6	22
0833-45	08 33 39,01 ± 0,03*	-45 00 06 ± 2*	263,6	-2,8	0,089209300095 ± 2	125,264 ± 0,008	40304,75	69,2 ± 0,1	1,71	400
0834+06	08 34 26,15 ± 0,03	+06 20 43,0 ± 0,6	219,7	26,3	1,27376353580 ± 8	6,798 ± 0,004	40625,69	12,8550 ± 0,0005	17	100
0835-40	08 35 34 ± 1	-40 ± 2	260	0	0,765 ± 5			120 ± 12	(20)	(100)
0904+77	09 04 10 ± 50	+77 40 ± 50	135	34	1,57905 ± 6				(80)	(100)
0940-56	09 40 40 ± 2	-56 ± 2	279	3	0,662 ± 3			145 ± 15	(30)	
0943+10	09 43 37 ± 6	+10 05 ± 2	225,4	43,2	1,097707 ± 3		40520,01	15,35 ± 0,01	30	
0950+08	09 50 30,60 ± 0,05	+08 09 44,5 ± 1,5	228,9	43,7	0,25306503679 ± 2	0,232 ± 0,0005	39924,70	2,969 ± 0,002	9,5	65
0959-54	09 59 52 ± 2	-54 37 ± 15	280,1	0,3	1,436551 ± 2			90 ± 10	(50)	110
1112+50	11 12 49 ± 10	+50 18 ± 60	155	61	1,66 ± 2				(10)	(10)
1133+16	11 33 27,45 ± 0,01	+16 07 35,4 ± 0,2	241,9	69,2	1,18791119969 ± 3	3,734 ± 0,001	40621,82	4,8479 ± 0,0005	18	120
1154-62	11 54 45 ± 5	-62 ± 2	297,0	0	0,400 ± 5			270 ± 35	(30)	(30)
1237+25	12 37 11,99 ± 0,02	+25 10 16,6 ± 0,6	252,5	86,5	1,38244861342 ± 12	0,956 ± 0,006	40625,87	9,296 ± 0,005	2,5	55
1240-63	12 40 21 ± 2	-63 36 ± 12	302,0	-1,0	0,388 ± 4			220 ± 20	(60)	(50)
1359-50	13 59 43 ± 5	-50 ± 2	314	11	0,690 ± 5			20 ± 10	(20)	(50)
1426-66	14 26 35 ± 9	-66 ± 2	312	-6	0,788 ± 2			60 ± 7	(10)	(100)
1449-65	14 49 22 ± 5	-65 ± 1	315	-5	0,180 ± 2			90 ± 10	(5)	(50)
1451-68	14 51 29 ± 1	-68 32 ± 1	313,9	8,6	0,26337676 ± 2		40550	8,60 ± 0,04	13*	(200)

1508	+55	15 08	03,74 ± 0,18	+55 42	55,8 ± 0,2	91,3	52,3	0,73967789848 ± 3	5,0389 ± 0,0014	40625,96	19,599 ± 0,005	13
1530	-53	15 30	23 ± 1	-53 30	± 10	325,7	1,9	1,368852 ± 14		20 ± 5	20 ± 5	(25)
1541	+09	15 41	10 ± 15	+09 38	29 ± 20	17,8	45,8	0,748442 ± 5		41006	34,99 ± 0,02	44
1604	-00	16 04	39 ± 3	-00 25	08 ± 25	10,7	35,5	0,42181607 ± 3		40622,04	10,72 ± 0,05	8
1642	-03	16 42	24,65 ± 0,09	-03 12	31,1 ± 0,3	14,1	26,1	0,38768879129 ± 2	1,7803 ± 0,0006		35,71 ± 0,01	4,0
1706	-16	17 06	33,23 ± 0,05	-16 37	12 ± 3	5,8	13,7	0,65305047396 ± 10	6,369 ± 0,005	40622,07	24,88 ± 0,02	11
1727	-47	17 27	47 ± 1	-47 40	± 10	342,6	-7,6	0,829683 ± 4		41000	121 ± 4	(30)
1747	-46	17 47	57 ± 1	-46 56	± 10	345,0	-10,2	0,742349 ± 3		40754	40 ± 10	(20)
1749	-28	17 49	49,27 ± 0,07	-28 06	01 ± 4	1,5	-1,0	0,5625316830 ± 4	8,154 ± 0,002	40128,19	50,88 ± 0,14	6
1818	-04	18 8	13,61 ± 0,02	-04 29	03,3 ± 0,3	25,5	4,7	0,59807263977 ± 3	6,3210 ± 0,0015	40622,10	84,38 ± 0,02	11
1845	-01	18 45 ± 4		-01 27	± 1	34	2	0,659475			90	(80)
1845	-04	18 45	10 ± 45	-04 05	32 ± 25	28,9	-1,0	0,59773452 ± 6		41000	141,9 ± 0,6	20
1857	-26	18 57	45 ± 2	-26 04	49 ± 20	10,3	-13,5	0,6122083 ± 5		40754	35 ± 10	15
1858	+03	18 58	40 ± 45	+03 27	02 ± 25	37,2	-0,6	0,655444 ± 1		40624,13	402 ± 2	35
1911	-04	19 11	15,14 ± 0,02	-04 45	59,4 ± 0,6	31,3	-7,1	0,8253368981 ± 6	4,062 ± 0,003		89,43 ± 0,02	7,5
1914	+13	19 14 ± 4		+13 50	± 1	48	1	0,194635		90		(17)
1919	+21	19 19	36,20 ± 0,03	+21 47	15,2 ± 0,8	55,8	3,5	1,33730110168 ± 7	1,345 ± 0,003	39912,08	12,4309 ± 0,0005	25
1929	+10	19 29	51,90 ± 0,03	+10 53	03,5 ± 0,6	47,4	-3,9	0,22651704512 ± 4	1,1580 ± 0,0017	40625,15	3,176 ± 0,003	5,5
1933	+16	19 33	31,86 ± 0,10	+16 09	58,3 ± 0,2	52,4	-2,1	0,35873543128 ± 2	6,0041 ± 0,0008	40689,97	158,53 ± 0,05	6,5
1944	+17	19 44	39 ± 3	+17 58	44 ± 20	55,3	-3,5	0,4406179 ± 7			35 ± 10	23
1946	+35	19 46	34,5 ± 2,0	+35 25	± 15	70,6	5,0	0,717306 ± 1		40560	129,1 ± 0,1	21
1953	+29	19 53 ± 1		+29 15	03 ± 20	66	3	0,426676 ± 1		40756	20	13
2003	+31	20 03 ± 1		+31 30	± 12	69	0	2,111206 ± 1		40689,00	225 ± 10	25
2016	+28	20 16	00,18 ± 0,06	+28 30	30,2 ± 0,3	68,1	-4,0	0,5795340727 ± 4	0,1495 ± 0,0018		14,176 ± 0,008	14
2020	+28	20 20	32 ± 2	+28 44	30 ± 25	68,9	-4,7	0,34300772 ± 1		40965	44 ± 10	15
2021	+51	20 21	25,30 ± 0,03	+51 45	07 ± 0,3	87,9	8,4	0,52919532808 ± 4	3,0448 ± 0,0019	40625,17	22,580 ± 0,004	11,5
2045	-16	20 45	46,85 ± 0,17	-16 27	48 ± 8	30,5	-33,1	1,96156687960 ± 14	10,965 ± 0,009	40695,01	11,51 ± 0,01	42
2111	+46	21 11	40,5 ± 2,5	+46 27	± 10	89,0	-1,3	1,01468455 ± 3		41092	141,50 ± 0,04	29
2217	+47	22 17	45,90 ± 0,09	+47 39	48,1 ± 0,2	98,4	-7,6	0,53846739459 ± 3	2,7635 ± 0,0012	40624,26	43,54 ± 0,01	7,3
2303	+30	23 03	30 ± 10	+30 45	± 4	97,7	-26,6	1,57588443 ± 2		41006	49,9 ± 0,2	17
2319	+60	23 19	42 ± 5	+60 00	± 6	112,0	-0,7	2,256483 ± 1		40734	96 ± 3	140

обладающих различными спектральными и поляризационными свойствами. Ширина главного импульса, как правило, гораздо меньше периода повторения этого импульса и тем больше, чем длиннее период пульсара. Радиопульсы часто линейно поляризованы почти на 100%, а мощность излучения пульсаров с периодом ~ 1 с в радиодиапазоне порядка 10^{30} эрг/с [19]. В случае пульсара PSR 0833—43, связываемого с остатком сверхновой Паруса X, было установлено, что импульс полностью поляризован (линейная поляризация более 95%), причем направление плоскости поляризации вдоль главного импульса систематически изменяется со временем [20].

Расстояние до пульсара определяется по измерениям дисперсии импульса. Точнее, было замечено, что момент прибытия данного импульса на поверхность Земли является функцией частоты и запаздывание равно

$$\tau = \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \int_0^L n_e dl, \text{ где } \alpha = e^2/2\pi mc.$$

Если известно значение интеграла $\int n_e dl$ (например, 20 пс/см^3 , или $6 \cdot 10^{19}$ электрон/см²), то, приняв значение электронной концентрации (например, $n_e = 0,1 \text{ см}^{-3}$), мы можем оценить расстояние до источника (в данном случае 200 пс). Зная этот интеграл, можно также оценить компоненту магнитного поля в направлении на пульсар. Действительно, при прохождении линейно поляризованного излучения через ионизованную среду угол поляризации меняется на величину

$$\Delta\theta \propto \lambda^2 \int n_e B_{\parallel} dl,$$

где λ — длина волны излучения, а B_{\parallel} — компонента магнитного поля вдоль луча зрения.

Большинство пульсаров сконцентрировано вблизи галактической плоскости. Некоторые пульсары ассоциируются с остатками сверхновых, другие не имеют вблизи каких-либо видимых следов этих остатков. В нескольких остатках сверхновых нет никаких следов пульсаров; но пульсары с самыми короткими периодами PSR 0531 + 21 и PSR 0833 - 45 отождествляются с остатками сверхновых: с Крабовидной туманностью и Паруса X соответственно.

Пульсар в Крабовидной туманности — первый и пока единственный, излучение которого обнаружено как в оптической области (звезда $16,6^m$, предложенная как центральная звезда Крабовидной туманности Минковским [21] в 1934 г.), так и в рентгеновской области. Оптические наблюдения позволяют не только исследовать чрезвычайно важную область спектра, но и луч-

шить измерения периода и его первой и второй производных по времени для PSR 0531. В результате обработки данных оптических наблюдений за период, превышающий шесть недель в июне и июле 1969 г., была определена вторая производная периода \ddot{P} , которая оказалась равной [22]

$$\ddot{P} = 0,110 \pm 0,02 \text{ сут}^{-2}.$$

Измерения за более длительный промежуток времени (с ноября 1968 г. по июль 1969 г.) в радиодиапазоне дали следующее значение [23]:

$$\ddot{P} = 0,024 \pm 0,006 \text{ сут}^{-2}.$$

К сожалению, в настоящее время нет точных измерений второй производной периода какого-либо другого пульсара. Подобные измерения чрезвычайно важны для теоретических моделей — они дают так называемый «параметр замедления вращения» n , определяемый из равенства

$$n = \frac{\ddot{\omega}}{\omega^2} = 2 - \frac{\ddot{P}}{P^2}.$$

Скачкообразные изменения периода и параметра замедления наблюдались как у PSR 0531, так и PSR 0833. Наблюдаемое увеличение периода составляло $\Delta\omega/\omega \sim 2 \cdot 10^{-6}$ у пульсара в созвездии Парусов [24, 25] и $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-8}$ у пульсара в Крабовидной туманности. Появилось также сообщение [26] о возможности «скачкообразных изменений», периода PSR 0531 с периодом три месяца, но пока оно не подтверждено более точным анализом данных. Дальнейшие исследования приводят к предположению, что параметр замедления n , вероятно, из-за малых частых изменений периода P не является строго определенной величиной. Его значения обычно лежат в интервале 2—3.

13 марта 1969 г. во время полета ракеты «Аэробы» в течение 40 с проводились наблюдения пульсара в Крабовидной туманности в рентгеновском диапазоне в интервале энергий от 1,2 до 13 кэВ, а также при 0,65 кэВ. Испускаемый этим пульсаром поток рентгеновского излучения составляет приблизительно 5% общего потока рентгеновского излучения всей туманности [27]. Кроме того, мощность, излучаемая этим пульсаром в рентгеновском диапазоне, почти в 200 раз превосходит мощность излучения в оптической области и почти в $2 \cdot 10^4$ раз больше мощности в радиодиапазоне.

3.1. Пульсары — нейтронные звезды

Порядок величины периода повторения импульсов и медленное увеличение этого периода со временем явились решающими

факторами в пользу признания модели нейтронных звезд для объяснения свойств пульсаров. Однако было предложено много других возможных интерпретаций, о которых следует упомянуть.

То, что пульсар не может быть телом с массой порядка массы планеты, следует уже из оценки количества излучаемой им энергии. Так, «мера дисперсии» дает порядок величины расстояния до пульсара (от нескольких парсек до нескольких тысяч парсек). Зная это расстояние и поток радиоизлучения от пульсара, наблюдаемый на Земле, можно оценить полную мощность радиоизлучения, которая оказывается порядка 10^{30} эрг/с (для сравнения полное излучение Солнца, проинтегрированное по всем частотам, равно $2 \cdot 10^{33}$ эрг/с).

То, что пульсар не может быть таких размеров, как Солнце, следует из существования периодов порядка секунды. Этот факт устанавливает верхний предел на размеры объекта порядка одной световой секунды, или $\sim 10^5$ км. Более строгий предел следует из значения периода пульсара в Крабовидной туманности (PSR 0531), равного 33 мс, или соответствующего расстояния, проходимого светом (10^4 км) за такое время.

До сих пор никому не удалось предложить какой-либо объект, кроме белого карлика или нейтронной звезды, параметры которого совместимы с требуемыми энергией и размером пульсара. И никакой другой механизм точного сохранения временных характеристик, кроме пульсаций или вращения, не получил всеобщего признания.

Привлекательная на первый взгляд модель белого карлика вскоре была отброшена в связи с трудностями, возникшими при объяснении значения периода и скорости его изменения со временем (независимо от неудачных попыток обнаружить с помощью телескопов хотя бы один белый карлик с координатами пульсаров). Если бы белый карлик совершал один оборот в секунду, то его экваториальная скорость превышала бы скорость убегания, поэтому можно было сразу исключить модель вращающегося белого карлика. В модели пульсирующего белого карлика основной период пульсаций больше 2 с, т. е. слишком велик для объяснения периодов пульсаров [28]. Правда, существует множество свидетельств в пользу возбуждения высших мод в некоторых типах звезд. Такие моды могли бы иметь нужный порядок величины периода. Однако в обычных случаях, когда в звездах наблюдаются подобные высшие моды, они смешаны с другими колебательными модами. Такое смешивание было бы несовместимо с точными периодами повторения импульсов. Кроме того, при колебательном процессе по мере потерь энергии почти всегда увеличивается частота колебаний (молекулярные колебания, колебания неидеально упругих струн, колебания газовых шаров и капель жидкости), тогда как для пульсаров характерно

увеличение периода. Поэтому отказались также и от интерпретации пульсара как пульсирующего белого карлика.

Еще одна возможность привлечь модель белого карлика — это поместить его на орбиту вокруг другого белого карлика. Однако значение вычисленного периода обращения ($P \sim 4$ с или больше) также делает эту модель неприемлемой для объяснения свойств пульсаров.

Если исключить белые карлики, то остаются только нейтронные звезды. Пульсирующая модель оказалась неприемлемой. Период пульсаций нейтронной звезды лежит в области миллисекунд [28], т. е. гораздо короче наблюдаемых периодов пульсаров. Легко было также исключить и модель, основанную на орбитальном движении. Правда, система из двух нейтронных звезд могла бы иметь период обращения, значения которого лежат в области от миллисекунды до секунд. Однако при этом гравитационное излучение было бы слишком велико, время жизни системы очень мало [29], но, что самое важное, период бы уменьшался со временем, что противоречит данным наблюдений.

Поэтому единственной оставшейся моделью является модель вращающейся нейтронной звезды. В этой модели наблюдаемые периоды легко объясняются, так как:

1) скорость на поверхности даже для самой короткопериодической нейтронной звезды ($\approx 20 \text{ км} \cdot 2\pi/0,033 \text{ с} \approx 4000 \text{ км/с}$) незначительна по сравнению со скоростью, при которой происходит потеря массы:

$$v \sim (2GM/R)^{1/2} \sim 10^5 \text{ км/с};$$

2) момент количества движения, вычисленный в рамках модели нейтронной звезды:

$$I\omega \sim 4 \cdot 10^{44} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot 200 \text{ рад/с} \sim 10^{47} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с},$$

меньше, чем момент количества движения такой типичной звезды, как Солнце ($1,7 \cdot 10^{48} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$ или больше, согласно Дикке), а поэтому совместим с гипотезой образования нейтронной звезды в результате коллапса массивного тела;

3) постепенное замедление вращения в любой момент времени совпадает с ожидаемым за счет потери энергии вращения;

4) обзор всех механизмов, предложенных для объяснения энергетики Крабовидной туманности и опубликованный незадолго до открытия пульсаров [30], содержал вывод о том, что «энергия вращения самой [нейтронной] звезды или энергия движения как целого ионных облаков, выброшенных при ее образовании, по-видимому, является преобладающим источником [по сравнению с колебательной или тепловой энергиями] и заслуживает дальнейших исследований... Вероятно, этот механизм [энергия вращения] может быть эффективным только тогда,

когда магнитное поле остаточной нейтронной звезды сильно взаимодействует с окружающими ионными облаками».

Если принять, что пульсары — это нейтронные звезды, то необходимо задать три главных вопроса: 1) каков преобладающий механизм потери энергии вращения, 2) каков механизм испускания импульсов и 3) почему в двух случаях внезапно скачком уменьшился период?

Сразу же привлекают внимание два механизма потери энергии вращения: магнитное дипольное излучение и квадрупольное гравитационное излучение. В первом механизме энергия передается окружающей плазме, во втором — излучается непосредственно в окружающее пространство. Тот факт, что энергия должна передаваться плазме, подсказывается огромным выходом энергии из Крабовидной туманности. Если бы интенсивность излучения всегда была такой, как сейчас, то, согласно простым оценкам, высокоэнергичные электроны потеряли бы всю свою энергию за время порядка года. Но Крабовидная туманность излучает уже в течение 900 лет. Не является ли в связи с этим вращающаяся нейтронная звезда источником большей части этой энергии (табл. 5)? Кроме того, можно ожидать, что подобная звезда, образовавшаяся в процессе коллапса звезды с белым карликом в качестве ядра, сохранит первоначальный магнитный поток точно так же, как и ее предшественник, может быть, сохранил в свою очередь поток первоначальной звезды главной последовательности. Поэтому магнитное поле напряженностью 100 Гс для звезды с ядром $7 \cdot 10^{10}$ см в диаметре преобразуется в $100 \text{ Гс} \times (7 \cdot 10^{10} \text{ см} / 2 \cdot 10^6 \text{ см})^2 = 1,2 \cdot 10^{11}$ Гс. В рамках теории магнитогидродинамической устойчивости можно поставить также вопрос о том, является ли стабильным процесс выстраивания магнитного момента в направлении, параллельном оси вращения. Тогда можно считать, что магнитный момент, по очень грубой оценке, имеет перпендикулярную оси вращения составляющую порядка $m_{\perp} \sim 10^{25}$ Гс·см² и вращается вместе с нейтронной звездой. Такой ротатор будет действовать как магнитодипольный излучатель, теряя энергию со скоростью

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{маг}} &= -\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \omega^2\right)_{\text{маг}} = (2m_{\perp}^2 / 3c^3) \omega^4 = \\ &= \frac{1}{6c^3} a^6 B^2 \omega^4 \sin^2 \alpha. \end{aligned}$$

Здесь B — напряженность магнитного поля, α — угол между осью вращения и осью магнитного диполя, a — радиус нейтронной звезды [31]. Значение m_{\perp} ,[†] требуемое для объяснения наблюдаемого замедления вращения пульсара в Крабовидной туманности, имеет разумный порядок величины (табл. 5), как и в случае дру-

Таблица 5

Баланс энергии для пульсара в Крабовидной туманности

Эффект	Мощность в предположении, что расстояние	
	$5 \cdot 10^{21}$ см	$3 \cdot 10^{21}$ см
Наблюдаемый выход излучения из самого пульсара в Крабовидной туманности (преимущественно в рентгеновской области; в видимой в 10^2 раз меньше; в радио — в 10^4 раз меньше) [27], эрг/с	$0,48 \cdot 10^{36}$	$0,17 \cdot 10^{36}$
Наблюдаемый выход излучения из Крабовидной туманности (радиус ≈ 3 световых года; полагают, что оно обусловлено пульсаром в Крабовидной туманности) [30], эрг/с	$6 \cdot 10^{37}$	$2 \cdot 10^{37}$
Вычисленная потери энергии нейтронной звездой (масса $0,405 M_{\odot}$, радиус 20,8 км, плотность в центре $3 \cdot 10^{14}$ г/см ³ , момент инерции $4,4 \times 10^{44}$ г·см ² , период вращения $P=33$ мс, энергия вращения $7,9 \cdot 10^{48}$ эрг, скорость замедления $\dot{P} = 13,5$ мкс/год) [30], эрг/с		$2,0 \cdot 10^{38}$
Компонента магнитного дипольного момента, перпендикулярная оси вращения и необходимая, чтобы дать наблюдаемую скорость замедления, если замедление вращения объясняется только магнитным излучением с частотой 30 Гц [32], Гс·см ³		$2,5 \cdot 10^{30}$
Эквивалентное «эффективное магнитное поле» [31] ($\alpha = \pi/4$), Гс		$1,2 \cdot 10^{11}$
Эксцентриситет $\epsilon = (a-b)/\sqrt{ab}$ нейтронной звезды в экваториальной плоскости, необходимый для объяснения наблюдаемой скорости замедления вращения в предположении, что гравитационное излучение является преобладающим механизмом потери энергии [32] (упрощенная модель с однородной плотностью!)		$\epsilon = 1,1 \cdot 10^{-3}$, откуда $(a-b) \approx 23$ м

гих пульсаров. «Параметр замедления вращения» для этого механизма замедления равен 3 (излучаемая мощность пропорциональна ω^4).

Интенсивность любой электромагнитной волны можно охарактеризовать параметром

$$f = eE/m_e c \omega,$$

где E — напряженность электрического поля волны. В большин-

стве астрономических и лабораторных ситуаций $f \ll 1$; но в случае волн с частотой 30 Гц, идущих от пульсара в Крабовидной туманности, этот «параметр интенсивности» меняется от $f \approx 10^{11}$ на световом цилиндре (радиус $c/\omega \approx 1,5 \cdot 10^8$ см) до $f \approx 10$ на границе туманности (радиус $\sim 3 \cdot 10^{18}$ см). В этой ситуации пробный электрон под воздействием волны приобретает релятивистскую энергию с фактором Лоренца $\gamma \approx f$. Волны с частотой 30 Гц могут распространяться в плазме с электронной концентрацией n_e при условии, что $n_e \leq 10^{-5} f$ см $^{-3}$. В противном случае их давление приведет к выбросу плазмы, возможно, со скоростью $\sim c$.

Таким образом, излучаемая энергия будет идти на ускорение частиц, но в какой области, до каких энергий будут ускоряться частицы и к каким следствиям это приведет — все это сложные вопросы, на которые физика плазмы еще не дала ответа. Всего загадочнее, как образуются короткие четкие импульсы с их характерной формой: определяется ли форма импульса геометрией магнитного поля у поверхности звезды, образуют ли все пульсары одинаковый волновой фронт импульса, который, однако, имеет различную форму в зависимости от углов между осью вращения и лучом зрения? Почти во всех теориях механизма излучения требуется присутствие плазмы в «магнитосфере» вокруг пульсара, поэтому формулы для излучения вращающегося диполя «в вакууме» не могут дать абсолютно точный результат. Тем не менее проведенные теоретические исследования показывают, что с точностью до порядка величины они остаются справедливыми; однако если давление плазмы достаточно для восстановления радиальной конфигурации поля, то предполагаемый параметр замедления n меньше 3.

Помимо потерь энергии через электромагнитное взаимодействие, имеют место потери на гравитационное излучение, причем только тогда, когда нарушена симметрия нейтронной звезды относительно оси вращения («изменяющийся со временем квадрупольный момент»). Обозначим через

$$\varepsilon = (a - b)/(ab)^{1/2}$$

эксцентриситет в экваториальной плоскости, а через I — момент инерции. Тогда темпы потери энергии на излучение в упрощенной модели системы с однородной плотностью будут

$$-\frac{dE}{dt} = (288G/45c^5) (I\varepsilon\omega^3)^2,$$

а параметр замедления вращения равен 5.

Простейший путь получить ответ, какое излучение: магнитодипольное или гравитационное квадрупольное, преобладает в процессе замедления, — это измерить показатель замедления вращения. К сожалению, вторая производная периода известна

в настоящее время только для пульсара в Крабовидной туманности. Для этого объекта у нас есть два различных значения второй производной: одно, полученное с помощью радионаблюдений в течение около 8 месяцев, дает [23]

$$n = 2,6 \pm 0,6,$$

что совместимо с преобладанием магнитного, а не гравитационного излучения; второе, полученное по наблюдениям оптических импульсов в течение примерно 2 лет, дает [22]

$$n = 2,42 \pm 0,22.$$

Не следует придавать большого значения ни одной из этих цифр, так как оба типа измерений были проделаны до того, как была признана, прежде всего благодаря более поздней работе наблюдавших групп, возможность того, что звездотрясение, даже очень слабое, способно изменить наблюдаемые значения P и n .

Параметр замедления, равный 5,— один из тестов гравитационного излучения. Разумность значений эксцентриситета, необходимого для объяснения наблюдаемой потери энергии,— это другой тест. Что дает этот тест? Чтобы потери на гравитационное излучение преобладали в процессе замедления вращения пульсара в Крабовидной туманности, требуется отклонение от сферичности в экваториальной плоскости порядка 10 м (табл. 5). Оценено, что магнитное поле напряженностью 10^{11} Гс, действующее на звезду с плотностью, равной плотности ядерного вещества, в области сильного поля может «поднять» вещество на высоту менее 1 мкм! Пока никто не знает, как другим путем, исходя только из фундаментальных принципов, вычислить естественное возникновение разности высот 10 м. Но мы можем с уверенностью сказать, что если бы нейтронная звезда была целиком жидкой и вращалась бы так же «медленно», как и в настоящее время, то она не имела бы экваториального эксцентриситета. Однако в прошлом она вращалась гораздо быстрее и не была жидкой. Кроме того, сферическая капля идеальной несжимаемой жидкости при достаточно быстром вращении имеет равновесную конфигурацию в виде вытянутого сфероида, главная ось которого перпендикулярна оси вращения [32] (эксцентриситет положителен!). Вычислено, что толщина коры нейтронной звезды (плотность от 10^9 до $5 \cdot 10^{13}$ г/см³) составляет от нескольких сот метров до нескольких километров, в зависимости от массы нейтронной звезды. А вычисленная температура плавления кулоновской решетки, согласно грубой оценке— порядка 10^9 К [33], превышает температуру звезды уже через сравнительно небольшое время после ее образования. Таким образом, первоначальная деформация может остаться замороженной. Но сможет ли выпуклость в 10 м остаться замороженной?

Один из способов найти ответ на этот вопрос — принять непосредственно гравитационное излучение от пульсара в Крабовидной туманности. Излучение с энергией порядка 10^{38} эрг/с, идущее с расстояния $5 \cdot 10^{21}$ см, вызовет поток гравитационного излучения на Земле $3 \cdot 10^{-7}$ эрг/(см²·с) строго определенной частоты, и такое излучение вполне можно принимать.

Другой способ проверки существования неровностей порядка 10 м — это исследование звездотрясений, вызванных возможными скачкообразными изменениями формы нейтронной звезды по мере того, как она, замедляясь, превращается из сплюснутого сфероида в шар. Скачки периода, наблюдавшиеся у пульсара в созвездии Парусов (PSR 8033 — 45) и у пульсара в Крабовидной туманности (PSR 0531 + 21), интерпретировались «звездотрясениями», обусловленными внезапным высвобождением энергии механических напряжений в коре. Наблюдаемое изменение периода приводит к изменению момента инерции, которое в свою очередь вызывает изменение размеров: порядка 1 см в одном случае и нескольких десятых долей миллиметра — в другом. Разумно спросить: если нейтронная звезда не в состоянии выдержать такое отклонение от равновесной конфигурации, то как может удержаться выпуклость в 23 м? Хотя этот вопрос чрезвычайно прост, ответ на него не столь прост, как кажется!

3.2. Кора и недра нейтронной звезды

Оставим пока проблему гравитационного излучения и обратимся теперь к коре и недрам нейтронной звезды — проблемам, представляющим самостоятельный интерес. В табл. 6 приведены результаты расчетов изменений давления, плотности и состава в зависимости от глубины в недрах нейтронной звезды. Они получены при двух предположениях: 1) идеального случая полного выгорания вплоть до конечной стадии термоядерной эволюции и 2) неполного ядерного сгорания (например, водород превратился в гелий, но процесс еще не дошел до железа) и образования соединений (таких, как, например, FeHe, расположенных в верхних слоях). Соединение FeHe помещено в последней колонке табл. 6 только в качестве иллюстрации — никому еще не удалось рассчитать течение термоядерных процессов во время коллапса белого карлика настолько подробно, чтобы можно было точно указать, какое ядерное вещество и в каком количестве будет получено в верхних слоях образующейся нейтронной звезды. Основной чертой процесса является неполное выгорание, что предполагает присутствие в каждом заданном слое более чем одного вида ядерного вещества. Кроме того, давления настолько огромны, а плотности столь велики (10^8 г/см³ $< \rho < 10^{12}$ г/см³), что эти ядра практически оказываются окружен-

ными идеальным вырожденным электронным газом. При этих условиях вещество может и будет кристаллизоваться [34]. Многокомпонентная решетка, возможно, усложняет «геологию» нейтронной звезды. Однако более простой случай — случай бинарной решетки — поддается детальному анализу. Дайсон [35] нашел, что наиболее устойчивая конфигурация задается решеткой со структурой, подобной кристаллам NaCl, при отношении между электрическими зарядами двух типов составляющих ядер, равном 0,07 (поэтому в качестве иллюстрации в табл. 6 и приведено соединение FeHe).

История предыдущего течения ядерных реакций, запечатленная в составе коры на различных уровнях, начисто стирается в зоне, расположенной ниже определенной глубины. Ниже границы, соответствующей плотности $\rho \sim 3 \cdot 10^{11}$ г/см³, становятся существенными ядерные реакции, проходящие с увеличением и уменьшением числа нейтронов, в результате которых вещество быстро переходит в «стандартное конечное состояние», однозначно определяемое плотностью (табл. 6).

Таблица 6

Свойства сверхплотной звезды с плотностью в центре $3 \cdot 10^{13}$ г/см³

Вычисления основаны на уравнении состояния Гаррисона—Торна—Вакано—Уилера [5].
Расчетная масса равна $0,18 M_{\odot}$.

Радиальная координата Шварцшильда, км (приблизительно)	Плотность, г/см ³	Давление, г/(см·с ²)	Преобладающие ядра в идеализированной нейтронной звезде при полном завершении термоядерной эволюции	Образец возможного состава реальной нейтронной звезды (неполное термоядерное сгорание)
210 (верхний слой ~1 см) . . .	Газ	Газ	²⁶ Fe ⁵⁶	Газообразное железо
210 (следующие несколько см)	7,85	0	²⁶ Fe ⁵⁶	Кора { Соединение FeHe То же " " " "
170	$8,00 \cdot 10^6$	$8,96 \cdot 10^{23}$	²⁶ Fe ⁵⁶	
50	$1,67 \cdot 10^{10}$	$1,56 \cdot 10^{28}$	³¹ Ga ⁷⁸	
30	$3,18 \cdot 10^{11}$	$5,83 \cdot 10^{29}$	³⁹ Y ¹²²	
20	$4,5 \cdot 10^{12}$	$6,62 \cdot 10^{30}$	{ Ферми-газ: нейтроны, протоны, электроны	Ядро { Сверхтекучая нейтронная жидкость, сверхпроводящие протоны, вырожденные электроны
2	$3,49 \cdot 10^{13}$	$1,85 \cdot 10^{32}$		

При плотности порядка $5 \cdot 10^{13}$ и более ядра как таковые исчезают и преобладают нейтроны. Протоны (и электроны) не столь многочисленны: их на порядок меньше. Гинзбург и Киржниц [36] показали, что эти нейтроны должны образовывать сверхпроводящую жидкость Бардина—Купера—Шриффера. Вычислено, что температура перехода от сверхпроводящей к нормальной жидкости, зависящая от нейтрон-нейтронных обменных сил, $T \sim 3 \cdot 10^9$ К и более, ниже предполагаемой температуры в центре нейтронной звезды в момент ее образования ($\sim 10^{12}$ К), но больше, чем температура звезды спустя год после ее образования ($\sim 10^7$ К) [37].

Нейтронная сверхпроводящая жидкость несет значительную часть момента количества движения нейтронной звезды. Однако эта часть момента количества движения не распределена однородно по всей жидкости. Она сконцентрирована в области квантованных вихревых линий, причем расстояния между этими линиями порядка 10^{-2} см. Свидетельства существования подобных вихревых линий были найдены при исследовании сверхпроводящего гелия, и есть все основания полагать, что они должны существовать и в нейтронной сверхпроводящей жидкости. Благодаря им в сверхпроводящей нейтронной жидкости возможно распространение волн Ткаченко—Дайсона [38] со скоростью порядка 1 см/с (набегающие волны плотности, аналогичные эффекту, создаваемому порывами ветра на пшеничном поле).

Протонный газ также подвержен действию протон-протонных обменных сил и, следовательно, согласно Бейму, Петуку и Пайнсу [39], должен быть сверхпроводником Бардина—Купера Шриффера. Согласно расчетам, температура перехода в сверхпроводящее состояние превышает 10^9 К. Бейм и др. считают, что эта сверхпроводящая протонная среда не выталкивает магнитное поле нейтронной звезды (оцениваемое в $\sim 10^{11}$ или 10^{12} Гс), а направляет его внутрь звезды (сверхпроводник II типа; оцениваемое время жизни по отношению к выталкиванию или распаду поля порядка 10^{13} лет).

Электронный газ, протонный сверхпроводник, нейтронная сверхпроводящая жидкость и кристаллическая кора связаны между собой магнитным полем. По расчетам, эта связь должна оказывать существенное влияние на скорость вращения коры («звездотрясение» [40]). Скорость вращения коры не должна сразу же подстраиваться, чтобы прийти в соответствие с новыми, меньшими значениями момента инерции, а должны наблюдаться явления релаксации. Выявление нескольких времен релаксации, несомненно, поможет проверить и расширить имеющуюся у нас предварительную информацию о внутреннем строении нейтронной звезды, а также даст информацию о ее массе и радиусе.

Центральным моментом в таком анализе являются высокоточные измерения времени прихода оптических и радиоимпульсов.

Итак, наземные измерения открывают перспективы изучения недр нейтронной звезды. Напротив, измерения с помощью космических аппаратов в инфракрасной (в области завала спектра

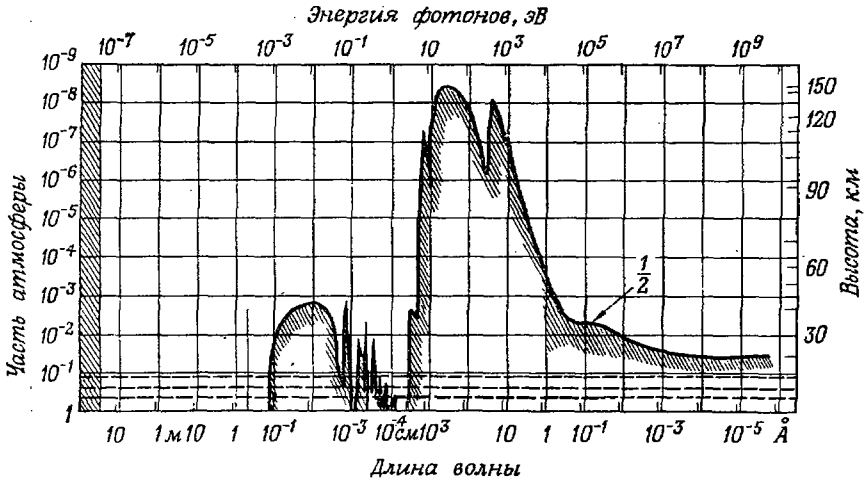


Рис. 6. Высота над поверхностью Земли, на которую необходимо поднять приемник, чтобы зарегистрировать более 50% приходящего космического электромагнитного излучения.

пульсара в Крабовидной туманности [41]), рентгеновской области и области гамма-излучения, свободные от атмосферного поглощения (рис. 6), обещают пролить свет на то, что происходит вне нейтронной звезды. Можно надеяться, что с помощью спектрального распределения и поляризации этого излучения удастся выяснить природу механизма излучения наблюдаемых импульсов, интенсивность и конфигурацию существующего там магнитного поля, а также электронную концентрацию. Пульсар в Крабовидной туманности излучает большую часть энергии в рентгеновской области. Если это справедливо и для других пульсаров, то рентгеновские телескопы, установленные на спутниках и применяемые только для этих целей, могут оказаться основными приборами для всей этой новой обширной области физики. В результате непродолжительных наблюдений посредством рентгеновских телескопов за пределами земной атмосферы было открыто целое семейство новых объектов. Некоторые из этих так называемых «рентгеновских звезд» могут иметь отношение к нейтронным звездам или другим сколлапсировавшим объектам.

СВЕРХНОВЫЕ

Физика образования нейтронной звезды гораздо сложнее, чем физика самой нейтронной звезды. Считается, что при этом процессе звезда (гигант на поздней стадии эволюции или звезда другого типа), имеющая плотное ядро радиусом несколько тысяч километров, коллапсирует с образованием компактного объекта радиусом несколько десятков километров. Это плотное ядро медленно эволюционировало в течение тысяч лет до такой стадии, при которой оно становится неустойчивым по отношению к гравитационному коллапсу. И это совсем не означает, что его масса точно равна $M \sim 1,3M_{\odot}$ (первый пик на рис. 2), оно может быть в 2, 5 или 10 раз массивнее, но все же не будет коллапсировать, если разогрето до достаточно высокой температуры. Но охлаждение такой системы автоматически приведет ее к коллапсу. Колгейт, Мей и Уайт [42, 43] с помощью ЭВМ в простейшем случае сферической симметрии провели исследование этого процесса. Вещество звезды начинает двигаться к центру, сначала медленно, затем все быстрее и быстрее с характерным временем ускорения менее десятой доли секунды. Вскоре значительная внутренняя часть этой массы — «сердцевина» (уже достаточно плотного ядра!) — становится достаточно компактной, что приводит к еще большему нарастанию гравитационных полей, сжимающих ядро. В результате ядро ускоряется быстрее, чем окружающая оболочка. В зависимости от того, будут ли масса ядра и кинетическая энергия имплозии достаточны, чтобы привести систему в состояние с плотностью больше ядерной и к полному гравитационному коллапсу, можно ожидать два совершенно различных результата. В результате полного коллапса образуется черная дыра (гл. 5). С другой стороны, когда масса или скорость имплозии слишком мала или когда обе эти величины малы одновременно, коллапс прекращается при ядерной или субъядерной плотности. Прекращение коллапса такой большой массы ведет к переходу колоссальной кинетической энергии в колоссальную тепловую энергию (температура $\sim 10^{12}\text{K}$), как если бы в центре системы был помещен огромный заряд динамита. Высокая температура приводит к большим давлениям. Оболочка, падающая медленнее, чем ядро, внезапно «ощущает» дав-

ление — процесс имплозии обращается, оболочка сбрасывается и дает поток космических лучей (по крайней мере 10^{-4} или 10^{-5} часть всей массы) и расширяющееся ионное облако (как, например, Крабовидная туманность; согласно оценкам, ее масса составляет существенную долю солнечной массы). Некоторые детали этого процесса, рассчитанные Колгейтом и Уайтом, изображены на рис. 7. Эти и другие исследователи работают над

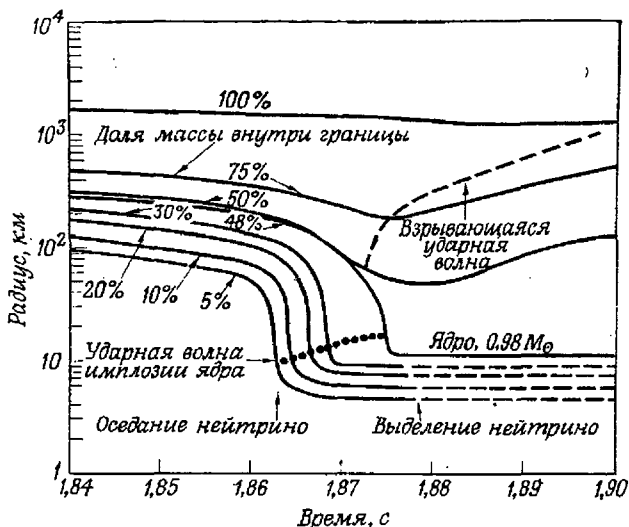


Рис. 7. Образование нейтронной звезды в результате имплозии внутренней части (49%) звезды высокой плотности и массы $2M_{\odot}$ (ядро позднего гиганта либо звезды другого типа) по Колгейту и Уайту [42]. Внутренняя область падает к центру все быстрее и быстрее. Высвобождаемая энергия выделяется в виде нейтрино. Сначала это излучение легко проникает сквозь внешние слои плотной звезды; вскоре эти внешние слои падают к центру и становятся достаточно плотными, чтобы поглощать нейтрино, излученные ядром. В веществе непосредственно за границами ядра генерируется ударная волна, при взрыве высвобождается достаточное количество энергии, чтобы привести к вспышке сверхновой.

моделями для расчета, которые смогут включить дополнительные детали. Особый интерес представляют относительные вклады двух противоположных факторов: 1) ядерных реакций в ядре и оболочке, которые при определенных условиях могут протекать настолько быстро, что способны разогреть систему раньше времени, тем самым вновь «воспламенив» звезду и «испортив» процесс имплозии, и 2) момента количества движения.

Лебланк и Уилсон [44] на простом примере показали, какую важную роль в изменении характера имплозии могут играть вращения и магнитные поля, связанные с вращением. По мере того

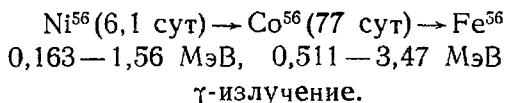
как центральная часть сжимается, скорость ее вращения в соответствии с законом сохранения момента количества движения все увеличивается, так что магнитные силовые линии «наматываются» как нить на шпульку. Расталкивание Фарадея—Максвелла между силовыми линиями заставляет эту «шпульку» вытягиваться. Силовые линии связаны с веществом, поэтому с полюсов выбрасываются наружу струи вещества. Интересно было бы проанализировать, как эти эффекты изменятся, если включить в расчеты все детали физических процессов, которые были учтены в анализе Колгейта—Мея—Уайта, а также ядерные реакции!

Чем дальше продвигаются расчеты имплозии сверхновых, тем глубже мы проникаем в феноменологию процессов, ведущих как к образованию нейтронных звезд, так и к образованию черных дыр. Для более подробного изучения физических процессов и знакомства с литературой по этой проблеме рекомендуем обратиться к книгам Зельдовича и Новикова [45], а также Шкловского [46] или к обзорной статье Уилера [30]. Если отвлечься от осколков при взрыве и самой нейтронной звезды, то что можно узнать о самом взрыве и о том, что происходит в течение нескольких месяцев после него? В видимом диапазоне были хорошо изучены полученные в этом столетии кривые блеска не только многочисленных сверхновых, вспыхнувших в других галактиках, но также (путем сопоставления записей в исторических хрониках, дающих ночь за ночью сравнение со звездами известной звездной величины) сверхновых, вспыхнувших несколько веков назад в нашей Галактике. Если яркость взорванной в атмосфере атомной бомбы достигает максимума только через 10 с после взрыва, когда фэйрбол достигнет необходимых размеров, то не удивительно, что максимум блеска сверхновой в видимой области достигается только через несколько суток. Согласно Колгейту [47], из более детального изучения гидродинамики сверхновых следует, что слои, расположенные друг за другом в оболочке, поочередно должны становиться основными источниками излучения с температурой, характерной для каждого из них. Следовательно, кривая зависимости температуры от времени должна служить средством анализа гидродинамики оболочки. Значительное расширение оболочки начинается в тот момент, когда из ядра на ее внешнюю поверхность приходит ударная волна, которая затем возвращается внутрь звезды как волна разрежения. Наружный слой разлетается в виде частиц, имеющих релятивистские скорости, а более глубокие слои при этом выбросе тормозятся расположенным снаружи веществом все сильнее и поэтому достигают все меньших скоростей.

Представляется естественным рассмотреть в качестве предсверхновой гигант позднего спектрального класса с плотным

ядром и очень разреженной, но очень протяженной оболочкой. Для простоты Колгейт [47] проанализировал динамику одного только ядра такой звезды с массой $M \approx 5M_{\odot}$. Согласно его расчетам, поверхностный слой, разогретый ударной волной и эффектом Доплера, генерирует вспышку в виде фотонов с энергией ≈ 2 Гэв длительностью $\approx 10^{-5}$ с. Вслед за этим пиком температура излучения очень быстро падает. Ожидается, что полный поток энергии от сверхновой такого типа, расположенной на типичном для нашей Галактики расстоянии 10^4 пс, регистрируемый приемником, помещенным над верхней границей атмосферы Земли, будет равен ≈ 50 эрг/см². По оценке Колгейта, соответствующим образом сконструированный приемник гамма-излучения, помещенный на космическом аппарате, должен регистрировать подобные вспышки сверхновых в соседних галактиках с частотой порядка десяти в год.

Наряду с гамма-излучением и рентгеновским излучением, генерируемыми во время вспышки и тотчас же после нее непосредственно тепловым излучением, в результате радиоактивного распада продуктов термоядерных реакций будут испускаться гамма-лучи с вполне определенными энергиями. Эти гамма-лучи можно использовать для анализа нуклеосинтеза. В качестве отправной модели Клейтон, Колгейт и Фишмен [48] рассмотрели звезду с очень высоким содержанием кремния, достигнутым вследствие ранней термоядерной эволюции. Анализировался коллапс этой звезды в нейтронную звезду, причем в процессе коллапса сбрасывалась оболочка массой $\approx 0,5M_{\odot}$. Было вычислено, что под действием ударной волны, генерируемой при сбрасывании этой массы, значительная часть «будущей» оболочки разогревается до температуры $\approx 5 \cdot 10^9$ К и достигает плотности $\approx 1,3 \cdot 10^7$ г/см³, а расширение длится $\approx 0,1$ с. Как следует из оценок, эти условия благоприятны для превращения Si^{28} в Ni^{56} с последующим бета-распадом:



Согласно оценкам, образуется $\approx 0,16M_{\odot}$ Ni^{56} , а расчетный выход гамма-излучения составляет $\sim 10^{49}$ эрг за время более $\sim 10^6$ с. Из наблюдений сверхновой, проведенных Тихо Браге в видимом диапазоне, действительно можно независимо получить энергию такого порядка величины и за такой же промежуток времени.

Один из типов приемников такого характеристического гамма-излучения должен быть чувствителен в области от 0,5 до 3 МэВ и должен устанавливаться на спутнике, чтобы избежать поглощения земной атмосферой (рис. 6). Колгейт и др. [48]

оценили, что такой прибор способен детектировать $4 \cdot 10^{-5}$ фотонов/(см²·с). Он должен принимать характеристическое излучение от сверхновой $\sim 10^{-3}$ гамма-кванта/(см²·с) с расстояния 10^6 пс и выделять сигнал от источника сверхновой, удаленного на 10^7 пс. Учитывая, что на таком расстоянии от нас находится примерно 3000 галактик, и принимая, что частота вспышек сверхновых в галактике порядка одной в 30 лет [49], приходим к оценке порядка десятка или, возможно, даже сотни явлений в год, которые можно зарегистрировать. Это пример наблюдений с космического аппарата, который может внести вклад в наши знания о нуклеосинтезе и гидродинамике вспышек сверхновых.

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Если ядро коллапсирующей звезды слишком массивно, или кинетическая энергия при сжатии слишком велика, или выполняются оба эти условия одновременно, то с приближением к ядерной плотности процесс имплозии может замедлиться, но остановить имплозию ядерные силы не в состоянии. Гравитационные силы все более преобладают, система проскакивает через стадию нейтронной звезды — происходит полный коллапс. Образующуюся при этом систему называли по-разному: «непрерывный коллапс», «застывшая звезда» или «черная дыра». Каждый из этих терминов подчеркивает разные аспекты сколлапсировавшей системы. Коллапс «непрерывный», потому что даже спустя бесконечное время по часам удаленного наблюдателя он все еще не будет завершен. Однако отклонение от радиуса Шварцшильда $r=2m$ опять же с точки зрения удаленного наблюдателя уменьшается экспоненциально с характерным временем порядка $2m$ (10 мкс, или путь, проходимый светом 3 км, для объекта массой $1M_{\odot}$). В этом смысле система является «застывшей звездой». В другом смысле — по отношению к тому, кто движется вместе с коллапсирующим веществом, — система вовсе не является застывшей. Напротив, ее размеры за конечное и очень малое собственное время уменьшаются до очень малых значений. Кроме того, извне сферически симметричная система кажется черной — свет не может ее покинуть, а свет, приходящий извне, падает на нее так же, как и приходящая извне частица. Падающий «метровый стержень» не в состоянии измерить размеры такого объекта. Этот «стержень» будет разорван на части приливными силами, и обломки упадут в черную дыру, не оставив никаких следов. Во всех отношениях данная система является черной дырой.

Черные дыры могут образовываться по крайней мере в результате трех процессов: 1) прямого катастрофического гравитационного коллапса звезды с плотным ядром, при котором без остановки проходятся плотности, характерные для нейтронной звезды; 2) двухступенчатого процесса, при котором звезда с плотным ядром сначала коллапсирует с образованием горячей нейтронной звезды, а затем, охлаждаясь, коллапсирует с образованием черной дыры; 3) многоступенчатого процесса, при

котором сначала образуется устойчивая нейтронная звезда, а затем вследствие непрерывной аккреции вещества ее масса будет расти и в конце концов превысит значение, необходимое для начала коллапса.

Процессы, происходящие при коллапсе, подробно анализируются нами для сферически симметричной системы (разд. 5.1—5.3). Методом возмущений анализируются также малые отклонения от сферической симметрии (разд. 5.4). Однако в более общем и очень важном случае значительных отклонений от сферической симметрии было рассмотрено только несколько сильно идеализированных и упрощенных ситуаций; эта захватывающая область в основном не исследована. Нетрудно сформулировать главный вопрос: всякая ли система после полного гравитационного коллапса переходит в некоторое «стандартное конечное состояние», однозначно определяемое только ее массой, моментом количества движения и зарядом или каким-либо еще параметром (разд. 5.7)? Наблюдения рентгеновского, гамма- и инфракрасного излучений при аккреции вещества на сколлапсировавшие объекты с помощью космических аппаратов весьма привлекательны и вполне реальны.

5.1. Коллапс сферически симметричного пылевого облака

Пусть облако пыли имеет плотность 10^{-16} г/см³ и радиус $1,7 \cdot 10^{19}$ см (масса $= 2 \cdot 10^{42}$ г $= 10^9 M_{\odot} = 1,5 \cdot 10^{14}$ см). Пусть далее это облако сжимается под действием собственных сил гравитации до тех пор, пока его радиус не уменьшится до 10^{-5} первоначального значения, т. е. до $1,7 \cdot 10^{14}$ см. При этом плотность возрастет в 10^{15} раз, или до 10^{-1} г/см³, т. е. пыль все еще останется пылью и не возникает давления, способного остановить продолжающийся процесс коллапса. Однако, несмотря на обычный характер локальной динамики, глобальная динамика явно приблизилась к крайне релятивистским условиям. Как же тогда правильно описать, что происходит?

Были даны разные варианты трактовки этой проблемы — от оригинального анализа Ошнгеймера и Снайдера [50] до трактовки Клейна и др. [51, 52]. Для наших целей простейшим примером является подход Бекедорфа и Мизнера [53], в котором геометрия пылевого облака подобна геометрии Вселенной Фридмана: 3-сфера постоянной кривизны. Радиус кривизны a связан с собственным временем τ (в системе, связанной с любой пробной частицей) посредством параметрического соотношения:

$$\begin{aligned} a &= (a_0/2)(1 + \cos \eta), \\ \tau &= (a_0/2)(\eta + \cos \eta). \end{aligned}$$

Здесь дифференциал $d\eta$ «временного параметра» η определяет «расстояние по дуге» вдоль 3-сферы, проходимое за соответствующий отрезок времени:

$$d \text{ (длина дуги в радианах)} = \frac{d \text{ (расстояние, проходимое фотоном)}}{\text{радиус}} = = d\tau/a = d\eta.$$

Геометрия внутри 3-сферы задается метрикой

$$ds^2 = a^2(\eta) [-d\eta^2 + d\chi^2 + \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)].$$

Если бы сфера была полной, то угол пробегал бы значения от $\chi=0$ до $\chi=\pi$. Но в действительности это не так, и угол пробегает значение от $\chi=0$ (центр облака) до $\chi=\chi_0$ (поверхность облака), где

$$r_0 = a_0 \sin \chi_0$$

есть радиус облака в координатах Шварцшильда в момент времени, когда оно начинает сжиматься ($\tau=0$).

Плотность облака в начальный момент времени задается обычной формулой для плотности Фридмановской Вселенной:

$$\rho_0 = 3/8\pi a_0^2.$$

Масса облака равна

$$m = 4\pi \int_0^{r_0} \rho_0 r^2 dr = (3/2) a_0 \int_0^{\chi_0} \sin^2 \chi d\chi = = (3a_0/8) (2\chi_0 - \sin 2\chi_0) \approx a_0 \chi_0^3/2.$$

В процессе коллапса все большая и большая часть гравитационной потенциальной энергии пылевого облака превращается в его кинетическую энергию, однако полная масса-энергия остается постоянной. Величина m (измеряемая, например, через время обращения планеты по кеплеровской орбите) не меняется. Вне этого пылевого облака геометрия остается статической геометрией Шварцшильда (теорема Биркгофа):

$$ds^2 = -(1 - 2m/r) dt^2 + (1 - 2m/r)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2).$$

Геометрия Фридмана и геометрия Шварцшильда сшиваются на границе облака. Частица, находящаяся на этой границе, должна падать согласно закону

$$r = r(\tau),$$

задаваемому решением Фридмана, а также согласно другому закону движения

$$r = r(t),$$

вычисленному в рамках геометрии Шварцшильда. Но оба эти

закона движения должны совпадать — и так оно и есть! Этим фактом проверяется согласованность двух геометрий. Точнее, закон падения пробной частицы в метрике Шварцшильда задается той же самой циклоидой, которая используется во Фридмановской модели Вселенной и даже для описания падения пробной частицы в элементарной ньютоновской физике:

$$\left. \begin{aligned} r &= (r_0/2) (1 + \cos \eta), \\ \tau &= (r_0/2m)^{1/2} (r_0/2) (\eta + \sin \eta), \end{aligned} \right\} \text{ модель Шварцшильда}$$

$$\left. \begin{aligned} r &= (a_0/2) \sin \chi_0 (1 + \cos \eta), \\ \tau &= (a_0/2) (\eta + \sin \eta). \end{aligned} \right\} \text{ модель Фридмана}$$

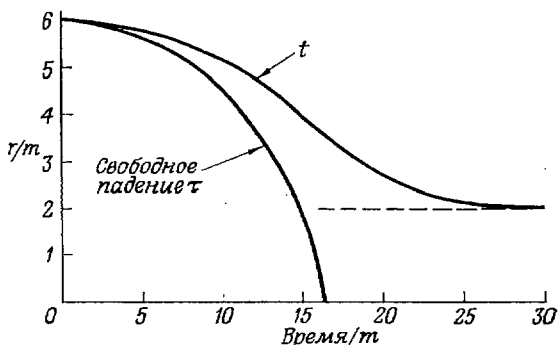


Рис. 8. Падение на шварцшильдовскую черную дыру с точки зрения сопутствующего (собственное время τ) и удаленного (шварцшильдовское время t) наблюдателей.

Из тождественности двух выражений следует

$$r_0 = a_0 \sin \chi_0,$$

$$m = r_0^3 / 2a_0^2 = 4\pi r_0^3 / 3.$$

Хотя собственное время одно и то же в обеих геометриях, для свободной частицы, находящейся на внешней поверхности, координатное время сильно различается (рис. 8). Итак, в геометрии Фридмана координатное время t совпадает с собственным временем τ , но в геометрии Шварцшильда, в которой движется эта пробная частица, имеем

$$d\tau^2 = (1 - 2m/r) dt^2 - dr^2 / (1 - 2m/r),$$

$$t = 2m \left\{ \ln \frac{[(r_0/2m) - 1]^{1/2} + \operatorname{tg}(\eta/2)}{[(r_0/2m) - 1]^{1/2} - \operatorname{tg}(\eta/2)} + \left(\frac{r_0}{2m} - 1\right)^{1/2} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\eta + \frac{r_0}{4m} (\eta + \sin \eta) \right] \right\}.$$

Для анализа конечных стадий коллапса часто нет необходимости в точном значении $r=r_0$ в начале коллапса. Таким образом, мы приходим к пределу $r_0 \rightarrow \infty$. В этом случае удобно также принять в качестве начала отсчета собственного времени момент окончания коллапса. В этом пределе мы получаем:

$$r = r,$$

$$\tau/2m = - (2/3) (r/2m)^{3/2},$$

$$t/2m = - (2/3) (r/2m)^{3/2} - 2 (r/2m)^{1/2} + \ln [(r/2m)^{1/2} + 1] \times \\ \times [(r/2m)^{1/2} - 1]^{-1}.$$

Тогда при больших отрицательных временах (частица находится далеко и очень медленно приближается) имеем

$$r = (9m\tau^2/2)^{1/3} \approx (9mt^2/2)^{1/3},$$

независимо от того, используем ли мы координатное или собственное время. Тем не менее имеются существенные различия в том, как происходит полный коллапс при оценке с точки зрения собственного времени пробной частицы:

$$r = (9m\tau^2/2)^{1/3} \text{ при } \tau \rightarrow -0,$$

и все более и более медленным приближении к $r=2m$, проявляющемся в координатном шварцшильдовском времени t (время удаленного наблюдателя):

$$(r/2m) = 1 + 4e^{-\tau/2m} e^{-t/2m}.$$

Метрические коэффициенты в области движения, видимой из удаленной точки, ведут себя следующим образом:

$$e^\lambda \approx (1/4) e^{\tau/2m} e^{t/2m} \rightarrow \infty,$$

$$e^\nu \approx 4e^{-\tau/2m} e^{-t/2m} \rightarrow 0$$

(просто координатные особенности). Несмотря на наличие этих сингулярностей, в метрике при $r=2m$ не возникает никаких физических особенностей. Таким образом, билинейная скалярная кривизна стремится к конечному значению:

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} R^{\alpha\beta\gamma\delta} = (3/4)m^4,$$

а плотность вещества в облаке приближается к значению

$$\rho = (2 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3) (M_\odot/M)^2.$$

Свет, испущенный частицей с границы пылевого облака, прежде чем оно достигает шварцшильдовского радиуса, всегда сможет

покинуть облако, если излучается наружу в радиальном направлении. Однако если он излучается под углом к радиальному направлению в собственной локально лоренцевой системе отсчета, то этот угол станет еще больше в локально лоренцевой системе, для которой радиальная скорость равна нулю (и, конечно, тангенциальная скорость равна нулю) в рассматриваемый момент времени. Если фотон не будет испущен внутри допустимого конуса, изображенного на рис. 9, то он будет захвачен черной дырой. Когда облако пыли сожмется до шварцшильдовского радиуса, то этот конус исчезнет. Луч света, испущенный частицей

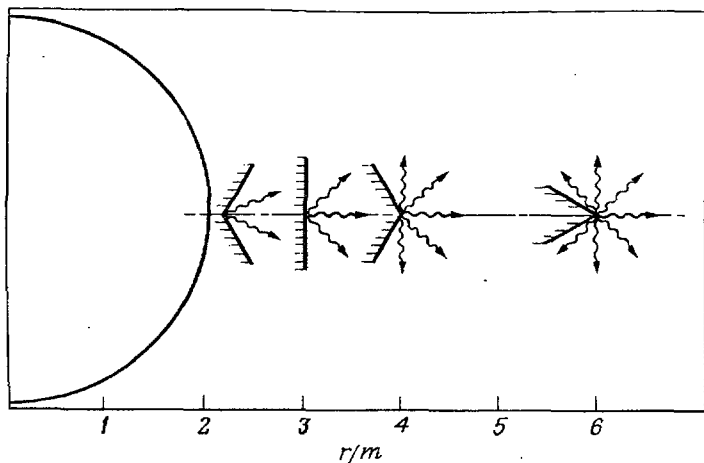


Рис. 9. Допустимый конус с точки зрения локально лоренцевой системы, в котором радиальная скорость равна нулю. Фотон, излученный в направлении за пределами допустимого конуса, падает на черную дыру Шварцшильда (см. [45]).

по радиусу «наружу» в тот момент, когда облако сжалось внутрь сферы Шварцшильда, никогда не достигнет удаленного наблюдателя. Он захвачен, но не самой материей, а геометрией, вознившей при коллапсе окружающего вещества.

Фотон, испущенный атомом с периферии пылевого облака наружу вдоль радиуса, будет испытывать красное смещение, во-первых, потому, что компонента метрики g_{00} стремится к нулю, во-вторых, потому, что источник сжимается. Результирующая частота определяется формулой

$$\nu/\nu_0 = \omega/\omega_0 = \lambda_0/\lambda = [(1 - \beta)/(1 + \beta)]^{1/2} e^{\nu/2},$$

где

$$\beta = (2m/r)^{1/2},$$

и стремится к

$$\nu = \nu_0 2e^{-\nu/2} e^{-1/2m}.$$

Светимость источника (в эрг/с) стремится к нулю вследствие сужения светового конуса, а также из-за красного смещения. Подурец [54] вывел формулу светимости как функции времени, которая надлежащим образом учитывает: а) сужение светового конуса, б) красное смещение и в) тот факт, что фотону, излученному в нерадиальном направлении, требуется больше времени для достижения удаленного наблюдателя, чем фотону, излученному вдоль радиуса. Для больших промежутков времени от начала расширения он получил формулу вида

$$L = L_0 \exp \left[-\frac{4}{3\sqrt{3}} \frac{t}{2m} \right].$$

Система экспоненциально быстро погружается во мрак, она больше не излучает, но все еще поглощает, и в этом смысле действительно является черной дырой. В табл. 7 приведены характерные времена, за которые различные величины уменьшаются в e раз.

Таблица 7

Времена, за которые величины изменятся в $1/e=1/2,718$ раз на конечных стадиях приближения к радиусу Шварцшильда с точки зрения удаленного наблюдателя

Масса облака пыли	Расстояние от $r = 2m$	Красное смещение от падающего объекта	Красное смещение от объекта при фиксированном r	Светимость, эрг/с
Общий случай	$t_{1/e} = 2m$	$t_{1/e} = 2m$	$t_{1/e} = 4m$	$t_{1/e} = 3\sqrt{3} m/2$
$m = 1M_{\odot}$	9,8 мкс	9,8 мкс	19,7 мкс	12,8 мкс
$m = 10^3 M_{\odot}$	9,8 мс	9,8 мс	19,7 мс	12,8 мс

5.2. Диаграмма Крускала

Для удаленного наблюдателя процесс падения прекращается при $r=2m$, а для сопутствующего наблюдателя — при $r=0$. Каким образом можно совместить эти два различных способа описания реальности? Чтобы получить ответ, достаточно сконцентрировать внимание на самой геометрии Шварцшильда и пробной частице, падающей в этой геометрии. При такой постановке вопроса безразлично, создана ли геометрия Шварцшильда «только что» при рассматриваемых значениях r самим облаком пыли, сжимающимся перед пробной частицей, или эта геометрия как таковая существовала все время. В обоих случаях движение пробной частицы одинаково, однако анализ будет проще, если с самого начала мы будем считать, что геометрия Шварцшильда существовала во все моменты времени.

Суть проста: область значений координат $2m \leq r < \infty$, $-\infty < t < +\infty$ не покрывает всего пространства-времени Шварцшильда. Время «течет и за моментом $t = \infty$ », так же как и Ахилл в конце концов перешагнет через черепаху в знаменитом парадоксе Зенона. Наиболее отчетливо можно представить себе неполноту обычной области координат в координатах Крускала [55]:

u — пространственноподобная координата,

v — времениподобная координата.

В этих координатах метрика Шварцшильда принимает следующий вид:

$$ds^2 = f^2 (-dv^2 + du^2) + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2),$$

где

$$\left. \begin{aligned} f^2 &= (32m^3/r) e^{-r/2m}, \\ u &= (r/2m - 1)^{1/2} e^{r/4m} \operatorname{ch}(t/4m), \\ v &= (r/2m - 1)^{1/2} e^{r/4m} \operatorname{sh}(t/4m), \end{aligned} \right\} \text{при } r > 2m$$

$$\left. \begin{aligned} u &= (1 - r/2m)^{1/2} e^{r/4m} \operatorname{sh}(t/4m), \\ v &= (1 - r/2m)^{1/2} e^{r/4m} \operatorname{ch}(t/4m). \end{aligned} \right\} \text{при } r < 2m$$

Обратное преобразование задается формулами:

$$(r/2m - 1) e^{r/2m} = u^2 - v^2 \text{ для всех } r,$$

$$v/u = \begin{cases} \operatorname{cth}(t/4m) & \text{для } r < 2m, \\ \operatorname{th}(t/4m) & \text{для } r > 2m, \\ 1 & \text{для } r = 2m. \end{cases}$$

Таким образом, на (u, v) -диаграмме Крускала (рис. 10) точки с одним и тем же значением t лежат на прямых линиях $v/u = \operatorname{const}$, точки с одним и тем же значением r лежат на гиперболах $u^2 - v^2 = \operatorname{const}$ с асимптотами $u = \pm v$. Луч света, идущий вдоль радиуса наружу, всегда изображается прямой линией с наклоном $dv/du = +1$, а идущий радиально внутрь — линией с наклоном $dv/du = -1$.

Можно видеть, что r является разумной «координатой положения» для $r > 2m$, но при $r < 2m$ характер этой координаты меняется: вместо пространственной она становится скорее временной. Обращение происходит и для величины t : из временной координаты t превращается в координату положения. Для $r > 2m$ можно зафиксировать значение координаты r , например при подъеме на ракете или другим образом. Однако зафиксировать значение координаты $r < 2m$ уже нельзя, так же как нельзя остановить время. Эволюция времени «заставляет» координату r

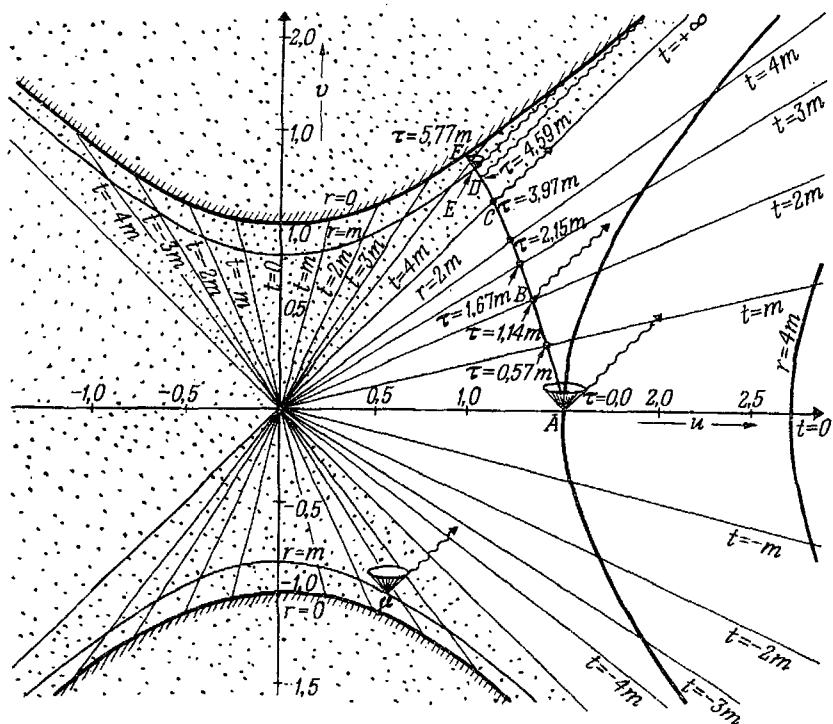


Рис. 10. Сечение пространства-времени Шварцшильда $\theta = \text{const}$, $\varphi = \text{const}$, изображенное в координатах Крускала u (пространственноподобная) и v (временноподобная). Радиальные световые лучи — прямые линии с наклоном $dv/du = \pm 1$. Показана связь с обычными координатами Шварцшильда (r, t). Незатушеванная область — область обычных шварцшильдовских координат ($2m < r < \infty$, $-\infty < t < +\infty$). Приведена мировая линия частицы, падающей внутрь, движение начинается из точки A из состояния покоя. Удаленный наблюдатель принимает сигналы, испущенные в точках A и B . Луч C — «последний» луч, который уйдет на бесконечность, он достигнет удаленного наблюдателя лишь через бесконечное шварцшильдовское координатное время t . Лучи D и E захвачены коллапсом геометрии, они никогда не достигнут удаленного наблюдателя. Кривизна и геометрия пространства — совершенно нормальные при переходе от B к D через C . Однако с приближением к $r=0$ (точка F) кривизна и приливные силы растут до бесконечных значений. Эта точка достигается за конечное собственное время:

	A	B	C	D	E	F
t (в единицах m)	0	2	∞	—	—	—
τ (в единицах m)	0	0,14	3,97	4,59	5,24	5,77

«Голая» шварцшильдовская черная дыра могла бы быть только самосветящейся, если бы фотон выходил из нее (μ). Нет никаких оснований ожидать выхода такого излучения наружу через внутреннюю границу «обычного» пространства $r=2m$, так же как нет никаких оснований ожидать излучение («опережающие волны») внутрь через внешнюю границу обычного пространства $r=\infty$.

изменяться от 1,9 до 1,8 m и так далее вплоть до $r=0$. За пределы светового конуса вырваться невозможно.

Свободно падающая пробная частица достигнет $r=0$, но удаленный наблюдатель никогда не получит информации о падении после стадий A, B, C — вот почему различны выводы такого наблюдателя и наблюдателя, находящегося на самой падающей частице, относительно того, что происходит. Перейти от координат Шварцшильда ($2m < r < \infty$, $-\infty < t < +\infty$) к координатам Крускала — значит расширить геодезически неполную геометрию, обладающую сингулярностью на границе $r=2m$, до геометрии, которая обладает сингулярностью при $r=0$, но не имеет сингулярности при $r=2m$.

Теперь перейдем от чисто шварцшильдовской геометрии к геометрии, которая связана со сжимающимся облаком пыли: шварцшильдовской снаружи, фридмановской внутри. На диаграмме Крускала (рис. 10) мы отбрасываем все, что лежит левее мировой линии A, B, \dots, F пробной частицы. То, что остается

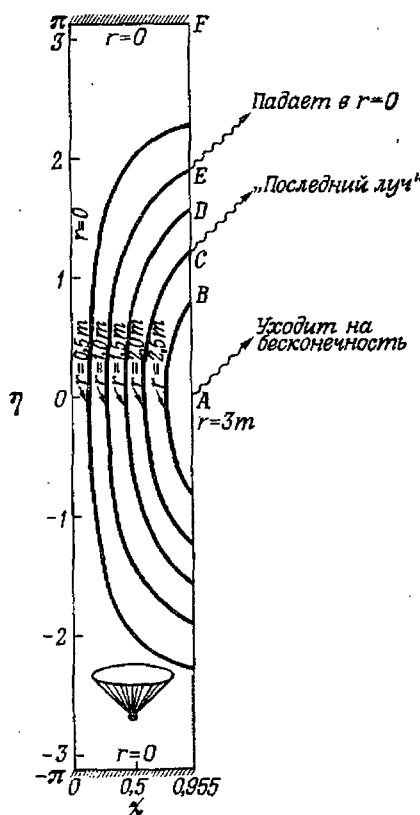


Рис. 11. Геометрия Фридмана, описывающая внутреннюю область облака пыли. Справа она сшивается с геометрией Шварцшильда. При этом сшивании точки A, B, C, D, E и F отождествляются с такими же точками, нанесенными на рис. 10. Лучи света также изображаются линиями с наклоном $\pm 45^\circ$.

справа — это внешнее решение — все та же статическая геометрия Шварцшильда. Слева — геометрия Фридмана (рис. 11).

Сечения этой геометрии Фридмана—Шварцшильда изображены на рис. 12, на котором видно, что имеет место коллапс. Однако нельзя точно определить, где коллапс «начинается», — это зависит от выбора пространственноподобного сечения. На первый взгляд может показаться абсурдным, что частицы, первоначально расположенные на три четверти расстояния от центра до поверхности, будут коллапсировать раньше, чем те, которые

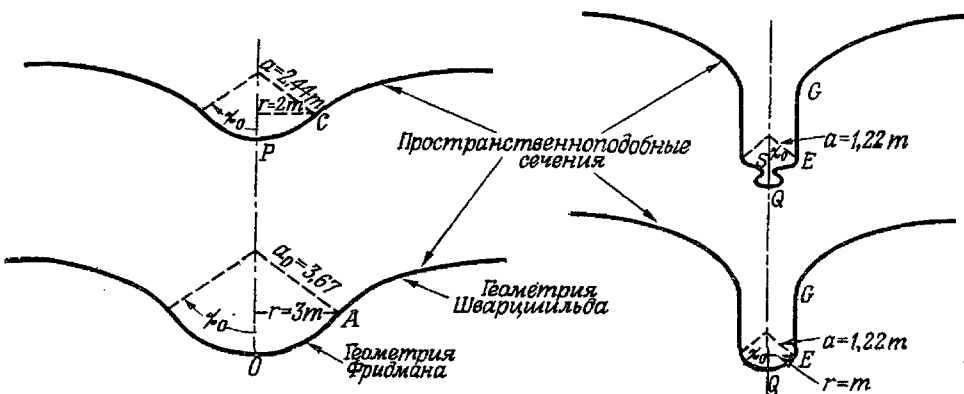
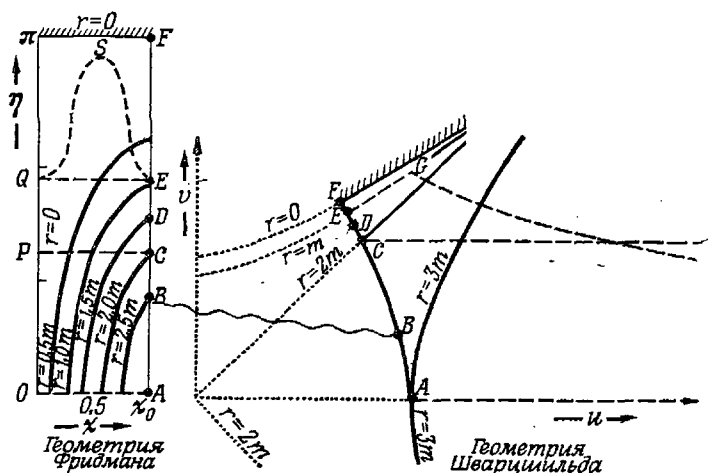


Рис. 12. Динамика 3-геометрии, выявляемая с помощью пространственноподобных сечений в пространстве-времени Фридмана—Шварцшильда (проблема коллапса пылевого облака). Время в общей теории относительности «многолико». Сечение можно заставить двигаться во времени с одной скоростью в одном месте и с другой скоростью в другом месте. Имеется бесчисленное множество способов выбора пространственноподобных сечений. Только некоторые из них показаны здесь, чтобы подчеркнуть следующие четыре момента: 1) сшивание геометрий Фридмана и Шварцшильда, 2) коллапс геометрии во времени, 3) «тюбикообразное» свойство геометрии Шварцшильда на пространственноподобной поверхности постоянного r при $r < 2m$ (разрез EG), 4) произвол исследующего геометрию относительно того, где на пространственноподобной гиперповерхности начнется процесс коллапса (сечение QE или сечение QSE).

находились на одной четверти расстояния от центра до этой поверхности. Не будет ли наблюдаться при таком коллапсе прохождение внешней оболочки частиц «сквозь» внутреннюю оболочку? Ничего подобного! Собственная длина окружности оболочки, как показано в верхней части рис. 12, может сжиматься с большей скоростью, чем собственная длина ее радиуса («стягивание горловины мешка»).

5.3. «Никакого разлета»

Если перейти от случая облака пыли к случаю вещества, обладающего давлением, хотя и недостаточным, чтобы удержать его, то также развивается процесс коллапса. Понятие области, которая «первой» подвергается полному коллапсу, по-прежнему определено плохо. Выбор того, как быстро может перемещаться во времени пространственноподобная гиперповерхность, на которой должна регистрироваться 3-геометрия, произволен. В зависимости от того, где она переместилась сильнее, будет казаться, что там сначала наступил процесс коллапса.

Это обстоятельство помогает интерпретировать диаграммы геометрии, полученные Меем и Уайтом [43] для коллапса нейтронной звезды. Понятно, что не следует задавать вопрос, почему при вычислениях оказалось, что та или иная область звезды подверглась полному коллапсу первой?!

Когда изучаемая система является полностью замкнутой фридмановской Вселенной, учет давления вещества почти совсем не усложняет вычисления процесса коллапса. Все расчеты основаны на единственном уравнении:

Внешняя кривизна + Внутренняя кривизна = Плотность энергии,

или

$$(6/a^2)(da/dt)^2 + (6/a^2) = 16\pi\rho(a).$$

Здесь ρ — плотность массы-энергии в функции множителя, характеризующего степень сжатия a_0^3/a^3 . Промежуток времени от максимального расширения до полного коллапса слабо зависит от точного вида уравнения состояния (табл. 8).

При переходе от случая, когда вещества достаточно для замыкания пространства, к случаю более ограниченного количества вещества в звезде в начальный момент коллапса следует ввести в рассмотрение градиент давления в области между поверхностью и внутренней зоной. В центре эта разность давлений не может существенно повлиять на уже вычисленное время коллапса, но в поверхностном слое она приводит к новому эффекту: выбросу оболочки вещества.

Более подробные исследования [42, 43, 56] показывают, что при этом проявляются некоторые факторы, аналогичные тем, которые управляют взрывом атомной бомбы. Центральная область, с самого начала более плотная, чем внешняя, при гравитационном коллапсе сжимается еще сильнее, чем окружающее ее вещество. В результате из центра наружу распространяется ударная волна, которая, достигнув поверхности, возвращается во внутреннюю область как волна разрежения. Если это разрежение доходит до центральной области, прежде чем она сколлапсировала, то центральная область может и не пройти через стадию полного коллапса. Если же разрежение попадает в центральную область тогда, когда она уже полностью сколлапсировала, то это по крайней мере может предотвратить захват внешней части ядра коллапсирующим центром. Поэтому решающим фактором является соотношение между временем распространения волны от центра к поверхности и обратно и продолжительностью коллапса. Имеется одно существенное различие между коллапсирующей звездой и бомбой. Если ядро уже сколлапсировало внутри шварцшильдовского радиуса, то никакое давление, возникшее впоследствии, никогда не сможет обратить процесс коллапса. В пользу этого вывода говорят по крайней мере три соображения.

1. Ни одно уравнение состояния, совместимое с принципом причинности (скорость звука меньше скорости света), не может привести к давлению, большему $p=r$; и даже это критическое давление (см. последнюю строку в табл. 8) не способно остановить коллапс вплоть до сингулярности.

2. Каждая частица (см. диаграмму Крускала) должна двигаться вдоль времениподобной мировой линии, а все времениподобные мировые линии должны в области $r < 2m$ сливаться в точку $r=0$.

3. При хорошо определенных и разумных условиях вещество, помещенное внутри ловушечной поверхности, с необходимостью претерпевает полный коллапс к сингулярному состоянию.

Ловушечная поверхность является замкнутой пространственноподобной двумерной поверхностью, обладающей таким свойством, что две системы нулевых геодезических, пересекающих ортогонально эту поверхность, локально сходятся в направлении будущего. Пенроуз [57] доказал, что если на начальной пространственноподобной гиперповерхности S заданы параметры Коши для вещества и геометрии и если задано четырехмерное многообразие M , которое причинным образом определяет будущее развитие этих начальных данных во времени, то в этом четырехмерном многообразии невозможно одновременно удовлетворить всем пяти следующим условиям: 1) ловушечную поверхность можно найти в пустом пространстве вокруг вещества;

Влияние уравнения состояния на время перехода из состояния покоя при постоянной плотности к полному коллапсу, когда вещества достаточно для искривления однородного и изотропного пространства вплоть до замыкания

Тип модели	Уравнение состояния	Радиус	Радиус в момент максимального расширения	$8\pi r/3$	Время	Продолжительность коллапса от расширения до сингулярности в единицах a_0
Пыль (по Фридману)	$p = 0$	$a = a_0 \sin^2(\eta/2),$ $0 \leq \eta \leq 2\pi$	$a_0 (\eta = \pi)$	a_0/a^3	$\tau = \frac{a_0}{2} (\eta - \sin \eta)$	1,5708
По Хатге-дорну	$p = p_0 +$ $+ p_0 \lg \rho/\rho_0$	$a + a_0 F(\eta)$ **	$a_0 (\eta = 0)$	**	$\tau = a_0 \int_0^\eta F(\chi) d\chi$	**
Излучение (по Толману)	$p = \rho/3$	$a = a_0 \sin \eta,$ $0 \leq \eta \leq \pi$	$a_0 (\eta = \pi/2)$	a_0^2/a^4	$\tau = a_0 (1 - \cos \eta)$	1,0000
По Зельдовичу	$p = \rho$	$a = a_0 \sqrt{\sin 2\eta},$ $0 \leq \eta \leq \pi/2$	$a_0 (\eta = \pi/4)$	a_0^2/a^6	$\tau = a_0 \int_0^\eta \sqrt{\sin 2\chi} d\chi$	0,598 *

* $\frac{\pi \Gamma(5/2)}{\sqrt{2} \cdot 3 \cdot \Gamma^2(5/4)}$.

** См. ниже.
Метрика есть

$$-ds^2 = c^2 d\tau^2 - a^2(\tau) [d\chi^2 + \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)].$$

(1)

$$c d\tau^2 = a^2(\eta) d\eta^2,$$

(2)

Принимая

$$-dS^2 = a^2(\eta) [d\eta^2 - d\chi^2 - \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (3)$$

Уравнения поля Эйнштейна сводятся к

$$-\frac{3}{a^4} (a^2 + a^2) = \frac{8\pi G}{c^4} \rho, \quad 3 \frac{da}{a} = -\frac{d\rho}{\rho + p}. \quad (4)$$

Здесь точка означает производную по η . В случае уравнения состояния Хагедорна введены две новые безразмерные переменные:

$$F(\eta) = a(\eta) a_0, \quad Y(\eta) = \rho(\eta) / \rho_0,$$

и принято, что $\eta = 0$ соответствует моменту максимального расширения [$F(0) = 1, Y(0) = 1$]. Уравнение (4) сводится к виду

$$\frac{dF}{d\eta} = -F \sqrt{F^2 Y - 1}, \quad \frac{dY}{d\eta} = -\frac{3(Y + A + \lg Y)}{F} \frac{dF}{d\eta}, \quad (4')$$

и время τ от момента максимального расширения до точки полного гравитационного коллапса определяется (в единицах a_0/c) следующим образом:

$$\tau = \int_0^{\eta_c} F(\eta) d\eta, \quad \text{где } F(\eta_c) = 0.$$

При выборе значения a_0 , или, что эквивалентно, значения $\rho_0 = 3/8\pi a_0^3$, следует учитывать, что уравнения состояния Зельдовича и Хагедорна справедливо асимптотически при высоких плотностях, поэтому должны рассмагнриваться и достаточно малые значения a_0 . В нижеследующей таблице даны значения функции $F(\eta)$ для выбранных значений η . (Принято, что $A = \rho_0 / \rho_0 = 1/4$.)

η	$F(\eta)$	η	$F(\eta)$	η	$F(\eta)$	η	$F(\eta)$
0,00	1,000	0,10	0,984	0,20	0,932	0,30	0,826
0,02	0,999	0,12	0,977	0,22	0,916	0,32	0,794
0,04	0,997	0,14	0,968	0,24	0,897	0,34	0,757
0,06	0,994	0,16	0,958	0,25	0,877	0,36	0,712
0,08	0,990	0,18	0,946	0,28	0,853	0,38	0,656
						0,40	0,585
						0,42	0,485
						0,44	0,306
						0,46	0,123

2) многообразие является несингулярным римановым многообразием с нулевыми полуконусами, образующими две отдельные системы: прошлое и будущее; 3) для любой точки многообразия M и для любого времениподобного вектора t^μ имеем

$$\left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) t^\mu t^\nu \geq 0$$

(неотрицательная плотность массы-энергии); 4) любая нулевая геодезическая в M может быть продолжена в направлении будущего до бесконечного значения аффинного параметра и 5) любая времениподобная или нулевая геодезическая может быть продолжена в прошлое до гиперповерхности S . Эта теорема доказана при очень общих условиях и не требует того, чтобы распределение вещества было сферически симметричным, однако она требует существования ловушечной поверхности. Сингулярность оказывается неизбежной тогда и только тогда, когда справедлива общая теория относительности, когда многообразие максимально продолжимо и когда плотность массы-энергии является положительно определенной величиной.

Вещество в процессе эволюции от конечного распределения до полного коллапса при $r=0$ кажется удаленному наблюдателю как бы «останавливающимся» в полете («застывшая звезда» по терминологии Зельдовича и Новикова), по мере того как оно приближается к радиусу Шварцшильда $r=2m$. Какой будет плотность вещества в этой фазе его движения? Ответ зависит от того, является ли исходная система разреженным облаком (10^{-16} г/см³) массой $10^9 M_\odot$ (плотность при достижении радиуса Шварцшильда по грубой оценке порядка 0,02 г/см³), или белым карликом, или нейтронной звездой массой $\sim M_\odot$ (средняя плотность примерно порядка 10^{16} г/см³ в фазе прохождения внутрь сферы Шварцшильда; плотность в центре приблизительно на один-два порядка больше). В одном из этих случаев, наблюдая снаружи, нельзя узнать ничего нового о свойствах вещества при больших плотностях, в другом — можно, но только по наблюдениям излучения, способного пройти через облако выброшенного вещества: гравитационное излучение (гл. 7) и поток нейтрино (выход энергии в случае образования черной дыры с массой M_\odot , сравним с выходом энергии в случае образования нейтронной звезды; подробности см. в работах Колгейта, Мея и Уайта [42, 43]).

Говоря только о том, что можно увидеть снаружи, невозможно полностью описать физику данного явления. Интересно также выяснить, что будет видеть наблюдатель, движущийся вместе с веществом. Он будет наблюдать в «лабораторной системе» гравитационный коллапс, мало отличающийся от того, которому, как ожидается, подвергнется Вселенная на конечных стадиях

своего повторного сжатия. Плотность достигнет бесконечного значения, причем при плотностях порядка 10^{49} г/см³ радиус кривизны пространства-времени становится сравнимым с комптоновской длиной волны элементарной частицы. При таких условиях следует ожидать прямого влияния общей теории относительности на структуру и состав элементарных частиц.

Другая критическая точка в процессе полного коллапса достигается при планковской плотности:

$$\begin{aligned} \text{Планковская плотность} &\sim \frac{\text{Планковская масса}}{(\text{Планковская длина})^3} \sim \\ &\sim \frac{(\hbar c/G)^{1/2}}{(\hbar G/c^3)^{3/2}} \sim \frac{2.2 \cdot 10^{-5} \text{ г}}{(1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см})^3} \sim 10^{94} \text{ г/см}^3. \end{aligned}$$

При этом вычисленные классические размеры системы становятся одного порядка с характерными размерами квантовых флуктуаций геометрии и преобладают квантовые эффекты. Любой классический анализ на этой и более поздних стадиях полного коллапса, по-видимому, абсолютно непригоден. На этой стадии, если не ранее, мы вынуждены перейти на язык квантовой геометродинамики. В рамках этой теории уже нельзя больше говорить о том, что геометрия совершает детерминированную эволюцию во «времени», а приходится иметь дело с амплитудой вероятности той или иной 3-геометрии [58]. Таким образом, гравитационный коллапс подводит нас к границам одной из величайших неисследованных областей физики.

5.4. Малые отклонения от сферической симметрии

Сферически симметричное облако пыли падает в черную дыру Шварцшильда. Что происходит, если это облако немного отличается от сферического? Если оно не обладает моментом количества движения, то оно тоже коллапсирует в шварцшильдовскую черную дыру; если момент количества движения облака меньше критического, то оно также заканчивает свою эволюцию в определяемую единственным образом, но деформированную стандартную конфигурацию в виде черной дыры (геометрия Керра; см. следующий раздел): таков вывод, к которому нас подводит анализ Израэля [59] и Дорошкевича, Зельдовича и Новикова [60]. Последние задают вопрос, что произойдет, если система завершила свою эволюцию, причем конечное состояние не является стандартной конфигурацией, конфигурацией, которая хотя и статическая, и аксиально симметричная, но обладает еще и квадрупольным моментом Q (положительные Q — сигарообразная форма; отрицательные Q — дискообразная форма). Они

решили уравнения, описывающие последовательность квазистатических малых возмущений геометрии Шварцшильда [61], и нашли, что

$$\begin{aligned}g_{00} - (g_{00})_{\text{Ш}} &= h_{00} \sim Q(1 - 2m/r) \ln(1 - 2m/r), \\ h_{11} &\sim Q(1 - 2m/r) \ln(1 - 2m/r), \\ h_{22} \sim h_{33} &\sim Q \ln(1 - 2m/r).\end{aligned}$$

Они предполагают, что вблизи поверхности коллапсирующей звезды, т. е. в ближней зоне, метрика имеет приблизительно такой же вид, как и для этой последовательности квазистатических конфигураций. Появление такого возмущения для падающего вещества должно находиться переходом к сопутствующей системе координат (падение в радиальном, или 1-направлении). При преобразовании «поперечные» компоненты возмущения h_{22} и h_{33} остаются неизменными. Если Q постоянно, то по мере приближения изучаемой части вещества к радиусу Шварцшильда вычисляемое возмущение уходит на бесконечность. Но с физической точки зрения геометрия во время этой фазы коллапса всегда абсолютно регулярна. Сопутствующий наблюдатель видит, что вещество вокруг него имеет конечную плотность. Отклонения от однородности, которые были малыми незадолго до рассматриваемого момента времени, по-прежнему остаются малыми — они не успевают возрасти. Поэтому h_{22} и h_{33} не должны быть сингулярными, а это возможно только тогда, когда квадрупольный момент Q стремится к нулю по крайней мере не медленнее, чем $1/\ln(1 - 2m/r)$. В шварцшильдовском координатном времени t — мере времени, соответствующей удаленному наблюдателю, — величина Q должна уменьшаться по закону

$$1/\ln(1 - 2m/r) \propto 1/t$$

или быстрее.

Полный динамический анализ выполнил Прайс [62]. Он нашел, что Q падает, как t^{-6} . В отличие от квадрупольного момента, который спадает, как $1/t$, и моментов более высокого порядка, которые также затухают во времени, момент количества движения сохраняется во времени. Не меняется и его влияние на метрику. Кроме того, он не приводит к сингулярности вблизи поверхности Шварцшильда:

$$h_{03} = -2 \sin^2 \theta \text{ (момент количества движения)}/r$$

(ср. с

$$g_{33} = r^2 \sin^2 \theta \text{ и } g_{03} = 0).$$

При условии, что первоначальное возмущение не слишком велико, все характеристики гравитационного поля, кроме массы и момента количества движения, обращаются в нуль. Можно

увидеть немного подробнее, как это происходит, если рассмотреть уже существующую шварцшильдовскую черную дыру над северным полюсом, которой брошена небольшая масса δm . Отклонение δr от радиуса Шварцшильда, измеряемое удаленным наблюдателем, будет уменьшаться со временем согласно формуле

$$\delta r \sim \text{const} e^{-t/2m}.$$

Очевидно, что это возмущение в распределении массы будет очень быстро исчезать, а вместе с ним исчезнут и генерируемые этой массой квадрупольный момент и моменты более высокого порядка.

Если снаружи невозможно пронаблюдать, куда попала новая масса δm , то можно попытаться проследить ее местонахождение, поместив на нее небольшой заряд q . Электрические силовые линии легко определить на расстоянии. Анализ распределения этих силовых линий упрощается, если считать, что заряд опускается настолько медленно, что каждую последующую конфигурацию можно рассматривать как статическую. Определение силовых линий на каждой стадии является элементарной проблемой электростатики в статическом искривленном пространстве, причем потенциал вне источника удовлетворяет уравнению [63]

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \left(1 - \frac{2m}{r}\right) \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r}\right) = 0 \quad (\text{всюду, кроме источника}),$$

а компоненты поля задаются соответствующими* выражениями через градиент ψ . Схематически расположение силовых линий показано на рис. 13. Если заряд находится вблизи радиуса Шварцшильда, то мощное гравитационное поле сильно искажает распределение силовых линий по сравнению с обычной картиной. При наблюдении издалека будет казаться, что они расходятся из точки, расположенной ближе к центру сферы, чем та, где на самом деле находится заряд. С приближением заряда к $r=2m$ дипольный момент стремится к нулю. В окончательной картине силовых линий ничто не говорит нам о положении заряда. Мы видим просто черную дыру — масса плюс заряд — и больше никаких деталей.

Более естественно не опускать медленно заряженный объект, а заставить его свободно падать, но при этом будут излучаться электромагнитные волны [64]. Однако если наблюдать заряд издалека, то будет казаться, что его движение замедляется, излучение прекращается, а уменьшение дипольного момента будет происходить так, как будто заряд медленно приближается к радиусу Шварцшильда. Если дипольный момент вычислять исходя

из представлений плоского пространства, то он будет равен

$$P_{\text{кл}} \sim q (2m + 8me^{-3/2} e^{-t/2m})$$

и никогда не обратится в нуль. На самом деле он убывает согласно следующему закону:

$$P_{\text{ото}} \sim q \text{ const}/t^4$$

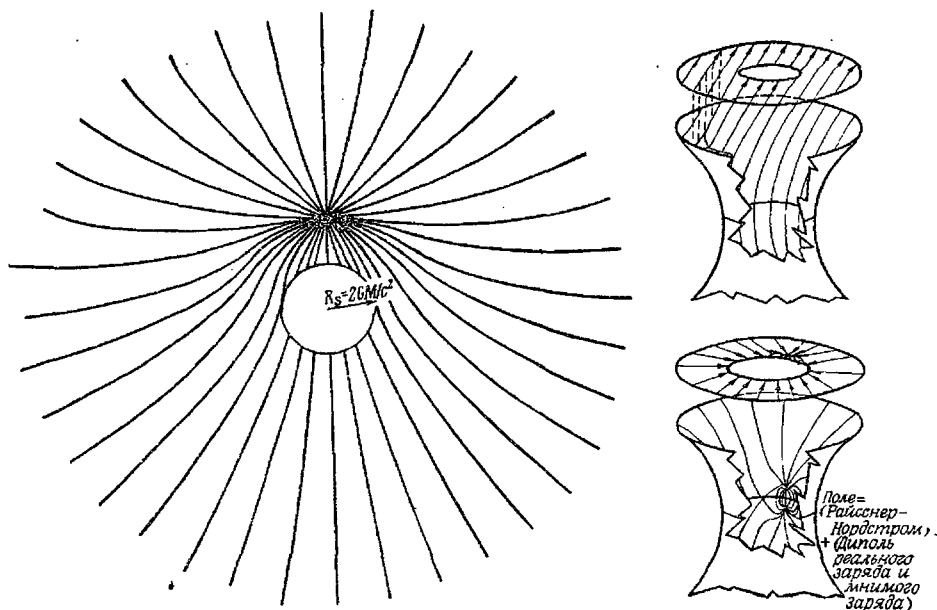


Рис. 13. Точечный заряд, помещенный на фиксированном расстоянии от шварцшильдовской черной дыры, и результирующая картина силовых линий для трех случаев: когда заряд расположен очень далеко (вверху справа) и очень близко (внизу справа), а также в промежуточной точке $r=4m$ (слева). Вверху справа на верхней части диаграммы (плоской) нанесены шварцшильдовские координаты r, θ как стандартные полярные координаты на евклидовой плоскости, а на нижней диаграмме — собственные расстояния в шварцшильдовской «горловине» (рассматриваемой как искривленная геометрия, погруженная в евклидово пространство).

[62]. Это убывание электрического дипольного момента происходит с такой же скоростью и по тем же причинам, что и исчезновение квадрупольного момента массы и моментов более высокого порядка при несимметричном распределении масс.

Электромагнитная теория позволяет легко вычислить асимптотическое поле, создаваемое зарядом как находящимся в покое вблизи черной дыры, так и падающим на нее. Такой расчет невозможен в случае, когда нужно найти гравитационное возму-

щение, производимое малой массой. Нельзя предположить, что масса остается постоянной, без нарушения уравнений поля [56, 65]. Излучение гравитационных волн в процессе падения рассматривалось Зельдовичем и Новиковым [56] и более подробно Дзерилли [66]. Однако пока еще не произведен полный расчет коэффициентов при $1/t^n$ в выражении для всех моментов массы на заключительных стадиях падения пробной массы δm .

Коллапс ведет к образованию черной дыры, наделенной массой, зарядом и моментом количества движения, и, насколько мы можем судить в настоящее время, не обладающей никакими другими параметрами [«черная дыра не имеет волос», см. *S. W. Hawking, Com. Math. Phys.*, 25, 152 (1972)]. Пусть одна черная дыра образована из вещества, другая, с такой же массой, моментом количества движения и зарядом, — из антивещества. Никто пока не смог предложить разумный способ, как отличить их друг от друга. Никто также не знает способа отличить их от третьей черной дыры, образованной в процессе коллапса гораздо меньшего количества вещества, а затем пополнившей недостающие массу и момент количества движения путем захвата достаточного количества фотонов, нейтрино или гравитонов. И совершенно на равном основании с ними можно рассматривать четвертую черную дыру, созданную при коллапсе облака излучения, совершенно лишённого обычного «вещества» [67, 68] (рис. 14).

Электрический заряд является строго определяемой величиной, так как он создает дальнедействующую силу (сохранение потока; закон Гаусса). Барионный заряд и странность не связаны с такими дальнедействующими силами, для них нет закона Гаусса. Попытки наблюдать изменения барионного числа были безуспешными [70, 96]. Никто и никогда не мог также привести убедительных доводов в пользу того, что можно ожидать прямого и спонтанного нарушения принципа сохранения барионного числа. При гравитационном коллапсе, однако, этот принцип прямо и не нарушается: он становится неприменимым. Он перестает действовать, так как в процессе коллапса теряется возможность измерения барионного числа, а потому теряется возможность придать этому параметру коллапсирующего объекта строго определенный смысл. То же справедливо и для странности.

На первый взгляд может показаться, что для определения лептонного числа имеется сила, которую, вероятно, можно использовать как средство измерения. Набор из L_1 покоящихся лептонов взаимодействует с другим набором L_2 покоящихся лептонов, находящихся на расстоянии r , путем обмена парами нейтрино-антинейтрино, причем энергия этого взаимодействия [71]

$$V(r) = (G^2/4\pi^3) L_1 L_2 / r^5,$$

где $G = 10^{-5} M_p^{-2}$ — константа Ферми, а M_p — масса протона.

Нельзя ли измерить силу взаимодействия черной дыры и пробного тела, содержащего L_1 лептонов, затем силу взаимодействия с пробным телом такой же массы, содержащей L_2 лептонов, а затем взять их разность, найдя тем самым «неизвестное лептонное число» L_1 черной дыры? Хартл, предложивший этот метод определения и измерения лептонного заряда черной дыры,

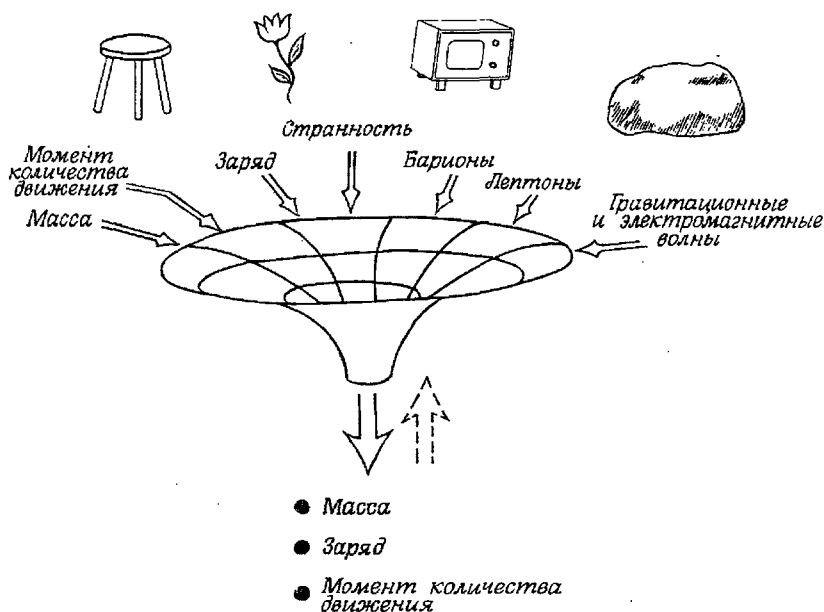


Рис. 14. Схематическое изображение черной дыры. Специфические особенности падающего вещества стираются: конечная конфигурация определяется единственным способом через массу, заряд и момент количества движения (см. текст).

указывает также, что подобный метод неосуществим. Коллапс приводит к все большему и большему красному смещению во всех эффектах, создаваемых лептонным источником L_1 . Кроме того, для взаимодействия, подчиняющегося закону $1/r^5$, нет закона Гаусса. Поэтому и без подробных вычислений есть все основания полагать, что по мере развития гравитационного коллапса лептон-лептонные взаимодействия будут прекращаться. Итак, можно думать, что закон сохранения лептонного заряда перестает действовать, совершенно так же как и закон сохранения барионов. Полагают, что образовавшаяся черная дыра характеризуется массой, зарядом и моментом количества движения и больше ничем.

5.5. Вращение и геометрия Керра

В 1963 г. Керр получил точное решение [72] для геометрии, создаваемой массой m с количеством движения

$$J = -ma,$$

а в 1965 г. Ньюмэн с сотрудниками [73] обобщили это решение на случай заряда. Анализ свойств этой «обобщенной геометрии

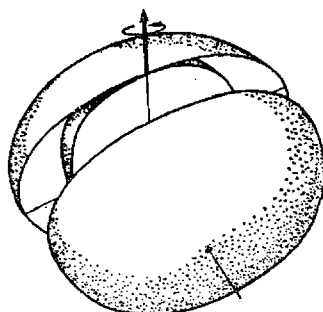


Рис. 15. «Эргосфера» в геометрии Керра — область между поверхностью бесконечного красного смещения [сплюснутая фигура вращения

$$r = m + (m^2 - a^2 \cos^2 \theta)^{1/2}]$$

и «односторонне проводящей мембраной», или горизонтом [внутренняя сфера

$$r = m + (m^2 - a^2)^{1/2}].$$

Частица, попадающая в эргосферу и распадающаяся там на части, может выйти из нее с энергией (суммой энергии покоя и кинетической энергии), большей, чем та, которой она обладала раньше.

Керра» был дан Картером [74]. Для наших целей достаточно записать метрику черной дыры в случае, когда заряд отсутствует:

$$ds^2 = -dt^2 + (r^2 + a^2) \sin^2 \theta d\varphi^2 + \frac{2mr (dt + a \sin^2 \theta d\varphi)^2}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} + (r^2 + a^2 \cos^2 \theta) \left(d\theta^2 + \frac{dr^2}{r^2 - 2mr + a^2} \right).$$

На рис. 15 показаны две наиболее интересные поверхности, связанные с этой геометрией [75, 76]:

1) поверхность бесконечного красного смещения, где $g_{00} = 0$,

$$r_+ = m + (m^2 - a^2 \cos^2 \theta)^{1/2},$$

2) горизонт событий, или односторонне проводящая мембрана,

$$r_0 = m + (m^2 - a^2)^{1/2}$$

(параметр a , связанный с моментом количества движения, меньше или по крайней мере равен «максимально допустимому значению» $a=m$). Объект, который попал на этот горизонт или внутрь него, никогда не сможет послать сигнал удаленному наблюдателю независимо от того, каково направление движения этого объекта, и независимо от того, в каком направлении испущены фотоны. Световой конус обращен своим раствором внутрь; для частицы, попавшей внутрь этой поверхности, коллапс неизбежен.

Напротив, частица, попавшая в область между этими двумя поверхностями («эргосферу»), может при достаточной энергии снова уйти на бесконечность. Однако в ее поведении в области между этими двумя поверхностями имеется особенность: она не может оставаться в покое как с помощью ракетного двигателя, так и без него! Линия

$$r = \text{const}, \quad \theta = \text{const}, \quad \varphi = \text{const}$$

только при увеличивающемся t (вертикальная линия на рис. 16) лежит вне светового конуса: она пространственноподобна и не является допустимой мировой линией. Реальная частица в эргосфере всегда должна менять свое положение независимо от того, уходит ли она в конце концов на бесконечность или, коллапсируя, пересекает одностороннюю мембрану. Из эргосферы частица всегда может послать сигнал на бесконечность. Каким образом? Разве может фотон пересечь поверхность бесконечного красного смещения? Ответ прост: световой конус захватывает и область, лежащую вне этой поверхности (рис. 16). Фотоны, имеющие соответствующую траекторию, могут вырваться наружу. Нет ли противоречия в таком ответе? Если один источник, расположенный на этой поверхности, способен излучить фотон, уходящий на бесконечность при соответствующем направлении излучения, то не может ли тогда любой источник, помещенный на эту поверхность, излучить фотон на бесконечность при соответствующем выборе направления (принцип преобразования Лоренца от одной локальной системы координат к другой)? Если это справедливо, то как можно говорить о бесконечном красном смещении света, испущенного покоящимися «источниками»? Дело в том, что на этой поверхности «покоящийся» источник в смысле обычного определения

$$(r = \text{const}, \quad \theta = \text{const}, \quad \varphi = \text{const}, \quad t \text{ растет})$$

на самом деле вовсе не покоится — он движется со скоростью света (стрелка на световом конусе на рис. 16).

Только в геометрии Шварцшильда ($a=0$, заряд $e=0$) поверхность бесконечного красного смещения совпадает с горизонтом, или односторонне проводящей мембраной. В обобщенной геометрии

рии Керра эти две поверхности разделены везде, кроме полюсов, и внутри горизонта появляются две новые поверхности, которые при переходе к геометрии Шварцшильда при $a \rightarrow 0$ и $e \rightarrow 0$ пре-

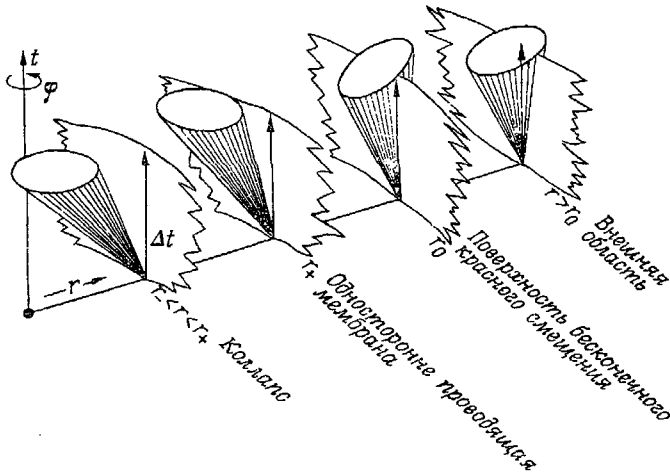


Рис. 16. Световые конусы и времениподобные векторы Киллинга в геометрии Керра в выделенных точках экваториальной плоскости $\theta = \pi/2$. Вектор Киллинга легче всего представить себе как преобразование

$$\Delta r = 0, \Delta \theta = 0, \Delta \varphi = 0, t \rightarrow t + \Delta t.$$

Он переключает наше внимание от данной точки пространства-времени к точке с идентичной геометрией. Во внешней области он времениподобен и становится нулевым на поверхности бесконечного красного смещения (внешняя сплюснутая фигура вращения на рис. 15; в экваториальной плоскости описывается кругом с $r = r_0 = 2m$). В области внутри этой поверхности вектор Киллинга становится пространственноподобным. Частица может проникнуть в область между поверхностью бесконечного красного смещения и горизонтом и выйти обратно во внешнюю область, и этот процесс конечен не только в ее собственном времени, но и с точки зрения удаленного наблюдателя. Однако с точки зрения удаленного наблюдателя она достигнет самого горизонта за бесконечное время. Самой же частице, чтобы пересечь горизонт, нужно лишь конечное время, и если она его пересекла, то уже никогда не сможет выйти наружу. Световой конус обращен раствором внутрь («ловушечная поверхность»).

вращаются в сингулярную точку $r=0$. Одна поверхность — это «внутренняя изотропная поверхность»:

$$r = m - (m^2 - a^2)^{1/2},$$

другая — это «внутренняя поверхность $g_{00} = 0$ »:

$$r = m - (m^2 - a^2 \cos^2 \theta)^{1/2}.$$

Ни одна из этих поверхностей не может дать о себе знать внешнему наблюдателю.

Динамика геометрии внутри поверхности бесконечного красного смещения в шварцшильдовском случае не может проявляться снаружи, а в керровском — может. Кроме того, эту достижимую зону динамической геометрии можно использовать, в частности, согласно Пенроузу [77], можно извлекать из нее энергию. Для этих целей он предложил: 1) забросить снаружи внутрь небольшой объект с суммой энергии покоя и кинетической энергии, равной E_1 ; 2) заставить его так взрываться (или включать ракетный двигатель) в динамической зоне, чтобы продукты взрыва (или, что то же самое, продукты горения) пересекали односторонне проводящую мембрану и захватывались черной дырой; 3) заставить оставшуюся массу выходить из-под поверхности бесконечного красного смещения с полной энергией E_2 ; 4) регулировать процесс так, чтобы E_2 превосходило E_1 (рис. 17—20). Можно сказать, что энергия ($E_2 - E_1$) была извлечена за счет энергии вращения черной дыры в том смысле, что момент количества движения черной дыры в этом процессе всегда уменьшается.

Если объект, проникнув внутрь черной дыры, а затем, выйдя наружу, может приобрести энергию и момент количества движения, то справедливо также и то, что частица, проникающая внутрь и захваченная, отдает энергию и момент импульса черной дыре. Процесс захвата частицы или фотона, приходящих из бесконечности, изучался Дорощкевичем [78] и Годфри [79]. Черная дыра Шварцшильда захватит фотон, если его прицельный параметр меньше $3^{3/2}m$, а если прицельный параметр больше, то она просто отклонит фотон. При захвате момент количества движения возрастает на величину

$$\Delta J = b_{\perp} p,$$

где p — импульс фотона, а b_{\perp} — компонента прицельного параметра, перпендикулярная оси вращения. В черной дыре Керра изменение момента количества движения при захвате фотона дается такой же формулой. Однако при этом максимальное значение b_{\perp} наибольшее (отрицательные значения; меньше $-3^{3/2}m$) для фотонов, которые уменьшают момент количества движения системы, и наименьшее (меньше $3^{3/2}m$; подробнее см. [79]) для фотонов, которые увеличивают момент количества движения системы. Таким образом, случайные захваты ведут к постепенному уменьшению момента количества движения системы.

К противоположному эффекту по отношению к случайной аккреции приводит бомбардировка фотонами, имеющими максимальный положительный прицельный параметр, при котором возможен захват. При этом процессе вместе с массой увеличива-

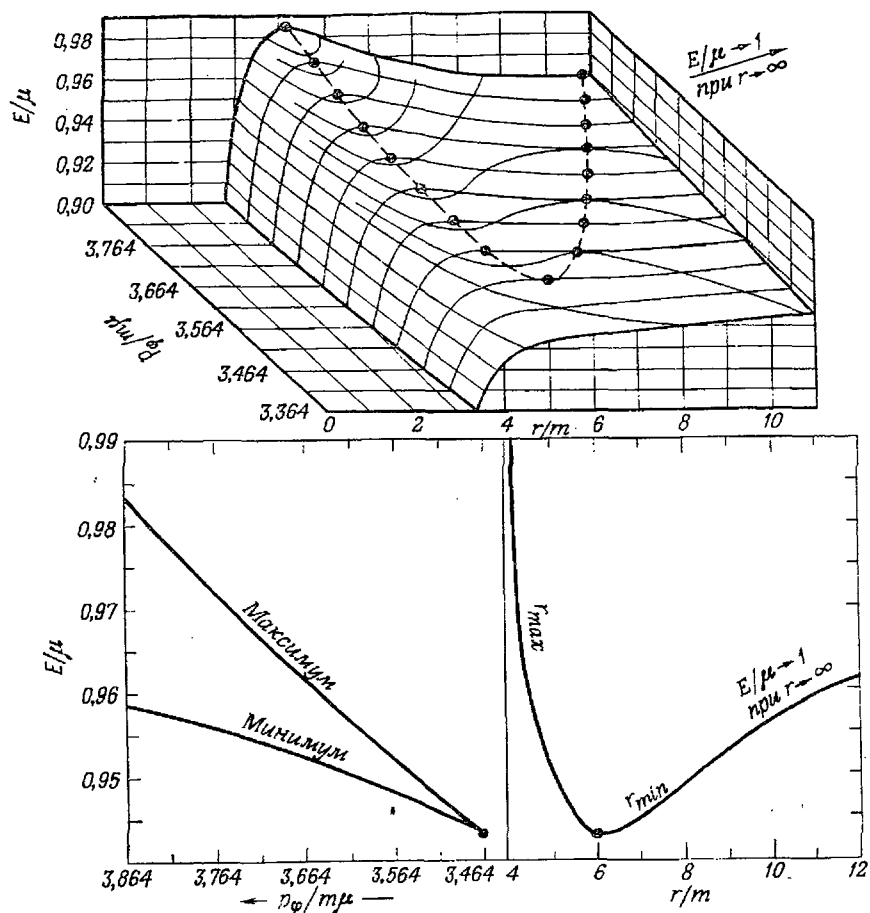


Рис. 17. «Эффективный потенциал», действующий на пробную частицу, движущуюся под влиянием геометрии Шварцшильда для значений момента количества движения p_ϕ и расстояния r , близких к критической области перехода от устойчивых круговых орбит (минимум эффективного потенциала) к типам движения, при которых сразу же происходит захват пробной частицы (нет минимума в эффективном потенциале). Переход («последняя круговая орбита») происходит при

$$p_\phi = (12)^{1/2} m\mu, \quad r = 6m.$$

где μ — масса пробной частицы, m — масса притягивающего центра в геометрических единицах [$m = 1,47$ км для массы Солнца; вообще говоря, $m = (0,742 \cdot 10^{-28} \text{ см/г}) m_{\odot}$], а r — «шварцшильдовское расстояние» (собственная длина окружности, деленная на 2π). Энергия в этой точке равна

$$E = (8/9)^{1/2} \mu = 0,943\mu,$$

что соответствует энергии взаимодействия, составляющей 5,7% от массы покоя. Эффективный потенциал определяется здесь как значение E , при котором обращается в нуль выражение

$$E^2 - (\mu^2 + p_\phi^2/r^2) (1 - 2m/r).$$

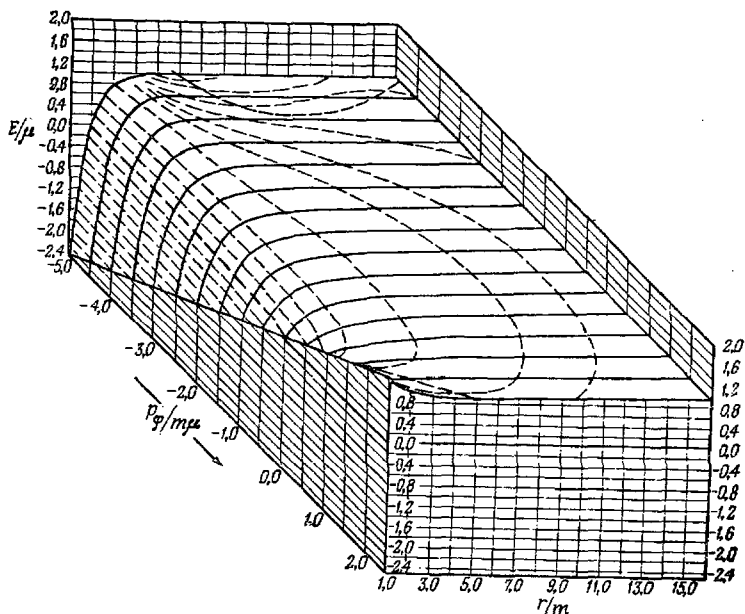


Рис. 18. «Эффективный потенциал», действующий на пробную частицу, движущуюся в экваториальной плоскости экстремальной черной дыры Керра, $a/m=1$. Здесь m — масса черной дыры, выраженная в геометрических единицах $m = (G/c^2) m_{06}$,

и a — момент количества движения на единицу массы. Рассматриваются значения момента импульса пробной частицы ($p_\phi/m\mu$) и радиуса r , близкие к критической области перехода от устойчивой круговой орбиты (минимум эффективного потенциала) к типам движения, в которых происходит немедленный захват пробной частицы (эффективный потенциал не имеет минимума). В отличие от шварцшильдовской черной дыры (рис. 17) поведение эффективного потенциала зависит от того, принимает ли момент импульса p_ϕ положительные или отрицательные значения (см. рис. 19, на котором сравниваются и противопоставляются ньютоновский, шварцшильдовский и керровский случаи). При отрицательных моментах импульса последняя круговая орбита находится при $p_\phi/m\mu = -22/(3\sqrt{3})$. Здесь μ — масса пробной частицы, а r — «шварцшильдовское расстояние» (собственная длина окружности, деленная на 2π). Энергия связи в этой точке равна 3,78%. При положительных моментах импульса круговые орбиты расположены всюду вплоть до $\hat{r} = r/m = 1$. Последняя круговая орбита расположена при

$$\hat{p}_\phi = p_\phi/m\mu = 2\sqrt{3}. \quad \hat{r} = 1;$$

при этом полная энергия $E = \mu\sqrt{3}$. Энергия связи в этой точке составляет около 42% (см. рис. 19). Эффективный потенциал определяется как значение энергии, при котором обращается в нуль выражение

$$\hat{E}^2(\hat{r}^3 + \hat{r} + 2) - 4\hat{E}\hat{p}_\phi - \hat{r}(\hat{r} - 1)^2 + (2 - \hat{r})\hat{p}_\phi^2 = 0.$$

Из двух решений этого уравнения мы рассмотрели только одно с положительным знаком перед корнем. Другое решение (не показанное) легко получить, если заметить, что выражение для эффективного потенциала не меняется при одновременной замене E на $-E$ и p_ϕ на $-p_\phi$. Поверхности потенциальной энергии для двух решений («положительные» и «отрицательные» энергии) сходятся на «острие ножа» $\hat{r} = 1$, $\hat{E} = E/\mu = \hat{p}_\phi/2$.

ется и момент количества движения, но отношение момента количества движения к квадрату массы стремится лишь к предельному значению

$$(J/m^2)_{\text{lim}} = (a/m)_{\text{lim}} = 3^{1/2}/2^{5/2} = 0,918,$$

которое существенно меньше критического значения $a=m$. Ситуация с очень быстрыми частицами не благоприятнее, чем с фотонами. С медленными частицами дело обстоит лучше: эффективное сечение захвата возрастает, и вклад в момент количества движения также увеличивается. Итак, для фотонов и релятивистских частиц эффективное сечение захвата (в простейшем случае медленного вращения) следующее:

$$\sigma_{\text{захв}} = 27\pi m^2,$$

тогда как ньютоновская формула эффективного сечения для захвата частицы, движущейся со скоростью β (измеренной на бесконечности), центром с радиусом R

$$\sigma_{\text{захв}} = \pi R^2 (1 + 2m/\beta^2 R),$$

а в общей теории относительности эффективное сечение захвата медленной частицы ($\beta \ll 1$) черной дырой Шварцшильда таково [80]:

$$\sigma_{\text{захв}} = 16\pi m^2/\beta^2.$$

В этом пределе максимальный прицельный параметр для захвата следующий:

$$(b_{\perp})_{\text{max}} = 4m/\beta.$$

Таким образом, частица массы δm , захватываемая при максимальном значении прицельного параметра, передает момент импульса, равный

$$\delta J = (b_{\perp})_{\text{max}} \delta m \beta = 4m \delta m.$$

В то же время происходит увеличение массы-энергии на δm . Отношение момента количества движения к квадрату массы возрастает на величину

$$\delta (J/m^2) = (2\delta m/m) (2 - J/m^2).$$

Если буквально понимать эту формулу, то из нее следует, что селективная аккреция в конце концов доведет отношение J/m^2 до 2, т. е. оно будет вдвое больше критического значения для геометрии Керра. Однако увеличение момента количества движения черной дыры приводит к далеко идущим последствиям: прицельный параметр для захвата меняется [79] и вместо $4m/\beta$ становится равным

$$(b_{\perp})_{\text{max}} = (2m/\beta) [1 + (1 - J/m^2)^{1/2}].$$

Рис. 19. Сравнение и противопоставление минимумов (устойчивая круговая орбита) и максимумов (неустойчивая круговая орбита) «эффективного потенциала», действующего на пробную частицу, движущуюся в поле пытоновской, шварцшильдовской и экстремальной керровской черной дыры. Расстояние r задается в единицах массы черной дыры в системе геометрических единиц [$m = (G/c^2)m_0$], а момент импульса грихондской частицы p_φ — в единицах произведения массы m черной дыры и массы μ приходящей частицы, также выраженных в геометрических единицах. Численные значения эффективного потенциала E в единицах μ представлены на характерных кривых максимумов и минимумов для выбранных значений расстояния и момента импульса. При заданном расстоянии Керра определяется через значение энергии, при котором выполняется следующее условие:

$$E^2 [r^3 + a^2(r + 2m)] - 4mEap_\varphi + (2m - r)p_\varphi^2 - \mu^2 r^2 (r - 2m) - a^2 \mu^2 r = 0,$$

где a — момент количества движения на единицу массы в геометрических единицах. В частном случае, рассмотренном на этом рисунке, а также на рис. 18, мы имеем дело с «экстремальной» черной дырой Керра, а именно $a/m = 1$. Получив $a = 0$, получаем следующее выражение для шварцшильдовской черной дыры:

$$E^2 - (1 - 2m/r) [(p_\varphi/r)^2 + \mu^2] = 0,$$

и, наконец, перейдя к пределу $m/r \ll 1$, $p_\varphi/r \ll 1$, получаем, что в ньютоновском случае

$$E - \mu + \frac{m\mu}{r} - \frac{p_\varphi^2}{\mu} - \frac{1}{2r^2} = 0.$$

Последние круговые орбиты в трех этих случаях характеризуются следующими значениями параметров (см. также рис. 17 и 18).

	Ньютоновский случай	Шварцшильдовский случай	Керровский предельный случай $a = m$
r/m	0,0	6,0	1,0
E/μ	$-\infty$	$(2\sqrt{2})/3$	$1/\sqrt{3}$
$(\mu - E)/\mu$	$+\infty$	5,72%/0	42,35%/0
$p_\varphi/m\mu$	0,0	$2\sqrt{3}$	$2/\sqrt{3}$
			$3,77\%/0$
			$-22/(3\sqrt{3})$

В ньютоновском случае для любого выбранного значения момента импульса p_φ существует круговая устойчивая орбита (минимум эффективного потенциала) при значении

$$r/m = (p_\varphi/m\mu)^2$$

и при значении полной энергии

$$E_{кр} = \mu - m^2 \mu^3 / 2p_\varphi^2.$$

Максимум эффективного потенциала при любом значении момента импульса, отличным от нуля, достигается в точке $r = 0$, где E обращается в $+\infty$. Значение эффективного потенциала не зависит от знака p_φ . Описание шварцшильдовской и керровской черных дыр см. на рис. 17 и 18, а также в тексте.

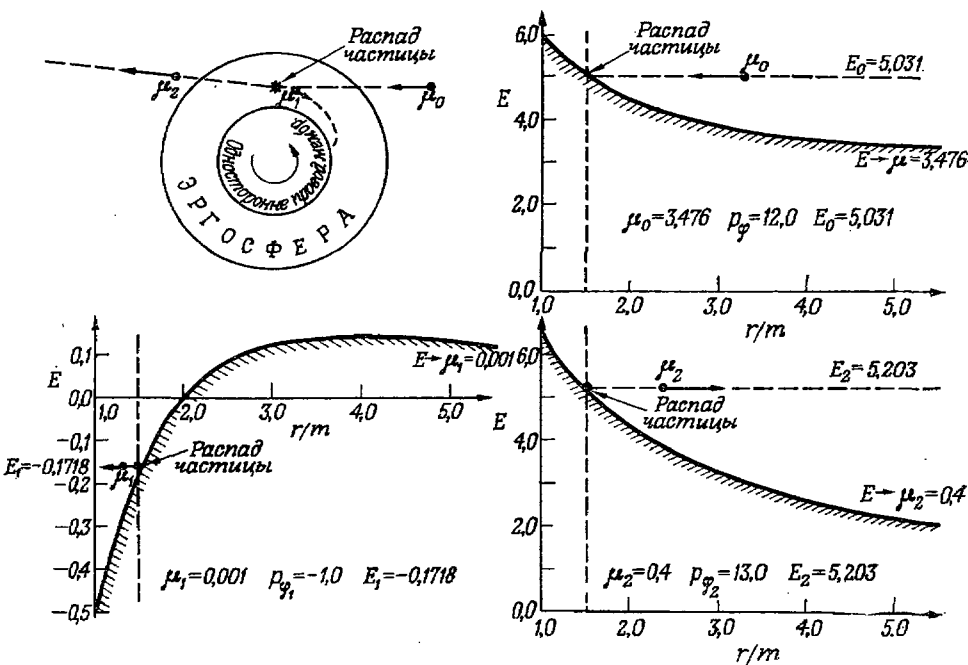


Рис. 20. Частица массой μ_0 , приходящая из бесконечности с полной энергией E_0 и положительным моментом импульса p_{φ_0} , может проникнуть в эргосферу экстремальной черной дыры Керра и там распасться на две частицы. Одна частица массой μ_1 , отрицательным моментом импульса p_{φ_1} , и отрицательной полной энергией E_1 продолжает падать дальше и проникает через односторонне проводящую мембрану. Другая частица массой μ_2 , положительным моментом импульса p_{φ_2} и положительной полной энергией E_2 возвращается на бесконечность. Удивительной особенностью этого процесса является то, что энергия E_2 частицы, уходящей на бесконечность, больше энергии E_0 первичной частицы (Пенроуз). Для простоты рассмотрим процесс распада в экваториальной плоскости керровской дыры. Условие сохранения 4-момента дает

$$E_0 = E_1 + E_2, \quad (a)$$

$$P_{\varphi_0} = P_{\varphi_1} + P_{\varphi_2}, \quad (б)$$

$$\begin{aligned} & [(E_0^2 - \mu_0^2) r^3 + 2\mu_0^2 m r^2 + (a^2 E_0^2 - p_{\varphi_0}^2 - a^2 \mu_0^2) r + \\ & + 2m (E_0 a - p_{\varphi_0})^2]^{1/2} = - [(E_1^2 - \mu_1^2) r^3 + 2\mu_1^2 m r^2 + (a^2 E_1^2 - p_{\varphi_1}^2 - a^2 \mu_1^2) r + \\ & + 2m (E_1 a - p_{\varphi_1})^2]^{1/2} + [(E_2^2 - \mu_2^2) r^3 + 2\mu_2^2 m r^2 + (a^2 E_2^2 - p_{\varphi_2}^2 - a^2 \mu_2^2) r + \\ & + 2m (E_2 a - p_{\varphi_2})^2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (в)$$

Здесь a — момент количества движения на единицу массы керровской дыры, $a = J/m$. Задача упростится еще сильнее, если рассмотреть экстремальную черную дыру Керра $a/m=1$ и процесс распада, при котором первичная частица находится в точке поворота своей траектории. Уравнения (а) и (б) не меня-

ются, а уравнение (в) (сохранение радиальной компоненты момента) упрощается:

$$\begin{aligned} & [(E_1^2 - \mu_1^2) \hat{r}^3 + 2\mu_1^2 \hat{r}^2 + (E_1^2 - \hat{p}_{\varphi_1}^2 - \mu_1^2) \hat{r} + 2(E_1 - \hat{p}_{\varphi_1})^2]^{1/2} = \\ & = [(E_2^2 - \mu_2^2) \hat{r}^3 + 2\mu_2^2 \hat{r}^2 + (E_2^2 - \hat{p}_{\varphi_2}^2 - \mu_2^2) \hat{r} + 2(E_2 - \hat{p}_{\varphi_2})^2]^{1/2}, \quad (в') \end{aligned}$$

где $\hat{r} = r/m$ и $\hat{p}_{\varphi} = p_{\varphi}/m$. Система уравнений (а), (б), (в') решалась в предположении, что $r=1,5$, $\mu_1=0,01$, $p_{\varphi_1}=-1,0$, $\mu_2=0,40$, $p_{\varphi_2}=12,0$. Дополнительное требование состояло в том, что полные энергии двух частиц E_1 и E_2 больше или равны соответствующим энергиям в точке поворота. Одно из численных решений представлено на этом рисунке. Слева сверху схематически изображен процесс распада в экваториальной плоскости эргосферы черной дыры Керра. Вверху справа — эффективный потенциал (энергия, необходимая для достижения r как точки поворота) для первичной частицы. Внизу слева нанесен эффективный потенциал для частицы, падающей к односторонне проводящей мембране, а внизу справа — для частицы, возвращающейся на бесконечность.

Процесс «увеличения энергии» существенно зависит от того, есть ли эргосфера и каковы ее размеры. Последние зависят от значения a/m черной дыры. В экваториальной плоскости для эргосферы имеем:

$$1 + (1 - a^2/m^2)^{1/2} \leq \hat{r} \leq 2;$$

при $a/m \rightarrow 0$ (черная дыра Шварцшильда) односторонне проводящая мембрана расширяется и сливается с поверхностью бесконечного красного смещения; эргосфера полностью исчезает. Частица, падающая к односторонне проводящей мембране, в общем случае изменяет и уменьшает отношение a/m черной дыры.

Итак, частица, приближающаяся к черной дыре массы M_{\odot} ($m=1,47$ км) со скоростью 300 км/с ($\beta=10^{-3}$), будет захвачена, если ее прицельный параметр меньше 6000 км, но если черная дыра имеет критический момент количества движения $J=m^2$, то прицельный параметр уменьшается до 3000 км. Этот результат соответствует случаю, когда при захвате момент количества движения увеличивается; при захвате с уменьшением момента количества движения черной дыры прицельный параметр увеличивается до

$$b_{\perp} = (2m/\beta) [1 + (1 + J/m^2)^{1/2}] = 7200 \text{ км.}$$

Исправленная формула для увеличения момента импульса при селективной аккреции небольших частиц, движущихся с малой скоростью, имеет вид

$$\delta(J/m^2) = (2\delta m/m) [1 + (1 - J/m^2)^{1/2} - J/m^2].$$

Следовательно, этим способом отношение J/m^2 при селективной аккреции можно сделать сколь угодно близким к единице, но оно никогда не превысит единицу [81, 82].

5.6. Выделение энергии при падении массы на черную дыру

Если пренебречь небольшой долей энергии, выделяемой в динамической зоне, то частица, приближающаяся по спирали к черной дыре с $J = m^2$, излучит $(1 - 3^{-1/2})$ часть, или 42%, своей массы покоя. Частица, движущаяся по спирали к черной дыре Шварцшильда и попадающая в конце концов на последнюю устойчивую круговую орбиту при $r = 6m$, экспоненциально быстро покинет эту круговую орбиту и «скачком» упадет внутрь, причем излучение на этой последней стадии также будет кратковременным. Наиболее существенная доля энергии излучения, выделившаяся при движении с бесконечности до $r = 6m$, составляет всего $(1 - \sqrt{8/3})$, или 5,7%, массы покоя.

Открытие квазаров — объектов с колоссальным выделением энергии — заставило многих исследователей обратиться к гравитационному коллапсу как к механизму высвобождения энергии, превосходящему по своей мощности деление ядер и термоядерный синтез ($\delta m/m \leq 0,01$). Более внимательное изучение привело к обескураживающим результатам: 6% массы покоя испускается в виде слабовзаимодействующего с окружающей материей гравитационного излучения. Такой источник энергии не имеет никаких преимуществ по сравнению с ядерной энергией! В качестве альтернативы оставалось рассмотреть эффект приливных сил, создаваемых большой черной дырой в малом падающем на нее объекте. Эти силы сжимают объект в направлении, перпендикулярном падению, и вытягивают его в радиальном направлении (эффект, аналогичный сжатию тюбика зубной пасты!). Однако, согласно одной неопубликованной оценке [83], в виде кинетической энергии выбрасываемой наружу «зубной пасты» может выделиться только порядка 1% массы покоя падающего на черную дыру объекта. Итак, пока мы ограничиваемся рассмотрением черной дыры Шварцшильда, гравитационный коллапс как источник энергии, по-видимому, ничем не лучше ядерных реакций. Но в черной дыре Керра возможно выделение энергии совершенно другого порядка величины. Это обстоятельство является стимулом для нового изучения «тюбика зубной пасты» и других механизмов высвобождения энергии в рамках геометрии Керра, но это задача на будущее! И с новой силой встает такой вопрос: естественно ли появление черной дыры с критическим или близким к критическому моментом количества движения?

5.7. Конечный результат коллапса вращающегося тела

Вряд ли селективная аккреция является подходящим процессом для черной дыры, находящейся в некотором межзвездном

газопылевом облаке. Процесс селективной аккреции — разумное допущение при рассмотрении черной дыры, погруженной в вещество, оставшееся после коллапса вращающейся звезды. Вращение сплющивает первоначальную звезду, в результате на полярные области действуют большие гравитационные силы, чем на экваториальные, и, кроме того, расстояние между первыми меньше. Поэтому разумно ожидать, что сначала система сожмется до дискообразной конфигурации «блина» за характерное время порядка времени свободного падения:

$$\tau_1 \sim \frac{(\text{Эффективный радиус исходной системы})^{3/2}}{(\text{Масса})^{1/2}}$$

(геометрические единицы, такие, как километры пути, проходимого за время распространения света!). Это предположение подтверждено прямыми расчетами [84] для идеализированного случая пылевого облака, которое, хотя и не вращается, но имеет начальную сплюснутость за счет произвольно заданных начальных условий. Ожидается, что в случае реального ядра звезды диаметр этого «блина» будет существенно превосходить толщину при условии, что момент количества движения исходной системы будет значительно превышать величину:

$$(\text{Масса})^{3/2} \times (\text{Эффективный радиус исходной системы})^{1/2}.$$

Как будет развиваться процесс — зависит от массы «блина» и его момента количества движения. Рассмотрим случай, когда масса «блина» порядка $5M_{\odot}$. Чтобы достичь ядерной плотности ($\rho_{об} = 1,5 \cdot 10^{14}$ г/см³, или $\rho = 1,1 \cdot 10^{-14}$ см⁻²) в срединной плоскости, требуется давление $p_{об} = 2 \cdot 10^{33}$ дин/см², или $p = 1,6 \times 10^{-16}$ см⁻², при этом плотность на поверхности

$$\sigma = (2p/\pi)^{1/2} = 1,0 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}, \text{ или } \sigma_{об} = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ г/см}^2.$$

Согласно расчетам, толщина «блина» около 15 км, а диаметр порядка 100 км. Если момент количества движения не слишком велик, а коллапс может продолжаться и в экваториальной плоскости, то длительность этой второй фазы в динамике системы будет порядка

$$\tau_2 \sim \frac{(\text{Радиус образованного «блина»})^{3/2}}{(\text{Остаточная масса})^{1/2}}$$

(остаточная масса — это масса, оставшаяся после сбрасывания оболочки ударной волной [42]). Тогда система закончит свой путь в виде черной дыры Керра.

Если момент количества движения «блина» больше критического значения $J = m^2$, то рассмотрение не столь просто. При этом можно предположить, что реализуются по крайней мере четыре возможности: 1) фрагментация на несколько нейтронных звезд

и обращающееся вокруг них вещество; 2) фрагментация на одну или несколько черных дыр, на одну или несколько нейтронных звезд и на вещество, обращающееся вокруг них; 3) коллапс, приводящий к тороидальной геометрии и 4) коллапс, приводящий к геометрии, не обладающей никакой симметрией.

Случай 1 и 2. Система, очевидно, обладает большим массовым квадрупольным моментом, который к тому же будет быстро меняться со временем, так как более крупные фрагменты обращаются вокруг общего центра масс. Мощность гравитационного излучения будет составлять

$$-dE/dt = (32/5) m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2) / r^5$$

(о гравитационном излучении см. гл. 7), так что более крупные фрагменты быстро (меньше, чем за минуту) сольются в одну огромную черную дыру. Так, например, момент количества движения двух равных масс m

$$J = m^{3/2} r^{3/2} / 2^{1/2}$$

будет уноситься паружу до тех пор, пока J не уменьшится до значения, сравнимого с m^2 , и в конце концов система сколлапсирует в черную дыру.

Оставшееся вещество, обращающееся по орбите в форме мелких осколков и пыли, будет терять момент количества движения медленнее и упадет позднее. Представим себе пробную частицу в виде порции этого оставшегося вещества. Что произойдет, если а) черная дыра уже достигла критического значения момента количества движения, $J = m^2$ и б) дополнительная малая масса обращается в экваториальной плоскости в направлении, соответствующем увеличению момента количества движения черной дыры? Ответ, согласно Бардину [81], таков: частица будет медленно двигаться по спирали, теряя энергию на гравитационное излучение, вплоть до того момента, когда она попадет на поверхность бесконечного красного смещения $r = 2m$ (рис. 15 и 16). Затем она быстро минует динамическую зону, испустив короткий всплеск излучения, и, наконец, пересечет горизонт, или одностороннюю проводящую мембрану, т. е. полностью поглотится черной дырой. Пока частица движется внутрь по спирали, ее момент импульса уменьшается, но когда она, наконец, поглотится черной дырой, момент количества движения и масса системы возрастут до значений, которые еще удовлетворяют предельному условию:

$$J + \delta J = (m + \delta m)^2.$$

Случай 3. Коллапс, приводящий к тороидальной геометрии, наиболее подробно рассматривался в связи с коллапсом массы

в виде бесконечно длинного цилиндра («тор с бесконечно большим внешним радиусом»). Торн [85] показал на простых примерах, что коллапс может завершиться а) образованием сингулярной линии, б) излучением в виде гравитационных волн практически всей массы-энергии системы (так называемой *S*-энергии, определяемой для цилиндрической геометрии; ее связь с шварцшильдовской энергией тора с конечным большим радиусом, определяемой через период обращения удаленного пробного объекта, все еще не ясна и является предметом исследования) и в) без образования горизонта (все процессы видны удаленному наблюдателю и протекают за конечное время). Можно ожидать, что идеальный тор с конечным значением внешнего радиуса качественно будет коллапсировать подобным же образом: 1) коллапс вдоль малого радиуса; 2) достижение сингулярности или почти сингулярности в виде кольца; 3) если линейная плотность массы-энергии все еще остается такой, как в конце второй фазы, то произойдет коллапс вдоль большого радиуса с большим характерным временем; 4) возможное уменьшение квадрупольного момента, определяемого большим радиусом, и высших моментов распределения массы, подобное уменьшению моментов типа $\sim 1/(\text{время})^n$ в случае малых моментов (см. выше), если эта экстраполяция оправдана (альтернативная возможность: сильно асимметричный коллапс; см. случай 4); 5) приближение к стандартной черной дыре Керра с 6) образованием горизонта событий и 7) захватом этой черной дырой конечной доли первоначальной массы-энергии системы. Образование же самого тора в процессе коллапса исходного ядра звезды выходит за рамки нашего рассмотрения. Гидродинамика падения капли молока в чашку с молоком, выявляющаяся при сверхскоростной киносъемке [86], настолько фантастична по своей сложности и красоте, что вряд ли можно такое вообразить без подробного анализа того, как это происходит. Однако можно ожидать, что в любом подобном торе существуют малые отклонения от идеальности и некоторые моды деформации будут экспоненциально расти со временем. Этот тип поведения хорошо известен для струи воды [87, 88]. Аналогичный распад на множество отдельных масс можно предвидеть и здесь, при этом мы снова возвращаемся к случаю 1 или 2. Поэтому в этой картине появляется новый элемент, причем не за счет более глубокого проникновения в сущность этого распада на отдельные массы, а за счет перехода к случаю идеального тора, как предсказывается в случае 3.

Случай 4. Сильно асимметричное распределение массы в конце первой стадии коллапса может проявляться многими способами. Вряд ли имеет смысл вдаваться в детали гидродинамики. Затем испускается мощное гравитационное излучение

(изменение со временем квадрупольных моментов). Можно считать, что последующие стадии развиваются согласно «сценарию», совпадающему со случаями 1 и 2. Привлекает внимание и другая возможность. Асимметрия может быть весьма специального вида, такого, какой впервые рассмотрел Казнер [89], изучали Халатников и Лифшиц [90] и особенно подробно анализировал Мизнер [91] в связи с его так называемой «моделью перемешанного мира». Особенностью этой динамики является анизотропия колебаний Вселенной как целого. Три главных радиуса кривизны синхронно осциллируют с идентичными амплитудами и фазами в каждой точке Вселенной («возбуждение самой длинной стоячей волной, совместимой с замкнутой Вселенной», «однородная анизотропия»). Гравитационная волна в этом случае «захвачена волноводом» — самой Вселенной — и не уносит и не получает энергию, а только «размеры волновода» меняются со временем. В случае когда анизотропные колебания совершает система звездных размеров, ситуация иная. Такая система становится мощным источником гравитационных волн и быстро теряет массу-энергию. Можно предложить по крайней мере два совершенно различных исхода: а) затухание столь сильно, что колебания прекращаются до того, как вся масса-энергия излучится в виде гравитационных волн — система заканчивает эволюцию в виде сферической конфигурации (нейтронной звезды или черной дыры); б) затухание не настолько сильно, чтобы прекратились колебания, энергия продолжает «вытекать» наружу, масса системы продолжает уменьшаться, растет частота анизотропных колебаний. Энергия этих колебаний в отсутствие гравитационного затухания увеличивается пропорционально частоте (принцип адиабатической инвариантности отношения $E_{\text{кол}}/v$), амплитуда возрастает еще быстрее (меньшая система содержит больше энергии). По мере уменьшения массы мощность излучения растет неограниченно или же достигает своего рода предела, который можно оценить, исходя из соображений размерности. Например, в качестве простейшей иллюстрации (простейшей потому, что нет зависимости от m !) приведем следующую оценку:

$$-dE/dt \sim \frac{\text{см массы-энергии}}{\text{см пути, проходимого светом}} \sim$$

$$\sim (\text{численный множитель } k) \times (-dE_{06}/dt_{06}) \sim$$

$$\sim kc^5/G \sim 10^{60} \text{ эрг/с.}$$

За конечное время система израсходует всю свою энергию и завершит эволюцию с нулевой массой. Вся масса, которую она когда-то имела, была преобразована в излучение как электромагнитное, так и гравитационное, распространяющееся на огромные расстояния в виде резкого всплеска светимости. Пока еще

нет никакого теоретического анализа, из которого можно было бы сделать вывод о том, действительно ли происходит подобное «полное гравитационное затухание». Для физики и астрофизики важно знать, существует ли механизм полного преобразования «устойчивого вещества» в энергию излучения!

5.8. Поиски черных дыр и производимых ими эффектов

Свыше 30 лет назад было предсказано, что существуют черные дыры. Никто из тех, кто признает общую теорию относительности, не предложил какого-либо способа, чтобы опровергнуть это предсказание. Кроме того, черная дыра является типичным геометродинамическим объектом. Нейтронную звезду, правда с иными свойствами, можно было бы предсказать и по теории Ньютона, а черную дыру — нет.

Со времени предсказания нейтронной звезды (Цвикки, 1934 г. [92]) до ее открытия (Хьюиш и др., 1968 г. [18]) прошло 34 года. И если с момента предсказания черной дыры (Оппенгеймер и Снайдер, 1939 г. [50]) до ее открытия также должно пройти 34 года, то с помощью каких средств она будет обнаружена в 1973 г.?

Из всех объектов, населяющих космос, вряд ли еще найдутся другие такие, которые столь же трудны для обнаружения, как одиночная черная дыра с массой M_{\odot} . Она не испускает никакого излучения. Можно ли ее наблюдать по эффекту гравитационной линзы или другому эффекту, производимому на более удаленную звезду? Таких простых способов нет! Достаточно трудно наблюдать Венеру, имеющую диаметр 12 000 км, при ее движении по диску Солнца, не говоря уже об объекте размерами $2(27)^{1/2}m$, или 15 км, движущемся на фоне почти бесконечно удаленного звездного источника света. Поэтому обратимся к случаю неизолированной черной дыры: а) черная дыра, воздействующая на нормальную звезду-спутник только через гравитационное притяжение (Зельдович и Гусейнов [93]); б) черная дыра, расположенная настолько близко, что может притягивать вещество нормальной звезды (Шкловский [94]); в) черная дыра внутри звезды или г) черная дыра, движущаяся через облако диффузного вещества.

Тримбл и Торн [95] изучили имеющиеся данные по двойным звездным системам, одна компонента которых невидима (переменный эффект Доплера наблюдается только в спектре одной видимой компоненты). Они пришли к выводу, что «если и существуют системы, содержащие в качестве спутников сколлапсировавшие объекты или нейтронные звезды», то их очень мало. Кроме того, не известно ни одного пульсара, который бы входил в двойную систему (синусоидальная фазовая модуляция

сигнала от пульсара с периодом 1 год и меньше). Если нейтронная звезда очень редко встречается в качестве компоненты двойной системы, то можно полагать, что черная дыра также чрезвычайно редко будет связана с другой звездой. Тем не менее как раз этот случай мы ищем.

Возможность получить нужные сведения из анализа двойной системы более благоприятна (случай б); при этом черная дыра расположена настолько близко к нормальной звезде, что она перетягивает вещество со своего спутника. Такое перетекание вещества от одной звезды к другой хорошо известно в тесных двойных системах [96, 97], но при этом никакого необычного излучения не возникает. Однако если одна из компонент является нейтронной звездой или черной дырой, то ожидается сильная эмиссия в рентгеновской области [98, 99].

Газ, устремляющийся внутрь черной дыры, разогревается за счет сжатия. Зельдович и Новиков [56] посвящают целую главу физике захвата («аккреции») и излучения этого газа при условии, что на них влияют: а) плотность газа вдали от черной дыры, б) температура в той же области, в) эффективный показатель адиабаты γ и г) масса черной дыры. Обращаясь к другому физическому фактору — скорости звезды относительно удаленного газа — они приводят результат Солпитера [100]: «Тело, движущееся со сверхзвуковой скоростью относительно газа, замедляется со временем настолько быстро, что аккреция не может существенно изменить массу в фазе сверхзвукового движения». Это обстоятельство дает основание сконцентрировать внимание на случае, когда черная дыра (или нейтронная звезда) движется с дозвуковой скоростью относительно газа.

Плотность газа в окрестностях медленно движущейся черной дыры мало меняется под действием притяжения звезды, за пределами расстояний порядка «критического расстояния» $r_{кр}$, где

$$r_{кр} \sim m/\rho_{зв}^2 \text{ на } \infty,$$

или

$$r_{кр} \sim Gm_{об}/(\text{скорость звука на бесконечности}).$$

(Пример: $m=M_{\odot}$; ионизованный водород с температурой 10 000 К; $\gamma = 1,5$; $r_{кр} = 10^{14}$ см; ионизация частично вызывается выходящим наружу излучением при течении газа внутрь.) На расстояниях меньше $r_{кр}$ плотность для большого класса представляющих физический интерес условий растет приблизительно, как $r^{-3/2}$; радиальная же скорость потока при условии, что момент количества движения несуществен, меняется, как $r^{-1/2}$. Согласно вычислениям, поток вещества на звезду порядка

$$dm/dt \sim (2m)^2 \rho_{кр}/\rho_{кр}^3,$$

$$dm_{об}/dt_{об} \sim (2Gm_{об}/c^2)^2 c^4 \rho_{кр. об}/\sigma_{об}^3.$$

Здесь $\rho_{кр}$ и $\beta_{кр}$ — плотность и скорость звука соответственно за пределами критического расстояния, там, где в первую очередь начинает чувствоваться притяжение звезды.

В нашем примере $\beta_{кр} \approx 0,4 \cdot 10^{-4}$. Пусть $\rho_{кр} \approx 10^{-24}$ г/см³, или $(0,74 \cdot 10^{-28}$ см/г) $\times (10^{-24}$ г/см³) = $0,7 \cdot 10^{-52}$ см², — типичное значение для межзвездного вещества. Заметим, что $2m = 2 \cdot 1,47$ км = $= 3 \cdot 10^5$ см. Тогда $dm/dt \sim 10^{-28}$ (в безразмерных единицах), или в обычных единицах $\sim 10^{-15} M_{\odot}/\text{год}$. Если излучается 0,1 массы покоя падающего вещества, то соответствующий выход энергии будет $\sim 3 \cdot 10^{30}$ эрг/с, или 10^{-3} светимости Солнца. Ближе лежащая звезда будет являться источником вещества намного большей плотности. Например, звезда типа β Лиры может давать $10^{-5} M_{\odot}$ в год, что соответствует плотности порядка $\rho \sim 10^{-41}$ г/см³ на расстояниях порядка 10 радиусов Солнца. В этом случае светимость будет гораздо выше.

Механизм перераспределения энергии таков: сжатие, нагревание, излучение. Падающее вещество приходит со сверхзвуковыми скоростями на расстояние в данном примере порядка $\sim 10^{13}$ см. Исходя из упрощающих предположений, выдвинутых и детально проанализированных Зельдовичем и Новиковым, Шварцман пришел к выводу, что температура, которая достигается в процессе адиабатического сжатия, соответствует по порядку величины кинетической энергии падения, а потому — приблизительно и температуре ударной волны, которая возникла бы, если бы газ столкнулся с покоящимся объектом, причем даже тогда, когда газ падает не останавливаясь. Достигаемые значения температуры могут лежать в области 10^{10} , 10^{11} или 10^{12} К. Однако только часть излучения может покинуть окрестности черной дыры, так как оно идет из области большого красного смещения, близкой к шварцшильдовскому радиусу. Зельдович, Новиков и Шварцман заключают, что одиночная черная дыра излучает преимущественно либо в видимой части спектра, либо в рентгеновской и γ -области, в зависимости от того, будет ли масса черной дыры больше или меньше некоторого критического значения. В случае двойной системы вещество, вытекающее из одной звезды, обладало бы слишком большим моментом количества движения, а потому не попадало бы непосредственно на компактный спутник. Вместо этого образовался бы вращающийся диск, в котором вещество по спиральной траектории двигалось бы внутрь со скоростью, зависящей от эффективности диссипации вследствие вязкости. Высвобождаемая диском энергия излучалась бы в рентгеновском диапазоне [98]. Это обстоятельство подчеркивает важность астрономических наблюдений в рентгеновской области для поиска черных дыр, которые можно выполнить лишь со спутников. В связи с этим особенно важно выяснить, могут ли быть какие-либо известные рентгеновские

источники [101] связаны с полностью сколлапсировавшими объектами. Особый интерес представляют сильно переменные (с характерным временем $\lesssim 0,1$ с) рентгеновские источники, связанные с двойными звездами; и в особенности те случаи (например, Лебедь X-1), когда масса рентгеновского источника, оцениваемая из динамики двойной системы, существенно превышает массу нейтронных звезд.

Можно также предположить [102], что: 1) значительная доля всех галактик в некоторый период своей истории может пройти стадию квазара; 2) проэволюционировавший квазар может образовать черную дыру; 3) в ядре нашей Галактики может находиться одна или более массивных ($M \gg M_{\odot}$) черных дыр. Эта возможность усиливает интерес к регистрации импульсов гравитационного излучения, а также рентгеновского излучения, связанных с подобным объектом.

КВАЗИЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Массы галактик заключены в диапазоне, охватывающем более чем порядок величины в обе стороны от принятого значения для «типичной» галактики $M \sim 10^{11} M_{\odot}$ (где $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33}$ г). Мощность электромагнитного излучения такой галактики составляет по порядку величины $10^{11} L_{\odot}$ (где $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с). Для сравнения укажем, что мощность излучения галактики Сейферта может приблизительно в 10 раз превышать это значение, причем большая часть излучения идет из компактного ядра; мощность излучения квазара выше примерно в 100 раз, причем излучающая область еще компактнее. Из колебаний блеска в видимой области спектра, с амплитудой $0,25^m$ (отношение 1,26:1,00) за сутки [103], следует, что область эмиссии локализована в пределах одних световых суток ($\sim 3 \cdot 10^{15}$ см, или 200 астрономических единиц), или по крайней мере в пределах нескольких световых суток. Имеются по меньшей мере еще два способа оценить размеры. Баколл, Ганн и Шмидт нашли два квазара, которые ассоциируются со скоплениями галактик [104, 320] и красные смещения которых согласуются со средним красным смещением галактик скопления. Этот результат дает основание полагать, что квазизвездные источники расположены на космологических расстояниях. Однако природа красных смещений квазаров все еще остается предметом жарких споров (см. также разд. 15.2). Межконтинентальная интерферометрия [105] дала верхнее предельное значение углового диаметра таких объектов $0,001''$ (или $5 \cdot 10^{-9}$ рад) — таковы результаты радионаблюдений. При расстоянии $2 \cdot 10^9$ св. лет это значение углового диаметра соответствует линейному диаметру 10 св. лет и менее. Независимо измеренные вариации радиоизлучения с характерным временем порядка года [106] явно указывают на то, что радиоисточник в поперечнике меньше 1 св. года. Тот факт, что предельные размеры, полученные с помощью радионаблюдений, отличаются от размеров, найденных оптическими средствами, связывается с выводом о том, что временные вариации этих двух типов излучений практически не коррелируют.

Вычислено, что мощность одного из наиболее изученных квазизвездных источников 3С 273 (красное смещение 0,158,

оцениваемое расстояние $\approx 2 \cdot 10^9$ св. лет) в различных диапазонах приблизительно следующая:

Область спектра	Мощность, эрг/с
Рентгеновская [107]	$\approx 7,3 \cdot 10^{45}$
Ультрафиолетовая	Наблюдения отсутствуют
Видимая [108]	$\approx 2 \cdot 10^{46}$
Инфракрасная [109]	$\approx 3 \cdot 10^{47}$ (за вычетом, возможно, сильной эмиссии на длинах волн ≥ 30 мкм)
Радио [110]	$\approx 9 \cdot 10^{43}$
<hr/>	
Полная мощность	$\approx 3 \cdot 10^{47}$ и более, или $\sim 10^{14} L_{\odot}$

Некоторые квазизвездные источники излучают в радиодиапазоне сильнее, чем 3С 273; другие излучают только в видимой области, а в радиодиапазоне не проявляются совсем.

Помимо колоссальной мощности излучения, отличительной чертой некоторых из этих объектов является «направленный» выход колоссальной энергии. В случае 3С 273 наблюдается как радио- [110], так и оптическое излучение, идущее от выброса плазмы с размерами, сравнимыми с диаметрами галактик ($\sim 10^5$ св. лет). Спектр указывает на наличие синхротронного излучения. Предполагается, что заряженные частицы и магнитные силовые линии, вдоль которых частицы движутся по винтовым траекториям, были образованы при взрыве в галактике $\sim 10^6$ лет назад. Суммарная энергия частиц и магнитных полей в некоторых объектах может быть порядка 10^{61} эрг. Такая энергия может быть достигнута только если 1) значительная доля всей массы галактики $\sim 10^{11} M_{\odot}$ проходит через стадию термоядерного горения, или 2) $\sim 10^7 M_{\odot}$ почти полностью преобразуется в энергию, или 3) имеет место некоторый промежуточный механизм преобразования энергии.

Было сделано несколько обнадеживающих предложений для интерпретации такой высокой мощности: 1) компактное скопление, насчитывающее $\sim 10^8$ звезд в центре галактики, причем эти звезды сталкиваются или объединяются каким-либо другим способом до стадии, при которой они взрываются в виде сверхновой, или 2) одна гигантская звезда массой $\geq 10^5 M_{\odot}$, которая не только пульсирует или вращается, но также превращает значительную долю своей массы-энергии в другие виды энергии, или 3) гигантская черная дыра ($\sim 10^7 M_{\odot}$), которая захватывает вещество и тем или иным способом, о которых уже упоминалось [102], превращает значительную долю энергии вещества в энергию излучения, или 4) некоторая сложная комбинация этих механизмов. Не исключено, что одни механизмы преобладают в од-

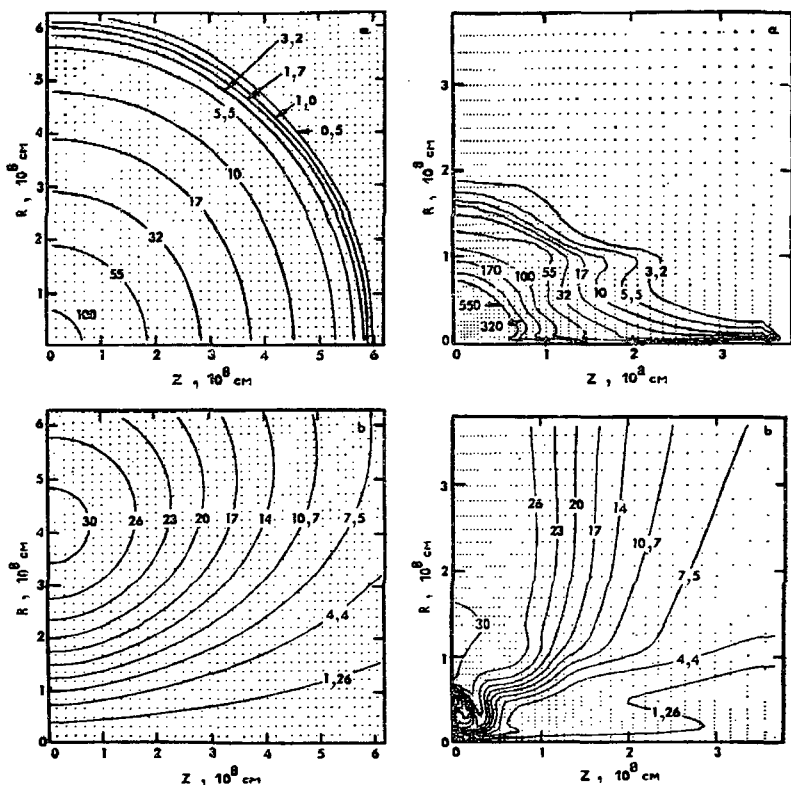


Рис. 21. Механизм струи Лебланка—Уилсона. Линии равной плотности и линии равного магнитного потока, параллельные оси z , для гравитационного коллапса вращающейся магнитной звезды с массой $7M_{\odot}$ согласно расчетам Лебланка и Уилсона [44]. Рассмотрена звезда, в которой все вещество достигло конечной фазы термоядерной эволюции. Принято также, что первоначально звезда находилась в состоянии равномерного вращения с начальной угловой скоростью $0,7 \text{ рад/с}$ (момент количества движения $\sim 4,6 \cdot 10^{50} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$), а ее магнитное поле было параллельно оси z и обладало энергией порядка $0,025\%$ гравитационной энергии звезды. Расчет начинается с равновесной конфигурации. Через несколько секунд нейтринное излучение уносит столько энергии, что звезда начинает коллапсировать.

В ходе коллапса температура внутренней области поднимается выше температуры распада ядер железа, и коллапс быстро ускоряется. Во время коллапса вследствие увеличения центробежных сил развиваются нерадикальные движения, и картина распределения угловой скорости приближается к вихревой. Перепад скоростей создает сильные магнитные поля вдоль оси вращения. Этот процесс увеличивает магнитную энергию раз в сто по сравнению с тем, что можно было ожидать от простого сжатия. Коллапс прекращается при плотностях порядка 10^{11} г/см^3 . Совместное действие вращения и магнитного поля создает струю в направлении оси со скоростью порядка $1/10$ скорости света. Эта струя переносит массу порядка $2,1 \cdot 10^{31} \text{ г}$ и кинетическую энергию $\sim 1,6 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$ со значительным количеством магнитной энергии ($\sim 3,5 \cdot 10^{49} \text{ эрг}$ при магнитных полях порядка 10^{13} Гс). На двух верхних рисунках представлены линии равной плотности в единицах 10^6 г/см^3 через $0,72$ и $2,67 \text{ с}$ после начала гравитационного коллапса. Через R обозначено расстояние от оси вращения (ось z) в экваториальной плоскости в единицах 10^8 см . На двух диаграммах в нижней части рисунка изображены линии магнитного потока, параллельные оси z , в единицах $10^{22} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ спустя $0,72$ и $2,67 \text{ с}$ после начала коллапса.

них типах квазаров, другие — в других. Согласно большинству современных концепций, независимо от того, что представляет собой квазар, конечной стадией его эволюции является массивная черная дыра. В любом случае главная задача состоит в выявлении эволюционной связи между квазизвездными источниками, ядрами галактик Сейферта и ядрами нормальных галактик.

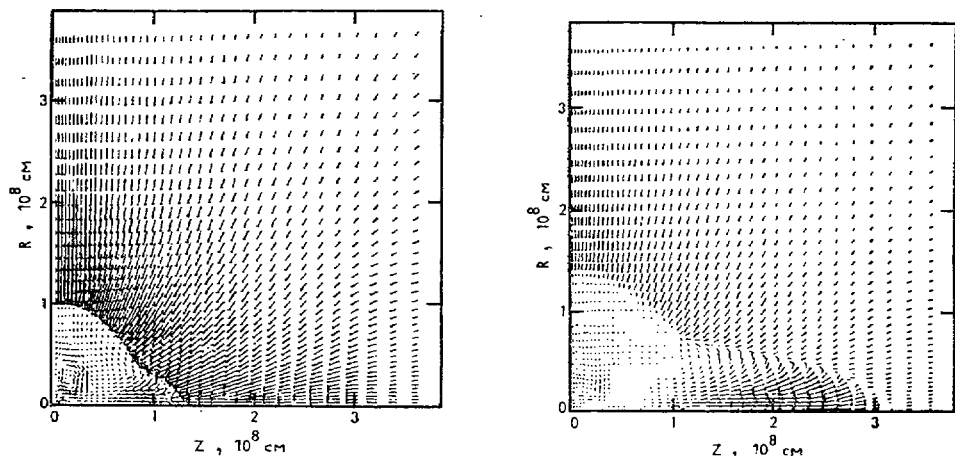


Рис. 22. Вектор скорости в струе, образованный при коллапсе вращающейся магнитной звезды с массой $7M_{\odot}$ (см. подпись к рис. 21). R — расстояние от оси вращения (z -направление) в экваториальной плоскости в единицах 10^8 см. Диаграмма слева описывает конфигурацию через 2,61 с после $t=0$ (начало гравитационного коллапса). Максимальное значение скорости $2,43 \cdot 10^9$ см/с. Диаграмма справа описывает конфигурацию через 2,64 с после $t=0$, максимальное значение скорости $4,38 \cdot 10^9$ см/с.

Что касается направленного выхода энергии квазара, то здесь такого богатства выбора нет. Один многообещающий механизм, который привлек внимание, — это коллапс магнитогидродинамической системы с выбросом вещества наружу с одного или обоих полюсов, — механизм, прекрасно проиллюстрированный вычислениями Лесбланка и Уилсона [44] на ЭВМ (рис. 21 и 22).

Помимо гравитационных явлений, происходящих в квазизвездном источнике, а также в одиночной сверхновой, должно существовать богатое разнообразие явлений, промежуточных по энергиям, исследование которых представит большой интерес.

Из значения потока ЗС 273 ясно, что бóльшая часть энергии излучается в инфракрасной области. В этой области земная атмосфера очень сильно поглощает (рис. 6), поэтому желательны наблюдения квазаров с космических аппаратов. Кроме того, использование космических аппаратов обеспечит сверхдлинную базу для радиоинтерферометрических наблюдений квазаров и, следовательно, очень высокое разрешение для определения эффективных размеров. Тогда можно будет установить, приходят ли последовательные радиовсплески из одной области (что следует ожидать, если источником энергии является одиночный сверхмассивный объект) или они соответствуют взрывам отдельных тел звездной массы. Эти наблюдения также могли бы представить интерес и для космологии (гл. 12).

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Эйнштейн в самые первые дни существования общей теории относительности показал [111], что геометрия может описывать волновые процессы и перенос энергии. В конце 50-х годов Джозеф Вебер первым приложил усилия для обнаружения таких «гравитационных волн» [112]. Подход его был прагматическим: нам нужен детектор независимо от того, идут ли волны от естественного источника или от специально построенного искусственного, — поэтому построим сначала детектор. Более того, простой подсчет показывает, что сооружение любого искусственного источника, достаточно мощного для того, чтобы его излучение можно было обнаружить вне ближней зоны, будет слишком дорогостоящим (табл. 9).

Поэтому последуем примеру Герца: прежде чем думать о сооружении искусственного источника, исследуем при помощи детектора какой-либо гипотетический естественный источник. В начале своего предприятия Вебер продвинул экономические соображения еще на шаг вперед, не только надеясь на естественный источник, но также испробовав и естественный детектор — собственные квадрупольные колебания Земли. Он не нашел какого-либо очевидного свидетельства, что этот тип колебаний получает энергию сверх того, что может быть естественно приписано землетрясениям или другим шумам. На этом основании он смог дать первый эмпирический верхний предел интенсивности гравитационного излучения, приходящего из космоса на конкретной частоте $\nu = 3,1 \cdot 10^{-4}$ Гц (период колебаний равен 54 мин) [114]:

$$\frac{dI}{d\nu} = c^3 2\pi \frac{d\rho_{изл}}{d\omega} < 27 \cdot 10^{30} \times 12 \cdot 10^{-25} \text{ г/см}^3 = \\ = 3 \cdot 10^7 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц)}$$

[Этот результат дан в табл. 10 с уточнением:

$$dI/d\nu < 2,6 \cdot 10^8 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц)}].$$

Последующая работа Вебера дает верхние пределы для различных частот (или позволяет их оценить).

Поведение алюминиевого цилиндра Вебера в Колледж-Парке (Мэриленд) сводится к следующему. Цилиндр удлинялся и

Граница r_b между ближней зоной (гравитационное поле спадает с расстоянием согласно ньютоновской теории) и волновой зоной (истинное распространение со скоростью света) на примере некоторых источников гравитационного излучения

Тип движения	Частота	r_b
Обращение Земли вокруг Солнца	1 год ⁻¹	$3,8 \cdot 10^{12}$ км
Квадрупольные колебания Земли	$1/54$ мин ⁻¹	$3,9 \cdot 10^8$ км
Квадрупольные колебания Луны	$1/15$ мин ⁻¹	$1,1 \cdot 10^8$ км
Вращение по круговым орбитам вокруг общего центра масс двух нейтронных звезд или черных дыр каждая массой M_\odot с расстоянием между центрами 100 км	41 с ⁻¹	$2,9 \cdot 10^3$ км
Продольные колебания цилиндра Вебера	$(10^4/2\pi)$ с ⁻¹	74 км
Колебания горячей молекулы SiO внутри Земли	$3,7 \cdot 10^{13}$ с ⁻¹	$3,2 \cdot 10^{-4}$ см

Значение r_b определяется сравнением фактической тензорной волны со скалярной волной

$$u = R(r) \cdot Y(\theta, \varphi)$$

(«потенциалом» для тензорной волны), связанной со сферической гармоникой $Y(\theta, \varphi)$ порядка $l=2$. Радиальная функция в скалярной волне удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] R = 0.$$

Граница между ближней зоной (быстрое убывание R) и волновой зоной (колебания R) имеет место при

$$r = [l(l+1)]^{1/2}/k,$$

или, согласно более точной оценке в $\left(l + \frac{1}{2}\right)$ -приближении ВКБ [113],

при

$$r = r_b = \left(l + \frac{1}{2}\right)/k = 2,5/k = 2,5\lambda.$$

Здесь λ — приведенная длина волны излучения (классически вычисленное расстояние максимального сближения для кванта с моментом импульса, равным \hbar):

$$\lambda = 1/k = \lambda/2\pi = c/\omega = c/2\pi\nu.$$

сокращался в своей основной продольной моде колебаний с энергией, в три раза превышающей уровень теплового шума (k , умноженное на 300 К), по несколько десятков раз в день, а с энергией, в пять раз превышающей энергию теплового шума, — всего несколько раз в день. Вебер установил другой цилиндр в Аргоннской национальной лаборатории близ Чикаго; этот цилиндр регистрировал ряд отдельных событий, по характеру сравнимых с регистрируемыми первым цилиндром. Всего несколько событий, примерно одно в день, совпадало (во всяком случае, должно было быть некоторое число совпадений). События в отдельных детекторах, случайно распределенные во времени, иногда перекрываются в пределах времени разрешения схемы совпадений (значительная доля секунды). По статистическому анализу и подсчету совпадений при введении временной задержки в одну из цепей Вебер [115] заключил, что случайные совпадения должны быть приблизительно на порядок реже, чем наблюдаемые совпадения. Он устно привел данные, говорящие о том, что совпадения не связаны с а) солнечными вспышками, б) разрядами молний, в) низкочастотными электромагнитными волнами, используемыми для передачи сигналов с берега подводным лодкам Соединенных Штатов, г) импульсами перенапряжения в электрических энергосистемах, связывающих отдельные штаты. Он также привел в печати данные в пользу того, что совпадения не связаны с д) подземным ядерным взрывом в ноябре 1968 г. или с е) сейсмическими явлениями — во всяком случае эта связь неправдоподобна вследствие обычно большого различия во времени достижения сейсмическими волнами Чикаго и Мэриленда, тогда как простая оценка показывает, что ж) гравитационные волны, генерируемые землетрясением, слишком слабы, чтобы возбудить любой из цилиндров, и з) натяжения, сохранившиеся в цилиндре от его термической обработки в прошлом, проявляют себя время от времени в форме «цилиндротрясений». В ходе такого процесса кристаллы алюминия изменяют положение, как отдельные камни в гряде камней. Импульсы такой природы приблизительно так же часты, как и прочие, в первые дни после изменения температуры на 10°С . Этот механизм, очевидно, не может влиять на оба детектора иначе как случайно. Никому еще не удалось выдвинуть какого-либо иного приемлемого объяснения веберовских совпадений, кроме гравитационных волн из космического пространства. Тем не менее история физики богата примерами, когда, казалось бы, новые эффекты в конце концов сводились к давно известным явлениям. Поэтому наблюдаемые события трудно назвать «проверенными в бою». Для этого было бы необходимо проверить их с другой аппаратурой и (или) при других обстоятельствах. Делая такую предварительную оценку этих опытов, мы позволим себе в то же время выразить свое

Верхние пределы интенсивности гравитационного излучения, приходящего на Землю из космического пространства на некоторых частотах

	Детектор	
	Земля	цилиндр Вебера
Изучаемые моды колебаний	Квадрупольные колебания	Наинизшая мода продольных колебаний цилиндра
Период	54 мин	$6,03 \cdot 10^{-4}$ с
Масса	$5,98 \cdot 10^{27}$ г	$1,41 \cdot 10^6$ г
Размеры	Радиус $6,27 \cdot 10^8$ см	Длина 153 см, диаметр 66 см
Добротность Q для этой моды	400	$\sim 10^5$
Полоса частот $A_{рас} = \Delta\omega = \omega/Q = \tau_{1/e}^{-1}$	$4,86 \cdot 10^{-6}$ рад/с	$\sim 10^{-1}$ рад/с
$\int \sigma(\nu) d\nu$ (ср. текст) Резонанс	$4,7 \text{ см}^2/\text{с} = 4,7 \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}$	$1,0 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2/\text{с} = 1,0 \times 10^{-21} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}$
Данные, указывающие верхний предел непрерывного фонового гравитационного излучения	Спектр мощности шума собственной моды возбуждения Земли в течение спокойных периодов в окрестности частоты 1 ч^{-1} согласно измерениям Вебера и Ларсона [117]	Полностью отнесенный к гравитационному излучению тепловой шум детектора при $T=300 \text{ К}$ дает скорость потерь $kT/\tau_{1/e} = kT\Delta\omega$
Этот предел, выраженный в естественных (для этого предела) единицах	$6,9 \cdot 10^{-14} (\text{см}/\text{с}^2)^2 / (\text{рад}/\text{с})^{-1}$ [118]	$4,1 \cdot 10^{-15}$ эрг/с
Этот же предел в единицах эрг/с (поглощение энергии от «гравитационных волн»)	$1,2 \cdot 10^9$ эрг/с (замечание 1)	$4,1 \cdot 10^{-15}$ эрг/с

	Детектор	
	Земля	цилиндр Вебера
Эта величина, деленная на $\int \sigma d\nu$, дает верхний предел потока в резонансе	$2,6 \cdot 10^8$ эрг/(см ² · с · Гц)	$4,1 \cdot 10^6$ эрг/(см ² · с · Гц)
Эта величина, умноженная на ν/c , дает верхний предел плотности энергии для плоского спектра частот от $\nu=0$ до частоты наблюдения ν_0	$2,4 \cdot 10^{-6}$ эрг/см ³	$2,2 \cdot 10^{-1}$ эрг/см ³
Эта величина, выраженная через эквивалентную плотность . . .	$2,6 \cdot 10^{-27}$ г/см ³	$2,5 \cdot 10^{-22}$ г/см ³
Порядок величины плотности, необходимой для замыкания Вселенной, на основании самых надежных современных данных о возрасте Вселенной (13×10^9 лет) и обратным значением постоянной Хаббла ($19 \cdot 10^9$ лет) . .	$\sim 10^{-29}$ г/см ³	$\sim 10^{-29}$ г/см ³
Верхний предел плотности, согласующийся с однородной моделью в релятивистской космологии, при тщательном учете ошибок в определении возраста Вселенной и обратной постоянной Хаббла	10^{-27} г/см ³	10^{-27} г/см ³
Улучшаются ли эти верхние пределы интенсивности гравитационного излучения в этом космологическом предельном случае?	Нет	Нет

	Детектор	
	Земля	цилиндр Вебера
Данные, указывающие верхний предел напряженности поступающего импульса гравитационного излучения . . .	Нет никакого разумного верхнего предела. (Слишком много землетрясений! Нельзя отличить эффекты землетрясений от эффектов гравитационных волн по методу совпадений — нет под рукой еще одной Земли!)	Импульс с энергией $5 kT$ (при $T=300$ К) или больше, одновременно зарегистрированный аргонским и мэрилендским детекторами, не чаще одного раза за 81 сут [116]
Поглощение энергии детектором при таком импульсе	—	$2 \cdot 10^{-13}$ эрг
Эта энергия, деленная на $\int \sigma dv$, дает верхний предел энергии на $I(\nu_0)$ поступающего импульса на 1 см^2 пересеканной площади и на единицу частоты при резонансе	—	$2,0 \cdot 10^8$ эрг/($\text{см}^2 \cdot \text{Гц}$)
Произведение $I(\nu_0)$ на ν_0 дает верхний предел поверхностной плотности энергии этого импульса на Земле для плоского спектра частот от $\nu=0$ до частоты наблюдения ν_0	—	$3,3 \cdot 10^{11}$ эрг/ см^2
Верхний предел поверхностной плотности энергии этого импульса, если его частота совпадает с собственной частотой детектора, а порога частот в 10 раз больше ($\Delta\omega = 10 A_{\text{рас}}$), (замечание 2)	—	$5 \cdot 10^7$ эрг/ см^2
при $\Delta\omega = A_{\text{рас}}$. . .	—	10^7 эрг/ см^2
при $\Delta\omega \ll A_{\text{рас}}$. . .	—	$5 \cdot 10^6$ эрг/ см^2

	Детектор	
	Земля	цилиндр Вебера
Последнее значение, умноженное на $4\pi r^2$ при $r=8,2$ кпс $=2,5 \cdot 10^{22}$ см, дает нижний предел выхода излучения энергии гравитационной волны для источника, расположенного в центре Галактики и достаточно мощного, чтобы дать такой импульс	—	$4,0 \cdot 10^{52}$ эрг
Масса m , которая должна проаннигилировать, чтобы генерировать такую энергию при максимальной эффективности 50%	—	$m \sim 0,04 M_{\odot}$

Замечание 1. Данные Вебера и Ларсона для спектра мощности шумов Земли, измеренных гравиметром, соответствуют $6,9 \cdot 10^{-14}$ (см/с²)²/(рад/с) (средний квадрат ускорения на единичный интервал круговой частоты при квадрупольной моде с периодом около 54 мни). Соответствующая круговая частота равна $\omega_0 = 1,94 \cdot 10^{-3}$ рад/с, а полная скорость затухания

$$A_{\text{зат}} = \Delta\omega = \omega_0/Q = \omega_0/400 = 4,9 \cdot 10^{-6} \text{ рад/с.}$$

Вся та часть шума, которая лежит в интервале круговой частоты, определенной интегралом от весового множителя

$$(\Delta\omega/2)^2 / [(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega/2)^2],$$

приписывается рассматриваемой моде колебаний, а именно $(\pi/2)\Delta\omega$, или

$$6,9 \cdot 10^{-14} \times 7,7 \cdot 10^{-6} = 5,3 \cdot 10^{-19} \text{ (см/с}^2\text{)}^2.$$

Этот средний квадрат ускорения делится на ω_0^2 для получения среднего квадрата скорости движения поверхности Земли в обоих направлениях, связанной с этой модой:

$$1,4 \cdot 10^{-13} \text{ (см/с)}^2.$$

Существует пять независимых мод квадрупольных колебаний, связанных с пятью сферическими гармониками второго порядка, но все они, за исключением рассматриваемой моды, имеют равную нулю амплитуду в точке наблюдения, выбранной за полюс системы сферических координат. Кинетическая энергия для нее в идеализированном случае сферы из жидкости постоянной плотности (ср. текст ниже) равна

$${}^{(3/20)} M a^2 \alpha^2 = {}^{(3/20)} (Масса Земли) \cdot (Вертикальная скорость на полюсе)^2,$$

среднее же значение полной энергии данной моды в два раза больше этого значения, т. е.

$$E = (3/10) (5.98 \cdot 10^{27} \text{ г}) (1.4 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}^2) = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ эрг.}$$

Скорость рассеяния этой энергии равна

$$EA_{\text{зат}} = 1.2 \cdot 10^9 \text{ эрг/с.}$$

Упомянутый верхний предел потока гравитационного излучения определяется в предположении, что это значение — которое нужно постоянно уточнять — обусловлено исключительно гравитационным излучением, а вовсе не землетрясениями, сейшмами, извержениями вулканов и т. п., с последующим делением на $\int \sigma d\nu = 4.7 \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}$. Это дает поток энергии при резонансе. Если принять, что спектр частот является плоским от 0 до ν_0 , то умножение потока энергии при резонансе на ν/c даст верхний предел плотности энергии.

Замечание 2. Энергия E , поглощенная цилиндрическим детектором Вебера, сравнивается интегралом

$$E = \int I(\nu) \sigma(\nu) d\nu,$$

где $I(\nu)$ — спектр предполагаемого импульса гравитационного излучения (эрг/см² · Гц). Представляют интерес пять случаев:

Широкий спектр общего вида

$$I(\nu_0) = E / \int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu.$$

Полная энергия (эрг/см²) в импульсе в случае плоского спектра от $\nu=0$ до ν , причем ν немного превышает резонансную частоту ν_0 :

$$\int I(\nu) d\nu = \nu_0 I(\nu_0).$$

Полная энергия (эрг/см²) в импульсе для спектра вида

$$I(\nu) = I_0 (\Delta\omega/2)^2 [(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega/2)^2]^{-1}$$

при $\Delta\omega \gg A_{\text{рас}}$:

$$\int I(\nu) d\nu = (\Delta\omega/4) I(\nu_0).$$

Полная энергия (эрг/см²) в импульсе в случае спектра, зависящего от частоты таким же образом, как и само эффективное поперечное сечение ($\Delta\omega = A_{\text{рас}}$):

$$\int I(\nu) d\nu = (A_{\text{рас}}/2) I(\nu_0).$$

Полная энергия (эрг/см²) в импульсе излучения с полосой, значительно более узкой ($\Delta\omega \ll A_{\text{рас}}$), чем полоса частот приемника:

$$\int I(\nu) d\nu = (A_{\text{рас}}/4) I(\nu_0).$$

Замечание 3. Формула Брейта—Вигнера содержит резонансный знаменатель вида

$$(\omega - \omega_0)^2 + (A/2)^2,$$

тогда как стандартная формула для отклика обычного гармонического осциллятора с затуханием включает резонансный знаменатель иного вида:

$$(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\xi^2 \omega_0^2 \omega^2.$$

Тот факт, что в случае, далеком от резонанса, оба знаменателя ведут себя совсем по-разному, не влияет на дальнейшее обсуждение в тексте. Интеграл от эффективного сечения почти исключительно определяется непосредственной окрестностью резонанса, где обе формулы приобретают один и тот же вид, что легко видеть, вынося множитель $(\omega + \omega_0)^2$ в последнем резонансном знаменателе и приравнявая в нем $\omega = \omega_0$, что справедливо вблизи резонанса.

восхищение изобретательностью, энергией и замечательной настойчивостью, проявленными Джозефом Вебером в его более чем десятилетнем поиске наиболее неуловимого из всех излучений в физике. К тому же он зарегистрировал не более одного совпадения за 81 день, при котором оба импульса в пять или более раз превышали тепловой шум (300 К) [116], что позволило установить (табл. 10) верхний предел приходящего потока гравитационного излучения.

Приблизительно 150 чикаго-мэрилендских совпадений, зарегистрированных за период около шести месяцев, плохо коррелировали с солнечным временем, но хорошо — со звездным [119]. События были разделены на три группы. В центральную группу были включены все те события, которые имели место в течение четырехчасового периода, когда оба детектора проявляли наибольшую чувствительность к гравитационным волнам, идущим из центра Галактики, а также события, которые регистрировались в «квадрупольно-симметричный» четырехчасовой период на 12 ч позже, когда детекторы вновь были максимально чувствительны к гравитационным волнам из галактического центра. «Окна во времени» для двух других (побочных) групп были расположены на 4 ч раньше и позже, чем «окно во времени» центральной группы. Хотя интересно, что число совпадений в центральной группе было больше, чем в каждой из побочных, и притом значительно больше, все же стоит заметить, что есте-

ственные статистические флуктуации часто создавали ошибочное впечатление реальности несуществующих энергетических уровней в ядерной физике и несуществующих масс в физике элементарных частиц. Поэтому будет интересно рассмотреть, как частота совпадений зависит от звездного времени в последующие шестимесячные интервалы.

Теперь следует перейти от вопроса об экспериментальном поиске гравитационного излучения к теории этого излучения, так как она может указать на его потенциальные источники. Теория бурно развивалась, особенно в последние два десятилетия, в чем не последняя заслуга принадлежит Бонди и его сотрудникам. Сомнения, которые окружали эту тему в первое время, теперь рассеялись. Было время, когда даже реальность гравитационных волн ставилась под сомнение.

Введем координатную систему, в которой волна может распространяться с произвольной скоростью. Вот и все, чем является гравитационная волна — уравнением, написанным на бумаге. Она движется не со скоростью света, а со скоростью мысли^{*)}. Кроме того, любой разговор о переносе энергии гравитационной волной не имеет смысла. Никакой локальной плотности энергии гравитационной волны как понятия не существует — это запрещено самими уравнениями поля Эйнштейна. Источник поля $T_{\mu\nu}$ в правой части этих уравнений содержит в себе все потенциально возможные виды энергии-импульса, кроме гравитационной.

Но со временем стало невозможно заблуждаться относительно истинного содержания теории. Да, произвольные преобразования координат изменяют компоненты метрического тензора. Они изменяют и коэффициенты связности $\Gamma_{\alpha\beta\gamma}$, получаемые из первых производных этих компонент. Отличные от нуля коэффициенты связности могут быть локально обращены в нуль и наоборот (фиктивное гравитационное поле, которое ощущается в космическом корабле, если включать и выключать его реактивный двигатель!). Однако если приливное ускорение или тензор кривизны Римана, выражающийся через вторые производные компонент метрического тензора, не равны нулю в одной системе координат, то они отличны от нуля и во всех других системах координат. Они однозначно свидетельствуют

^{*)} «Продольно-продольные [и] продольно-поперечные ... гравитационные волны ... не имеют определенной скорости ... Они не объективны ... Они являются лишь волнистостью координатной системы, и единственная скорость распространения, соответствующая им, есть „скорость мысли“». Это высказывание Эддингтона [120] о необходимости различать фиктивные (координатные) волны и реальные поперечно-поперечные гравитационные волны было, к сожалению, неправильно понято некоторыми другими исследователями и взято ими в качестве аргумента против реальности всех гравитационных волн.

о присутствии или прохождении гравитационного возмущения. Если же они равны нулю в некоторой области пространства и в течение некоторого промежутка времени, то не существует преобразования координат, которое сделало бы их отличными от нуля.

Было бы ошибкой искать локальное распределение энергии гравитационной природы, так как кривизна — истинный физический фактор — действует не на отдельную пробную частицу в одном ее положении, а на расстояние между двумя пробными частицами, расположенными близко друг к другу. Величина, имеющая простой смысл, — это глобальный запас энергии, а не локальное распределение энергии гравитационного волнового пакета. Чтобы определить эту полную массу-энергию, часто хотелось бы иметь дело с асимптотически плоской областью пространства-времени. Еще никому не удалось дать хорошее определение смысла полной энергии для замкнутого пространства; это станет само собой понятно, если поразмыслить о том, что не существует платформы, на которую можно было бы встать, чтобы измерить полное притяжение всей системы! В асимптотически плоской геометрии важно определить скорость стремления к плоскому пространству (так характеризуется шварцшильдовская масса-энергия m). Для этого измеряется период планеты на кеплеровой орбите вокруг центра притяжения и строится конструкция

$$m(\text{см}) = r^3 [\omega(\text{см}^{-1})]^2.$$

Эту полную массу можно вычислить также интегрированием по объему, в котором происходят колебания. Получается формула, имеющая приближенно вид [121]

$$m \sim (1/8\pi) \int \Gamma^2 d^3x;$$

она напоминает один из известных интегралов для электромагнитной массы-энергии. Однако есть существенное различие между интегралами в этих двух случаях. В электродинамике локальная плотность энергии имеет хорошо определенный смысл; в случае же геометродинамики она его не имеет. В гравитационном случае великое множество других каждый раз неплохо обоснованных интегралов дают для локальной плотности различные значения, но для полной массы-энергии — всегда одно и то же [122].

Даже в электродинамике требуется осторожность при чисто локальном анализе энергии излучения. В ней говорится, что

$$(E^2 + H^2)/8\pi$$

есть плотность энергии излучения, а

$$(E \times H)/4\pi$$

есть плотность потока этой энергии. Поместим, однако, сильно заряженный проводник недалеко от северного полюса линейного магнита и выберем точку наблюдения там, где напряженность электрического поля равна $E=3000$ В/см (обычные единицы), или в геометрических единицах (переходный множитель $G^{1/2}/c^2 = 2,874 \cdot 10^{-25}$ см⁻¹/Гс)

$$E=3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-1},$$

и где напряженность магнитного поля имеет ту же величину

$$H_{06}=10 \text{ Гс, т. е. } H=3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-1}$$

и направлена перпендикулярно напряженности электрического поля. Инварианты Лоренца $E^2 - H^2$ и $(E \cdot H)$, оба равные нулю в данном примере, служат определением типа электромагнитного поля. Локально поле классифицируется как поле излучения, глобально — нет. Тензор кривизны Римана допускает аналогичный локальный анализ [123] при тех же предостережениях относительно его глобальной применимости. Инварианты тензора кривизны Римана, аналогичные инвариантам

$$E^2 - H^2 \text{ и } (E \cdot H),$$

но в большем числе, определяют, к какому типу по классификации Петрова принадлежат локальные приливные ускорения. От локального анализа, оказывается, полезно перейти к глобальной картине, чтобы лучше понять, каким образом распространяются гравитационные волны.

7.1. Угловое распределение гравитационного излучения

Сила тяготения, так же как и электростатическая сила, убывает обратно пропорционально квадрату расстояния. Почему же тогда радиационная компонента силы убывает обратно пропорционально первой степени расстояния? Для электрической силы ответ давно известен. Объяснение возвращает нас к процессу ускорения источника. Распределение силовых линий (рис. 23) весьма различно до и после акта ускорения. Переход от одной картины поля к другой ограничен «оболочкой» толщины Δl , равной времени ускорения Δt . В оболочке силовые линии, которые при иных условиях имели бы длину Δt , растянуты до длины $g\Delta\beta_{\perp}$, где $\Delta\beta_{\perp}$ — компонента изменения скорости частицы, перпендикулярная лучу зрения. Это «растяжение длины» тем больше, чем дальше находится наблюдатель. Так, нормальное

поле e/r^2 усиливается «растягивающим множителем» $r\Delta\beta_{\perp}/\Delta\tau$ до значения

$$-(e/r^2)(r\Delta\beta_{\perp}/\Delta\tau) = -(ea_{\perp}/r).$$

Подобное «растяжение» наблюдается и в случае гравитационного излучения. Здесь, однако, растягиваемая геометрическая

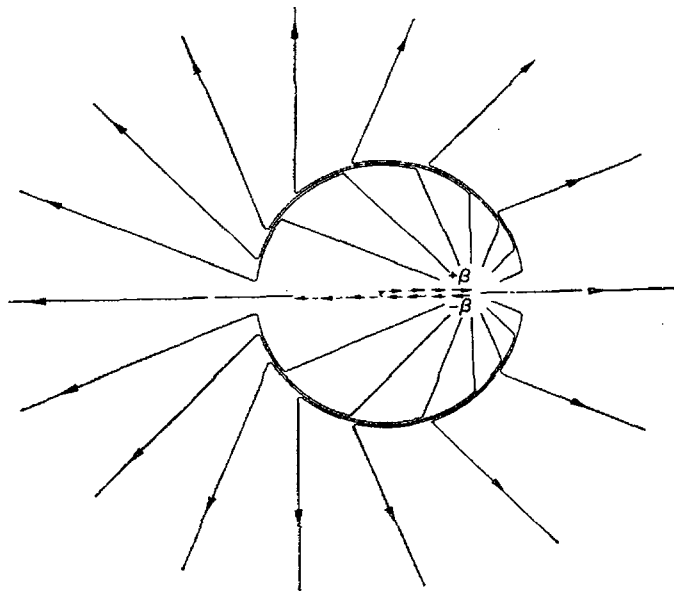


Рис. 23. Объяснение Дж. Дж. Томсона, почему напряженность электромагнитной волны убывает обратно пропорционально лишь первой степени расстояния r и почему амплитуда волны меняется (в случае малых скоростей) как $\sin\theta$ (максимум в плоскости, перпендикулярной направлению ускорения). Заряд движется влево с постоянной скоростью. Вдали от него силовые линии продолжают распространяться так, как будто эта постоянная скорость сохраняется навсегда (кулоновское поле медленно движущегося точечного заряда). Однако ближе к заряду поле имеет такой вид, как будто оно создается точечным зарядом, движущимся вправо с постоянной скоростью (напряженность зависит от расстояния как $1/r^2$). Переход от одного типа поля к другому совершается в слое толщиной $\Delta\tau$, расположенном на расстоянии r от точки действия ускорения (усиление поля «растягивающим множителем» $r \sin\theta \Delta\beta_{\perp}/\Delta\tau$; см. текст).

величина — тензор, а не вектор. Поэтому картина в таком случае будет несколько иной, чем на рис. 23. Тем не менее качественный результат тот же: эффективное поле, убывающее обратно пропорционально первой степени расстояния.

Когда приходится обсуждать угловую зависимость, необходимо опять по-разному относиться к гравитации и к электромагнетизму, так как первая описывается тензором, а второй — век-

тором. На рис. 24 показан приемник, смещенный на полярный угол θ от траектории движения источника. Компонента ускорения, перпендикулярная лучу зрения, равна

$$a_{\perp} = a \sin \theta.$$

Эта величина определяет напряженность электромагнитного поля, действующего на приемник. В случае гравитации мы имеем

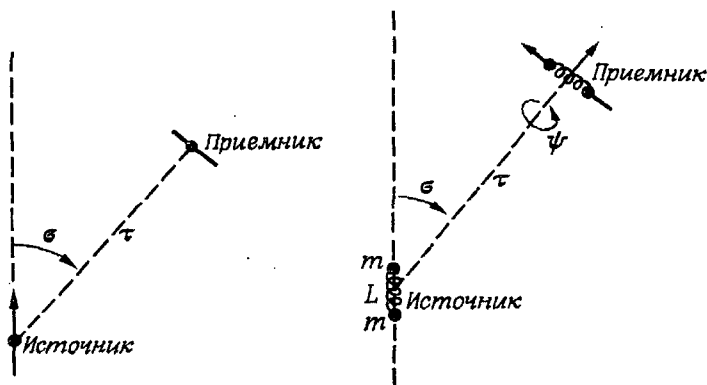


Рис. 24. Ориентация приемника, наиболее благоприятная для регистрации волн от источников электромагнитного излучения (слева) и гравитационного излучения (справа). В обоих случаях расстояние r и полярный угол θ приемника считаются заданными и может меняться лишь ориентация.

дело с тензором (величина, описываемая двумя индексами). В результате при вычислении поля около приемника величина $\sin \theta$ умножается сама на себя дважды:

$$\begin{aligned} & (\text{амплитуда сигнала} \propto \sin^2 \theta) \\ & (\text{интенсивность сигнала} \propto \sin^4 \theta). \end{aligned}$$

Точнее говоря, необходимо от источника перейти к величине сигнала в приемнике. Электромагнитный сигнал действует на заряженную частицу в приемнике в соответствии с лоренцевым уравнением движения:

$$d^2 x^{\alpha} / d\tau^2 = D u^{\alpha} / d\tau = (e/m) F_{\beta}^{\alpha} u^{\beta}.$$

Скорость типичной частицы-приемника пренебрежимо мала по сравнению со скоростью света:

$$|u^i| \ll u^0 \approx 1,$$

поэтому достаточно учитывать лишь электрическое поле. Его векторный характер проявляется в движении частицы-приемника (рис. 24). Влияние гравитационной волны проявляется не в движении одной пробной массы (всегда геодезическом!), а в относительном движении двух близких масс («приливная

компонента гравитационного поля»; эйнштейновское локальное толкование физики):

$$D^2 \eta^\alpha / d\tau^2 = -R_{\beta\gamma\delta}^\alpha u^\beta \eta^\gamma u^\delta.$$

Здесь $\eta^\alpha (=L)$ — расстояние между пробными частицами (ср. с двумя массами, связанными пружиной, или с эффективными динамическими центрами двух концов алюминиевого цилиндра Вебера). Скорости пробных частиц во всех рассматриваемых в настоящее время детекторах также пренебрежимо малы по сравнению со скоростью света. Поэтому можно пренебречь влиянием всех компонент тензора кривизны, за исключением тех, которые можно назвать приливными, а именно R_{0j0}^i .

Вдали от источника как электромагнитное поле, так и гравитационное поле становятся «алгебраически специальными». Напряженность магнитного поля равна по величине напряженности электрического, перпендикулярна ей, и оба вектора лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Аналогично в геометрии возмущение описывается бесследовым поперечным тензором. Пусть ось z направлена вдоль траектории распространения волны, а главные оси поляризации ориентированы вдоль осей x и y (рис. 25, две верхние иллюстрации справа). Тогда единственными ненулевыми ньютоновскими приливными компонентами (табл. 11) будут

$$R_{0y0}^y = -R_{0x0}^x = (2/3) (\ddot{Q}_{yy} - \ddot{Q}_{xx}) \sin^2 \theta / r.$$

Таблица 11

Сопоставление значений потенциалов и напряженностей электромагнитного и гравитационного излучений

	Электромагнетизм	Гравитация
Потенциал	$A = e\beta_{\perp} / r =$ $= e\beta \sin \theta / r$	$\delta g \sim \ddot{Q} \sin^2 \theta / r$
Напряженность	$E = -ea_{\perp} / r =$ $= -ea \sin \theta / r$	$\delta \Gamma \sim \ddot{Q} \sin^2 \theta / r$ $\delta R \sim \ddot{Q} \sin^2 \theta / r$
Смысл напряженности	Величина вектора напряженности электрического поля, который перпендикулярен направлению распространения	Величина тензора ньютоновской приливной силы. Этот приливной тензор поперечен направлению распространения и является тензором со следом, равным нулю (отсутствие полного изменения объема)

Вообще квадрупольный момент массы в декартовых координатах является бесследовым тензором с компонентами

$$Q^{mn} = \iiint \rho (3x^m x^n - \delta^{mn} x^s x_s) d^3x.$$

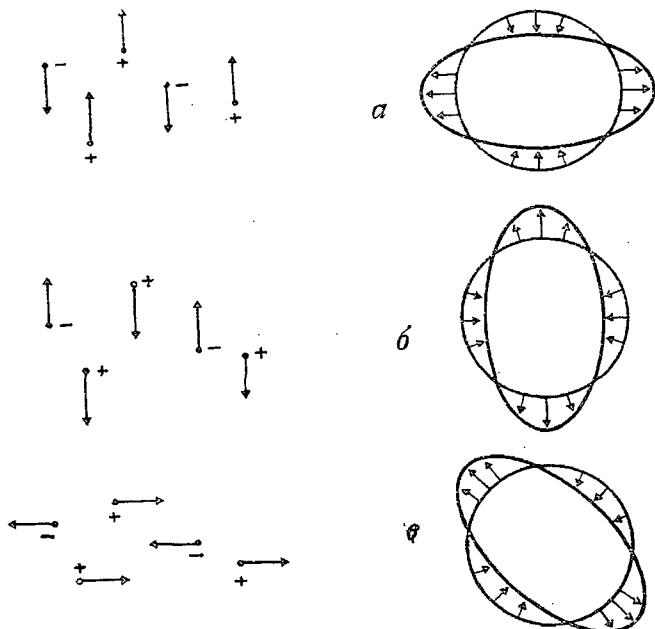


Рис. 25. Сопоставление поляризаций электромагнитных и гравитационных волн. Гравитационная волна, распространяясь перпендикулярно плоскости рисунка и действуя на группу пробных частиц, расположенных по окружности, изменяет их расположение, образуя эллипсы. Имеются два независимых состояния поляризации, которые получаются друг из друга поворотом на 45° , а не на 90° , как это было бы для электромагнитной волны.

a — смещения, перпендикулярные направлению распространения волны; *b* — та же волна с той же поляризацией, но со сдвигом фазы на 180° ; *v* — независимое состояние поляризации при том же направлении распространения волны.

Для двух локализованных масс m , связанных пружиной длины L , параллельной оси y (рис. 24), имеем:

$$Q_{xx} = - \int y^2 d(\text{масса}) = -I,$$

$$Q_{yy} = 2 \int y^2 d(\text{масса}) = 2I,$$

$$Q_{zz} = - \int y^2 d(\text{масса}) = -I,$$

где I — момент инерции:

$$I = 2m(L/2)^2.$$

Приемник (рис. 24) наиболее чувствителен, когда линия, связывающая две пробные частицы, перпендикулярна лучу зрения и лежит в плоскости, проходящей через последний и главную ось колебания источника. Однако чувствительность будет такой же и в случае поворота на угол $\psi = \pm 90^\circ$ относительно луча зрения. Имеется лишь одно важное различие между сигналами, полученными при такой ориентации и при первоначальной: запаздывание по фазе на 180° . (Чтобы получить запаздывание по фазе

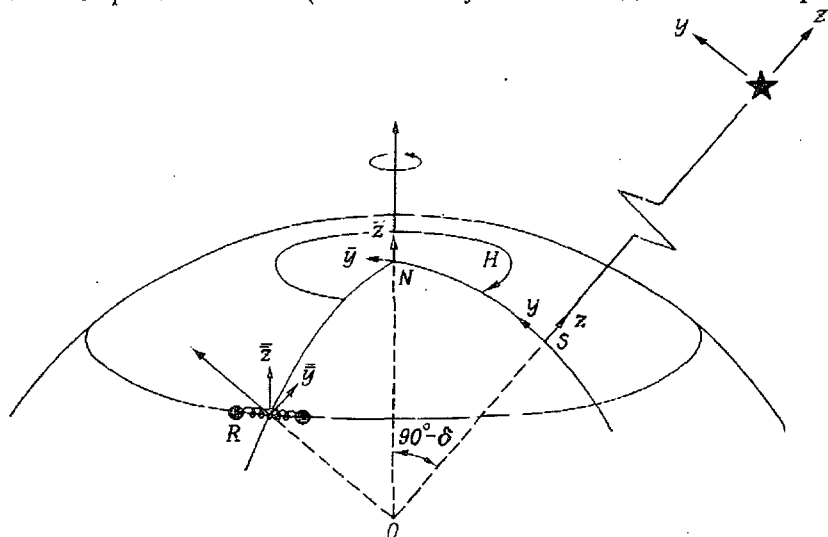


Рис. 26. Идеальный детектор гравитационных волн R , расположенный на поверхности Земли, реагирует на источник, находящийся на далекой звезде. Взаимодействие между источником и детектором анализируется в тексте на основе принципа взаимности (расположим источник в R , а детектор на звезде) и преобразования тензорных компонент последовательно от лабораторной системы отсчета (координаты с двумя чертами) к системе отсчета на северном полюсе (координаты с одной чертой) и, наконец, к системе отсчета в S .

на 180° , требуется, как известно, поворот на 90° в случае бесследового поперечного тензора (спин 2), поворот на 180° в случае поперечного вектора (спин 1) и поворот на 360° для поля со спином $1/2$.)

Для любого угла поворота ψ вокруг луча зрения между нулем и 90° величина поля приливных сил, которое оказывает действие на детектор, дается стандартным правилом преобразования тензоров:

$$\begin{aligned} R_{0y0}^y &= \cos \psi R_{0y0}^y \cos \psi + \cos \psi R_{0x0}^y \sin \psi + \\ &+ \sin \psi R_{0y0}^x \cos \psi + \sin \psi R_{0x0}^x \sin \psi = \\ &= R_{0y0}^y (\cos^2 \psi - \sin^2 \psi) = (2/3) (\ddot{Q}_{yy} - \ddot{Q}_{xx}) [(\sin^2 \theta/r)] \cos 2\psi. \end{aligned}$$

Обратимся теперь к рис. 26 (обратите внимание на различие между рис. 24 и 26: колебания на последнем направлены вдоль оси x) и рассмотрим приемник на далекой звезде. Мы ищем величину сигнала или приливного ускорения, создаваемого на этой звезде элементарным меняющимся во времени квадрупольным моментом, расположенным в точке R на поверхности Земли и ориентированным, как показано на рис. 26. Преобразование тензорных компонент здесь немного сложнее только что рассмотренного. Мы проведем его в два этапа. Заметим, что Q_{ij} преобразуется как произведение двух векторов $V_i W_j$, закон преобразования которого известен из элементарного векторного анализа. Далее приведены этапы преобразования.

Лабораторная система отсчета:

$$Q_{\bar{x}\bar{x}} = 2I, \quad Q_{\bar{y}\bar{y}} = Q_{\bar{z}\bar{z}} = -I,$$

все остальные компоненты равны нулю.

Вращающаяся система отсчета на северном полюсе:

$$Q_{xx} = Q_{\bar{x}\bar{x}} \cos^2 H + Q_{\bar{y}\bar{y}} \sin^2 H = (3 \cos^2 H - 1) I,$$

$$Q_{yy} = Q_{\bar{x}\bar{x}} \sin^2 H + Q_{\bar{y}\bar{y}} \cos^2 H = (2 - 3 \cos^2 H) I,$$

$$Q_{xy} = Q_{\bar{x}\bar{x}} \sin H \cos H - Q_{\bar{y}\bar{y}} \sin H \cos H = (3 \sin H \cos H) I,$$

$$Q_{zz} = Q_{\bar{z}\bar{z}} = -I,$$

все остальные компоненты равны нулю. Здесь H — часовой угол источника (рис. 26).

Система отсчета в точке S :

$$Q_{xx} = Q_{\bar{x}\bar{x}} = (3 \cos^2 H - 1) I,$$

$$Q_{yx} = Q_{xy} = Q_{\bar{x}\bar{y}} \sin \delta + Q_{\bar{x}\bar{z}} \cos \delta = 3 (\sin \delta \sin H \cos H) I,$$

$$Q_{zx} = Q_{xz} = -Q_{\bar{x}\bar{y}} \cos \delta + Q_{\bar{x}\bar{z}} \sin \delta = -3 (\cos \delta \sin H \cos H) I,$$

$$Q_{yy} = Q_{\bar{y}\bar{y}} \sin^2 \delta + Q_{\bar{z}\bar{z}} \cos^2 \delta = (3 \sin^2 H \sin^2 \delta - 1) I,$$

$$Q_{yz} = Q_{zy} = (Q_{\bar{z}\bar{z}} - Q_{\bar{y}\bar{y}}) \sin \delta \cos \delta = - (3 \sin^2 H \sin \delta \cos \delta) I,$$

$$Q_{zz} = Q_{\bar{y}\bar{y}} \cos^2 \delta + Q_{\bar{z}\bar{z}} \sin^2 \delta = (3 \sin^2 H \cos^2 \delta - 1) I.$$

Поперечная бесследовая часть этого тензора определяет радиационную часть возмущений в метрике и ньютоновское приливное ускорение на звезде, вызванные осциллирующей на Земле парой масс:

$$\delta g_{xy} \equiv h_{xy} = (2/3r) \ddot{Q}_{xy},$$

$$\delta g_{xx} \equiv h_{xx} = -\delta g_{yy} \equiv -h_{yy} = (1/3r) (\ddot{Q}_{xx} - \ddot{Q}_{yy}),$$

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 h_{\alpha\delta}}{\partial x^\beta \partial x^\gamma} + \frac{\partial^2 h_{\beta\gamma}}{\partial x^\alpha \partial x^\delta} - \frac{\partial^2 h_{\beta\delta}}{\partial x^\alpha \partial x^\gamma} - \frac{\partial^2 h_{\alpha\gamma}}{\partial x^\beta \partial x^\delta} \right),$$

$$R_{0x0}^x = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 h_{xx}}{\partial t^2} = -(1/6r) (\dddot{Q}_{xx} - \dddot{Q}_{yy}) = -R_{0y0}^y =$$

$$= (\sin^2 H \sin^2 \delta - \cos^2 H) (\ddot{I}/2r),$$

$$R_{0y0}^x = R_{0x0}^y = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 h_{xy}}{\partial t^2} = -(1/3r) \ddot{Q}_{xy} = -\sin \delta \sin 2H (\ddot{I}/2r).$$

Поток эффективной энергии гравитационной волны через звезду (в направлении возрастания z) дается формулой [124] *)

$$\begin{aligned} \text{Поток энергии} &= (1/16\pi) \left[\dot{h}_{xy}^2 + \left(\frac{1}{2} \dot{h}_{xx} - \frac{1}{2} \dot{h}_{yy} \right)^2 \right] = \\ &= (1/36\pi r^2) \left[\ddot{Q}_{xy}^2 + \left(\frac{1}{2} \ddot{Q}_{xx} - \frac{1}{2} \ddot{Q}_{yy} \right)^2 \right] = \\ &= (\ddot{I}^2/16\pi r^2) [(\sin \delta \sin 2H)^2 + (\cos^2 H - \sin^2 \delta \sin^2 H)^2]. \end{aligned}$$

Полная мощность гравитационного излучения осциллятора равна

$$-dE/dt = \int (\text{Поток энергии}) r^2 \cos \delta d\delta dH = (2/15) \ddot{I}^2$$

в геометрических единицах [где 1 см массы есть

$1/(0,742 \cdot 10^{-28} \text{ см/г})$ массы, или $(9 \cdot 10^{20} \text{ эрг/г})/(0,742 \cdot 10^{-28} \text{ см/г})$ энергии

и где 1 см времени есть $1 \text{ см}/(3 \cdot 10^{10} \text{ см/с})$], или в обычных единицах

$$-dE_{06}/dt_{06} = (2G/15c^5) (d^3 I_{06}/dt_{06}^3)^2,$$

что совпадает с более общим результатом Ландау и Лифшица [124]:

$$-dE_{06}/dt_{06} = (G/45c^5) \sum_{mn} (d^3 Q_{mn, 06}/dt_{06}^3)^2.$$

Теперь поместим источник на звезду, и пусть осциллятор на Земле служит приемником. Оценим его отклик на основе принципа взаимности. Этот принцип связывает отклик приемника B

*) Коэффициент $1/32\pi$ в уравнениях (11)–(99) Ландау и Лифшица следует исправить на $(1/16\pi)$ — верное значение, которое дано в переводе их книги на французский язык.

на источник A с откликом A , используемого в качестве приемника, на B , служащий источником. Мы воспользуемся этим принципом, чтобы изучить, как детектор, расположенный на Земле, изменяет в течение дня характер приема гравитационной волны, идущей от звезды со склонением δ и часовым углом H . Для простоты рассмотрим идеальный детектор, состоящий из двух точечных масс, расположенных на прямой, перпендикулярной земной оси, и имеющий часовой угол H (рис. 26). Мы ищем величину действующего на приемник приливного ускорения R [(см/с²)/см в обычных единицах; см⁻² в чисто геометрических единицах, используемых везде в нашем анализе]. Приемник реагирует на две независимые компоненты поляризации в источнике на далекой звезде (индекс s), следовательно,

$$\begin{aligned} R_{0x0}^{\bar{x}} \text{ (приемник на Земле)} &= \\ &= (\ddot{Q}_{xx} - \ddot{Q}_{yy})_s (\sin^2 \delta \sin^2 H - \cos^2 H) / 6r - \\ &\quad - (\ddot{Q}_{xy})_s \sin \delta \sin 2H / 6r. \end{aligned}$$

Элементарный осциллятор, направленный вдоль оси \bar{y} , ничего нового не дает ($R_{0y0}^{\bar{y}}$ получается из $R_{0x0}^{\bar{x}}$ простой заменой H на $H \pm 90^\circ$). Когда детектор ориентирован вдоль оси \bar{z} (направление полярной оси!), вращение Земли не оказывает влияния на его отклик:

$$R_{0z0}^{\bar{z}} = (\ddot{Q}_{xx} - \ddot{Q}_{yy})_s \cos^2 \delta / 6r.$$

Поток гравитационной энергии, поступающий на Землю от звезды с правой поляризацией, подходящей для детектирования осциллятором, ориентированным вдоль оси \bar{x} , как показано на рис. 26, имеет вид

Поток энергии поляризованной гравитационной волны на Зем-

$$\text{ле} = (1/144\pi r^2) [(\ddot{Q}_{xy})_s^2 (\sin \delta \sin 2H)^2 + (\ddot{Q}_{xx} - \ddot{Q}_{yy})_s^2 (\sin^2 \delta \sin^2 H - \cos^2 H)^2].$$

Поток, усредненный по источникам со случайной ориентацией поляризации, расположенным при часовом угле H и склонении δ , пропорционален «коэффициенту отклика» W (рис. 27 и табл. 12):

$$W(H, \delta) = (\cos^2 H - \sin^2 \delta \sin^2 H)^2 + (\sin \delta \sin 2H)^2.$$

Некоторые значения «коэффициента отклика» $W(H, \delta)$ для детектора, ориентированного как на рис. 26

Склонение источника δ	$W_{\text{макс}}$ ($H=0, \pm 180^\circ$)	$W_{\text{мин}}$ ($H=\pm 90^\circ, \pm 270^\circ$)	W' (все H)
90° (ось вращения)	1	1	0
60°	1	0,56	0,06
45°	1	0,25	0,25
30°	1	0,06	0,56
0° (экватор)	1	0	1

Источник со случайной поляризацией имеет склонение δ и часовой угол H . Дан также «коэффициент отклика» $W'(\delta)$ для детектора, колеблющегося параллельно оси вращения.

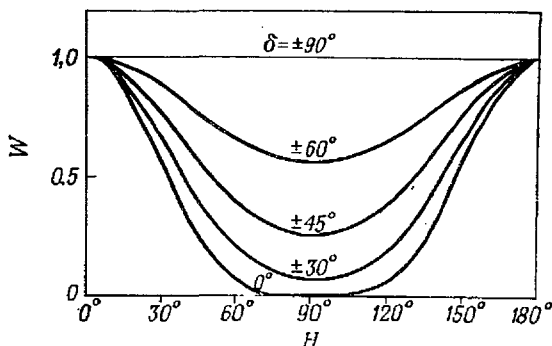


Рис. 27. Функция отклика W детектора гравитационного излучения, ориентированного вдоль земной параллели, как показано на рис. 26, на источник этого излучения со случайной поляризацией и с координатами δ и H . Суточные дифференциальные вариации максимальны, если источник расположен на небесном экваторе ($\delta=0$). Склонение центра Галактики равно $\delta=-29^\circ$.

Для элементарного детектора, ориентированного параллельно оси вращения Земли, получим

$$W'(\delta) = \cos^4 \delta.$$

(Чтобы нормировать W или W' на единичной сфере, следует умножить их на $15/32\pi$.)

7.2. Детектор гравитационного излучения

Прием гравитационного излучения осциллятором типа, изображенного на рис. 24 или на рис. 26, можно проанализировать на основе обычной теории поглощения света атомом, теории антенн или теории захвата нейтронов. В каждом из этих случаев применимо представление об осцилляторе, характеризуемом собственной (резонансной) круговой частотой ω_0 . Скорость затухания такого осциллятора вследствие излучения гравитационных волн равна

$$A_{\text{гр}} = \langle (-dE/dt)_{\text{гр}} \rangle / E,$$

где угловые скобки означают усреднение. Скорость затухания, вызванного механическим трением, электрическим сопротивлением, считыванием сигнала и всеми типами диссипации, исключая гравитационное излучение, равна

$$A_{\text{рас}} = \langle (-dE/dt)_{\text{рас}} \rangle / E.$$

Величина $A_{\text{рас}}$ на столько порядков больше $A_{\text{гр}}$ в любом рассматривавшемся до сих пор детекторе, что разумно отождествить полное затухание

$$A = A_{\text{рас}} + A_{\text{гр}}$$

с самим $A_{\text{рас}}$.

Эффективное сечение радиационного нейтронного захвата выражается формулой Брейта—Вигнера [125]:

$$\sigma(\omega) = \pi \lambda^2 \frac{2J + 1}{(2s + 1)(2I + 1)} \frac{A_{\text{нейтр}} A_{\gamma}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2} A_{\text{нейтр}} + \frac{1}{2} A_{\gamma} \right)^2}.$$

Здесь $\lambda = \lambda/2\pi$ — приведенная длина волны нейтрона (классический прицельный параметр \hbar/mv для нейтрона с одним квантованным параметром \hbar — угловым моментом), $\hbar\omega_0$ — резонансная энергия составного ядра, $\hbar\omega$ — сумма кинетической энергии и энергии покоя нейтрона и кинетической энергии и энергии покоя ядра-мишени в системе центра масс, а $A_{\text{нейтр}}$ и A_{γ} («уширение линии», размерность с^{-1}) — скорости распада резонансного состояния составного ядра за счет вторичного излучения нейтронов и гамма-излучения соответственно; I — спин ядра-мишени (со случайной пространственной ориентацией!), $s = 1/2$ — спин нейтрона (неполяризованного) и J — спин резонансного уровня составного ядра. Проинтегрированное по области, включающей резонанс, сечение равно

$$\begin{aligned} \text{„Резонансный интеграл“} &= \int \sigma(\nu) d\nu = (1/2\pi) \int \sigma(\omega) d\omega = \\ &= \pi \lambda^2 \frac{2J + 1}{(2s + 1)(2I + 1)} \frac{A_{\text{нейтр}} A_{\gamma}}{A_{\text{нейтр}} + A_{\gamma}}. \end{aligned}$$

Когда скорость вторичного испускания нейтронов (c^{-1}) очень мала по сравнению со скоростью гамма-излучения, как в случае медленных нейтронных резонансов, последнее отношение в выражении для резонансного интеграла стремится к $A_{\text{нейтр}}$, независимо от конкретного уширения линий за счет гамма-распада.

Подобная формула применима к поглощению света атомом, но в этом случае упомянутое выше отношение принимает вид

$$\frac{A_1 (A_2 + A_3 + \dots)}{A_1 + A_2 + A_3 + \dots},$$

где A_1 — скорость распада возбужденного состояния при вторичном испускании кванта первоначальной энергии, а A_2, A_3, \dots — эйнштейновские коэффициенты радиационных переходов из возбужденного состояния в состояния с более низкой энергией. Статистический множитель $(2s+1)$ также сохраняет даже для света (со спином фотона, равным 1) значение 2, соответствующее двум независимым состояниям поляризации. В случае гравитационного излучения статистический множитель $(2s+1)$ также равен 2 (два независимых состояния поляризации), несмотря на то что спин гравитона равен 2. Эффективное сечение вблизи резонанса равно

$$\sigma = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{2(2I+1)} \frac{A_{\text{гр}} A}{(\omega - \omega_0)^2 + (A/2)^2},$$

где

$$\text{„Резонансный интеграл“} = \int \sigma d\nu = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{2(2I+1)} A_{\text{гр}},$$

который не зависит от затухания [если, конечно, полное затухание велико по сравнению с вызванным гравитационным излучением (это требование легко выполняется), но не настолько сильно, чтобы уничтожить резонанс (значительно меньше критического затухания!)].

Предыдущие формулы для эффективного сечения и резонансного интеграла применимы к квантовой системе, имеющей случайную ориентацию и реагирующей на неполяризованное гравитационное излучение. Для молекулы водорода, как «детектора», можно детально рассмотреть отдельные колебания и переходы от колебания к вращению и оценить для каждого случая соответствующие вероятности переходов. Однако никому до сих пор не удалось предложить источник нужной частоты, достаточно мощный для того, чтобы молекулярный детектор мог себя оправдать. Гораздо более перспективна система макроскопических размеров (квадрупольные колебания в алюминиевом цилиндре Вебера, в Земле и Луне). Такая система четко ориентирована, и статистический множитель $(2J+1)/(2I+1)$ уже не нужен. При

вычислении резонансного интеграла здесь следует обратиться к принципу детального равновесия.

При тепловом равновесии детектор будет терять энергию посредством излучения с той же скоростью, с какой он приобретает энергию при резонансном поглощении:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Энергия гравитационной волны,} \\ \text{поглощенная в 1 с} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Энергия гравитационной волны,} \\ \text{излученная в 1 с} \end{array} \right).$$

Точнее говоря, мы имеем равенство

$$\left(\begin{array}{c} \text{Энергия, падающая на } 1 \text{ см}^2 \text{ в } 1 \text{ с} \\ \text{на } 1 \text{ Гц при резонансной частоте} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{c} \text{«Резонансный интеграл»} \\ \int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu \end{array} \right) = \\ = (\text{Энергия осциллятора}) \times \left(\begin{array}{c} \text{Доля энергии, излучаемая в } 1 \text{ с} \\ \text{в виде гравитационных волн} \end{array} \right).$$

Дадим оценку энергии падающей гравитационной волны при тепловом равновесии на основании планковского спектрального распределения для излучения абсолютно черного тела (действительны те же соображения, что и для электромагнитного излучения; имеются так же два независимых состояния поляризации). Мы имеем

$$c^2 (4\pi\nu^2/c^3) h\nu (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu = A_{\text{гр}} h\nu (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1},$$

или

$$\int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu = (\pi/2) \lambda^2 A_{\text{гр}}$$

[тождественно результату формулы Брейта—Вигнера, если отбросить в ней множитель $(2J+1)/(2I+1)$]. Этот анализ относится к случаю неполяризованного излучения, приходящего со всех направлений. Отклик будет сильнее, если излучение распространяется перпендикулярно оси одномерного осциллятора, и еще сильнее, если излучение поляризовано вдоль одной из главных осей растяжения. В частности, взяв

$$A_{\text{гр}} = (8/15) I\omega^4,$$

из теории осциллятора (см. далее) имеем

$$\int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu = \left\{ \begin{array}{ll} (4\pi/15) (I/\lambda^2) & \text{одномерный осциллятор, произвольная} \\ & \text{ориентация, произвольная поляри-} \\ & \text{зация;} \\ (\pi/2) \sin^4 \theta (I/\lambda^2) & \text{одномерный осциллятор, излучение} \\ & \text{падает под углом } \theta \text{ к направлению} \\ & \text{его колебаний, произвольная поля-} \\ & \text{ризация;} \\ \pi (I/\lambda^2) & \text{одномерный осциллятор, излучение} \\ & \text{падает перпендикулярно, наиболее} \\ & \text{благоприятная поляризация.} \end{array} \right.$$

Все эти выражения записаны в геометрических единицах (l — в см массы \times см расстояния; l/λ^2 — в см; v^{-1} — в см времени распространения света). Чтобы переписать эти три уравнения с l и v , выраженных в обычных единицах, необходимо в правую часть добавить множитель

$$G/c = (0,742 \cdot 10^{-28} \text{ см/г}) \times (3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}) = 2,22 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц/г}.$$

Следует заметить, что энергия, принятая парой масс, связанных пружиной, пропорциональна величине этих масс, если невозможное расстояние между массами поддерживается постоянным и если пружина отрегулирована так, что частота остается неизменной. Следовательно, энергия, поглощаемая на единицу массы, и амплитуда результирующего колебательного движения независимы в этом смысле от самой массы, что выражает эйнштейновский принцип эквивалентности.

Интересно сравнить резонансные интегралы для гравитационного и для электромагнитного излучений (осциллятор с зарядом e и массой m ; система единиц СГС):

$$\int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu = \begin{cases} \pi e^2/mc & \text{изотропный трехмерный осциллятор (результат, известный из правила суммирования Куна—Райхе—Томаса [126]);} \\ \pi e^2/3mc & \text{одномерный осциллятор, произвольные направления падения излучения, произвольная поляризация;} \\ (\pi/2) \sin^2 \theta (e^2/mc) & \text{одномерный осциллятор, излучение падает под углом } \theta \text{ к направлению колебаний, произвольная поляризация;} \\ \pi e^2/mc & \text{одномерный осциллятор, лучи падают перпендикулярно, вектор напряженности электрического поля параллелен направлению колебаний.} \end{cases}$$

Резонансный интеграл меньше в случае гравитационного излучения по двум причинам: во-первых, константа взаимодействия Gm^2 мала по сравнению с e^2 ; во-вторых, квадрат размера осциллятора l/m меньше, чем квадрат приведенной длины волны λ^2 , на множитель, который по простейшему подсчету имеет порядок (скорость звука/скорость света)².

Иным способом формулы для сечения [127] и резонансного интеграла можно получить непосредственно из уравнения движения для перемещения одного заряда:

$$d^2x/dt_{06}^2 + \omega_{06}^2 x = eF_x(t)/m_{06}$$

или для относительного движения двух масс с расстоянием между ними $\eta_x = L + \Delta L$:

$$c^{-2} (d^2 \Delta L / dt_{00}^2 + \omega_{00}^2 \Delta L) = R_{x0}^x(t) L_0,$$

что дает те же результаты.

7.3. Стержень как детектор колебаний с большим числом мод

Определенный интерес представляет длинный стержень как детектор гравитационного излучения, обладающий некоторым спектром собственных мод колебаний. Как указал нам Фэйрбэнк, такой детектор может отбирать энергию у падающего гравитационного излучения на нескольких частотах. Рассмотрим только продольные колебания с круговой частотой

$$\omega = vk = n\pi v/L,$$

где v — скорость звука, L — длина стержня (в обычных единицах). Четные моды не вызывают изменений квадрупольного момента, поэтому достаточно рассмотреть нечетные, $n = 1, 3, 5, \dots$. Смещение вещества в точке x (x от $-L/2$ до $L/2$) из нормального равновесного положения равно

$$\xi = \xi_0 \sin(n\pi x/L) \sin(\omega t).$$

Это смещение приводит к изменению момента инерции

$$\text{от } \int x^2 d(\text{масса}) \text{ до } \int (x + \xi)^2 d(\text{масса}),$$

или с точностью до первого порядка в смещении

$$I = I_0 \pm (4M/Lk^2) \xi_0 \sin \omega t.$$

Мощность гравитационного излучения равна

$$\begin{aligned} \langle -dE/dt \rangle &= (2G/15 c^5) \langle (d^3 I_{00} / dt_{00}^3)^2 \rangle = \\ &= (16/15) (GM^2 \omega^2 v^4 \xi_0^4 / c^5 L^2) = (16\pi^2/15) (GM^2 v^6 / c^5 L^4) \xi_0^2 n^2, \end{aligned}$$

энергия колебания стержня выражается формулой

$$E = M \omega^2 \xi_0^2 / 4.$$

Коэффициент гравитационного затухания

$$A_{\text{гп}} = \langle -dE/dt \rangle / E = (64/15) (G/c^5) (M v^4 / L^2)$$

одинаков для всех нечетных мод колебаний. Для любой из этих мод резонансное эффективное сечение приема гравитационного

излучения, идущего по произвольным направлениям с произвольными поляризациями, равно

$$\int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu = (\pi/2) \lambda^2 A_{\text{гр}} = (32/15\pi) (G/c) (v^2/c^2) (M/n^2),$$

где $n = 1, 3, 5, \dots$ (оно убывает, как $1/n^2$, так как пропорционально λ^2). Рассмотрим в качестве примера цилиндр Вебера [112] с массой $1,4 \cdot 10^6$ г, сделанный из алюминия ($v = 6,42 \times 10^5$ см/с, $\beta = 2,14 \cdot 10^{-5}$) и колеблющийся в своей наименьшей моде, $n = 1$:

$$\int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu = 0,679 \cdot (2,22 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц/г}) (1,4 \cdot 10^6 \text{ г}) \times \\ \times (2,14 \cdot 10^{-5})^2 = 1,0 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}.$$

7.4. Колебания Земли как детектор гравитационных волн

Прежде чем рассматривать реальную Землю с ее модами квадрупольных колебаний в качестве детектора гравитационных волн, рассмотрим шар, состоящий из жидкости однородной плотности и сохраняющий сферическую форму только под действием гравитационных сил (нулевая жесткость). Пусть его поверхность будет деформирована от $r = a$ до

$$r = a + \alpha x P_2(\cos \theta),$$

где θ — полярный угол, измеряемый от северного полюса, и α — относительное удлинение главной оси. Движение с наименьшей энергией, совместимое с этим изменением формы, описывается полем вектора скорости

$$v_x = -\frac{1}{2} \dot{\alpha} x, \quad v_y = -\frac{1}{2} \dot{\alpha} y, \quad v_z = \dot{\alpha} z$$

(дивергенция и ротор равны нулю). Сумма кинетической и гравитационной потенциальной энергии равна

$$E = -\left(\frac{3}{5}\right) (GM^2/a) (1 - \alpha^2/5) + \left(\frac{3}{20}\right) M a^2 \dot{\alpha}^2;$$

круговая частота свободных квадрупольных колебаний есть

$$\omega = (16\pi/15)^{1/2} (G\rho)^{1/2};$$

квадрупольные моменты выражаются как

$$Q_{xx} = -I, \quad Q_{yy} = -I, \quad Q_{zz} = 2I,$$

где через I обозначена величина

$$I = \left(\frac{3}{5}\right) M a^2 \alpha.$$

Скорость излучения гравитационной энергии, усредненная по периоду, дается формулой

$$\langle -dE/dt \rangle = (2G/15c^5) \frac{1}{2} (3Ma^2 \ddot{\alpha}_{\text{макс}}/5)^2 = \\ = ({}^{3/125}) (G/c^5) M^2 a^4 \omega^6 \alpha_{\text{макс}}^2,$$

тогда как энергия, переводимая в излучение, равна

$$E = ({}^{3/20}) Ma^2 \omega^2 \alpha_{\text{макс}}^2.$$

Отношение этих двух величин дает для скорости уменьшения энергии (гравитационно-волновые потери) или «уширения линий гравитационным излучением»

$$A_{\text{гр}} = ({}^{4/25}) (G/c^5) Ma^2 \omega^4.$$

Резонансный интеграл сечения поглощения для излучения, приходящего с произвольных направлений и с произвольной поляризацией, равен

$$\int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu = (\pi/2) \lambda^2 A_{\text{гр}} = (2\pi/25) (G/c) Ma^2 / \lambda^2.$$

Эта модель жидкого шара однородной плотности дает для случая Земли (средняя плотность $5,517 \text{ г/см}^3$) период квадрупольных колебаний 94 мин и момент инерции $({}^{2/5}) Ma^2$, тогда как, согласно наблюдениям, мы имеем для этих величин 54 мин и $0,33 Ma^2$ соответственно. Поэтому в выражении для резонансного интеграла помножим инерциальный множитель Ma^2 на $0,33/0,40 = 0,82$ и подставим для λ значение, соответствующее гравитационной волне с периодом 54 мин, т. е. $\lambda = 1,55 \times 10^{13} \text{ см}$. Таким образом, в случае Земли мы приходим к следующей оценке для резонансного интеграла, верной с точностью до двух значащих цифр:

$$\int_{\text{Резонанс}} \sigma(\nu) d\nu \approx -0,251 \times (2,22 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц/г}) \times (5,98 \cdot 10^{27} \text{ г}) \times \\ \times 0,82 (6,37 \cdot 10^8 \text{ см} / 1,55 \cdot 10^{13} \text{ см})^2 \approx 4,7 \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}.$$

Более точная оценка требует детального рассмотрения квадрупольных колебаний Земли, например типа проведенного Пекерисом [128], с учетом упругих свойств и распределения плотности внутри Земли.

7.5. Сейсмическая реакция Земли на гравитационное излучение с частотой 1 Гц

Дайсон проанализировал отклик упругого тела на падающую гравитационную волну [129]. Он показал, что реакция зависит от неоднородности модуля упругости для волн сдвига и что она

сильнее всего на свободной поверхности. Он нашел долю энергии, которая преобразуется в энергию упругого движения твердого тела для гравитационной волны, пересекающей плоскую поверхность:

$$\text{Доля энергии} = (8\pi G\rho/\omega^2)(s/c)^2 \sin\theta |\cos\theta|^{-1} \times \\ \times [1 - \cos^2\theta + (s/v)\sin^2\theta].$$

Здесь s и v — скорости волн сдвига и сжатия соответственно, а θ — угол между направлением распространения гравитационных волн и поверхностью. Рассматривая поток $2 \cdot 10^{-5}$ эрг/(см² × с), падающий горизонтально ($\theta = \pi/2$; «расходящийся» множитель $|\cos\theta|^{-1}$ сокращается при вычислении!), и полагая $s = 4,5 \cdot 10^5$ см/с, а $\omega = 6$ рад/с, Дайсон подсчитал, что горизонтальное смещение поверхности с периодом в 1 Гц имеет амплитуду

$$A \sim 2 \cdot 10^{-17} \text{ см,}$$

т. е. на 5 порядков меньше значения, которое можно было бы выделить на фоне сейсмического шума. Дайсон указал на возможность улучшить это положение, особенно за счет резонанса (упругие волны, многократно отражающиеся между двумя поверхностями; антарктические слои льда).

7.6. Изменения расстояний в Солнечной системе — неподходящий детектор гравитационных волн

Расстояние от лазера на Земле до уголкового отражателя на Луне так же, как и длина цилиндра в лаборатории, подвергается изменению под влиянием проходящей гравитационной волны. Расстояние от Земли до импульсного повторителя на орбите вокруг какой-либо планеты или Солнца подобным же образом меняется во времени. Длина 153-сантиметрового цилиндра Вебера меняется приблизительно на $3 \cdot 10^{-14}$ см, когда основная мода колебаний получает возбуждение $kT = k \cdot 300\text{К}$, т. е. относительное изменение в размерах составляет 2×10^{-16} . Аналогичное изменение расстояния Земля—Луна, равное $3,84 \cdot 10^{10}$ см, составило бы $8 \cdot 10^{-6}$ см. Однако лазерная техника понемногу подходит к возможности измерения этого расстояния с точностью до 10 см (ср. гл. 10). Поэтому в настоящее время непосредственное измерение расстояний как метод поиска влияния гравитационных волн оставляет желать лучшего.

Обратимся к количественной стороне вопроса; обозначим через L нормальное расстояние — медленно меняющуюся функцию времени; через ξ — малые быстрые вариации этого рас-

стояния, через R_{010}^1 — существенную компоненту риманова тензора кривизны

$$R_{010}^1 = L^{-1} d_{\xi}^2 \xi / dt^2 = L^{-1} c^{-2} d^2 \xi / dt_{00}^2.$$

Обозначим через

$$\lambda = \lambda / 2\pi = 1/\omega = c/\omega_{00},$$

приведенную длину волны гравитационного излучения. Для волны с λ короче L положительные и отрицательные воздействия на пути от Земли до космической станции будут компенсироваться. Более целесообразно будет проводить поиск таких волн (с периодами порядка 1 с и меньше) другими средствами (сейсмометрами, цилиндрами и т. д.). Поэтому примем $\lambda \geq L$ и запишем минимальную обнаружимую кривизну как

$$R_{010}^1 \sim \Delta \xi / L \lambda^2,$$

где $\Delta \xi$ — погрешность в измерении расстояния. Минимальный обнаружимый поток энергии по порядку величины равен:

$$\text{Поток энергии} = (\lambda^2 / 4\pi) \langle (R_{010}^1)^2 \rangle \sim (1/4\pi) (\Delta \xi / L \lambda)^2;$$

при $\Delta \xi = 10$ см и $\lambda = L = 3,8 \cdot 10^{10}$ см минимальный обнаружимый поток энергии равен $3,7 \cdot 10^{-42}$ см энергии через 1 см² площади и за 1 см времени распространения света в геометрических единицах

$$1,4 \cdot 10^{18} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$$

— бесполезный предел интенсивности приходящих гравитационных волн! Обратно, допуская, что плотность энергии гравитационной волны с соответствующей длиной в пространстве составляет 10^{-29} г/см³, мы получили бы поток

$$(10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3) \cdot (3 \cdot 10^{10} \text{ см}/\text{с})^3 = 270 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}),$$

и точность измерения расстояния между Землей и Луной, необходимая для обнаружения воздействия гравитационного излучения, равнялась бы

$$14 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 14 \text{ \AA}.$$

Наше предложение абсурдно!

Трудности альтернативных методов детектирования подчеркивают преимущество колеблющегося детектора — цилиндра Вебера.

7.7. Источники гравитационного излучения

7.7.1. Вращающийся стержень. Стержень, вращающийся вокруг перпендикулярной ему оси, был одним из первых рассмотренных источников гравитационного излучения. Фронт

уходящей волны, если его разрезать в плоскости вращения, имеет форму спирали, или, вернее, двух вложенных друг в друга спиралей (на 360° поворота стержня приходится два эквивалентных гребня волны). Пусть I — момент инерции стержня относительно оси вращения (оси z). Тогда квадрупольные моменты равны:

$$\begin{aligned} Q_{xx} &= (3 \cos^2 \omega t - 1) I, \\ Q_{yy} &= (3 \sin^2 \omega t - 1) I, \\ Q_{xy} &= Q_{yx} = 3I \sin \omega t \cos \omega t, \\ Q_{zz} &= -I, \end{aligned}$$

мощность же излучения есть

$$-dE/dt = (32/5)(G/c^5) I^2 \omega^6.$$

Рассмотрим стальной стержень радиуса $r=100$ см, длины $L=2000$ см, плотности $7,8$ г/см³, массы $M=4,9 \cdot 10^8$ г (490 т) и с пределом прочности на растяжение $T=3 \cdot 10^9$ дин/см². Верхний предел скорости вращения, выше которого происходит разрушение стержня, дается формулой

$$L\omega = (8T/\rho)^{1/2} = 5,5 \cdot 10^4 \text{ см/с},$$

или

$$\omega = 28 \text{ рад/с}, \quad \nu = 4,4 \text{ об/с}.$$

Момент инерции равен

$$I = ML^2/12 = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^2,$$

а мощность излучения есть

$$-dE/dt = 2,2 \cdot 10^{-22} \text{ эрг/с}.$$

Несмотря на то что излучаемая мощность мала, можно все же применять классический подход. Один квант обладает энергией

$$E_{\text{квант}} = 2h\nu = (6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с})(8,8 \text{ с}^{-1}) = 5,8 \cdot 10^{-26} \text{ эрг},$$

а в 1 с излучается $3,8 \cdot 10^3$ гравитонов (предел для большого числа квантов, определяемый принципом соответствия).

Для данного предела прочности на растяжение и данной плотности материала интенсивность излучения увеличивается с размерами системы. Поэтому целесообразно обратиться к рассмотрению вращающейся звезды.

7.7.2. Вращающаяся звезда. Вращающаяся звезда не даст гравитационного излучения, если она обладает только экваториальной выпуклостью (цилиндрическая симметрия относительно оси вращения; отсутствие меняющегося во времени квад-

рупольного момента). Однако если имеется существенное отклонение от цилиндрической симметрии, звезда способна мощно излучать. Например, Феррари и Руффини [32] рассмотрели как возможную модель пульсара в Крабовидной туманности нейтронную звезду со следующими параметрами:

Плотность в центре	$6,0 \cdot 10^{15}$ г/см ³
Средний радиус	9,75 км
Масса	$0,786 M_{\odot}$
Главные оси фигуры звезды в экваториальной плоскости:	
a	$1,0004 \cdot 9,75$ км
b	$0,9996 \cdot 9,75$ км
$\epsilon = (a-b)/(ab)^{1/2}$	$8 \cdot 10^{-4}$
Период вращения	33 мс
Круговая частота	190 рад/с
Мощность, уносимая излучением гравитационных волн	
$-\frac{dE}{dt} = \frac{288GI^2\epsilon^2\omega^6}{45c^5}$	$1,18 \cdot 10^{38}$ эрг/с

Такой интенсивности излучения было бы достаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемую скорость изменения периода пульсара в Крабовидной туманности (табл. 4):

$$4,2 \cdot 10^{-13} \text{ с/с.}$$

Конечно, действительная интенсивность гравитационного излучения вряд ли может быть столь большой, так как для генерации наблюдаемых импульсов электромагнитной энергии требуется, чтобы значительная часть энергии вращения передавалась электромагнитному излучению.

Детальное рассмотрение формы быстро вращающейся нейтронной звезды — трудная задача, затрагивающая гидродинамику, теорию гравитационного потенциала, уравнения состояния, упругость сверхплотного вещества, другие вопросы физики твердого тела и даже включающая учет некоторых релятивистских поправок. Однако некоторую информацию о картине для звезд совершенно различных типов можно получить, рассматривая равновесные конфигурации вращающейся жидкой массы в ньютоновской теории [130] с уравнением состояния вида

$$p = K\rho^\gamma$$

(политропное уравнение состояния). Для равновесия даже в отсутствие вращения уравнение состояния должно быть «жестче», чем при $\gamma = 4/3$. Другое предельное значение γ есть $\gamma = \infty$ (несжимаемая жидкость). Для любых заданных значений γ , K и массы звезды существует критический момент количества движения, выше которого система разрушается:

а) для γ от 1,333 до 2,2 путем выброса вещества на экваторе («отрыв от кромки»);

б) для γ от 2,2 до ∞ делением на два, а возможно, и большее число тел.

В случае (а) нет оснований ожидать ни отклонения от аксиальной симметрии, ни гравитационного излучения. В случае (б) возможности наиболее ярко проиллюстрированы классической теорией фигур равновесия вращающейся жидкости, как показано в табл. 13. Здесь важен широкий диапазон значений момента количества движения, при которых фигура равновесия не обладает аксиальной симметрией, и, следовательно, возможно мощное гравитационное излучение. Кроме того, этот

Таблица 13

Свойства равновесной конфигурации вращающейся массы идеальной несжимаемой жидкости с моментами количества движения вплоть до максимального значения, после которого происходит разрушение

$J/(GM^2R)^{1/2}$	a/R	b/R	c/R	$\omega/(\pi G\rho)^{1/2}$	$I/(2/5)MR^2$	ϵ	$I_0/(2/5)MR^2$
-------------------	-------	-------	-------	----------------------------	---------------	------------	-----------------

Сфериды Маклорена

0,02539	1,00167	1,00167	0,99666	0,07308	1,00336	—	—
0,05144	1,00683	1,00683	0,98648	0,14649	1,01368	—	—
0,07882	1,01584	1,01584	0,96905	0,22050	1,03194	—	—
0,10846	1,02949	1,02949	0,94354	0,29541	1,05984	—	—
0,14163	1,04912	1,04912	0,90856	0,37147	1,10064	—	—
0,18037	1,07721	1,07721	0,86177	0,44872	1,16040	—	—
0,22834	1,11876	1,11876	0,79896	0,52663	1,25163	—	—
0,29345	1,18563	1,18563	0,71138	0,60263	1,40572	—	—
0,30375	1,19723	1,19723	0,69766	0,61174	1,43337	—	—

Эллипсоиды Якоби

0,30747	1,24865	1,14875	0,64138	0,60803	1,43938	0,08340	0,12006
0,31296	1,37864	1,04777	0,52613	0,60259	1,49924	0,27530	0,41274
0,32192	1,46294	0,99480	0,46725	0,59384	1,56491	0,38806	0,60727
0,33562	1,56624	0,93975	0,40764	0,58080	1,66812	0,51640	0,86141
0,35594	1,69637	0,88211	0,34750	0,56213	1,82789	0,66569	1,21672
0,36947	1,77523	0,85211	0,31731	0,55013	1,93878	0,75055	1,45516
0,38980	1,88564	0,81503	0,28124	0,53294	2,10996	0,86360	1,82216

Эта таблица — пересмотренный и расширенный вариант табл. I и IV Чандрасекара [130] и табл. XVI и XVII Джинса [131]. Здесь a , b и c — оси эллипсоида, $R = (abc)^{1/3}$, а $\epsilon = (a-b)/\sqrt{ab}$. По величине $I/(2/5)MR^2$ оценивается мощность, уносимая гравитационными волнами (см. текст).

Конфигурации с большими моментами количества движения неустойчивы по отношению к делению. Последний десятичный знак ненадежен.

диапазон имеет то интересное свойство, что угловая скорость возрастает при уменьшении момента количества движения (сплюснутая фигура стремится принять сферическую форму!).

То обстоятельство, что вращение пульсаров замедляется со временем, позволяет предположить, что наблюдавшиеся до сих пор нейтронные звезды не имеют сейчас формы эллипсоида Якоби. Оно также приводит к заключению, что эти звезды имеют форму сфероида Маклорена или, вернее, эквивалентную ему форму для сжимаемой жидкости. Возможно, что во время своего образования пульсар в Крабовидной туманности или созвездии Парусов вращался достаточно быстро, чтобы стать эллипсоидальным. В этом случае интенсивность излучения гравитационной энергии должна быть достаточно большой, чтобы нейтронная звезда на раннем этапе своей эволюции вновь перешла от эллипсоидальной формы к сфероидальной. Трудно сказать, как опровергнуть эту возможность, наблюдая только что возникший пульсар, но можно представить себе способ проверки, основанный на наблюдении интенсивного гравитационного излучения объекта на этой ранней стадии его существования. Отличительной чертой такого излучения было бы его постепенное смещение к большим частотам и следующее за этим резкое падение интенсивности.

Будет ли интенсивность монотонно падать до нуля, зависит от того, «забудет» ли звезда свое прошлое и «захочет» ли принять форму сфероида Маклорена или же превратится в сфероид с некоторой остаточной эллипсоидальной деформацией в коре. Существование коры толщиной от нескольких метров до нескольких километров кажется неизбежным согласно наиболее элементарным соображениям из физики твердого тела, как убедительно доказали Рудерман [33], Пайнс и др. [40] и Смолуховский [132], несмотря на то что полное понимание физики нейтронной звезды еще не достигнуто.

Хотя и несомненно, что достаточно быстро вращающаяся идеальная несжимаемая жидкость должна принять эллипсоидальную форму, столь же несомненно, что достаточно сжимаемая жидкость при своем вращении никогда такой формы не приобретет. Критический показатель степени «жесткости» политропного уравнения состояния, необходимой для существования вращающихся равновесных эллипсоидальных фигур, составляет, согласно Джинсу [131], $\gamma=2,2$. В противоположность идеальной жидкости, рассмотренной Джинсом, для вещества нейтронной звезды эффективное значение γ составляет

$$\gamma = \frac{p + \rho}{\rho} \frac{d\rho}{d\rho},$$

т. е. значение, сильно меняющееся от точки к точке (ср. рис. 3),

а при сверхвысоких плотностях ($\rho > 10^{13}$ г/см³) — от модели к модели. В уравнении состояния Гаррисона—Уилера γ превосходит 2,2 только в самой внешней части коры, где плотность ρ падает до 400 г/см³ и ниже. Толщина Δz этого слоя вещества зависит от значения гравитационного ускорения на поверхности согласно формуле

$$\Delta z = (1/g_{06}) \int_{\rho=0}^{\rho=400 \text{ г/см}^3} dp_{06}/\rho_{06} = (4,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}^2)/g_{06}.$$

В табл. 14 приведены оценки толщины этого слоя для двух конфигураций нейтронных звезд. Внешний слой звезды с $\gamma > 2,2$, очевидно, составляет пренебрежимо малую часть всей звезды:

$$\Delta z/R < 10^{-4},$$

Таблица 14

Толщина поверхностного слоя вещества нейтронной звезды, для которой эффективный параметр превышает значение Джинса $\gamma = 2,2$

(ρ_{06} от 0 до $2,2 \cdot 10^{16}$ дин/см², ρ_{06} от 7,8 до 400 г/см³)

ρ_0 , г/см ³	M/M_{\odot}	R , км	g , см/с ²	Δz
$3,2 \cdot 10^{16}$	0,67	10,0	$8,8 \cdot 10^{13}$	0,56 см
$2,6 \cdot 10^{13}$	0,18	323,0	$2,2 \cdot 10^{10}$	22 м

Для указанных плотностей в центре свойства звезды, приведенные во 2-м, 3-м и 4-м столбцах, зависят от уравнения состояния при высоких плотностях, в качестве которого для определенности здесь взято уравнение Гаррисона—Уилера. Кроме того, не было сделано никаких поправок на изменение формы и эффективного гравитационного ускорения на поверхности, которое имеет место вследствие вращения (ср., например, [7]). Однако если значение g (см/с²) на поверхности определено тем или иным способом, толщина поверхностного слоя зависит только от уравнения состояния при плотностях порядка 400 г/см³ и ниже, т. е. в области, в которой имеется достаточно как экспериментальной, так и теоретической информации об этом уравнении. (Другие уравнения состояния для нейтронных звезд отличаются в этой области от уравнений состояния Гаррисона—Уилера не по причине иного теоретического подхода, а только лишь из-за отсутствия в прошлом интереса к сколько-нибудь подробному рассмотрению этой самой внешней части нейтронной звезды.)

так что «жесткость» γ -степенного уравнения состояния в этой области не будет оказывать существенного влияния на равновесную конфигурацию. Поэтому если рассматривать только непосредственно «подстилающую» область, причем в приближении «мягкой» жидкости ($\gamma < 2,2$), то нейтронная звезда сможет

сбрасывать вещество из экваториальной кромки, но все же сохранит вращательную симметрию. Не затвердеет ли в результате охлаждения первоначально очень горячая нейтронная звезда ($T > 10^{10}$ К) на глубину, гораздо бóльшую (несколько километров), чем толщина только что рассмотренного поверхностного слоя? И не окажется ли тогда эта твердость гораздо

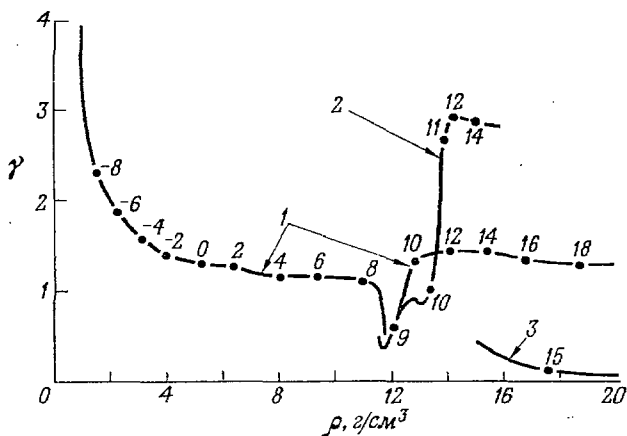


Рис. 28. Значение $\gamma = [(p + \rho)/\rho](dp/d\rho)$ представлено как функция плотности ($\lg \rho$) для трех различных уравнений состояния. 1 — уравнение состояния Гаррисона—Уилера [7]; 2 — уравнение состояния Камерона—Козна—Лангера—Розена [9]; 3 — уравнение состояния Хагедорна [14, 133]. Для отдельных значений плотности в центре около кривых приведены соответствующие значения давления ($\lg p$).

более существенной, чем «жесткость» γ -степенной системы? Более существенной для сохранения формы системы — да, но несущественной для определения, какой будет эта форма. Эффективное значение γ является важным фактором в определении формы системы, вращающейся с критической скоростью; это значит, что такое γ соответствует большей глубине вещества звезды, чем та глубина поверхностного слоя, которая существенна практически.

В уравнениях состояния Гаррисона—Уилера γ никогда снова не возрастает до значения 2,2. Если это уравнение является разумной аппроксимацией реальности, то вряд ли можно ожидать, что нейтронная звезда когда-нибудь примет эллипсоидальную форму. Однако другие авторы предложили уравнение состояния с существенно большей жесткостью в области сверхъядерных плотностей (рис. 28 и 29) («отталкивание твердых сердцеви»). Например, в уравнении состояния Камерона—Козна—Лангера—

Розена значение $\gamma=2,2$ будет достигнуто и превышено при плотностях порядка

$$\rho = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$$

и выше («жесткая область сердцевины»). Даже при этом уравнении состояния звезда достаточно малой массы не обладает жестким ядром, и критическая конфигурация будет связана лишь с выбросом вещества с экваториального ребра. Однако

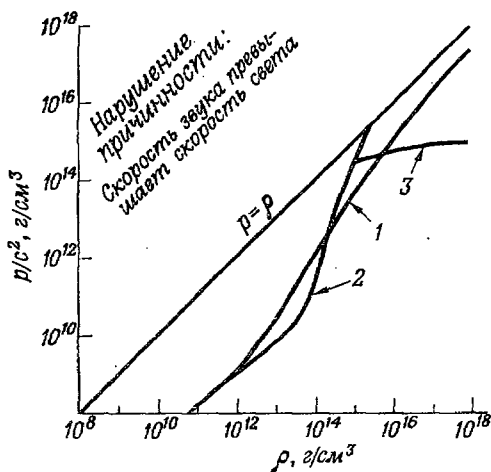


Рис. 29. Давление ($\lg p$) как функция плотности ($\lg \rho$) для трех различных уравнений состояния. Здесь 1 — уравнение состояния Гаррисона—Уилера [7]; 2 — уравнение состояния Камерона—Козна—Лангера—Розена [9]; 3 — уравнение состояния Хагедорна [14, 133]. Чтобы скорость звука была меньше скорости света, должно выполняться неравенство $dp/d\rho \leq 1$.

звезды со все большей и большей плотностью в центре приобретут жесткое ядро, которое будет составлять все большую и большую часть всей звезды (табл. 15). Поэтому не исключено, что для такой модели более массивные нейтронные звезды, вращающиеся с критической скоростью, будут иметь эллипсоидальные ядра и окажутся мощными источниками гравитационного излучения.

7.7.3. Системы двойных звезд. «По крайней мере $1/5$ всех наблюдаемых звезд представляет собой двойные системы», — говорит Струве в главе «Происхождение и развитие тесных двойных звезд» в своей книге о звездной эволюции [97, стр. 169]. Вопросом, почему двойные звезды встречаются так часто, астрофизика и гидродинамика стали заниматься еще со своих первых шагов. В табл. 16 дается несколько ярких примеров важных ти-

Таблица 15

Размеры «твердой области» ($\gamma \geq 2,2$) в центре нейтронной звезды для некоторых значений центральной плотности согласно уравнению состояния Камерона—Козна—Лангера—Розена

ρ_0 , г/см ³	M/M_\odot	R , км	$r_\gamma = 2,2$, км	M (внутри сферы радиуса r_γ)/ M_\odot
$1,6 \cdot 10^{14}$	0,13	17,7	7,9	0,11
$2,5 \cdot 10^{16}$	2,40	10,9	10,2	2,36

Для данной плотности в центре вычисленные массы и средний радиус будут несколько отличаться от приведенных здесь значений, если звезда быстро вращается (см. ожидаемый в типичных случаях порядок величины поправки в [7]), но в этой таблице не было сделано попытки внести поправки на вращение.

пов двойных; для каждой из них приводится скорость потери энергии за счет гравитационного излучения, вычисленная в предположении, что движение происходит по круговой орбите. Две последние строки таблицы относятся не к какой-то известной системе, а к идеализированному случаю двух компактных объектов (нейтронные звезды или черные дыры) с массой Солнца ($M_\odot = 1,98 \cdot 10^{33}$ г, или 1,47 км), образующихся около друг друга на двух стандартных расстояниях: 1000 и 10 000 км (огромное различие в вычисленной интенсивности излучения!).

Расстояние между компонентами в любой реалистичной двойной звездной системе существенно превышает шварцшильдовский радиус, так что в теории звездных орбит релятивистскими поправками можно пренебречь. Поэтому круговую частоту обращения двух звезд с массами m_1 и m_2 по круговым орбитам около их общего центра масс можно описать стандартной формулой

$$\omega^2 = (m_1 + m_2)/r^3$$

(для массы и времени приняты геометрические единицы). Общая теория относительности утверждает, что гравитационное излучение вообще может быть испущено. Расчетная скорость потери энергии при этом излучении равна

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32}{5} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 r^4 \omega^6.$$

Для движения по эллиптической орбите с большой полуосью

Типичные двойные системы и найденное для них теоретически гравитационное излучение

Двойная система	Период	Массы $\left\{ \begin{array}{l} M_A / M_{\odot} \\ M / M_{\odot} \end{array} \right\}$	Расстояние от Земли в а.е.	τ	$(-dE/dt)_{гр}$, эрг/с	$E_{гр}$ около Земли, эрг/(см \cdot с)
<i>Визуально-двойные</i>						
η Cas	480 лет	$\left\{ \begin{array}{l} 0,94 \\ 0,58 \end{array} \right\}$	5,9	$3,8 \cdot 10^{25}$ лет	5,6 · 10 ¹⁰	1,4 · 10 ⁻²⁹
ξ Boo	149,95 лет	$\left\{ \begin{array}{l} 0,85 \\ 0,75 \end{array} \right\}$	6,7	$1,5 \cdot 10^{24}$	3,6 · 10 ¹²	6,7 · 10 ⁻²⁸
α Ori	49,94 лет	$\left\{ \begin{array}{l} 2,28 \\ 0,98 \end{array} \right\}$	2,6	$2,9 \cdot 10^{22}$	1,1 · 10 ¹⁵	1,3 · 10 ⁻²⁴
Fu 46	13,12 лет	$\left\{ \begin{array}{l} 0,31 \\ 0,25 \end{array} \right\}$	6,5	$1,3 \cdot 10^{22}$	3,6 · 10 ¹⁴	7,1 · 10 ⁻²⁶
<i>Затменные двойные</i>						
β Lyr	12,925 сут	$\left\{ \begin{array}{l} 19,48 \\ 9,74 \end{array} \right\}$	330	$2,8 \cdot 10^{12}$	5,7 · 10 ²⁸	3,8 · 10 ⁻¹⁵
UW CMa	4,393 сут	$\left\{ \begin{array}{l} 40,0 \\ 31,0 \end{array} \right\}$	1470	$3,3 \cdot 10^{10}$	4,9 · 10 ³¹	1,9 · 10 ⁻¹³

β Per	2,867 сут	$\left\{ \begin{array}{l} 4,70 \\ 0,94 \end{array} \right\}$	30	1,3·10 ¹²	1,4·10 ²⁸	1,3·10 ⁻¹³
W UMa	0,33 сут	$\left\{ \begin{array}{l} 0,76 \\ 0,57 \end{array} \right\}$	110	2,5·10 ¹⁰	4,7·30 ²⁹	3,2·10 ⁻¹³
WZ Sge	81 мин	$\left\{ \begin{array}{l} 0,6 \\ 0,03 \end{array} \right\}$	100	4,9·10 ⁶	3,5·10 ²⁹	2,9·10 ⁻¹³
Двойная система с радиусом 10 000 км . . .	12,2 с	$\left\{ \begin{array}{l} 1,0 \\ 1,0 \end{array} \right\}$	1000	13,0 лет	3,25·10 ⁴¹	2,7·10 ⁻³
Двойная система с радиусом 1000 км	0,39 с	$\left\{ \begin{array}{l} 1,0 \\ 1,0 \end{array} \right\}$	1000	11,4 ч	3,25·10 ⁴⁶	2,7·10 ²

Первые четыре строки — примеры визуально-двойных, взятые из работы ван де Кампа [134]. Следующие четыре строки — примеры затменных двойных звезд из работы Гапошкина [134]. 9-я строка — двойная с наименьшим обнаруженным периодом [135]. Две последние строки — теоретические данные для идеализированной модели пар нейтронных звезд (или черных дыр), каждая компонента имеет массу, равную массе Солнца, при расстоянии между компонентами 1000 и 10 000 км соответственно. 4-й столбец дает расстояние от Земли до системы в парсеках (3,085 · 10¹³ см); в 5-м столбце приведено характеристическое время

$$\tau = -E/(-dE/dt) = r/(-dr/dt) = (3/2) \omega/(d\omega/dt)$$

потери энергии за счет гравитационного излучения.

a и эксцентриситетом ε Зельдович и Новиков [56] получили

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32}{5} \frac{m_1^2 m_2^2}{m_1 + m_2} a^{-5} f(\varepsilon).$$

Они привели также график функции

$$f(\varepsilon) = \left[1 + \frac{73}{24} \varepsilon^2 + \frac{37}{96} \varepsilon^4 \right] / (1 - \varepsilon^2)^{-7/2}.$$

Эти альтернативные методы выражения скорости потери энергии представлены в табл. 17. Всего удивительнее здесь пропорциональность излучаемой мощности десятой степени скорости для системы двух одинаковых звезд заданной массы, или заданного периода вращения, или заданного расстояния между звездами (три первые строки табл. 17). Две последние строки табл. 16 показывают огромное различие в вычисленных мощностях излучения для двух сравниваемых «стандартных двойных систем».

В тесной двойной мощностъ излучения настолько велика, что период обращения будет быстро расти со временем (последняя строка табл. 16). Однако обнаружение такого роста периода само по себе еще не явится доказательством того, что это — эффект гравитационного излучения. Потеря массы одной из компонент системы или перетекание массы с одной компоненты на другую также вызовет изменение периода [97, p. 205, 237]. Кроме того, сама близость звезд друг к другу, способствующая мощному гравитационному излучению, будет, видимо, благоприятствовать и быстрому перетеканию массы. Понять, какой из этих двух механизмов действует, нелегко при любом расстоянии. Однако если два объекта так компактны, как нейтронная звезда или черная дыра, то потеря массы или обмен массами не будет играть существенной роли. Задача тогда будет заключаться не в том, чтобы распознать механизм замедления, а в том, чтобы заметить самый факт. Для этого, видимо, остается лишь один путь: поиск пульсара или пары пульсаров с периодом (обоими периодами), периодически модулируемым по частоте соответственно обращению звезд вокруг их общего центра масс.

7.7.4. Пульсирующая нейтронная звезда. Вновь образовавшаяся каким-либо образом нейтронная звезда едва ли будет лишена как колебательной, так и вращательной энергии. Наблюдения пульсаров показывают, что энергия вращения может сохраняться годами, если звезда имеет аксиальную симметрию ($\varepsilon = 0$ в табл. 13) или близка к ней. Но, согласно Зи и Уилеру [136], следует ожидать, что колебательная энергия обычно будет уноситься гравитационными волнами или каким-то иным

Мощность гравитационного излучения для двойной системы, состоящей из одинаковых звезд массы m , вращающихся по круговым орбитам, как функция некоторых пар параметров, и для двойной системы, состоящей из звезд разных масс

Дано	Вывод	$-dE/dt$	τ
Звезды одинаковой массы			
β, m	$\omega = 4\beta^3/m, \quad r = m/2\beta^2$	$(2/5) (2\beta)^{10}$	$(5m/8) (2\beta)^{-8}$
β, ω	$m = 4\beta^3/\omega, \quad r = 2\beta/\omega$	$(2/5) (2\beta)^{10}$	$(5/16\omega) (2\beta)^{-5}$
β, r	$m = 2\beta^2 r, \quad \omega = 2\beta/r$	$(2/5) (2\beta)^{10}$	$(5r/16) (2\beta)^{-6}$
m, ω	$\beta = (m\omega/4)^{1/3}, \quad r = (2m/\omega^2)^{1/3}$	$(2/5) (2m\omega)^{10/3}$	$(5/16) (2m)^{-5/3} \omega^{-8/3}$
m, r	$\beta = (m/2r)^{1/3}, \quad \omega = (2m/r^3)^{1/3}$	$(2/5) (2m/r)^5$	$(5/128) (r^4/m^3)$
ω, r	$\beta = \omega r/2, \quad m = \omega^2 r^3/2$	$(2/5) (\omega r)^5$	$(5/16) (1/\omega^6 r^5)$
Звезды разной массы, $m \ll M$			
β, M	$\omega = \beta^3/M, \quad r = M/\beta^2$	$(32/5) (m^2/M^2) \beta^{10}$	$(5/64) (M^2/m\beta^8)$
β, ω	$M = \beta^3/\omega, \quad r = \beta/\omega$	$(32/5) m^2 \beta^4 \omega^2$	$(5/64) (1/m\beta^2 \omega^2)$
β, r	$M = \beta^2/r, \quad \omega = \beta/r$	$(32/5) m^2 \beta^6 / r^2$	$(5/64) (r^2/m\beta^4)$
M, ω	$\beta = (M\omega)^{1/3}, \quad r = (M/\omega^2)^{1/3}$	$(32/5) m^2 M^{1/3} \omega^{10/3}$	$(5/64) (1/mM^{2/3} \omega^{8/3})$
M, r	$\beta = (M/r)^{1/3}, \quad \omega = (M/r^3)^{1/3}$	$(32/5) m^2 M^3 / r^5$	$(5/64) (r^4/mM^2)$
ω, r	$\beta = \omega r, \quad M = \omega^2 r^3$	$(32/5) m^2 \omega^6 r^4$	$(5/64) (1/m\omega^4 r^2)$

Все величины даны в геометрических единицах. Переход от обычных единиц осуществляется с помощью множителей $3 \cdot 10^{10}$ см/с и $0,74 \cdot 10^{-28}$ см/г. Мощность, данная в геометрических единицах (1 см массы-энергии, излученной за 1 с времени, т. е. величина безразмерная), переводится в обычные единицы умножением на «стандартный коэффициент мощности» $c^5/G = 3,6 \times 10^{59}$ эрг/с, или $2,0 \cdot 10^5 M_{\odot}/c$. Приняты следующие обозначения: $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота, β — отношение орбитальной скорости к скорости света и E — энергия системы,

$$E = E_{\text{пот}} + E_{\text{кин}} = -m^2/r + m^2/2r = -m^2/2r$$

(двойная с одинаковыми компонентами), или

$$E = -mM/2r$$

(двойная с сильно различающимися массами компонент). В общем случае для скоростей двух масс, движущихся по круговым орбитам, имеем

$$\beta_1 = m_2 (m_1 + m_2)^{-1/2} r^{-1/2}, \quad \beta_2 = m_1 (m_1 + m_2)^{-1/2} r^{-1/2}.$$

Скорость потери энергии на гравитационное излучение выражается через эти скорости следующим образом:

$$-dE/dt = (32/5) \beta_1^2 \beta_2^2 (\beta_1 + \beta_2)^6.$$

способом за время порядка нескольких суток или меньше. Зи и Уилер отмечают, что «никакое гравитационное излучение не может вызываться . . . чисто радиальными колебаниями идеально сферически симметричного *) распределения масс. Однако нейтронная звезда с очень большой вероятностью обладает отличным от нуля моментом количества движения. Кроме того, любое естественное значение этого момента, деленное на относительно очень малый момент инерции нейтронной звезды, как правило, дает весьма большую угловую скорость. В результате можно ожидать, что нейтронная звезда будет более или менее похожа на блин (сплюснутый сфероид). Такое возмущение свяжет между собой чисто радиальные и квадрупольные моды колебаний. Можно полагать, что доля квадрупольной компоненты будет порядка значения эксцентриситета ϵ сфероида (относительно амплитуды чисто радиальной компоненты). Возводя в квадрат амплитуды и получая мощность, найдем, что скорость затухания радиальных колебаний за счет гравитационного излучения должна быть равна по порядку величины скорости затухания квадрупольных мод колебаний, умноженной на ϵ^2 . Зи и Уилер оценивают порядок величины коэффициента затухания в формуле

$$E \text{ (квадрупольные колебания)} = E_0 \text{ (квадрупольные колебания)} \epsilon^{-4t}$$

как $A_{\text{кв}} \sim 1 \text{ с}^{-1}$. Взяв приближенно для эксцентриситета (сплюснутость) нейтронной звезды $\epsilon \sim 0,01$ (значение, по всей видимости, заниженное), получим

$$A_{\text{рад}} \sim \epsilon^2 A_{\text{кв}} \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1},$$

так что трудно представить себе, как радиальные колебания могут продолжаться более нескольких суток.»

В дополнение можно заметить, что пульсар в Крабовидной туманности PSR 0531, вращающийся с периодом 33 мс, теоретически [32] должен обладать сплюснутостью, обусловленной вращением, порядка $\epsilon \sim 10^{-3}$, что дает затухание порядка 10^{-6} с^{-1} , или время релаксации ~ 10 сут для любой радиальной моды колебаний.

*) Сферическая масса, испытывающая сферически симметричные колебания, неспособна излучать тензорные волны (теория Эйнштейна; топологическая теорема о фиксированной точке), но могла бы излучать скалярные волны при наличии скалярного поля (скалярно-тензорная теория гравитации Йордана—Бранса—Дикке; время затухания порядка миллисекунд согласно Моргенстерну и Чью [137]). Следовательно, обнаружение времени затухания наименьшей радиальной моды, превышающего минуту, опровергло бы существование скалярного поля с константой связи, близкой к предполагаемой.

Вращательная энергия пульсара в Крабовидной туманности оценивается сейчас как

$$E_{\text{вр}} \sim \frac{1}{2} I \omega^2 \sim \frac{1}{2} (4 \cdot 10^{44} \text{ г/см}^2) (190 \text{ рад/с})^2 \sim 7 \cdot 10^{48} \text{ эрг.}$$

Энергия, перешедшая во время образования нейтронной звезды в ее вращательное движение, могла на один или два порядка превышать 10^{50} или 10^{51} эрг. Вполне логично считать, что такой же запас энергии получило ее колебательное движение. Поэтому, рассматривая в качестве идеализированной модели нейтронной звезды несжимаемую жидкую сферу, для которой заданы

$$\begin{aligned} \text{плотность } 9,3 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3, \text{ радиус } 14 \text{ км,} \\ \text{масса } 1,1 \cdot 10^{33} \text{ г} = 0,56 M_{\odot}, \end{aligned}$$

деформированную в момент образования со среднеквадратичным отклонением от сферичности

$$\xi = \langle (r - R)^2 / R^2 \rangle^{1/2} = 0,1,$$

Зи и Уилер заключили, что энергия деформации звезды будет порядка $3 \cdot 10^{50}$ эрг. Что происходит с этой энергией?

Энергия колебаний нейтронной звезды непосредственно после ее образования, так же как энергия Земли сразу после землетрясения, распределена между различными независимыми модами колебаний в зависимости от особенностей генерирующего их явления. Легче проанализировать характеристические частоты и скорости затухания самих мод колебаний, чем выяснить причины определенного распределения энергии между ними. (Спектр колебаний Земли был очень тщательно проанализирован как экспериментально, так и теоретически [128].) Вычисленные частоты и времена релаксации нейтронной звезды приведены в табл. 18.

Теория затухания квадрупольных колебаний является интересным принципиальным вопросом, который изучался в работах Торна [140], Торна и Камполаттаро [141], Прайса и Торна [142]. Было показано, каким образом можно найти конкретное значение такой макроскопической величины, как скорость затухания $A_{\text{тр}}$, даже несмотря на то, что пока еще не известно, как выразить действующие макроскопические силы посредством какого-нибудь простого гравитационного анализа известного выражения

$$\left(\frac{2}{3}\right) (e^2/c^3) \ddot{\ddot{x}}$$

для силы радиационного трения в электродинамике.

Квадрупольные колебания, наложенные со сдвигом по фазе 90° на линейно независимую моду квадрупольных колебаний

Спектр колебаний нейтронной звезды с оценками характерного времени затухания

Моды колебаний	Уравнение состояния Гаррисона — Уилера		Уравнение состояния Левинджера — Симмонса — Цуруты — Камерона	
	частота, Гц	время затухания $A_{гр}^{-1}$, с	частота, Гц	время затухания $A_{гр}^{-1}$, с
Моды колебаний	$\rho = 3 \cdot 10^{14}$ г/см ³ , $M = 0,405 M_{\odot}$, $2M/R = 0,0574$	$\rho = 6 \cdot 10^{15}$ г/см ³ , $M = 0,682 M_{\odot}$, $2M/R = 0,240$	$\rho = 5,15 \cdot 10^{14}$ г/см ³ , $M = 0,677 M_{\odot}$, $2M/R = 0,159$	$\rho = 3 \cdot 10^{15}$ г/см ³ , $M = 1,954 M_{\odot}$, $2M/R = 0,580$
	588	5 · 10 ⁵	232	2 · 10 ⁷
	769	4 761	861	1 978
Радialные	1111	8 333	1660	12 091
$0S_0$				7 · 10 ⁴
$1S_0$				7 874
$2S_0$				

Квадрупольные.								
$0S_2$	835	13	3 220	0,19	1430	1,7	2 650	0,22
$1S_2$			5 840	0,28	4240	11	6 430	1,6
$2S_2$			8 480	1,3			9 750	2,6
$3S_2$			10 660	24				

В принципе первая строка в таблице (самая низкая частота) должна была бы представлять вращательную моду колебаний; но при этом частота зависит от энергии, которая в разных случаях различна (нет собственных значений), и поэтому мы опустили эту моду. Частоты и времена затухания квадрупольных колебаний взяты у Торна [138]; частоты радиальных колебаний заново вычислены Руффини; прежние вычисления Мельцера и Торна [139] относятся к иным массам и уравнениям состояния, чем приведенные здесь. Уравнение состояния Гэрисона—Уилера, представлено в модифицированной форме Хартлом и Торном и в табл. 2 этой книги; уравнение состояния V_4 Левинджера — Симмонса—Цуруты—Камерона также приводится Хартлом и Торном [7]. Обозначения следующие: ρ_0 — плотность в центре, M — масса ($M_{\odot} = 1,987 \cdot 10^{33}$ г), а $2M/R$ — стандартный множитель для поверхности звезды в выражении $1 - 2M/R$ в метрике Шварцшильда. Время затухания (по отношению к гравитационному излучению) для радиальных колебаний, равное бесконечности в случае идеальной сферы, вычислено в таблице в предположении, что сплюснутость вследствие вращения даст эксцентриситет $\varepsilon = 0,01$ согласно весьма приближенной формуле

$$A_{\text{гр. рад}} \sim (\omega_{\text{рад}}/\omega_{\text{кв}})^4 \varepsilon^2 A_{\text{гр. кв}} \quad (\text{только для наиминшей моды}).$$

Более полная подборка материала включала бы круглые и другие колебания коры, а также частоты, связанные со взаимодействием магнитного поля со сверхтекучей жидкостью и с корой [33, 40, 132].

под углом 45° к ним в экваториальной плоскости, дают вращательное возбуждение заданной формы с заданной частотой. Как отличается этот тип движения от самого вращения? Ответ известен из теории вращающихся жидкостей или любого из многочисленных приложений этой теории, например из теории ядерных колебаний и вращений [143]. Эти два типа движений отличаются друг от друга прежде всего тем, что частота вращательного колебания не зависит от энергии (в приближении малых амплитуд), тогда как частота вращения пропорциональна квадратному корню энергии вращения (табл. 19).

Таблица 19

Сопоставление характера вращения и вращательных колебаний (в качестве основы упрощенной модели нейтронной звезды взята идеальная несжимаемая жидкость)

	Истинное вращение	Вращательные квадрупольные колебания
Форма поверхности	Вытянутый эллипсоид	Вытянутый эллипсоид
$\operatorname{div} \mathbf{v}$	0	0
$\operatorname{rot} \mathbf{v}$	2ω	0
Совместим ли минимум энергии жидких недр звезды с движением границы?	Нет	Да
Является ли частота собственным значением?	Нет	Да
Эффективный момент инерции I/ω	Значение I для «замерзшей» жидкости («картина твердого тела»)	$I_{\text{эфф}} \sim I$ (деформация) (стремится к нулю для малых деформаций)
Соотношение между энергией и моментом количества движения . . .	$E \approx I^2/2I$	$E \approx I\omega$
Соотношение между энергией и частотой	$E \approx I\omega^2/2$	ω не зависит от E
Связаны ли между собой эти два типа движения при малых скоростях вращения?	Нет	Нет
Связаны ли они при больших скоростях вращения?	Да	Да
Есть ли основания считать, что энергия этих двух типов колебаний приблизительно одного порядка величины во время образования нейтронной звезды?	Да	Да

Числа, приведенные в табл. 18, дают представление о разносторонней диагностике, которую обеспечило бы успешное обнаружение гравитационного излучения или какого-либо иного эффекта, коррелирующего с колебаниями. Среди возможностей, обращающих на себя внимание, отметим 1) определение массы звезды; 2) различие уравнений состояния для сверхплотного вещества; 3) наблюдение расщепления частот (не показано в таблице; аналог эффекта Зеемана), вызываемого в квадрупольных колебаниях вращением системы [128], и 4) обнаружение упругих типов колебаний вне рамок идеализированной модели жидкости, использованной здесь [33, 40, 132] (физика твердого тела в приложении к коре нейтронной звезды).

7.8. Всплеск гравитационного излучения

Если электрон, вращающийся по круговой орбите вокруг ядра, является известным источником периодического электромагнитного излучения, то столь же знакомым источником импульсного излучения является электрон, движущийся с высокой скоростью в рентгеновской трубке, который, проходя близко от ядра в веществе медной мишени, подвергается в момент пролета резкому поперечному ускорению. Геометродинамическим аналогом такого источника является масса m , пролетающая на большой скорости мимо другой массы M и вследствие этого испытывающая резкое поперечное изменение скорости. Без такого изменения скорости нельзя ожидать излучения, несмотря на то что на первый взгляд такое излучение может возникнуть, если исходить из следующих рассуждений. 1. Источник излучения определяется суммой квадратов моментов \ddot{Q}^{pq} . 2. Каждый такой момент определяется выражением, в которое дают вклад обе массы:

$$Q^{pq} = m(3x^p x^q - \delta^{pq} |x|^2) + M(3X^p X^q - \delta^{pq} |X|^2)$$

(случай двух масс; обобщение на случай многих масс очевидно). 3. Координаты меняются во времени. 4. Поэтому Q^{pq} зависит от времени. 5. Значит, система излучает гравитационные волны. Эти рассуждения тем не менее неверны. Поскольку предполагается, что скорости частиц постоянны, координаты являются линейными функциями времени. Квадрупольные моменты поэтому только квадратично зависят от времени, и их третьи производные по времени тождественно равны нулю. Взаимодействие и отклонение, или ускорение, суть абсолютные условия акта гравитационного излучения. Чтобы получить ненулевой результат, необходимо предположить взаимодействие между двумя массами. Для наших целей достаточно рассмотреть

нерелятивистские скорости и взять ньютоновские выражения для ускорений; поэтому

$$m\ddot{x}^p = (mM/r^3) (X^p - x^p),$$

$$m\ddot{\dot{x}}^p = (mM/r^3) (\dot{X}^p - \dot{x}^p) - (3mM\dot{r}/r^4) (X^p - x^p).$$

Таким образом, получим для третьей производной по времени от квадрупольного момента массы выражение

$$\begin{aligned} \ddot{Q}^{pq} = m (3\ddot{x}^p x^q + 3x^p \ddot{x}^q - 2\delta^{pq} \ddot{x}^s x^s + 9\dot{x}^p \dot{x}^q + 9\dot{x}^p \ddot{x}^q - \\ - 6\delta^{pq} \ddot{x}^s x^s) + \text{аналогичный член для другой массы} = (Mm/r^3) \times \\ \times [2\delta^{pq} \dot{r}\dot{r} + 18(\dot{r}/r) r^p r^q - 12\dot{r}^p r^q - 12r^p \dot{r}^q]. \end{aligned}$$

Скорость потерь энергии на гравитационное излучение дается формулой

$$-dE/dt = (1/45) \ddot{Q}^{pq} \ddot{Q}^{pq} = (8/15) (mM/r^2)^2 (12\dot{r}^2 - 11\dot{r}^2).$$

Когда массы обращаются вокруг общего центра масс по круговым орбитам, мы имеем $\dot{r}^2 = 0$ и $\dot{r}^2 = \omega^2 r^2$ и вновь приходим к результатам, представленным, например, в табл. 17. В противоположном предельном случае, когда малая масса m пролетает мимо большой первоначально покоившейся массы M с прицельным параметром b и скоростью β , настолько большими, что изменение направления полета мало (в идеале прямая линия); параметрическое представление движения:

$$x = \beta t = b \operatorname{tg} \theta, \quad y = b, \quad r = b \sec \theta, \quad \dot{r} = \beta \sin \theta, \quad \dot{r}^2 = \beta^2,$$

мы имеем для потерь энергии выражение

$$-\Delta E = \int (-dE/dt) dt = (37\pi/15) (m^2 M^2 \beta / b^3)$$

(для перехода от геометрических к обычным единицам справа необходимо подставить множитель G^3/c^4). Сравним это выражение с хорошо известной формулой для потери энергии за счет электромагнитного излучения, когда частица, имеющая массу m и заряд e , пролетает мимо большей массы с зарядом Q опять-таки почти по прямой:

$$-\Delta E = \int (2e^2/3c^3) \ddot{x}^2 dt = \int (2e^2/3c^3) (Qe/mr)^2 dt = (\pi/3) (Q^2 e^4 / m^2 c^4 b^3 \beta)$$

(обычные единицы). Совершенно равная зависимость от скорости в этих двух случаях отражает различие между квадрупольным и дипольным излучением.

7.9. Низкочастотная часть всплеска излучения

Представляет также интерес рассмотреть распределение испускаемого излучения по частотам (рис. 30). Запишем

$$\ddot{Q}^{pq}(t) = (1/2\pi)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{Q}^{pq}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

и положим

$$-\Delta E = (1/45) \int \ddot{Q}^{pq}(t) \ddot{Q}^{pq}(t) dt = (1/45) \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{Q}^{pq}(\omega) \ddot{Q}^{pq}(\omega) d\omega.$$

Здесь фурье-образ амплитуды при круговой частоте ω дается выражением

$$\ddot{Q}^{pq}(\omega) = (1/2\pi)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{Q}^{pq}(t) e^{i\omega t} dt.$$

Самым простым и одним из наиболее интересных является случай низкой частоты. В этом случае осциллирующий множитель выпадает из интеграла Фурье. Интегрирование проводится непосредственно и не учитывает никаких деталей процессов ускорения и замедления, одинаково как для взрыва бомбы и падения метеорита, так и для случая, когда одна звезда пролетает мимо другой. Имеем

$$\ddot{Q}^{pq}(\omega \rightarrow 0) = (1/2\pi)^{1/2} \Delta \ddot{Q}^{pq}(t)$$

с простым выражением для $\ddot{Q}^{pq}(t)$ в момент до и после любого акта взаимодействия:

$$\ddot{Q}^{pq}(t) = 2m(3\dot{x}^p \dot{x}^q - \delta^{pq} \dot{x}^s \dot{x}^s) +$$

+ аналогичное выражение для M (и для любых иных участвующих масс).

Интенсивность излучения на низких частотах (ν мало по сравнению с величиной, обратной времени взаимодействия) имеет вид

$$\begin{aligned} -d\Delta E/d\nu &= -2\pi d\Delta E/d\omega = (4\pi/45) \ddot{Q}^{pq}(\omega \rightarrow 0) \ddot{Q}^{pq}(\omega \rightarrow 0) = \\ &= (2/45) \Delta \ddot{Q}^{pq}(t) \Delta \ddot{Q}^{pq}(t) = (2/45) \{ 2m(3\dot{x}^p \dot{x}^q - \\ &- \delta^{pq} \dot{x}^s \dot{x}^s)_{\text{после}} - 2m(3\dot{x}^p \dot{x}^q - \delta^{pq} \dot{x}^s \dot{x}^s)_{\text{до}} + \\ &+ \text{аналогичные члены для } M \}^2. \end{aligned}$$

В случае массы m , пролетающей мимо массы M с прицельным параметром b , при условии, что эти два объекта действуют друг на друга только посредством гравитационных сил, мы имеем для

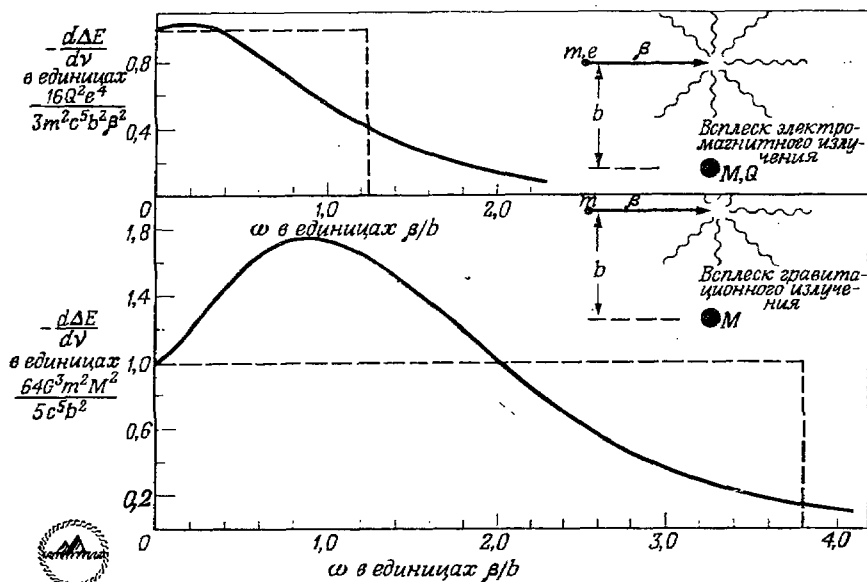


Рис. 30. Сравнение всплесков электромагнитного и гравитационного излучения. Частица массы m , имеющая заряд e , двигаясь с нерелятивистской скоростью $v = \beta c$, пролетает мимо частицы гораздо большей массы M и заряда Q , первоначально покоившейся; прицельный параметр b настолько велик, что движение почти прямолинейно. Спектр энергии электромагнитного излучения в зависимости от частоты дается формулой

$$-\frac{d\Delta E}{d\nu} = \frac{4e^2}{3c^3} \left\{ \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{x}(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 + \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{y}(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 \right\}.$$

где

$$(\ddot{x}, \ddot{y}) = \frac{eQ}{m} (vt, b) / [(vt)^2 + b^2]^{3/2}.$$

или

$$-\frac{d\Delta E}{d\nu} = \frac{16Q^2e^4}{3m^2c^5\beta^2} [u^2 K_0^2(u) + u^2 K_1^2(u)].$$

где $u = \omega b/v$ (в обычных единицах), или $u = \omega b/\beta$ (в геометрических единицах); формула получена Нильсом Бором [88]. Значение функции от u , данной в квадратных скобках, стремится к единице на малых частотах и к πe^{-2u} на высоких частотах; интегрирование ее по u дает $\pi^2/8 = 1,234$ («точка обрезания эквивалентного плоского спектра», как показано на графике). Аналогично, распределение частот всплеска гравитационного излучения дается выражением

$$-\frac{d\Delta E}{d\nu} = \frac{2}{45} \sum_{p,q} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{Q}^{pq}(t) e^{i\omega t} dt \right|^2.$$

где в правую часть выражения

$$\ddot{Q}^{pq} = (mM/r^3) (2\delta^{pq} \dot{r}/r + 18r^p r^q \dot{r}/r - 12\dot{r}^p r^q - 12r^p \dot{r}^q)$$

подставляются величины для невозмущенного прямолинейного движения массы m (теперь незаряженной!) относительно массы M (тоже незаряженной). Первый множитель в \ddot{Q}^{pq} равен $mM(b^2 + \beta^2 t^2)^{-3/2}$, второй же равен величине $\beta^2 t$, умноженной в зависимости от выбора компонент на следующие конструкции:

$$\begin{aligned} xx: & -4\beta^2 t - 18b^2 \beta^2 t / (b^2 + \beta^2 t^2), \\ xy: & 6b\beta - 18b^3 \beta / (b^2 + \beta^2 t^2), \\ yy: & 2\beta^2 t + 18b^2 \beta^2 t / (b^2 + \beta^2 t^2), \\ zz: & 2\beta^2 t. \end{aligned}$$

Интегралы Фурье

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{Q}^{pq}(t) e^{i\omega t} dt.$$

фигурирующие как в выражениях для углового распределения, так и для частотного, выражаются как произведение $4mM/b$ (независимо от отношения m к M) на конструкции:

$$\begin{aligned} xx: & -i(2uK_0 + 3u^2K_1), \\ xy: & -3uK_1 - 3u^2K_0, \\ yy: & iuK_0, \\ zz: & i(uK_0 + 3u^2K_1). \end{aligned}$$

Таким образом,

$$-\frac{d\Delta E}{dv} = (64m^2M^2/5b^2) [(u^2/3 + u^4)K_0^2 + 3u^3K_0K_1 + (u^2 + u^4)K_1^2]$$

[в гравитационных единицах; при переходе к обычным единицам следует домножить на $G^3/c^5 = 1,23 \cdot 10^{-74}$ (эрг/Гц) \cdot (см²/г⁴)]. При малых значениях $u = \omega b/\beta$ множитель в квадратных скобках стремится к 1, стремясь на высоких частотах к $\pi u^3 e^{-2u}$; интегрирование его по u дает $37\pi^2/96$ («значение $\omega b/\beta$ при обрезании для эквивалентного плоского спектра, как показано на нижнем графике).

скоростей до и после взаимодействия простые ньютоновские значения для m :

$$(0, 0, \beta) \rightarrow (0, 2M/b\beta; \beta)$$

и для M :

$$(0, 0, 0) \rightarrow (0, -2m/b\beta; 0);$$

поэтому

$$\Delta \ddot{Q}^{zy}(t) = \Delta \ddot{Q}^{yz}(t) = \ddot{Q}_{\text{послед}}^{yz} - \ddot{Q}_{\text{до}}^{yz} = 12mM/b.$$

Все остальные компоненты либо тождественно равны нулю, либо

второго порядка относительно константы связи mM . Интенсивность плоской части спектра имеет вид

$$(-d\Delta E/d\nu)_{\text{низкие } \nu} = (64/3) (m^2 M^2 / b^2).$$

Эффективную предельную частоту можно определить как такую частоту, которая, будучи умноженной на предыдущее выражение, дает полные потери энергии:

$$\nu_{\text{эфф. обр}} \equiv (-\Delta E) / (-d\Delta E/d\nu)_{\text{низкие } \nu} = \frac{37\pi}{192} \beta / b,$$

$$\omega_{\text{обр}} = (37\pi^2/96) (\beta/b)$$

(геометрические единицы). По сравнению с этим низкочастотное электромагнитное излучение частицы (массы m и заряда e), пролетающей мимо массивного центра притяжения с зарядом Q , имеет интенсивность

$$\begin{aligned} -(d\Delta E/d\nu)_{\text{низкие } \nu} &= 2\pi (2e^2/3c^3) 2\ddot{x}_{(\omega \rightarrow 0)}^2 = (4e^2/3c^3) (\Delta \dot{x})^2 = \\ &= (4e^2/3c^3) (2Qe/m\beta c)^2 = (16/3) (Q^2 e^4 / m^2 c^5 b^2 \beta^2). \end{aligned}$$

(Такая же зависимость от прицельного параметра, как и в случае гравитационного излучения, но совсем другая — от скорости.) Разделив эту энергию (приходящуюся на единицу частоты) на полную излученную энергию, получим для эффективной критической частоты в этом случае

$$\nu_{\text{эфф. обр}} = \frac{\pi}{16} c\beta/b$$

и

$$\omega_{\text{эфф. обр}} = (\pi^2/8) (c\beta/b) \text{ (обычные единицы).}$$

Чтобы оценить порядок величины энергии гравитационного всплескового излучения, рассмотрим нейтронную звезду массы M_{\odot} , проходящую мимо другой нейтронной звезды такой же массы с прицельным параметром 100 км и со скоростью $\beta = 0,01$ (3000 км/с); можно представить себе, что это — типичное явление на последних стадиях эволюции плотного галактического ядра. Вычисленной энергии гравитационного всплескового излучения

$$\begin{aligned} -\Delta E &= (37\pi/15) (1,47 \text{ км})^4 (10^{-2}) / (100 \text{ км})^3 = 3,6 \cdot 10^{-7} \text{ км} = \\ &= 0,036 \text{ см}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\Delta E_{\text{об}} &= 0,036 \text{ см} / (0,742 \cdot 10^{-28} \text{ см/г}) = 4,8 \cdot 10^{26} \text{ г, или} \\ &4,4 \cdot 10^{47} \text{ эрг} \end{aligned}$$

достаточно для того, чтобы уменьшить относительную скорость на 15 км/с. Такое уменьшение скорости, хотя оно и не велико

по абсолютному значению, может оказаться достаточным для того, чтобы две звезды, прежде не связанные друг с другом, стали двигаться по орбитам вокруг общего центра масс.

Зельдович и Новиков [45] детально рассмотрели радиационный захват с гиперболической орбиты на эллиптическую (обе орбиты рассматриваются как ньютоновские, что вполне допустимо) в результате гравитационного излучения. Они нашли для сечения захвата выражение

$$\sigma \approx \begin{cases} \pi (2M/\beta)^2 (2m/M\beta^2)^{2/3} & \text{для } (m/M\beta^2) \gg 10, \\ 4\pi (2M/\beta)^2 [1 + \exp(-20\beta^2 M/m)] & \text{для } (m/M\beta^2) \ll 10, \end{cases}$$

где m — масса налетающего объекта, M — масса захватывающего центра, β — относительная скорость сближения на больших расстояниях.

7.10. Излучение на эллиптических орбитах, рассматриваемое как последовательность всплесков

Когда две звезды движутся вокруг общего центра масс по эллиптическим орбитам с большим эксцентриситетом, легче всего представить себе их излучение в виде последовательности

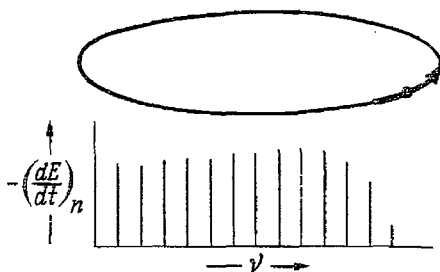


Рис. 31. Качественный ход спектра гравитационного излучения, испускаемого парой частиц, обращающихся по сильно эллиптическим орбитам около их общего центра масс (приближение, в котором движение описывается почти по Ньютону). Огибающая дает форму спектра, излучаемого при каждом отдельном прохождении по орбитам. Пики имеют место для целых кратных $\nu_n = n/T$ основной частоты обращения по эллиптической орбите.

всплесков, каждый из которых возникает при близком прохождении звезд и обладает непрерывным спектром. В действительности спектр является дискретным. Для движения по эллиптической орбите с большой полуосью a и эксцентриситетом e Питерс и Мэтьюс [144] и Зельдович и Новиков [45] получили

для мощности, излученной в n -й гармонике основной частоты:

$$-(dE/dt) = ({}^{32}/_3) m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2) a^{-5} g(n, \varepsilon),$$

где

$$g(n, \varepsilon) = (n^4/32) \{ [J_{n-2}(n\varepsilon) - 2eJ_{n-1}(n\varepsilon) + \\ + (2/n)J_n(n\varepsilon) + 2eJ_{n+1}(n\varepsilon) - J_{n+2}(n\varepsilon)]^2 + \\ + (1 - \varepsilon^2) [J_{n-2}(n\varepsilon) - 2J_n(n\varepsilon) + J_{n+2}(n\varepsilon)]^2 + \\ + ({}^{4}/_3 n^2) [J_n(n\varepsilon)]^2 \}.$$

Хотя спектр дискретный и эта формула дает интенсивность отдельных линий, при наблюдении с малой разрешающей способностью он выйдет непрерывным (рис. 31), так как линий очень много. При уменьшении эксцентриситета орбиты число спектральных линий заметной интенсивности сокращается. Когда орбита становится круговой, остается всего одна линия (см. анализ, проделанный в предыдущем разделе).

7.11. Падение на шварцшильдовскую черную дыру

При возрастании эллиптичности наше внимание занимает уже не круговая орбита, а мировая линия одного объекта, падающего прямо на другой. Если размеры обоих объектов конечны, то ускорение при столкновении будет давать больший вклад в излучение, чем ускорение в ходе полета. Если размеры объектов бесконечно малы, то вычисленная интенсивность излучения в ньютоновском приближении

$$-dE/dt = ({}^8/_{15}) (mM\dot{r}/r^2)^2$$

стремится к бесконечности. На самом деле сколлапсировавший объект конечной массы M будет иметь конечный эффективный шварцшильдовский радиус $2M$. Гораздо меньший объект массы m не будет бесконечно ускоряться с точки зрения удаленного наблюдателя. Наоборот, его приближение к шварцшильдовской поверхности требует бесконечного шварцшильдовского координатного времени [рис. 8, экспоненциальное приближение: $r \approx \approx 2M + \text{const} \cdot \exp(-t/2M)$]. Следовательно, гравитационное излучение имеет существенно конечное значение:

$$-dE \sim 0,00246 m^2/M$$

(значение для $m \ll M$ и для случая, когда масса m начинает движение на бесконечности) и обладает пиком на характеристической частоте порядка

$$\nu_{\text{пик}} \sim 0,024/M = 4,9 \cdot 10^3 (M_{\odot}/M) \text{ Гц}$$

(рис. 32).

Приведенная характеристика излучения при захвате частицы черной дырой — лишь грубо оценочная и основана на двух несовместимых друг с другом упрощениях: 1) частица начинает движение из состояния покоя на бесконечности и падает по пря-

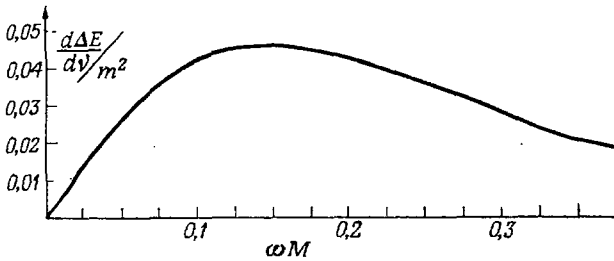


Рис. 32. Спектр гравитационного излучения, испускаемого объектом пренебрежимо малых размеров и массы m , который падает свободно (нулевая начальная скорость) из бесконечности по прямой на черную дыру массы M ($\gg m$). Оценка дана при двух не вполне совместимых друг с другом упрощающих предположениях: 1) r найдено как функция t на основании уравнения геодезической в поле Шварцшильда; 2) гравитационное излучение массы m соответствует ее движению навстречу M в плоском пространстве. Приведем соответствующие формулы:

$$\begin{aligned}
 -\frac{d\Delta E}{d\nu} &= \frac{16m^2}{15} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} (3\dot{z}\ddot{z} + z\ddot{z}) e^{i\omega t} \right|^2 dt = \\
 &= \frac{16m^2}{15} \left| \int_{\eta}^{\infty} d\eta \left(\frac{3}{\eta^7} - \frac{1}{\eta^3} \right) \exp \left\{ i4M\omega \left(\frac{\eta^3}{3} + \eta - \frac{1}{2} \ln \frac{\eta+1}{\eta-1} \right) \right\} \right|^2 \\
 -\Delta E &= \frac{4m^2}{15M} \left(\frac{1}{7 \cdot 9} - \frac{6}{11 \cdot 13} + \frac{9}{15 \cdot 17} \right).
 \end{aligned}$$

мой, являющейся точной геодезической в геометрии Шварцшильда; это движение параметрически описывается формулами

$$\begin{aligned}
 t &= -4M \left[\eta^3/3 + \eta - \frac{1}{2} \ln(\eta+1) + \frac{1}{2} \ln(\eta-1) \right], \\
 r &= 2M\eta^2.
 \end{aligned}$$

При этом, однако, предполагается, что 2) частица излучает так, как будто она движется в плоском пространстве:

$$dE|dt = \frac{1}{45} \ddot{Q}^{pq} \ddot{Q}^{pq}.$$

В действительности же в тот момент, когда частица излучает сильнее всего, она движется в сильно искривленном пространстве. Поэтому для более полного анализа следует вернуться к исходным принципам. Дзерилли заложил основы такого подхода [66]. Он предполагал, что падающая частица производит

малые возмущения на фоне шварцшильдовской геометрии, и разлагал эти возмущения по тензорным сферическим гармоникам. Для радиального множителя в каждой гармонике он вывел дифференциальное уравнение второго порядка — волновое уравнение в искривленном пространстве. В правой части каждого из этих уравнений стоит член, характеризующий источник и описывающий воздействие падающей частицы. Главную роль играет в нем выражение

$$m\delta [r - r(t)].$$

Радиальный множитель («амплитуда заданной гармоники») находится при решении радиального уравнения, причем на характер решения существенно влияет выбор граничных условий. В данной задаче, как почти в каждой задаче теории излучения, нужное граничное условие состоит в требовании, чтобы на бесконечности не существовало сходящихся волн, а имели место только расходящиеся (никакого «возбуждения источников на бесконечности в предвидении ускорения центрального источника!»). Однако тот же тип требования причинности накладывает еще одно ограничение на радиальную волну: она может переносить энергию к черной дыре, но не должна уносить энергию из черной дыры. Первое требование утверждает, что типичная фурье-компонента радиальной амплитуды должна вести себя при больших r как расходящаяся волна:

$$\sim (\text{амплитудный множитель}) \cdot \exp \{i\omega (r + 2M \ln r - t)\}.$$

Согласно второму требованию, та же фурье-компонента должна вести себя при малых r как волна, распространяющаяся в направлении черной дыры:

$$\sim (\text{амплитудный множитель}) \cdot \exp \left\{ i\omega \left(-r + 2M \ln \frac{2M}{r - 2M} - t \right) \right\}.$$

Таким образом, требуется, чтобы при обоих пределах изменения r все излучение было выходящим. Следует 1) найти волну однозначно, решая волновое уравнение с этими граничными условиями, 2) оценить амплитуду этой волны асимптотически на больших расстояниях, 3) возвести эту амплитуду в квадрат, 4) подставить результат в формулу Дзерилли, найдя, таким образом, 5) интенсивность выходящего излучения в единицах энергии, приходящейся на единицу частоты и единицу телесного угла, и 6) интегральную интенсивность. Детальные расчеты пока не проводились, поэтому упомянутые выше оценки основаны на комбинации данных, известных для искривленного и плоского пространства. Было бы весьма интересно провести по методу Дзерилли анализ излучения объекта массой m , падающего с различными прицельными параметрами по направлению к пре-

дельной черной дыре Керра массой M и критическим моментом количества движения $J=M^2$. Актуальность такого анализа связана не в последнюю очередь с большими возможностями извлечь в этом случае значительную долю массы покоя m в виде энергии излучения и с правдоподобностью того, что черные дыры, образующиеся в природе, имеют почти критическое значение момента количества движения.

7.12. Излучение при гравитационном коллапсе

Если вместо одного тела массы m , падающего по направлению к черной дыре массы M , имеется целый ряд тел, одинаковых по величине, подчиняющихся единому «расписанию» и падающих прямо на притягивающий центр (коллапсирующая сферическая оболочка), то все гравитационное излучение гасится деструктивной интерференцией (монопольного гравитационного излучения не бывает!). Подобным же образом коллапсирующая звезда со сферической симметрией, препятствующей развитию неустойчивости и турбулентности, не будет иметь квадрупольного момента и давать гравитационного излучения. Однако вращающаяся звезда будет иметь квадрупольный момент. Кроме того, этот квадрупольный момент будет изменяться со временем в течение коллапса, как показано на рис. 33. Поэтому произойдет сильная вспышка гравитационного излучения, за которой последует ряд малых и больших всплесков с периодическим характером гравитационного излучения между двумя последовательными всплесками. При этом структура всплесков и дискретных спектров будет зависеть от точных деталей «сценария» (ср. объяснение к рис. 33). Следует ожидать, что первый большой всплеск будет иметь непрерывный спектр (ср. рис. 30), простирающийся от $\nu=0$ до

$$\nu_{кр} = \omega_{кр}/2\pi \sim (1/2\pi) \times (\text{характерное время } \tau, \text{ связанное}$$

с последними этапами коллапса до плотности $\rho)^{-1} \sim$

$$\sim (1/2\pi) (\pi G \rho_{06})^{-1/2},$$

или, в примере рис. 33,

$$\nu_{кр} \sim \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{0.2} \text{ мс} \right) \sim 10^3 \text{ Гц.}$$

Энергия, излучаемая на единицу частоты, при частотах ниже $\nu_{кр}$ на стадии самого быстрого падения будет порядка

$$-(d\Delta E/d\nu) = (2/45) \left(1 + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) (\Delta \dot{Q}^{zz})^2 \sim (4/15) \left[\int (3\beta_z^2 - \beta^2) \rho d^3x \right]^2,$$

или, в примере рис. 33,

$$({}^{1/15}) (\Delta \ddot{Q}^{zz})^2 \sim ({}^{1/15}) (Q_{\text{макс}}^{zz} / \tau^2)^2 \sim$$

$$\sim ({}^{1/15}) [0,15 \cdot 10^{20} \text{ см}^3 / (6 \cdot 10^6 \text{ см})^2]^2 \sim 10^{10} \text{ см}^2$$

(геометрические единицы) $\sim 0,4$ см массы-энергии

на 1 Гц (смешанные единицы) $\sim 6 \cdot 10^{27}$ г

массы-энергии на 1 Гц $\sim 5 \cdot 10^{48}$ эрг/Гц

(до ~ 1000 Гц).

Полная энергия, выходящая во всплеске излучения, имеет порядок

$$-\Delta E \sim ({}^{1/30\pi}) (Q_{\text{макс}}^{zz} / \tau^5)^2$$

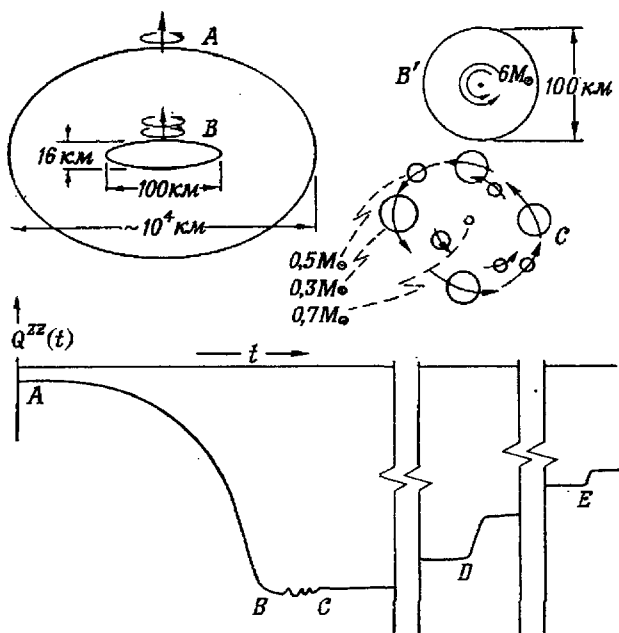


Рис. 33. Вращающаяся звезда с плотным ядром *A* коллапсирует в «блин» — нейтронную звезду *B*, которая распадается на части *C*. Эти части теряют энергию, расходуя ее на периодическое и всплесковое гравитационное излучение, после чего вновь сливаются в одно целое. На нижней кривой схематически представлено поведение квадрупольного момента как функции времени. Всплески излучения, возникающие между состояниями *B* и *C* в процессе фрагментации, не могут быть полностью охарактеризованы единственной указанной здесь компонентой тензора квадрупольного момента. Между состояниями *C* и *D* происходит множественное периодическое излучение, пока на этапе *D* два осколка не потеряют столько момента количества движения, что объединятся, дав всплеск гравитационного излучения; подобный же процесс происходит на этапе *E* и т. д.

или в данном примере

$$-\Delta E \sim 5 \cdot 10^{51} \text{ эрг.}$$

Можно предполагать, что последующие всплески (ср. рис. 33) будут достигать больших значений $\nu_{\text{кр}}$, если они возникают в результате захвата объектов с более высокими плотностями, чем первоначальная плотность «блина», или присоединения к таким объектам.

7.13. Землетрясения и падение метеоритов

Цилиндрический детектор гравитационного излучения Вебера, настроенный на события только что рассмотренных типов, может быть защищен от сейсмических возмущений при помощи достаточно мягкого крепления с добавлением сейсмометра, включенного по схеме антисовпадений. Однако сейсмометр регистрирует только возмущения, которые приходят от землетрясений с сейсмической скоростью. Как же быть с возмущающими гравитационными волнами, приходящими от землетрясений (или от сейсмических процессов в глубинах Земли) со скоростью света? Простой подсчет показывает, что их эффект слишком мал даже для того, чтобы передать цилиндру энергию в $(1/10) (kT)$ (при $T=300 \text{ К}$). То же самое справедливо для более крупного явления — падения гигантского метеорита (с диаметром $\sim 1 \text{ км}$) на Землю (известный факт в геологическом прошлом Южной Африки). Характерное время замедления τ будет пропорционально промежутку времени, необходимому для пересечения объекта акустической волной, т. е.

$$\tau \sim 1 \text{ км} / (5 \text{ км/с}) \sim (1/5) \text{ с.}$$

Это означает, что верхний предел существенной части спектра имеет порядок

$$\nu_{\text{кр}} \sim \omega_{\text{кр}} / 2\pi \sim 1/2\pi\tau \sim 1 \text{ Гц};$$

уже из этого ясно, что собственные колебания с частотой 1660 Гц не будут возбуждаться таким явлением. Кроме того, вычисленный выход энергии на стадии самого быстрого падения

$$\begin{aligned} -\frac{d'\Delta E}{dv} &\sim \frac{4}{15} \left[\int (3\beta_z^2 - \beta^2) \rho d^3x \right]^2 \sim (16/15) (m\beta^2)^2 \sim \\ &\sim (4 \cdot 10^{15} \text{ г} \times 0,74 \cdot 10^{-28} \text{ см/г})^2 \times (10 \text{ км/с} / 3 \cdot 10^5 \text{ км/с})^4 \sim \\ &\sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/Гц} \end{aligned}$$

на много порядков ниже той величины, которую мог бы принять детектор на расстоянии 10 000 км, даже если $\nu_{\text{кр}}$ возрастет до собственной частоты детектора.

Источники гравитационного излучения

Источник	Основные свойства испускаемого гравитационного излучения	Мощность гравитационного излучения для типичных значений параметров (на расстоянии 100 пс энергия распределяется по сфере с поверхностью $1,2 \cdot 10^4 \text{ см}^2$)	Целесообразно ли искать
<p>Вращающийся стержень</p>	<p>Ожидаемый тип спектра — монохроматический с частотой, убывающей как $\text{const}/t^{1/4}$, и интенсивностью, убывающей как $\text{const}/t^{3/2}$. Поток энергии сигнала дается формулой</p> $-\frac{dE}{dt} = \frac{32}{5} G^2 \omega^6 / c^5.$ <p>Характерное время излучения данной вращательной энергии E в форме гравитационных волн равно</p> $\tau = -E / (-dE/dt) = 5c^5 / 64GI\omega^4,$ <p>где</p> $c^5/G = 3,6 \cdot 10^{59} \text{ эрг/с}$	<p>Рассматривается железный цилиндр диаметра 1 м, длины 20 м, массы $4,9 \cdot 10^8 \text{ г}$, вращающийся с угловой скоростью $\omega = 28 \text{ рад/с}$ (максимальная скорость, допускаемая пределом прочности материала). Поток энергии равен</p> $-dE/dt = 2,2 \cdot 10^{-22} \text{ эрг/с} = 3,8 \cdot 10^3 \text{ гравитон/с}.$ <p>На расстоянии от источника $d = 2,7 \cdot 10^8 \text{ см}$ (внутренняя граница волновой зоны; более чем в 2 раза превышает диаметр Земли) поток через детектор будет равен $2,4 \times 10^{-42} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$, или $4,7 \cdot 10^{-17}$ гравитон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$).</p>	<p>Нет</p>
<p>Вращающаяся двойная звезда (см. также табл. 16 и 17)</p>	<p>Пусть m_1 и m_2 — массы звезд, а r — расстояние между их центрами. Спектр излучения монохроматический с частотой</p> $\omega = \sqrt{G(m_1 + m_2)/r^3},$ <p>возрастающей как $\text{const}/(t_0 - t)^{3/2}$, и интенсивностью, возрастающей как</p>	<p>Для системы Сириуса массы компонентов: $m_1 = 0,98 M_{\odot}$ и $m_2 = 2,28 M_{\odot}$. Период обращения $P \sim 50$ лет. Поток гравитационного излучения равен</p> $-dE/dt = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ эрг/с}.$ <p>На расстоянии 2,6 пс (Земля) поток энергии на поверхности Земли</p>	<p>Поток невозможно обнаружить непосредственно (он слишком слаб). Оптические наблюдения postings постепенно уменьшения периода обращения из-за потерь на гравитационное излучение не</p>

$\text{const}/(t_c - t)^{3/4}$. Поток излучаемой энергии равен

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32G}{5c^5} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 r^4 \omega^6,$$

и для характерного времени излучения имеем

$$\begin{aligned} \tau &= -E_i / (-dE_i/dt) = \\ &= r_i / (-dr_i/dt) = (2\omega/3) / (d\omega/dt) = \\ &= 5c^5 r_i^4 / [64G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)] \end{aligned}$$

Вращающаяся
нейтронная звезда

Пусть M — масса нейтронной звезды, R — ее радиус, ω — угловая скорость, I — момент инерции. Предположим, что ε — экваториальное сжатие (след «геологической» истории). Ожидается, что излучение будет монотонно математическим с частотой и интенсивностью, убывающими во времени. Поток излученной энергии дается формулой

$$-dE_i/dt = (288GI^2 \varepsilon \omega^6) / 45c^5,$$

а характерное время, в течение которого будет происходить излучение, равно

$$\begin{aligned} \tau &= -E_i / (-dE_i/dt) = \\ &= 45c^5 / 576GI^2 \varepsilon \omega^4. \end{aligned}$$

Время Δt , необходимое для перекрывания полосы пропускания детектора, приближенно равно $\Delta t = (\Delta\omega/\omega) \tau$

равен $1,3 \cdot 10^{-24}$ эрг/(см²·с). В случае системы WZ Sge упрощенный анализ дает для масс компонент $m_1 = 6,46 M_\odot$ и $m_2 = 6,46 M_\odot$, для периода обращения 81 мин, а для потока энергии

$$dE/dt = -3,5 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с.}$$

На расстоянии 50—100 пс (Земля) поток энергии на поверхности Земли может достигать $1,2 \cdot 10^{-6}$ эрг/(см²·с).

Для нейтронной звезды массы $m = 0,41 M_\odot$, радиуса $R = 21$ км, с моментом инерции $I = 4,4 \cdot 10^{44}$ г·см², сжатием $\varepsilon = 10^{-4}$ и угловой скоростью $\omega = 10^3$ рад/с мощность гравитационного излучения равна

$$-dE/dt = 3,5 \cdot 10^{40} \text{ эрг/с.}$$

При расстоянии между источниками и Земли 100 пс вычисленный поток энергии на поверхности Земли равен $2,9 \cdot 10^{-2}$ эрг/(см²·с). При расстоянии 1000 пс до источника (или 10⁸ лс) поток равен $2,9 \cdot 10^{-4}$ эрг/(см²·с) [или $2,9 \cdot 10^{-6}$ эрг/(см²·с)].

дадут надежного результата ввиду обмена массами между компонентами или прочих конкурирующих эффектов.

Да, если можно наблюдать периодически изменяющуюся светимость (модулированный по времени рентгеновский блеск, радио- или оптические импульсы и т. д.) и тем самым точно настраивать гравитационный детектор на нужную частоту

Источник	Основные свойства испускаемого гравитационного излучения	Мощность гравитационного излучения для типичных значений параметров (на расстоянии 100 пс энергия распределяется по сфере с площадью $1,2 \cdot 10^4 \text{ см}^2$)	Целесообразно ли искать
Пульсирующая нейтронная звезда	<p>Можно считать, что колебания возбуждаются в момент образования нейтронной звезды или в результате последующих столкновений с остатками сверхновой и при звездотрясениях. Спектр типичен для мод растяжения («гравитоволновая активная» мода при квадрупольной деформации, обусловленной естественным вращением) и для мод квадрупольных колебаний. Частота излучения имеет в основном порядок</p> $\omega \sim (\pi G \rho)^{1/2}.$ <p>Скорость излучения ведет себя как квадрат соответствующей фурье-компоненты квадрупольного момента. Характерное время сигнала равно $0,1 \leq \tau \leq 20 \text{ с}$ (подробнее см. [138] и табл. 18)</p>	<p>Для нейтронной звезды массы $M = 0,682 M_{\odot}$, радиуса $R = 8,4 \text{ км}$, $\rho_c = 6 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$ мощность гравитационного излучения равна</p> $-dE/dt \sim 3,0 \cdot 10^{53} \text{ эрг/с} \left(\left(\frac{\delta R}{R} \right)^2 \right).$ <p>Здесь $\left(\left(\frac{\delta R}{R} \right)^2 \right)$ — среднее квадратичное относительное отклонение поверхности от сферы, равное $\alpha^2/5 = 1/500$, если динамика импlosionиндает, например, сокращение длины оси симметрии на 10% (относительно сферы); тогда $-dE/dt = 6 \times 10^{50} \text{ эрг/с}$, период равен 0,31 мс, время затухания 0,19 с; $-\Delta E \sim 1 \times 10^{50} \text{ эрг}$; энергия на единицу частоты вблизи спектрального максимума равна $-d\Delta E/d\nu = 8 \cdot 10^{49} \text{ эрг/Гц}$. Для источника на расстоянии 100 пс вычисленный поток гравитационной энергии на Земле равен $5 \cdot 10^6 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$, или $7 \cdot 10^7 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{Гц)}$. При увеличении расстояния до 1000 или 10 000 пс потоки упадут до $5 \cdot 10^5 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$ [$7 \cdot 10^6 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{Гц)}$] и $5 \cdot 10^4 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$ [$7 \times 10^5 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{Гц)}$].</p>	<p>Да, для детектора, настроенного на узкий «диапазон Вебера», и источника, находящегося от него на расстоянии 100 пс. Если источник удален на 1000 пс, детектирование возможно, лишь если амплитуда сигнала достигнет значения, а цилиндр достаточно охлажден. Нет, если источник находится на расстоянии 10 000 пс</p>

17* Быстро вращающаяся нейтронная звезда

Если эффективный показатель индекса нейтронной звезды превышает 2,2 (см. п. 7.7.2), а ее момент количества движения достаточно велик, то равновесная конфигурация будет иметь вид эллипсоида Якоби с осями $a \neq b \neq c$. (При эффективном γ менее 2,2 будет выбрасываться вещество с экватора звезды, и никакой экваториальный экстремитет не сможет развиваться). Испускаемое гравитационное излучение будет мощным частотам. Взяв для простоты случай, когда одна из главных осей инерции (z) совпадает с направлением момента количества движения, получим выражение для мощности излучения

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{32}{5} \frac{G}{c^3} (I_{11} - I_{22})^2 \Omega^6,$$

где $\Omega \sim (\pi G \rho)^{1/2}$. Предполагая, что нейтронная звезда имела первоначально «нерегулярную» конфигурацию Якоби (вблизи точки бифуркации с группевидными равновесными конфигурациями), найдем, что импульс гравитационного излучения длится в течение

$$\tau \sim 10^2 (\bar{R}/2Gm)^3 \bar{R} c^3,$$

Рассмотрим нейтронную звезду $M \sim 0,65 M_{\odot}$, $\bar{R} \sim 15$ км, вращающуюся с периодом $P \sim 1,5$ мс. Ожидаемый экстремитет в экваториальной плоскости имеет порядок $\epsilon \sim 0,87$, мощность испускаемого гравитационного излучения dE/dt порядка $0,6 \cdot 10^{51}$ эрг/с. Период, начиная от $P \sim 1,4$ мс (пределная конфигурация Якоби), уменьшится за время τ от $\sim 0,4$ с до 1,3 мс. Если источник находится на расстоянии 100 пс, то поток на Земле будет достигать $0,5 \cdot 10^9$ эрг/(см²·с). Если же источник удален на 1000 или 10 000 пс, то поток будет равен $0,5 \times 10^7$ или $0,5 \cdot 10^6$ эрг/(см²·с) соответственно

Да, этот источник можно четко детектировать при помощи антенны всероссийского типа, настроенной на период ~ 1 мс. К тому же сигнал легко обнаружить сдвигу в сторону высоких частот. Возможное совпадение с сопутствующим электромагнитным излучением будет способствовать опознанию источника

Источник	Основные свойства испускаемого гравитационного излучения	Мощность гравитационного излучения для типичных звенчатых паракетров (на расстоянии 100 пс энергии распределяется по сфере с поверхностью $1,2 \cdot 10^{22}$ см ²)	Целесообразно ли искать
<p>«Частица» массы m, движущаяся по спирали вокруг черной дыры массы M</p>	<p>За это время нейтронная звезда от конфигурации Якоби перейдет к асимметричной конфигурации Маклорена, теряя момент количества движения на гравитационное излучение и увеличивая угловую скорость</p> <p>где</p> $\bar{R} = (abc)^{1/3}$	<p>Рассмотрим черную дыру массы $M \sim 10^8 M_{\odot}$, радиуса $R \sim 2,94 \cdot 10^8$ км и «частицу» (белый карлик) массы $m \sim 1,0 M_{\odot}$ и радиуса $\sim 5,0 \cdot 10^3$ км. Предполагается, что «частица» движется по круговой орбите радиуса $r = 3R \sim 8,8 \cdot 10^8$ км вокруг черной дыры. Мощность гравитационного излучения равна</p> $dE/dt \sim 2,99 \cdot 10^{40} \text{ эрг/с}$	<p>Нет. Поток слишком слаб, чтобы его можно было детектировать на Земле</p>
<p>«Частица» массы m, движущаяся по спирали вокруг черной дыры массы M</p>	<p>Пусть масса m много меньше массы черной дыры M, а размеры «частицы» пренебрежимо малы по сравнению с размерами черной дыры; пренебрежем также действием «частицы» приливных сил. Если «частица» движется по круговой орбите, поток гравитационного излучения равен</p> $\frac{dE}{dt} = \frac{32G}{5c^5} \left(\frac{mM}{m+M} \right)^2 r^4 \Omega^6,$ <p>где</p>	<p>с периодом $P \sim 4,5 \cdot 10^4$ с. В предположении, что источник находится на</p>	

Источник	Основные свойства испускаемого гравитационного излучения	Мощность гравитационного излучения для типичных значений параметров (на расстоянии 100 пс энергия распределяется по сфере с поверхностью $1,2 \cdot 10^{14}$ см ²)	Целесообразно ли искать
<p>«Частица» m, радиально падающая на шварцшильдовскую черную дыру массы M</p>	<p>Мы рассмотрим эту задачу в приближении линеаризованной теории, явно предположив, что $m \ll M$, и пренебрегая размерами частицы по сравнению с размерами черной дыры, а также пренебрежим воздействием на частицу. Полная энергия, излученная в этом процессе, равна</p> $\Delta E \sim 0,0025 mc^2 (m/M),$ <p>а частота становится максимальной при $\omega \sim 0,15/M$ (см. разд. 7.11)</p>	<p>Рассмотрим гравитационное излучение при падении «частицы» (нейтронной звезды) массы $m \sim 0,68 M_{\odot}$ и радиуса $\sim 8,4$ км на черную дыру массы $\sim 10 M_{\odot}$ и радиуса $R \sim 29,4$ км. Полная энергия, унесенная гравитационными волнами за время $\tau \sim 5 \cdot 10^{-4}$ с, по порядку величины равна $2,3 \cdot 10^{50}$ эрг с характерным спектральным распределением (см. текст), имеющим максимум около $P \sim 1,4 \cdot 10^{-4}$ с. Если довести массу черной дыры до $M \sim 10^8 M_{\odot}$, а радиус — до $R \sim 2,94 \cdot 10^8$ км, сохранив ту же массу $m \sim 0,68 M_{\odot}$ и радиус $\sim 8,4$ км «частицы» (нейтронной звезды), то последняя излучит за время $\tau \sim 5 \cdot 10^3$ с полную гравитационную энергию порядка $\sim 2,3 \times 10^{43}$ эрг; частота излучения будет иметь максимум около $P \sim 1,4 \cdot 10^3$ с</p>	<p>Да. Однако наши расчеты дают лишь оценку порядка величин эффекта, и их следует распространить на полный релятивистский режим.</p> <p>Нет! Частицы, падающие на черную дыру большой массы, не смогут быть эффективными источниками гравитационного излучения. Множительно m/M значительно уменьшает излученную энергию</p>

Пренебрежимо малый вклад (по сравнению с излучением рассмотренных выше источников) дают первичное гравитационное излучение (реликтовое фоновое излучение), атомные и молекулярные процессы (ссылка см. в разд. 7.14), землетрясения, падение метеороидов (диаметром ~ 1 км на Землю (см. детали в разд. 7.13), солнечные вспышки (из-за малости участвующей в них массы, $\sim 10^{25}$ г, и длительности характерного времени их развития — от мнута до часов).

7.14. Микроскопические процессы

Мы не будем рассматривать здесь следующие весьма интересные источники гравитационного излучения, так как они дают слишком низкие мощности при почти всех правдоподобных условиях. Это: 1) квадрупольное излучение, связанное с вращением и колебанием молекул (ср., в частности, Хальперн [145]); 2) атомные переходы; 3) излучение в результате аннигиляции электронов и позитронов, а также протонов и антипротонов и других превращений элементарных частиц [146].

В табл. 20 собраны данные о рассмотренных до сих пор источниках гравитационного излучения с указанием диапазона частот для каждого из них и порядка величины потока, ожидаемого на поверхности Земли. Ценная информация об интересных астрофизических явлениях поступает на Землю по этому новому каналу, еще ожидающему своего использования. Все эти гравитационные волны (любой длины волны) проявляют себя в конечном счете через изменение длин. Чем больше длина волны, тем больше база детектора, необходимого для того, чтобы обнаружить это излучение. Для некоторых эффектов естественно вынести саму базу в космическое пространство (взяв в качестве ее расстояние между двумя космическими станциями) и измерять таким образом амплитуду волны. Современная точность измерения расстояний с помощью лазера (ср. гл. 10) еще далека от того, чтобы соперничать с эффективностью цилиндра Вебера при измерении относительных изменений длины. Однако небезнадёжно ожидать в будущем увеличения на много порядков точности лазерных измерений расстояния между космическими станциями. Надежды на такие улучшения и ежедневные оптические наблюдения пульсаров, рождение которых по всем данным сопровождалось гигантским всплеском гравитационного излучения, стимулируют планирование наблюдений гравитационного излучения.

Установки веберовского типа лучше всего приспособлены для приема «всплесков» излучения в диапазоне килогерц, испускаемых при коллапсе объектов со звездными массами в нашей Галактике. Частота таких явлений, ожидаемая на основании принятых в астрофизике представлений, порядка одного за столетие, что явно противоречит заявлению Вебера о приеме $\gg 1$ импульса в сутки!

ТРИ ТРАДИЦИОННЫХ СПОСОБА ПРОВЕРКИ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Обзор измерений отклонения луча света звезд в поле тяготения Солнца, гравитационного красного смещения и смещения перигелия Меркурия по состоянию на 1962 г. был сделан Бертоцци, Бриллом и Кротковым [147]. К настоящему времени две отдельные группы из Калифорнийского технологического института [148, 149], работая с различными антеннами и на разных частотах 9,6 и 2,4 ГГц, измерили с большой точностью отклонение радиоволн Солнцем. Они воспользовались тем, что квазизвездные источники (квазары) ЗС 273 и ЗС 279 — почти точечные, а также тем, что со 2 по 10 октября 1969 г. Солнце проходило вблизи них. Группа, работающая на более короткой волне, использовала интерферометр с базой около 1 км; другая группа — базу порядка 20 км. Наибольшее сближение Солнца с источником ЗС 279, который отстоит от источника ЗС 273 на $9,3^\circ$, составило $4,5 R_\odot$. Отклонение радиоволн частично обусловлено гравитационным притяжением Солнца (значение на солнечном лимбе, предсказываемое общей теорией относительности, $1,75''$), а частично — рефракцией в плазме солнечной короны. Эффективный показатель преломления (относительно идеализированного вакуумного фона в плоском пространстве) следующий:

$$n(r) = 1 + \frac{2M_\odot}{r} - \frac{2\pi e^2}{m_e \omega^2} N_e(r).$$

Здесь концентрация электронов $N_e(r)$ для $r > 3R_\odot$ может быть представлена с достаточной точностью эмпирической формулой

$$N_e(r) = A/r^6 + B/r^{2,33},$$

что подтверждается данными по корональному свечению при солнечных затмениях, измерениями с помощью искусственных спутников, теорией солнечного ветра и наблюдениями мерцаний космических радиисточников. В течение 11-летнего цикла солнечной активности коэффициенты A и B могут меняться не более чем в 5 раз. К счастью, во время этих наблюдений солнеч-

ная активность была низкой и не было получено каких-либо указаний об изменении A и B . Следовательно, каждая группа могла разложить наблюдавшиеся отклонения на часть, обусловленную гравитацией, и на часть, которую вызывает рефракция в короне. Измерения на частоте 9,6 ГГц дали для гравитационного отклонения $1,77'' \pm 0,20''$ (стандартное уклонение) в пересчете на луч, проходящий у лимба Солнца; это значение отличается от эйнштейновского в $(1,01 \pm 0,11)$ раза [148]. Наблюдения на частоте 2,4 ГГц дали отличие в $(1,04^{+0,15}_{-0,10})$ раза по сравнению с эйнштейновским значением [149]. Результаты этих двух групп, работавших на частотах, отличавшихся в 4 раза (так что рефракция в короне в одном случае была в 16 раз больше, чем в другом), тем не менее совпали, причем, как в отношении величины гравитационного отклонения, так и коэффициента, учитывающего воздействие солнечной короны.

Со времени измерений Паунда и Ребки (см. обзор Бертоцци, Брилла и Кроткова [147]) и эксперимента Паунда и Снайдера [150], в котором они измерили гравитационное красное смещение с точностью 1%, не произошло значительных изменений. Что касается смещения перигелия Меркурия, то со старым значением $43,11'' \pm 0,45''$ в столетие, считавшимся ранее соответствующим теоретическому эйнштейновскому значению $43,03''$, положение резко изменилось. Дикке и Голденберг [151] нашли, что Солнце сплюснуто, и измерили эту сплюснутость. Согласно Дикке, сплюснутость обусловлена тем, что солнечное ядро вращается с периодом ~ 1 сут, тогда как поверхность Солнца вращается с хорошо известным периодом ≈ 28 сут. Несмотря на то что механизм образования сплюснутости все еще остается неясным, ее внешние проявления очевидны, если последующие наблюдения действительно подтвердят наличие квадрупольного момента Солнца (противоположная точка зрения Ингерсолла и Шпигеля изложена в [152]). Квадрупольный момент, выводимый непосредственно из формы поверхности, создает компоненту силы $1/r^4$, помимо компоненты силы $1/r^2$, обусловленной сферически симметричным притягивающим центром. Вычислено, что эта дополнительная компонента силы дает вклад $\approx 3''$ в смещение перигелия Меркурия. Даже и без этой последней поправки, чтобы получить «наблюдаемые» $43''$ в столетие из непосредственных наблюдений движения Меркурия, необходимо ввести множество других поправок, наибольшая из которых $5025,625'' \pm 0,050''$ в столетие для общей прецессии точки весеннего равноденствия по отношению к звездам, а также величину такого же порядка от воздействия других планет на Меркурий. Сплюснутость Солнца дает новую поправку, которая снижает «старое» (предыдущее определение Линкольновской лаборатории США) значение смещения перигелия до $\approx 40''$ в столетие

по сравнению с эйнштейновским значением $43''$ в столетие. Прежде чем сделать окончательный вывод, необходимо подождать новое определение Линкольновской лаборатории, которое проводится с включением всех прежних наблюдений (Шапиро с сотрудниками [153]), как угловых измерений последних столетий с помощью телескопов, так и радиолокационных определений скорости последних лет. Уже обнаружено, что необходимо внести существенные изменения в некоторые важные поправки, которые входят в определение движения Меркурия. Однако их современное ориентировочное значение для полного смещения перигелия согласуется со старым значением и имеет ту же ошибку.

**ЗАПАЗДЫВАНИЕ РАДИОСИГНАЛА
ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ВБЛИЗИ СОЛНЦА НА ПУТИ
К ВЕНЕРЕ И ОБРАТНО**

Если бы радиолокационное зондирование было такой же неотъемлемой частью техники в 1916 г., как теперь, то к трем классическим способам проверки общей теории относительности Эйнштейн, несомненно, добавил бы четвертый, т. е. время запаздывания радиолокационного импульса при прохождении через область гравитационного потенциала Солнца на пути от Земли к Венере и обратно. Если траектория луча проходит близко к Солнцу, то это время запаздывания должно быть около 2×10^{-4} с, или 60 км пути, проходимого светом. Чтобы радиолокатор, находящийся на Земле, мог регистрировать отраженный от Венеры сигнал, свободный от помех, создаваемых радиоизлучением Солнца, Венера должна отстоять на некотором расстоянии от лимба Солнца ($\sim 1^\circ$ для антенн в Хайстаке, штат Массачусетс, и в Аресибо, Пуэрто-Рико). Обычно в верхнем соединении Венера находится в пределах 1° от Солнца (Меркурий — от 1 до $0,5^\circ$). Запаздывание, вычисленное по теории Эйнштейна, следующее:

$$\Delta t \approx 4M_{\odot} \left(-\frac{3x_E + x_P}{2x_E} + \ln \frac{4x_E x_P}{b^2} \right)$$

(геометрические единицы: сантиметры пути, проходимого светом; $M_{\odot} = 1,47$ км). Здесь b — расстояние пучка Земля—Венера от центра Солнца в точке максимального сближения («прицельный параметр»; идеализация в виде плоского пространства!), а расстояния от этой точки до Земли и до планеты обозначаются соответственно как x_E и x_P . Запаздывание измеряется относительно времени распространения света, вычисленного в рамках обычной теории Ньютона (планетные расстояния проецируются через область соединения на основе классической интерполяции; значения 23 астрономических параметров, используемых в этом ньютоновском анализе, основаны на более чем 400 радиолокационных и 6000 оптических наблюдениях). Было вычислено, что солнечная корона дает вклад менее 1 мкс в измеренное Шапиро и его коллегами из Линкольновской лаборато-

рии [154, 155] время запаздывания. Измеренный ими эффект оказался равным $0,9 \pm 0,2$ от значения, предсказываемого стандартной геометродинамикой Эйнштейна.

В этих экспериментах 1967 г. мощность сигнала в импульсе была ≈ 300 кВт, а мощность отраженного сигнала от Венеры составляла около 10^{-21} Вт, т. е. меньше почти в 10^{27} раз. Чтобы увеличить эту интенсивность, группа из Линкольновской лаборатории предложила осуществлять передачу сигнала из Хайстака, штат Массачусетс, а прием — с помощью антенны гораздо больших размеров в Голдстоуне, штат Калифорния.

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДВИЖЕНИИ ПЛАНЕТ И ЛУНЫ

10.1. Орбиты планет

Энергия, принимаемая после отражения от планеты, пропорциональна $1/r^4$; энергия, принимаемая от искусственного импульсного источника, находящегося на орбите вокруг планеты или помещенного на планету, пропорциональна $1/r^2$. Вот почему так привлекательна идея установить тем или иным способом на планете ответчик, который бы принимал импульсный сигнал с Земли и после усиления ретранслировал сигнал на Землю. Уже сейчас с помощью радиолокационного зондирования можно определять расстояния с точностью лучше, чем 15 м, а скорости до $\sim 0,5$ мм/с. С помощью ответчика можно будет достичь больших расстояний и получить большую точность — до 5 м. Таким образом, есть возможность увеличить на порядок по сравнению с традиционной астрономией (измерения углов!) точность измерения таких констант Солнечной системы, как размеры орбит и массы планет. При этом начнут проявляться новые релятивистские эффекты, скрытые сейчас из-за недостаточной точности измерений.

Из данных о возмущениях орбиты при прохождении «Маринера-5» вблизи Венеры группе Андерсона из Лаборатории реактивного движения в Пасадене [156, 157] удалось определить с более высокой точностью массу Венеры:

$$GM_V = 324\,859,61 \pm 0,49 \text{ км}^3/\text{с}^2,$$

и в то же самое время (из периодических месячных вариаций расстояния между Землей и «Маринером-5» за длительное время его движения) — отношение массы Земли к массе Луны:

$$M_E/M_L = 81,3004 \pm 0,0007.$$

Помимо этих классических ньютоновских явлений, общая теория относительности предсказывает новые эффекты в небесной механике. Следующий ниже перечень литературы составлен Андерсоном и Торном. В 1916 г. де Ситтер [158] провел первый анализ вышеупомянутых эффектов. В 1928 г. Чейзи [159] опубликовал двухтомную монографию на эту тему. В 1963 г.

Андерсон и Лорелл [157] получили с точностью до первого порядка решение уравнений движения в геометрии Шварцшильда до порядка e^2 , где e — эксцентриситет орбиты. Обзоры ранних работ, а также анализ взаимодействия n тел и влияния постньютоновских поправок к уравнениям движения были даны Мойером [160] и Тауснером [161]. Торн и Уилл сделали обзор состояния на 1969 г. и перспектив на будущее [162], а также предсказали возможность определения эффектов, которые по порядку величины составляют 0,001 от смещения перигелия Меркурия.

Простейший ненакапливающийся эффект — это периодическое возмущение шварцшильдовской координаты, которое с точностью до первого порядка по эксцентриситету дается выражением

$$\delta r = -4em \cos M.$$

Здесь M — средняя аномалия (стандартное небесномеханическое понятие; монотонно растущая функция времени), m — масса центра притяжения в геометрических единицах (1,47 км для Солнца, 0,047 см для Марса) и e — эксцентриситет орбиты ($e=0,093$ для Марса). Эта формула в случае орбиты Марса для релятивистского эффекта дает амплитуду, равную 550 м, и только несколько миллиметров в случае траектории «Орбitera», проходящего вблизи Марса.

Спутник с ответчиком, обращающийся вокруг планеты (или Солнца) или ответчик на поверхности планеты? Спутник на орбите подвержен воздействию солнечного ветра, поток которого все время меняется, что приводит к непредсказуемым смещениям космического аппарата; на него оказывает воздействие также и давление солнечного излучения. Эта нескомпенсированная сила за время движения объекта от Земли до Марса снесет его на многие километры от расчетной траектории, тем самым сведя на нет все шансы выявить эффекты общей теории относительности, если, конечно, не удастся как-то скомпенсировать эту силу (свободный от сноса спутник) или скорректировать траекторию космического зонда. С другой стороны, ответчик, помещенный на поверхность планеты, нуждается в автономном питании, вероятно, от батарей, так как пока не удалось создать солнечную батарею, способную работать под слоем планетной атмосферы. Не исключено, что с помощью ответчика, находящегося на орбите вокруг Марса, можно будет с большей точностью изучить орбиту этой планеты, чем с помощью ответчика, помещенного на саму планету. Независимо от того, какой метод будет применяться, можно ожидать, что будет открыто множество новых динамических эффектов в Солнечной системе, причем некоторые из них — чисто эйнштейновской природы.

10.2. Поиск предсказанных Байерлейном релятивистских эффектов в движении Луны с помощью установленного на ее поверхности уголкового отражателя

Уже в 1962 г. Смуллин и Фиокко [163] продемонстрировали, что лазерный луч может рассеиваться поверхностью Луны и вновь припиматься на Земле. Этот эксперимент, хотя сам по себе он и интересен, был мало пригоден для проверки общей теории относительности или теорий движения системы Земля—Луна. Основными причинами были крайняя слабость отраженного сигнала и уширение во времени этого сигнала вследствие кривизны и неровностей отражающей поверхности Луны. Очевидно, что первая трудность преодолевается использованием более мощного лазера, чем тот, который первоначально применяли Смуллин и Фиокко. Однако преодолеть вторую трудность: найти однородную и зеркально отражающую поверхность на Луне — было чрезвычайно сложно.

После «прилунения» «Аполлона-11» 20 июля 1969 г. ситуация резко изменилась. На поверхности Луны была установлена алюминиевая панель размером 46×46 см со 100 вплавленными кварцевыми уголковыми отражателями (кубами со стороной 3,8 см каждый) (рис. 34). Ожидается, что срок службы этих отражателей будет свыше 10 лет. Расстояние между лазерным источником на поверхности Земли и отражателем на Луне известно теперь с точностью 15 см, и в ближайшие годы оно будет измеряться систематически.

Первые наблюдения были проведены в Ликской обсерватории (как передача, так и прием сигнала). Посылались сигналы от рубинового лазера большой мощности с интервалом 30 с. Световое пятно на поверхности Луны составляло около 3,2 км в диаметре. Отраженный сигнал принимался 100-дюймовым телескопом и детектировался фотоумножителем. Фотоумножитель и считывающая электронная система возбуждались через $\approx 2,5$ с после того, как импульс покидал Землю в направлении Луны, что приблизительно равно времени прохождения светом расстояния Земля—Луна—Земля.

При такой беспрецедентной точности можно будет изучать орбитальное движение Луны, колебания ее поверхности, изменения вращательного движения Земли, межконтинентальные расстояния и их изменение со временем. Байерлейн, а также Круг и Байерлейн [164] проанализировали эффекты общей теории относительности в системе Земля—Луна. Они пришли к выводу, что маловероятно наблюдать релятивистские эффекты при самом распространении света. Однако релятивистские эффекты

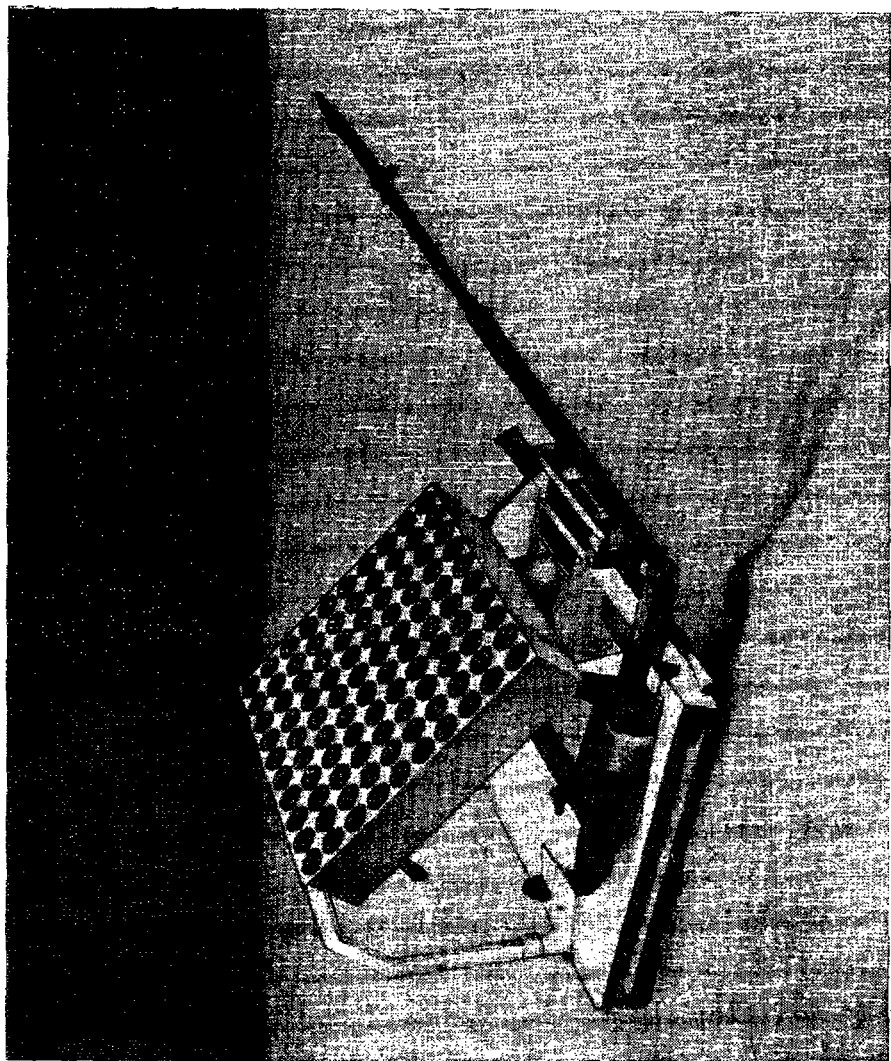


Рис. 34. Угловой отражатель, доставленный на поверхность Луны «Аполлоном-11» в июле 1969 г.

в движении Луны довольно значительны и наибольший из них равен по порядку величины

$$\sim 100 \text{ см } \cos 2D,$$

где D — разность средних долгот Луны и Солнца. Учитывая возможности современных лазеров, этот эффект можно обнаружить. Круг и Байерлейн, а также Нордтведт [165] проанализировали различия между предсказаниями, даваемыми теорией Эйнштейна и так называемыми скалярно-тензорными теориями гравитации. Следует также упомянуть об эксперименте, подготовленном группой Станфордского университета [166], — поиске эффектов, связанных с прецессией гироскопа, обращающегося по полярной орбите вокруг Земли, которые также предсказываются общей теорией относительности. Эти два эффекта следующие: геодезическая прецессия (нечто подобное эффекту Томаса) в плоскости орбиты и прецессия Лензе—Тирринга в экваториальной плоскости Земли, обусловленная вращением самой Земли.

РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ

Сообщение Хаббла в 1929 г. о возможной пропорциональности между красным смещением и расстоянием до галактик [167] (которая была предсказана в более ранней работе Слайфера, Виртца и Лундмарка) привело к понятию расширяющейся Вселенной. Последующие исследования подтвердили и усилили первоначальные аргументы Хаббла и показали также, что это расширение до самых больших характерных расстояний удивительно изотропно. Это расширение наблюдаемой Вселенной представляет собой наиболее поразительный способ проверки теории относительности по сравнению с тремя традиционными «решающими тестами»: отклонением луча света, гравитационным красным смещением и смещением перигелия Меркурия. Наблюдаемая изотропия позволяет нам описать динамику Вселенной в целом с помощью простейшей космологической модели, допускаемой общей теорией относительности. Эта модель столкнулась с тремя возражениями: 1) Вселенная несомненно не динамична, 2) процесс расширения должен ускоряться (иначе звезды были бы старше, чем сама Вселенная!), тогда как теория предсказывает, что он должен замедляться, и 3) Вселенная не содержит достаточного количества материи, чтобы удовлетворялись аргументы Эйнштейна в пользу замкнутости Вселенной. Все эти возражения в настоящее время отпали, подтвердив справедливость идей релятивистской космологии. Поэтому мы принимаем эту модель за основу при обсуждении современных данных о структуре и эволюции нашей Вселенной. В ходе этого обсуждения станет более ясно, насколько сильны доводы относительно крупномасштабной однородности и изотропии.

11.1. Метрика и уравнения поля для однородной и изотропной Вселенной

В качестве первого приближения будем интересоваться только крупномасштабными характеристиками и будем считать, что материя во Вселенной (вещество и излучение) описывается моделью однородной непрерывной среды. [Во втором приближении (см. гл. 14) наблюдаемые образования с характерными

размерами $\leq 10^8$ св. лет рассматриваются как возмущения на крупномасштабном фоне.] Однородность Вселенной означает, что через каждое событие во Вселенной проходит пространственноподобная гиперповерхность, события на которой физически неотличимы друг от друга (т. е. плотность, давление, кривизна пространства-времени и т. п. должны быть везде одинаковыми). Аналогично понятие изотропии можно более точно выразить следующим образом: изотропия Вселенной означает, что в любом событии наблюдатель, сопутствующий однородной непрерывной среде, не может отличить какое-нибудь одно из своих пространственных направлений от других путем локальных физических измерений. Можно показать, что строгая изотропия ведет к однородности. Изотропия гарантирует также, что мировые линии однородной непрерывной среды (космологической жидкости, или субстрата) ортогональны однородным гиперповерхностям.

Естественный путь фиксации системы координат — это выбор пространственных координат, сопутствующих жидкости (т. е. таких, которые просто выделяют мировые линии жидкости), и выбор такой временной координаты t , которая дает собственное время любого элемента жидкости и постоянна на заданной однородной гиперповерхности. Тогда линейный элемент пространства-времени принимает следующий вид:

$$ds^2 = -dt^2 + g_{ij} dx^i dx^j \quad (11.1)$$

(т. е. $g_{tt}=1$, так как t измеряет время вдоль линий постоянных x^i). Однако изотропия и однородность — настолько жесткие условия, что они не допускают никакого другого вида соотношения (11.1), кроме метрики Робертсона—Уокера. Существуют только три возможных вида этой метрики, соответствующих вселешным, пространственноподобным сечениям которых имеют соответственно положительную, нулевую и отрицательную кривизну. Эту метрику можно записать как естественное обобщение 2-сферы радиуса a (полярные углы χ и φ) на 3-сферу радиуса a (полярные углы χ , θ и φ), или с добавлением времени (локально — метрика Минковского!) как

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) [d\chi^2 + \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (11.2)$$

Если для измерения относительного расстояния от «северного полюса» вместо полярного угла χ использовать параметр $u/2 = \text{tg } \chi/2$ (проекция с южного полюса на плоскость, касательную к сфере в точке северного полюса), то получим

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \frac{du^2 + u^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)}{1 + (k/4) u^2}, \quad (11.3)$$

где $k=1$. Аналогичная формула применима и к пространству-

времени, в котором пространственноподобные сечения плоские ($k=0$), и к пространству-времени, пространственноподобные сечения которого обладают гиперболической кривизной ($k=-1$). [В этих двух случаях метрику можно получить в виде (11.2), если $\sin \chi$ заменить на χ и на $\text{sh } \chi$ соответственно.]

Из формулы (11.2) мы видим, что площадь поверхности 2-сферы радиуса χ с центром в начале координат есть

$$4\pi a^2(t) \begin{cases} \sin^2 \chi, \\ \chi^2, \\ \text{sh}^2 \chi. \end{cases} \quad (11.4)$$

Однако метрика Робертсона—Уокера, полученная только из теоретикогрупповых соображений, сама по себе недостаточна для описания наблюдаемых свойств однородной и изотропной Вселенной: для этого нужно добавить некоторые динамические уравнения, которые определяют функцию $a(t)$. Кроме того, следует задать плотность $\rho(t)$ и давление $p(t)$ космологической жидкости. Тогда уравнения Эйнштейна приводят к двум соотношениям:

$$(\dot{a}/a)^2 - (8/3)\pi\rho = -k/a^2, \quad (11.5)$$

$$\dot{p} + 3(p + \rho)\dot{a}/a = 0. \quad (11.6)$$

Первое из них имеет структуру «уравнения энергии», так как формально его можно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{Кинетическая энергия} + \text{Потенциальная энергия} = \\ = \text{Полная энергия} = \text{const}, \end{aligned}$$

если не считать двух обстоятельств: 1) оно делится на квадрат «радиуса мира» a , потому что имеет дело с кривизной, 2) величина $(-k/a^2)$, которая, как обычно считается, представляет полную энергию и которую можно было бы изменять, неизменна. Нет никакого способа проикнуть внутрь извне, чтобы как-то изменить ее. Константа k принимает значения 1 для замкнутой Вселенной («отрицательная полная энергия» и кинетическая энергия, недостаточная, чтобы система могла разлететься; расширение всегда сменяется повторным сжатием) и -1 или 0 для «открытых» вселенных, которые продолжают расширяться неограниченно. Стандартная геометродинамика дает

$$\left(\begin{array}{c} \text{Внешняя} \\ \text{кривизна} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Внутренняя} \\ \text{кривизна} \end{array} \right) = 16\pi \left(\begin{array}{c} \text{Плотность} \\ \text{энергии} \end{array} \right),$$

или подставляя в явном виде G и c в (11.6),

$$6 \left(\dot{a}/a \right)^2 + 6kc^2/a^2 = 16\pi G\rho, \quad (11.7)$$

где плотность ρ в единицах СГС. Уравнение (11.6) представляет собой следствие первого закона термодинамики, примененное к любому малому элементу жидкости с сопутствующими границами. [Необходимо знать только $p(t)$ и $\rho(t)$: вещество не обязательно должно быть идеальной жидкостью с хорошо определенным уравнением состояния и находиться в равновесии.]

Решения (11.5) и (11.6) легко получаются в представляющих интерес специальных случаях «пылевидной Вселенной» [$p = 0$, а поэтому из (11.6) $\rho \propto a^{-3}$] и «радиационно-доминированной Вселенной» ($p = \rho/3$, $\rho \propto a^{-4}$). Эти решения — вселенные Фридмана — представлены в табл. 21 для случаев $k = -1, 0, +1$. Заметим, что начальное поведение (когда параметр $\eta \ll 1$) не зависит от k , но при $\eta \approx 1$ поведение меняется (т. е. когда $a \approx a_0$): при $k = +1$ имеет место повторное сжатие, тогда как при $k = 0$ или $k = -1$ расширение продолжается неограниченно. Все модели обладают тем свойством, что расширение замедляется, т. е.

$\ddot{a}\dot{a} < 0$. Можно легко представить, как происходит это замедление, если вспомнить, что скальные обломки, разлетающиеся в пространстве при взрыве планетоида, постепенно замедляются за счет взаимного гравитационного притяжения. Аналогичный факт непосредственно проявляется в формальной теории. (Действительно, как впервые показали Милн и Мак-Кри [168], многие результаты, приведенные в табл. 21, можно получить, применив ньютонову теорию к анализу небольшого шара сопутствующего вещества в предположении, что остальная Вселенная не оказывает как целое влияние на локальную динамику. Однако, когда мы начинаем рассматривать распространение света на большие расстояния, релятивистские понятия становятся существенными.)

Введение в уравнение поля так называемой «космологической постоянной» дает дополнительный член $\Lambda/3$ в правой части уравнения (11.5), что увеличивает возможное число космологических моделей. Если $\Lambda > 0$, то $a(t)$ может иметь точку перегиба, а Вселенная в конце концов будет расширяться с ускорением под действием «космологического отталкивания». Особый интерес представляют модели Леметра, в которых Вселенная, прежде чем возобновить расширение, пребывает в длительной,

квазистатической фазе движения по инерции [$\dot{a}/a \ll (G\rho)^{1/2}$]. Эти модели обсуждались в связи с проблемой образования галактик и распределением красных смещений квазаров. Однако данные наблюдений, подтверждающие ненулевое $\dot{\Lambda}$, отсутствуют. Эйнштейн ввел члены Λg_{ij} в уравнения поля только тогда, когда он обнаружил, что иначе эти уравнения не допускают статичности однородной и изотропной Вселенной. В остальном

Радиус a (см) как функция времени t (см) для однородных изотропных моделей Вселенной

k	p	a	t	$H^{-1} = a/(da/dt)$
1	0	$(a_0/2)(1 - \cos \eta) \approx a_0 \eta^2/4$ для малых η	$(a_0/2)(\eta - \sin \eta) \approx a_0 \eta^3/12$ для малых η	$(a_0/2)(1 - \cos \eta)^2/\sin \eta =$ $= t(1 - \cos \eta)^2/[\sin \eta(\eta -$ $\quad - \sin \eta)] \geq 1.5t$ $1.5t$
0	0	$a_0 \eta^2/4 = (9a_0 t^2/4)^{1/3}$	$(a_0/2)(\text{sh } \eta - 1) \approx a_0 \eta^3/12$ для малых η	$(a_0/2)(\text{ch } \eta - 1)^2/\text{sh } \eta =$ $= t(\text{ch } \eta - 1)^2/[\text{sh } \eta(\text{sh } \eta - \eta)] \leq$ $\leq 1.5t$
1	$p/3$	$a_0 \sin \eta \approx a_0 \eta$ для малых η	$a_0(1 - \cos \eta) \approx a_0 \eta^2/2$ для малых η	$a_0 \sin^2 \eta/\cos \eta = t \sin^2 \eta/[\cos \eta \times$ $\quad \times (1 - \cos \eta)] \geq 2t$ $2t$
0	$p/3$	$a_0 \eta = (2a_0 t)^{1/2}$	$a_0 \eta^2/2$	$a_0 \text{sh}^2 \eta/\text{ch } \eta =$
-1	$p/3$	$a_0 \text{sh } \eta \approx a_0 \eta$ для малых η	$a_0(\text{ch } \eta - 1) \approx a_0 \eta^2/2$ для малых η	$= t \text{sh}^2 \eta/[\text{ch } \eta(\text{ch } \eta - 1)] \leq 2t$

($k=1$, сфера; $k=0$, плоские пространственноподобные сечения; $k=-1$, гиперболические пространственноподобные сечения; $p=0$, пыль; $p=p/3$, изотропное излучение). В уравнениях параметр η измеряет время в единицах длины дуги, описываемой вокруг Вселенной.

$$d\eta = d(\text{Пройденное расстояние})/\text{Радиус} = dt/a(t).$$

Этот параметр за все время расширения и повторного сжатия «заполненной пылью Вселенной» увеличивается лишь на $2t$ (время, за которое фотон может облететь вокруг только один раз), а во Вселенной, заполненной излучением, увеличивается лишь на t (время, за которое фотон долетит только до «противоположной» точки во Вселенной). Величина a_0 является константой, которая в случае $k=1$ (3-сфера) определяет радиус Вселенной в момент максимального расширения.

введение этого нового члена ничем не было оправдано, и он не имеет аналога в других областях физики («сила, действующая на все, но неизвестно чем создающаяся»). Когда появилась работа Хаббла, представившая бесспорные доказательства того, что Вселенная действительно расширяется, Эйнштейн отказался от космологического члена, назвав введение его «величайшей ошибкой своей жизни». При дальнейшем обсуждении мы всюду полагаем $\Lambda=0$.

Средняя плотность вещества, «размазанного» в пределах наблюдаемой области Вселенной, по меньшей мере 10^{-31} г/см³ (разд. 15.1). С другой стороны, плотность массы-энергии электромагнитного излучения в межгалактическом пространстве, по-видимому, $\leq 10^{-33}$ г/см³ (разд. 15.4 и гл. 16). Таким образом, если только нет огромной фоновой плотности энергии в какой-либо ненаблюдаемой релятивистской форме ($c\rho \approx \rho/3$) (например, нейтрино или гравитационные волны), то наша современная Вселенная является пылевидной в том смысле, что давление динамически не проявляется. Существование теплового микроволнового фонового излучения (гл. 13) указывает на то, что в более ранние эпохи, когда Вселенная была сжата намного сильнее, чем теперь ($a/a_{\text{совр}} \leq 10^{-3}$), ситуация была совершенно иной. Но мы, вероятно, не ошибемся, если предположим, что $\rho=0$ в течение всего периода времени, к которому относятся наблюдаемые дискретные источники: галактики, радиоисточники, квазары и т. п. ($a/a_{\text{совр}} \geq 0,2$). Это означает, что, за исключением самых ранних стадий, Вселенную можно адекватно описать одной из моделей, приводимых в верхней половине табл. 21. При этом возникают следующие основные вопросы:

1. Является ли Вселенная «замкнутой» ($k=+1$) или «открытой» ($k=0$ или $k=-1$)?

2. Какой стадии достигла Вселенная в ходе своей эволюции — другими словами, каково современное значение η (или, что то же самое, $a_0/a_{\text{совр}}$)?

«Классический» подход к космологической проблеме, которому следовали Хаббл и его сторонники, связан с определением двух наблюдательных параметров, связанных с «теоретическими параметрами» k , η и a_0 . Эти параметры — *постоянная Хаббла*

$$H = \dot{a}/a$$

и параметр замедления

$$q = -a\ddot{a}/\dot{a}^2.$$

Если Вселенная замкнута, то q должно быть больше $1/2$. Использование новых спектральных «окон» позволило астрономам искать такие типы объектов (или диффузного вещества), которые невозможно наблюдать оптическими методами. Эти новые

наблюдения позволят составить более полный реестр «населения» Вселенной (хотя некоторые формы материи могут остаться недоступными!) и в конце концов помогут дать ответ на вопрос: достаточно ли средняя плотность массы-энергии в пространстве для искривления Вселенной вплоть до замыкания? При таком анализе удобно определить безразмерный параметр плотности *)

$$\Omega = (8\pi G/3H^2)\rho.$$

Модели пылевидной Вселенной, представленные в табл. 21, обладают тем свойством, что

$$\Omega = 2q, \quad a_0/a_{\text{совр}} = \Omega/|\Omega - 1|.$$

Уравнения Эйнштейна сами по себе не требуют замкнутости Вселенной, но Эйнштейн всегда утверждал, что его теория — это больше, чем дифференциальные уравнения, — она требует также наложения граничных условий. Он выдвигал аргументы в пользу того, что замкнутость — наиболее естественное граничное условие. Если эти его аргументы подтвердятся, то значения $k=0$ и $k=-1$ не являются допустимыми! В этом случае мы должны были бы обнаружить, что $q \geq 1/2$, $\Omega > 1$: из истинных значений этих параметров мы бы просто узнали, насколько далеко проэволюционировала Вселенная в своем развитии к эпохе, при которой расширение сменится повторным сжатием к другой сингулярности. [Кривая $a(t)$ при $k=1$ и $p=0$ является циклоидой.]

11.2. Постоянная Хаббла

Если Вселенная действительно расширяется однородно, то излучение от источника, находящегося на расстоянии r , должно иметь красное смещение:

$$\Delta\lambda/\lambda = z = Hr. \quad (11.8)$$

Это простое соотношение справедливо только для $z \ll 1$, когда в определении величины r отсутствует произвол; для больших z расстояние r может быть определено только через параметры конкретной космологической модели. Кроме того, при малых z применим обычный закон обратной пропорциональности яркости квадрату расстояния и можно вывести, что видимая яркость объекта данного типа должна меняться, как $l \propto z^{-2}$. Современные данные, подтверждающие закон Хаббла, приведены на рис. 35, на котором показаны исправленные оптические звезд-

*) В литературе иногда используется параметр σ . Наш параметр Ω равен 2σ . В последующих разделах Ω и H будут обозначать современные значения этих величин (т. е. индекс «совр» будет опущен).

ные величины [$\propto (-2,5) \cdot \lg$ (видимая яркость)] для самого яркого члена скоплений галактик. Из точности, с которой точки ложатся на прямую, следует: а) астрофизическая вероятность того, что галактики в этой выборке являются «стандартными свечами» (с точностью $\lesssim 30\%$) и б) что закон Хаббла (11.8) выполняется с точностью, лучше чем $\approx 15\%$. Первоначально Хаббл

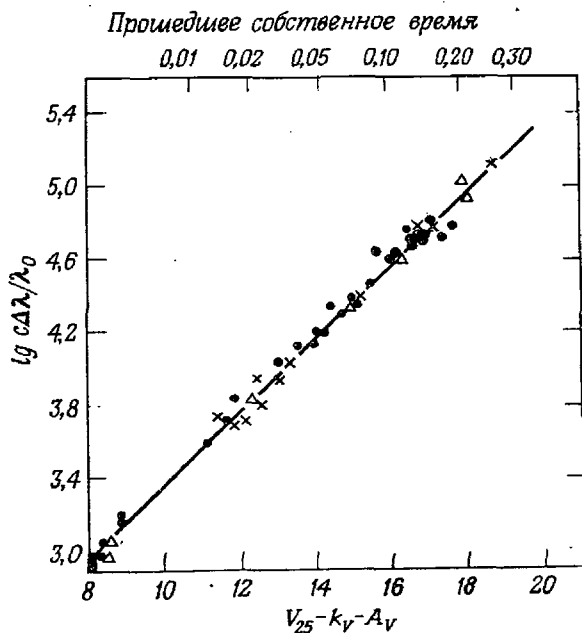


Рис. 35. Диаграмма Хаббла для самых ярких галактик в скоплениях, взятая из работ Сэндейджа [169, 170]. По горизонтали отложены визуальные звездные величины с учетом k -поправки и межзвездного поглощения, зависящего от галактической широты.

вывел свой закон, используя только сравнительно близкие объекты с $z \lesssim 0,003$. (Возможные отклонения точек от прямой линии при больших красных смещениях могут по крайней мере частично отражать замедление расширения и будут рассмотрены ниже.)

Данные, представленные на рис. 35, являются надежным подтверждением закона Хаббла, но они ничего не говорят нам о численном значении H до тех пор, пока у нас не будет независимого способа измерения расстояния (или светимости) типичной яркой галактики. Определение астрономических расстояний — это сложная и не очень точная процедура, в которую мы здесь не будем вдаваться в подробностях. Скажем лишь

вкратце, что, определив кинематически расстояние до некоторых близких звезд, выбирают затем стандартный и легко распознаваемый класс звезд, для калибровки расстояний до более удаленных звездных образований. Чтобы увеличить шкалу расстояний, можно затем выбрать более редкий класс более ярких объектов.

Основные ступени в иерархической лестнице «космических расстояний» следующие.

1. *Кинематические методы.* Для ближайших звезд измеряется тригонометрический параллакс, обусловленный движением Земли вокруг Солнца (по определению 1 парсек — это расстояние, с которого большая полуось орбиты Земли видна под углом $1''$; $1 \text{ пс} = 3,26$ светового года). Этот метод пригоден вплоть до расстояний ≈ 30 пс от Солнца. Метод «статистического параллакса» и так называемый метод «групповых параллаксов» (который требует знания компонент скоростей вдоль луча зрения, получаемых по спектрам) могут применяться вплоть до расстояний ≈ 200 пс.

2. *Фотометрические параллаксы.* Кинематические методы дают возможность непосредственно определить расстояния до звезд, число которых достаточно для установления эмпирического соотношения между светимостью и спектральным классом (или цветом) для звезд главной последовательности (стадия горения водорода). Тогда можно, в принципе, определить расстояние до любой звезды главной последовательности, видимая звездная величина и спектральный класс которой определены. На практике надежнее определять расстояния до звездных скоплений путем сравнения диаграммы цвет — видимая звездная величина для членов этого скопления с аналогичной диаграммой для скопления Гиады, расстояние до которого, полученное методом групповых параллаксов, равно ≈ 40 пс. Этот метод применим до расстояний $\leq 10^5$ пс, т. е. для всех объектов в пределах нашей Галактики.

3. *Переменные звезды.* Чтобы продлить шкалу расстояний до ближайших галактик, необходимы индикаторы расстояний, которые по своей светимости превосходят звезды главной последовательности. Основными объектами, используемыми для этой цели, являются переменные звезды цефеиды, для которых хорошо известно соотношение между периодом пульсаций и светимостью. С их помощью можно определять расстояния до ~ 4 Мпс. Это расстояние достаточно велико и включает члены Местной системы галактик (сюда входит и галактика в созвездии Андромеды М 31).

4. *Шаровые скопления, области III и т. п.* Ключевым моментом в определении постоянной Хаббла является оценка расстояния до скопления галактик в Деве, поскольку а) скопление

в Деве — ближайшее «богатое» *) скопление, самый яркий член которого, вероятно, является типичным для галактик, используемых в соотношении «звездная величина — красное смещение» (рис. 35), и б) на скорости всех галактик, расположенных ближе, чем скопление в Деве, по-видимому, сильно влияют локальные возмущения, тогда как для более далеких галактик случайная компонента **) пренебрежима по сравнению с универсальной скоростью удаления. К сожалению, цефеиды недостаточно ярки и поэтому не видны в галактиках, принадлежащих к скоплению в Деве. Среди объектов высокой светимости, которые использовались для калибровки расстояний, можно назвать ярчайшие звезды, новые, сверхновые, области III и шаровые скопления. Последние, возможно, наиболее надежны в настоящее время. Предположив, что самые яркие шаровые скопления в галактике М 87 по своей природе аналогичны шаровым скоплениям в галактике М 31, Сэндейдж оценил, что расстояние до галактики М 87 (NGC 4486) (которая, по-видимому, находится в центре скопления в Деве) равно 17 Мпс.

Ошибка в каком-либо шаге иерархической лестницы космических расстояний влияет на все последующие шаги, поэтому очевидно, что мы до сих пор с достаточной точностью не знаем ни истинного расстояния до скопления в Деве, ни значения H . В предположении, что галактика NGC 4472, расположенная в скоплении в Деве, является типичным «ярчайшим членом скопления» (эллиптических) галактик, Сэндейдж [169] получил

$$H = 75,3_{-15}^{+19} \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}.$$

Однако Вокулёр [171] нашел свидетельства того, что абсолютная звездная величина самого яркого шарового скопления в галактике коррелирует со светимостью этой галактики. Исходя из наблюдений, указывающих на существование протяженного гало, он также нашел, что NGC 4486 является самой яркой галактикой в скоплении в Деве. Принимая во внимание оба эти фактора, Вокулёр получил

$$H \approx 50 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}.$$

Оценки H , вероятно, станут надежнее, когда удастся откалибровать другие индикаторы расстояний. В частности, работа ван ден Берга наводит на мысль, что спиральные галактики можно классифицировать по внешнему виду таким образом, что каждый класс будет представлять собой хорошую «стандартную

*) «Богатство» скопления оценивается числом галактик в скоплении в пределах двух звездных величин относительно третьего ярчайшего члена.

**) См. гл. 17 о данных по этому вопросу, вытекающих из изотропии фонового излучения.

свечу». Тогда можно будет построить отдельную диаграмму Хаббла для спиральных галактик, а не для эллиптических. Тамманн и Сэндейдж (см. [172]) предприняли попытку определить расстояние до близкой спиральной галактики M 101 (по различным индикаторам расстояний, охватывающим 4 ступени «иерархической лестницы расстояний»); их результат позволяет предположить, что можно уменьшить оценку H до ≈ 50 км/(с · Мпс) или даже ниже.

Ван ден Берг [173] объединил 9 различных методов оценки H и получил взвешенное среднее

$$H = 95_{-12}^{+15} \text{ км/(с · Мпс)}.$$

В связи с этим было бы опрометчиво считать, что постоянная Хаббла известна с точностью выше 50%. Можно лишь с уверенностью сказать, что вряд ли ее значение намного выходит из области 50—100 км/(с · Мпс), причем в более поздних работах предпочтение отдается нижней границе этой области. Имеются основания надеяться на повышение точности в обозримом будущем. Сэндейдж [172] замечает: «Я также не без оснований убежден, что выполняемые сейчас программы (использующие различные новые методы для того, чтобы охватить весь диапазон от близких галактик, для которых можно применять цефеиды, области III и ярчайшие звезды, к более удаленным галактикам, для которых красное смещение является линейной и однозначной функцией расстояния) должны дать определенные результаты в течение нескольких лет».

Вспомним, что Хаббл в 1936 г. получил оценку $H = 530$ км/(с · Мпс). Основными причинами последующего катастрофического понижения оценки были: а) тот факт, что Хаббл, вероятно, ошибочно принял некоторые области III за яркие звезды (шаг 4), и б) ошибка, обнаруженная Бааде в 1952 г., в оценке светимости цефеид (шаг 3). Когда в дальнейшем нам потребуется определенное значение H , мы будем использовать 75 км/(с · Мпс).

11.3. Возраст Вселенной

Характерным временем расширения Вселенной является величина

$$\tau_H = H^{-1} = \frac{\text{Расстояние до типичной галактики}}{\text{Скорость удаления этой галактики}} =$$

$$= \frac{\text{Время до нулевого расстояния между галактиками, если экстраполировать линейно назад к началу расширения}}{\text{„Радиус Вселенной“}} = \frac{\text{„Скорость увеличения радиуса Вселенной“}}{\text{„Радиус Вселенной“}}.$$

Современные оценки H соответствуют $\tau_H = (1 - 2) \cdot 10^{10}$ лет. Вследствие замедления расширения истинное время, прошедшее от сингулярного состояния, меньше τ_H . При условии, что динамические эффекты давления незначительны в течение почти всего времени эволюции Вселенной (что, по-видимому, верно для реальной Вселенной), время, прошедшее от сингулярного состояния, равно

$$\tau_H q (2q - 1)^{-3/2} [\arccos(q^{-1} - 1) - q^{-1} (2q - 1)^{1/2}] \text{ при } q \geq 1/2$$

или

$$\tau_H q (1 - 2q)^{-3/2} [q^{-1} (1 - 2q)^{1/2} \operatorname{arch}(q^{-1} - 1)] \text{ при } q \leq 1/2$$

[это время меньше $2/3\tau_H$ для замкнутых моделей ($k=1$) с $q > 1/2$]. Поэтому возраст Вселенной, если она замкнута и описывается уравнениями Эйнштейна, может быть порядка $\sim 1,3 \times 10^{10}$ лет [при $H \geq 50$ км/(с·Мпс)]. Согласно существующим теориям, самые старые звезды в шаровых скоплениях в нашей Галактике имеют возраст $\sim 10^{10}$ лет. Из сравнения наблюдаемого отношения $^{235}\text{U}/^{238}\text{U} \approx 0,007$ с тем значением, которое получается из условия, что уран синтезировался при быстром нейтронном захвате ($\approx 1,65$), следует, что минимальный возраст Галактики порядка $6,6 \cdot 10^9$ лет. Другие отношения содержаний, в частности $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$, приводят к возрасту, немного большему, чем 10^{10} лет [174]. Однако нет достаточных оснований — исходя из звездной эволюции или каких-либо других соображений — сомневаться в том, что наша Галактика (или любая другая галактика) могла бы быть моложе, чем $\sim 1,3 \cdot 10^{10}$ лет. Но эти оценки возраста все же устанавливают верхнее предельное значение для Ω ; если бы Ω превышало ~ 10 (т. е. $q \geq 5$), то получилось бы, что возраст Вселенной был бы меньше возраста Земли даже при $H = 50$ км/(с·Мпс). Эта ситуация резко отличается от ситуации, господствовавшей в сороковые годы, когда считалось, что $\tau_H \approx 1,8 \cdot 10^9$ лет — меньше половины вычисленного возраста Земли $4,5 \cdot 10^9$ лет! Это кажущееся несоответствие — наряду с общими философскими соображениями — привело Бонди, Голда и Хойла [175, 176] в 1948 г. к предложению заменить теорию Эйнштейна не всеобъемлющей альтернативной теорией, а простой моделью: моделью Вселенной, которая неуклонно расширяется ($a \propto e^{Ht}$), но плотность которой тем не менее остается постоянной («стационарное состояние») за счет гипотетического «непрерывного рождения вещества». В этой модели возраст некоторых галактик может значительно превышать τ_H , тогда как средний возраст материи будет только $\tau_H/3$, а расширение будет происходить с ускорением ($q = -1$) (рис. 36). Пересмотр значений τ_H и изменение его в сторону больших значений устраняет этот довод в пользу модели

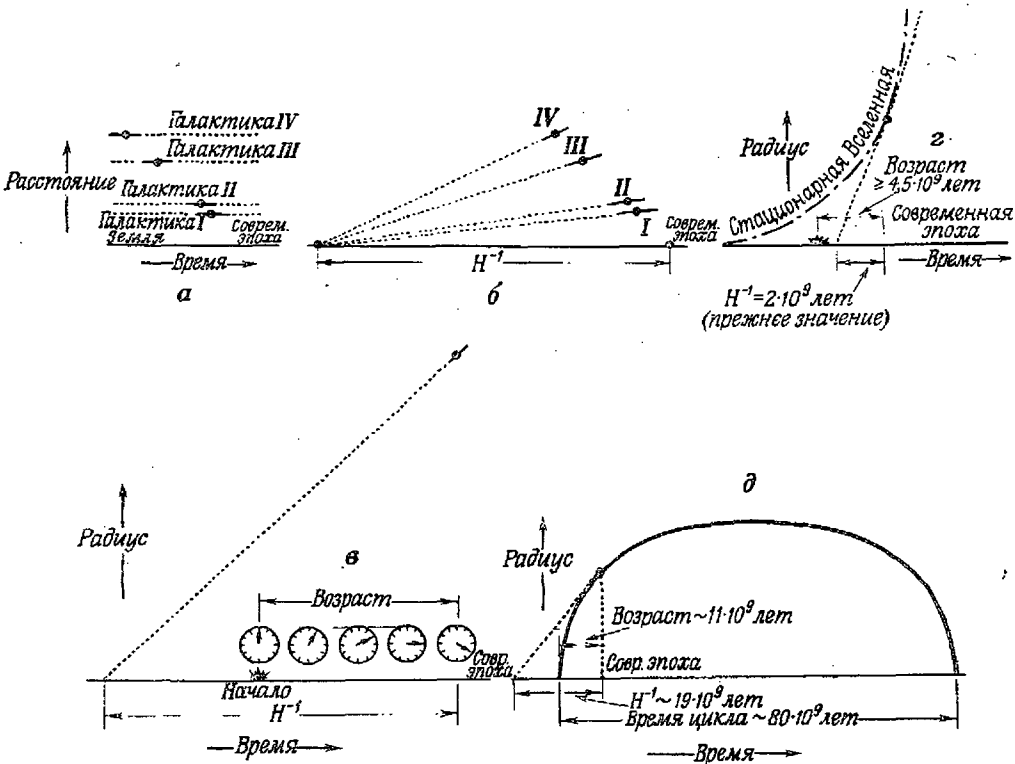


Рис. 36. Расширение Вселенной.

а — расстояния галактик от Земли, если бы расширение отсутствовало. Концепция Эйнштейна в первые годы после создания этой теории прежде чем он понял, что теория предсказывает динамическую Вселенную, и прежде чем Хаббл привел свидетельства расширения. *б* — доплеровские смещения приводят к скорости удаления, пропорциональной расстоянию. H^{-1} , величина, обратная постоянной Хаббла, — время от начала расширения, если линейно экстраполировать современные скорости (одинаково для всех галактик в пределах ошибок и случайных скоростей галактик). *в* — время, общее для всех галактик (линейно экстраполированное, или хаббловское, время), сопоставляется с истинным временем («возрастом»), прошедшим от начала расширения (показанным на диаграмме изменениями показаний часов). *г* — наилучшие оценки возраста и хаббловского времени в 30-х годах противоречили предсказаниям Эйнштейна о том, что расширение со временем замедляется. Это привело Бонди, Голда и Хойла к предположению о «стационарном состоянии», или экспоненциальном расширении Вселенной со временем, и к «непрерывному рождению вещества»; впоследствии обе эти концепции были отвергнуты. *д* — возраст и хаббловское время (согласно Сэндриджу $(13,5 \pm 6) \cdot 10^9$ лет [172]), нанесенные на диаграмму, показывающую ход расширения и последующего сжатия Вселенной, ожидаемый на основе теории Эйнштейна в случае замкнутой Вселенной (время от начала расширения до коллапса $80 \cdot 10^9$ лет, с точностью до множителя два или более).

стационарной Вселенной. Но в целом от этой теории не отказывались до тех пор, пока не было открыто микроволновое фоновое излучение (гл. 13), которое интерпретируется как реликтовое излучение, оставшееся со времени, когда Вселенная была сверхплотной и горячей. Это излучение не находит соответствующей интерпретации в модели стационарной Вселенной.

11.4. Определение параметра замедления

Все космологические модели при $z \ll 1$ приводят к одному и тому же закону (11.8), но на больших расстояниях соотношение «звездная величина — красное смещение» зависит от плотности вещества (или, что эквивалентно, от параметра замедления). Чтобы получить общий вид закона Хаббла, когда z не мало, мы должны наметить в общих чертах вывод для наблюдаемых величин в изотропных космологических моделях.

Пусть радиальная координата источника равна χ_e (наблюдатель расположен в точке $\chi=0$). Излучение, принимаемое наблюдателем в момент $t_{\text{совр}}$, было испущено источником в момент времени t_e , которое определяется из соотношения

$$\chi_e = \int_{t_e}^{t_{\text{совр}}} dt/a(t). \quad (11.9)$$

Тогда красное смещение источника задается формулой

$$1+z = a(t_{\text{совр}})/a(t_e) \quad (11.10)$$

(т. е. длины волн «увеличиваются» пропорционально фактору расширения Вселенной за время между моментами излучения и приема). Если источник имеет (малый) линейный размер d , то, согласно (11.4), он виден наблюдателю под углом

$$\Delta\theta = \frac{d}{a(t_e) \sin \chi_e} = \frac{d(1+z)}{a(t_{\text{совр}}) \sin \chi_e}. \quad (11.11)$$

Если источник (в момент времени t_e) имеет болометрическую светимость (т. е. мощность излучения, проинтегрированную по всем частотам) L , то наблюдаемая болометрическая интенсивность будет

$$I = L/4\pi(1+z)^2 [a(t_{\text{совр}}) \sin \chi_e]^2. \quad (11.12)$$

Множитель $a(t_{\text{совр}}) \sin \chi_e$ — радиус кривизны 2-сферы с центром в галактике и проходящий через наблюдателя в момент приема излучения; множитель $(1+z)^2$ появляется потому, что фотоны, испущенные в интервале времени Δt , принимаются в течение интервала $(1+z)\Delta t$, причем они имеют энергию в $(1+z)$ раз меньше.

На практике как в радио-, так и в оптическом диапазоне обычно наблюдается не болометрическая интенсивность l , а плотность потока $S(\nu)$ на единицу частоты на некоторой частоте ν_0 (или в полосе вблизи ν_0). Поскольку излучение, наблюдаемое на частоте ν_0 , было испущено при частоте $\nu_0(1+z)$, существенную роль начинает играть спектр источника. Если мощность излучения в интервале от ν до $\nu+dv$ есть $L(\nu) dv$, то имеем

$$S(\nu_0) = \frac{l(\nu_0)}{4\pi(1+z)^2 [a(t_0) \sin \chi_e]^2} \left[(1+z) \frac{S(\nu_0)}{S[\nu_0/(1+z)]} \right]. \quad (11.13)$$

Дополнительный множитель в квадратных скобках называется k -поправкой. Для спектра, подчиняющегося степенному закону $S(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, эта поправка сводится к виду $(1+z)^{1-\alpha}$.

Чтобы сравнить (11.11) — (11.13) с наблюдениями, величина $(\sin \chi_e)^{-2}$, входящая во все формулы *) и пропорциональная телесному углу, под которым наблюдатель видит источник, должна быть выражена через z . Из (11.9), (11.10) и (11.5) легко найти, что

$$dz = -H(\Omega z + 1)^{1/2} (1+z)^2 dt \quad (11.14)$$

и

$$a(t_{\text{совр}}) \sin \chi_e = \frac{2c}{H\Omega^2 (1+z)} \{ \Omega z + (\Omega - 2) [(\Omega z + 1)^{1/2} - 1] \}. \quad (11.15)$$

С точностью только до первого порядка по Ω ($=2q$) из (11.12) получаем

$$l = \frac{H^2 L}{4\pi z^2} [1 + (q-1)z + \dots]. \quad (11.16)$$

Это соотношение можно выразить также через излучаемую на частоте мощность $L(\nu)$ и плотность потока $S(\nu)$, если в правую часть ввести k -поправку. Тогда в принципе отклонение от линейного соотношения на рис. 35 даст значение параметра замедления q . Ключевым вопросом, конечно, является вопрос о том, больше ли $q^{1/2}$ или меньше; его точное значение (если только оно не равно $1/2$) не имеет фундаментального значения, оно просто указывает, насколько далеко проэволюционировала Вселенная в своем «цикле» **).

На рис. 35 ясно видно, что имеющихся данных недостаточно для точного определения q , особенно потому, что даже для галактики с наибольшим красным смещением в выборке ($z =$

*) При k , равном 0 и -1 , эти формулы также останутся справедливыми, если $\sin \chi_e$ заменить на χ_e и $\text{sh } \chi_e$ соответственно.

**) Заметим, что в радиационно-доминированной Вселенной условие замкнутости $q > 1$, а не $q > 1/2$.

$= 0,461$) изменение q примерно на единицу соответствует изменению l всего лишь на $1/3^m$, т. е. не превышает общего разброса точек на диаграмме. Введя k -поправку и предположив, что 40 наиболее ярких эллиптических галактик в выборке действительно являются «стандартными свечами», Сэндейдж [172] нашел, что

$$q = 1,03_{-0,26}^{+0,43}$$

Аналогичный анализ, но без 8 самых далеких галактик, звездные величины которых основывались на более ранней работе Баума, привел к значению

$$q = 0,65_{-0,3}^{+0,5}$$

Заметим, что эти оценки зависят от предположения о том, что светимости самых ярких эллиптических галактик в выборке не имеют систематической зависимости от z . (Напомним, что если бы не тот замечательный факт, что при малых z дисперсия в абсолютных звездных величинах этих объектов меньше, чем $0,3^m$, то нельзя было бы даже в линейном приближении получить хорошо определенное соотношение «звездная величина — красное смещение».) Возможны два систематических эффекта.

«Эффект Скотта». По мере того как наблюдения проникают в область все больших красных смещений, обнаруживаются все более крупные, богатые и необычные скопления галактик [177]. Если блеск самых ярких членов скопления коррелирует с размерами скопления, то это приводит к систематическому эффекту завышения q . Неясно, что определяет функцию светимости ярких галактик в скоплении, поэтому нельзя быть уверенным в том, насколько сильным может оказаться этот эффект.

Поправки на эволюцию. По мере перехода к большим красным смещениям видны более молодые галактики. Поэтому, если светимость L эллиптической галактики меняется существенно с ее возрастом, то в оценку нужно вводить поправку на эволюцию. Зная звездный состав эллиптических галактик, можно с помощью теории звездной эволюции оценить $L(t)$. Спинрад [178] приходит к выводу (исходя из анализа цвета и соотношений масса—светимость), что функция светимости звезд в эллиптических галактиках должна быть очень крутой с огромным числом слабых звезд в конце главной последовательности и что, следовательно, светимость L должна медленно расти со временем t , по мере того как все большее число звезд эволюционируют, покидая главную последовательность в направлении ветви гигантов. Однако, согласно оценкам, следующая из этого рассмотрения поправка на эволюцию оказывается малой. С другой стороны, Тинсли [179], исследуя эволюцию модели эллиптической галактики, в предположении различных форм функции

начальной звездной светимости и скорости рождения звезд получила совершенно другой результат. Она предполагает уменьшение L с t на $\approx 10\%$ за 10^9 лет — достаточно большое, чтобы значительно уменьшить q , примерно на единицу по сравнению с оценками, полученными без поправки на эволюцию *).

Другие неопределенности, возникающие при определении q , связаны: а) с возможным поглощением или рассеянием межгалактическим веществом и б) с эффектами от неоднородного распределения вещества. [Дашевский и Зельдович [180] отмечают, что если распределение вещества неоднородно, то обычное соотношение между угловым диаметром (μ , следовательно, l) и красным смещением не выполняется.] Прежде чем q удастся определить непосредственно из соотношения звездная величина — красное смещение для далеких галактик, необходимо подождать того момента, когда мы лучше поймем сущность необходимых многочисленных поправок, а также накопим гораздо больше данных наблюдений. Хотя современные данные говорят в пользу $q > 1/2$, «замкнутость» Вселенной, предсказанная Эйнштейном, все еще не доказана **). В связи с оценками q Сэндейдж [172] делает следующий комментарий: «В настоящее время ни одну из оценок нельзя рассматривать всерьез. Для удовлетворительного решения нам нужно гораздо больше скоплений галактик, красные смещения которых превышают $z = 0,2$. Единственный вывод, который, как я полагаю, на сегодня гарантирован, — это то, что решение в соответствии с моделью стационарной Вселенной ($q = -1$, отсутствие поправок на эволюцию), по-видимому, далеко от того, чтобы быть правдоподобным».

*) Заметим, что эта поправка зависит от значения H . Однако во всех остальных отношениях проблемы определения H и q совершенно самостоятельны.

***) Альтернативный подход к этой проблеме — поиски «ненаблюдаемой массы», что делает $\Omega > 1$, — рассмотрен в гл. 15.

ВСЕЛЕННАЯ В РАЗВИТИИ

Попытки воспользоваться обычными яркими галактиками для того, чтобы сделать выбор между различными космологическими моделями, пока остаются довольно безрезультатными — главным образом ввиду чрезмерного ослабления яркости галактик еще до того, как будут достигнуты красные смещения, при которых можно ожидать существенного отклонения от линейного закона Хаббла (наблюдения становятся невозможными даже с 200-дюймовым телескопом). С тех пор как более 20 лет назад радиосточник Лебедь А — второй по яркости объект неба в радиодиапазоне — был отождествлен с радиогалактикой, имеющей $z \approx 0,05$, стало ясно, что многие из неотожествленных источников, обнаруженных при радионаблюдениях, должны обладать красными смещениями $z \gtrsim 0,5$ и быть галактиками, недоступными для оптических наблюдений. С момента открытия М. Шмидтом в 1963 г. квазизвездных объектов (или квазаров) удалось измерить их красные смещения вплоть до $z \approx 3$. И все же, к сожалению, ни радиосточники, ни квазары не дали еще возможности надежно оценить q ! Корни этого прискорбного обстоятельства двояки.

Во-первых, светимость радиосточников (и оптическая светимость квазаров) обладает сильным разбросом — для них нет «стандартной свечи» и приходится довольствоваться грубыми статистическими оценками.

Во-вторых, наше понимание физики этих объектов настолько примитивно, что мы просто не представляем себе (как, например, мы хоть в какой-то мере можем представить в случае нормальных галактик), какие поправки на эволюцию следует делать. Представляется, что квазары, N-галактики, радиогалактики и сейфертовские галактики — это родственные друг другу объекты, которые, хотя и различаются по своим размерам и по спектру излучения, все являются некоторым проявлением бурной активности галактических ядер. Возможно, что здесь участвует и какой-то источник энергии незвездной природы, например гравитационный коллапс сверхмассивного объекта или многих тел со звездными массами, однако ни одна конкретная модель,

предлагавшаяся до сих пор, не смогла пойти дальше умозрительных заключений (гл. 6).

При всей ограниченности своего значения для космологии статистическое исследование радиоисточников и квазаров уже принесло некоторые плоды, принципиально важные для астрофизики компактных объектов и «бурно протекающих процессов». Именно, какой бы ни была величина q , пространственная плотность сильных радиоисточников и квазаров должна испытывать значительную вековую эволюцию, так что в более ранние космологические эпохи существовало намного больше мощных излучающих объектов.

12.1. Подсчеты источников в радио- и оптическом диапазоне

Отождествленные радиоисточники обладают чрезвычайно большим разбросом как по светимости, так и по линейным размерам, и до сих пор не удалось отыскать какого-либо типа источника, который мог бы служить хорошей «стандартной свечой» (конечно, красные смещения радиоисточников невозможно определить, пока они не отождествлены с оптическими объектами). Мощность излучения нормальной спиральной или эллиптической галактики в радиодиапазоне обычно $\leq 10^{40}$ эрг/с. Однако небольшое число от всех галактик — обычно самые яркие галактики в скоплениях — оказываются намного более мощными радиоисточниками — вплоть до $\approx 10^{45}$ эрг/с. Некоторые мощные радиоисточники связаны с квазарами. Ввиду своей высокой светимости в оптическом диапазоне квазары могут быть отождествлены до красных смещений, превосходящих 2. Оценка функции светимости внегалактических радиоисточников приведена в табл. 22 (заимствованной из [181]). Нет никакой явной корреляции между радио- и оптическими свойствами радиогалактик, равно как нет и четкой грани между радиогалактиками и квазарами, которую можно было бы провести только на основании радионаблюдений. У мощных источников радиоизлучение обычно испускается двумя областями, расположенными по обе стороны от оптической галактики (хотя во многих случаях компактный источник находится внутри самой галактики). Природа радиоисточников и происхождение типичной для них гантелевидной структуры еще не нашли единой интерпретации, к тому же этот волнующий раздел астрофизики высоких энергий выходит за рамки нашей тематики.

Ввиду столь сильного разброса излучательных свойств радиоисточников наиболее плодотворный подход в космологии, основывающийся исключительно на данных радиоастрономии, состоит в сопоставлении относительного числа ярких и слабых

Таблица 22

**Функция светимости внегалактических радиисточников
в современную эпоху**

P — радиосветимость на 1 ср, $P=L/4\pi$; измерения проводились на частоте 178 МГц. Пространственная плотность $\rho'(P)$ определяется как

$$\rho'(P) = \int_{P/10^{1/5}}^{10^{1/5}P} \rho(P) dP,$$

т. е. представляет собой плотность источников на равных логарифмических отрезках P .

P_{178} , Вт/(Гц·ср)	$\rho'(P)$, Мпс ⁻³	P_{178} , Вт/(Гц·ср)	$\rho'(P)$, Мпс ⁻³
$2,5 \cdot 10^{27}$	$3,5 \cdot 10^{-11}$	$2,5 \cdot 10^{23}$	$9,4 \cdot 10^{-5}$
$1,0 \cdot 10^{27}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$1,0 \cdot 10^{23}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$
$4,0 \cdot 10^{26}$	$9,0 \cdot 10^{-10}$	$4,0 \cdot 10^{22}$	$4,7 \cdot 10^{-5}$
$1,6 \cdot 10^{26}$	$4,4 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{22}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
$6,3 \cdot 10^{25}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$6,3 \cdot 10^{21}$	$8,3 \cdot 10^{-4}$
$2,5 \cdot 10^{25}$	$9,0 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{21}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$
$1,0 \cdot 10^{25}$	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{21}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$
$4,0 \cdot 10^{24}$	$9,6 \cdot 10^{-7}$	$4,0 \cdot 10^{20}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$
$1,6 \cdot 10^{24}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$		
$6,3 \cdot 10^{23}$	$9,0 \cdot 10^{-6}$		

объектов, обнаруженных при радионаблюдениях. При этом обычно чертят график зависимости числа N источников ярче S , приходящихся на 1 ср, от плотности потока излучения S . Чтобы получить статистику для больших плотностей потока, когда число источников мало, требуются подсчеты источников на значительной части неба; однако при низком уровне потока можно ограничиться меньшими областями (если только Вселенная обладает достаточными изотропией и однородностью).

Теория. В однородной статической евклидовой модели Вселенной, где зависимость числа источников $N(r)$ от r пропорциональна r^3 , а $S \propto r^{-2}$, следует, очевидно, ожидать

$$N(>S) \propto S^{-3/2}. \tag{12.1}$$

Поскольку соотношение (12.1) выполняется по отдельности для каждого класса источников, то этот «закон трех вторых» должен оставаться справедливым, даже если собственная светимость источников $L(\nu)$ обладает большим разбросом.

Соотношение (12.1) непосредственно обобщается на фридмановскую космологию. Примем, что во Вселенной существует класс источников со светимостью $L(\nu)$, причем пространственная плотность источников, светимость которых лежит между

$L(\nu)$ и $L(\nu) + dL(\nu)$, на единицу сопутствующего объема определяется из выражения $\rho [L(\nu)] dL(\nu)$. Если ρ не зависит от эпохи ($\rho = \rho_{\text{совр}}$), так что истинная пространственная плотность объектов ведет себя как a^{-3} , мы имеем модель с сохранением источников. Тогда число источников в диапазоне координат от χ до $\chi + d\chi$ равно

$$N(\chi) d\chi = 4\pi \rho_{\text{совр}} a_{\text{совр}}^3 \sin^2 \chi d\chi, \quad (12.2)$$

так что

$$N[>S(\nu)] = \int_0^{\chi(L)} \int_0^L \rho [L(\nu)] a_{\text{совр}}^3 \sin^2 \chi d\chi dL(\nu), \quad (12.3)$$

где $\chi(L)$ — решение уравнения

$$L[\nu(1+z)] = 4\pi S(\nu) (1+z) a_{\text{совр}}^2 \sin^2 \chi. \quad (12.4)$$

При вычислении функции $N(S)$, предсказываемой другими моделями Вселенной, удобно пользоваться отношением N/N_0 , где $N_0(S)$ — «евклидова» функция, полученная при экстраполяции наблюдательных данных на случай очень больших плотностей потока (когда предполагается, что источники в основном расположены вблизи наблюдателя) согласно закону (12.1). Из уравнения (12.2) в модели с сохранением источников для конкретного класса светимости L следует

$$\begin{aligned} N(S, L) &= \int_0^{\chi(L)} \rho_{\text{совр}}(L) a_{\text{совр}}^3 \sin^2 \chi d\chi = \\ &= \frac{\rho_{\text{совр}}(L) a_{\text{совр}}^3}{4} (2\chi - \sin 2\chi), \end{aligned} \quad (12.5)$$

причем $\chi(S)$ дается уравнением (12.4). В евклидовом же случае

$$N_0(L) = \frac{1}{24\pi^{3/2}} \rho_{\text{совр}}(L) \left(\frac{L}{S}\right)^{3/2}. \quad (12.6)$$

Если источники в данном диапазоне частот обладают таким спектром, что $L(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, мы приходим к выражению для N/N_0 . Запишем здесь результаты для трех случаев, $k=1, 0, -1$:

$$N(S)/N_0(S) = (1+z)^{-\frac{3}{2}(1+\alpha)} \begin{cases} \frac{3}{4} \frac{2\chi - \sin 2\chi}{\sin^3 \chi}, & k=1, \\ 1, & k=0, \\ \frac{3}{4} \frac{\text{sh } 2\chi - 2\chi}{\text{sh}^3 \chi}, & k=-1, \end{cases} \quad (12.7)$$

причем величины S и χ связаны соотношением

$$S(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi a_{\text{совр}}^2 (1+z)^{1+\alpha}} \begin{cases} \sin^{-2} \chi, & k=1; \\ \chi^{-2}, & k=0; \\ \text{sh}^{-2} \chi, & k=-1. \end{cases} \quad (12.8)$$

Отсюда и из соотношения (11.5), связывающего χ с z , следует, что в открытых моделях члены, содержащие χ в (12.7), — невозрастающие, и поэтому если $\alpha > -1$, то N/N_0 монотонно убывает при уменьшении S . Для замкнутых моделей можно показать, что если $\alpha > 1$, то N/N_0 является убывающей функцией расстояния (т. е. она убывает с уменьшением S). Радиоисточники, выявленные при обзорах, обычно обладают спектрами, спадающими на высоких частотах с $\alpha \approx 0,75$, на основании чего мы заключаем, что в любой фридмановской модели с сохранением источников (как бы ни вела себя их функция светимости) кривая зависимости $\lg N (> S)$ от $\lg S$ должна быть более пологой, чем прямая с наклоном $-1,5$. Поскольку этот наклон — эффект космологический, его степень зависит от функции светимости $\rho(L)$ и он будет существенным при данном значении потока S , если из числа источников с плотностями потока $> S$ значительная доля обладает заметным красным смещением.

Радиоастрономические наблюдения. Подсчет числа радиоисточников был признан эффективным методом в космологии, как только было обнаружено, что радиоисточники, расположенные вдали от плоскости Галактики, — это главным образом далекие внегалактические объекты. Подсчеты радиоисточников уже проведены рядом разных независимо работавших групп, и при учете статистического разброса данных, равно как и различия частот, на которых проводились наблюдения, можно отметить хорошее согласие между всеми полученными результатами. На рис. 37 собраны данные ряда обзоров.

Данные для функции $N(S)$, приведенные Пули и Райлом [182], содержат подробную статистику для обширнейшего диапазона плотностей потока и послужили основой ряда теоретических исследований. Эти подсчеты (приведенные на рис. 38 для N/N_0) основаны на обзоре 5C 2, охватывавшем площадь неба в несколько квадратных градусов вплоть до уровня потока на частоте 408 МГц, составляющего $S_{408} \approx 10^{-2}$ ед. п. *), и данных для более ярких источников из более ранних обзоров 3C и 4C, проводившихся на частоте 178 МГц **).

*) Одна единица потока (1 ед. п.) равна 10^{-26} Вт/(м²·Гц).

**) Если бы все источники в обзорах 3C и 4C имели степенные спектры с единым спектральным индексом α , то прежнее выражение для $N(S)$, опу-

Область больших потоков (ЗС) кривой зависимости $\lg N$ от $\lg S$ почти линейна с наклоном $\beta \approx -1,8$, а к слабому концу кривая становится более пологой, так что при $S_{408} \approx 0,01$ ед. п. $\beta \approx -0,8$ (кривая, конечно, должна где-то достигать наклона

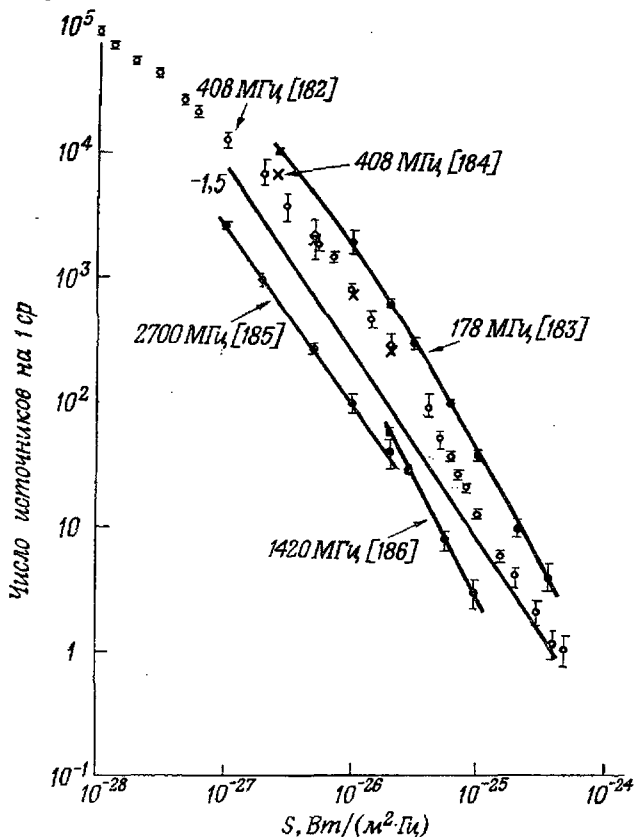


Рис. 37. Число радионисточников согласно различным независимым обзорам [182—186].

> -1 , чтобы была обеспечена сходимость интегрального фонового потока радионисточников).

бликованное Гувером [183], можно было бы непосредственно пересчитать со 178 на 408 МГц и сравнить с результатами обзора 5С. Однако разброс спектральных индексов делает эту простую процедуру незаконной, и Пули и Райлу [182] пришлось определять поток на 408 МГц для более ярких источников методом интерполяции (в случае источников каталога ЗС, спектры которых уже были определены довольно хорошо) и с помощью отдельного веерного луча для стандартных источников каталога 4С.

Обзоры, проведенные независимо Болтоном и др. [187], Маклеодом и др. [188], Браччези и др. [189], Грюффом и Виготти [184] и другими авторами, дают значения числа источников, находящиеся в полном согласии с данными Пули и Райла. (Первый из них [187] представляет успокоительное подтверждение того факта, что глобальная структура Вселенной и по наблюдениям из южного полушария выглядит примерно так же, как из северного.) Позднее был выполнен ряд обзоров на частотах, намного превышающих 408 МГц. При сравнении таких данных с прежними важно иметь в виду, что вследствие большого диапазона спектральных индексов радиоисточников нельзя ожидать в точности одинакового соотношения $N(S)$ на всех частотах. Высокочастотные обзоры свидетельствуют в пользу источников с плоскими или нарастающими спектрами, и нет явных доводов в пользу того, что распределение этих источников в пространстве совпадает с распределением источников, преобладавших в кембриджских и других упомянутых выше сравнительно низкочастотных обзорах. В принципе, зная спектры всех источников, можно предсказать $N(S)$ на частоте ν_2 по данным обзора на другой частоте ν_1 . Однако если разброс спектральных индексов велик, то на частоте ν_1 потребуется знать $N(S)$ вплоть до крайне малых потоков, чтобы предсказать соотношение $N(S)$ даже для самой яркой части на частоте ν_2 ; так, например, некоторые из самых ярких источников при наблюдениях на 5 ГГц обладают нарастающими спектрами и оказались бы при 408 МГц даже ниже порога обзора $5S$.

Оценивая надежность и значимость соотношения $N(S)$, следует учесть многие возможные источники ошибок. (Эти вопросы подробнее рассмотрены Райлом [190], Шойером [191], Лонгейром [181], а также в статьях, излагающих материалы некоторых наблюдений.) Существенно, конечно, чтобы измерения потока были надежными во всем диапазоне S и чтобы наблюдения были полны. Эффекты путаницы должны приводить к систематическому завышению величины S для более слабых источников; более того, общий высокий уровень случайных ошибок для отдельных потоков, если он пропорционально увеличивается в случае более слабых источников, дает систематические ошибки в соотношении $N(S)$. С другой стороны, при наблюдениях с интерферометрами не удастся измерить полный поток от источников, обладающих большими угловыми размерами. Вероятный вклад таких эффектов поддается оценке, и удастся (в какой-то мере) ввести поправки на них в окончательную кривую $N(S)$. Однако все эти эффекты дают вклад в общую ошибку, в особенности при малых потоках. Если бы даже методы наблюдений не содержали ошибок и неточностей, все же осталась бы «формальная ошибка», связанная с кривой $\lg N - \lg S$ и

с упоминавшимся наклоном β ввиду конечного числа изученных источников. (Эту «ошибку» можно рассматривать как меру изменчивости величины β при ее определении множеством наблюдателей, рассеянных по космосу.)

Ключевым моментом в обзоре Пули—Райла является крутой наклон $\beta \approx -1,8$ области кривой $\lg N - \lg S$, построенной по данным обзора ЗС. Принимая, что «ошибка» проистекает в первую очередь из конечного числа источников, найдем, что отличие этого наклона от $-1,5$ составляет примерно $3\sigma^*$). Это находится в разительном противоречии с предсказаниями всех моделей с сохранением источников, дающими $|\beta| < 1,5$. Мы знаем, конечно, что значительная часть источников из каталога ЗС обладает существенным красным смещением (это справедливо даже при исключении источников, отождествленных с квазарами, и рассмотрении лишь радиогалактик, с «космологической» природой красного смещения которых все согласны), и модели с сохранением источников предсказывают наклон, равный всего лишь $\beta \approx -1,3$, если допустить такие значения красного смещения.

Проблема, возникшая при подсчете источников, возможно, яснее иллюстрируется рис. 38, где данные Пули и Райла приведены в форме N/N_0 [см. выражение (12.7)]. Здесь виден некоторый «избыток» источников с промежуточными значениями потока по сравнению с тем, что следовало бы ожидать для евклидовой модели, равный ~ 1000 источников на стерадиан. Этот «избыток» намного возрастает при сравнении с фридмановской моделью с сохранением источников (см. также рис. 38). С равным правом, однако, можно было бы толковать это и как нехватку ярких источников; тогда речь шла бы по меньшей мере о ~ 30 источниках на стерадиан. Из других радиообзоров (табл. 23) следует аналогичный ход N/N_0 (за исключением подсчетов на частоте 2700 МГц, выполненных Шимминсом и др. [185], которые основаны на изучении неба лишь в пределах угла 0,8 ср и поэтому имеют довольно низкую статистическую значимость для малых N , при которых наклон пологий).

Данные по подсчетам источников проще всего объясняются изменением средних характеристик радиисточников за космологические отрезки времени $**$) и зависимостью функции свети-

* При оценке наклона и его неточности важно помнить, что последовательные точки на интегральной кривой $N(S)$ не независимы. Предпочтительнее поэтому строить дифференциальные графики для числа источников. Джонси [192], подбирая прямую максимального правдоподобия, пришел к наклону $-2,79 \pm_{0,11}^{+0,12}$ для дифференциальных данных каталога ЗС. (Отметим, однако, безосновательность предположения о строгой прямолинейности какого-либо участка кривой $\lg N - \lg S$.)

** Данные по подсчетам источников можно считать опровергающими космологическую теорию стационарной Вселенной, так как этот эффект невозмо-

мости $\rho(L)$ от космологической эпохи. «Избыток», видимый на рис. 38, может тогда толковаться как существование при некотором красном смещении, скажем z^* источников, у которых соседи отсутствуют (обратное предположение привело бы к подъему кривой в области больших S и ликвидировало бы такой избыток), или по крайней мере имеют гораздо меньшую пространственную плотность на элемент сопутствующего объема. Наблю-

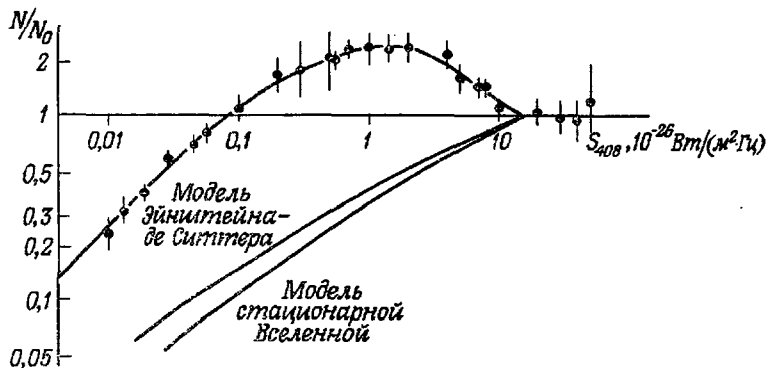


Рис. 38. Подсчет радиоисточников на частоте 408 МГц согласно кембриджским обзорам [182], выраженный через N/N_0 . Две нижние кривые изображают ожидавшиеся результаты для случая, когда пространственная плотность источников в сопутствующей системе координат не зависит от красного смещения, а функция светимости приближенно имеет вид, указанный в табл. 22.

даемый на кривой N/N_0 максимум можно с равным успехом получить, предполагая бесчисленное множество вариантов изменения $\rho(L)$ с z . Большинство авторов, обсуждавших эту проблему, ограничились простым видом функций, описывающих изменение, однако сохранилась значительная свобода. Тем не менее все результаты обладают следующими общими чертами.

1. Предполагаемая эволюция является, вероятно, космологическим эффектом, имеющим место главным образом для красных смещений $z^* \gg 1$. Отождествление показывает, что радиосветимости многих источников (например, Лебедя А) $\gg 10^{44}$ эрг/с, и при радионаблюдениях они доступны обнаружению даже при красном смещении $\gg 1$. Если избыток источников имеет место при $z^* \gg 1$, то возможный спад N/N_0 при малых S уместно приписать космологическим эффектам, влияющим на отношение (12.7), которые доминируют при z , намного превышающем 1.

жен в строгой теории стационарной Вселенной. (Правда, по предположению Хойла [193], этим не исключается теория «квазистационарной» Вселенной с флуктуациями, имеющими характерное время $\sim \tau_H$ и характерную длину, сравнимую с хаббловским радиусом.)

Подсчеты радионисточников

Полное число источников в области обзора зачастую превышает данные подсчета по той причине, что в одних случаях не учитываются потоки наименьших плотностей, а в других исключаются области, близкие к плоскости Галактики. Все значения плотностей потоков даны в единицах 10^{-2} Вт/(м²·Гц) = 1 ед. п. (единица потока).
Данные подсчетов выражаются как $N(S) \propto S^{-\beta}$.

Обсерватория	Частота, МГц	Пределная плотность потока	Число источников обзора	Диапазон плотностей потока при подсчетах	β	Ссылки
Болонья B1	408	1,0	654	$\geq 0,6$	$1,58 \pm 0,1$	a
	408	0,6 0,15	38 328	$0,25-2,0$	$1,5 \pm 0,1$	b
Кембридж 3CR 4C Обзор северной полярной области 5C2 5C3 5C4	178	9	328	≥ 9	1,8	c
	178	2	~5000	$2-10$	1,66	d
	178	0,25	87	$0,25-2$	1,3	e
	408	0,0115	207	$0,01-0,1$	0,8	g, h
	408	0,012	213	$0,012-0,1$	0,8	i
Канада DA	408	0,016	189	$0,016-0,1$	0,8	j
	1420	1	615	2	$1,88 \pm 0,07$	k
Иллинойс VRO	610,5	0,8	239		1,8	l
	1400	2	235	≥ 2	$1,90 \pm 0,12$	m
NRAO	5000	0,5	200	$0,5-2$	$1,50 \pm 0,08$	
		0,6	275	$\geq 0,6$	$1,76 \pm 0,11$	
		0,6-3 0,067-0,6	262 97	$0,6-3$ $0,067-0,6$	$1,66 \pm 0,14$ $1,72 \pm 0,21$	
Огайо	1415	0,2	2100	$0,5-1,5$	1,57	o
	1415	0,16	8100	$\begin{cases} \geq 1 \\ < 0,4 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,7 \\ 0,8 \end{cases}$	p

Пары PKC	408	4	297	≥ 4	1,85	q
$-20^\circ > \delta > -60^\circ$	408	4	297	≥ 4	1,85	q
$20^\circ > \delta > 0^\circ$	408	1	564	$\geq 3,5$	$1,8 \pm 0,15$	r
$0^\circ > \delta > -20^\circ$	408	1	628	≥ 3	$1,89 \pm 0,10$	s
$27^\circ > \delta > 20^\circ$	408	1,5	397	$\geq 1,5$	$1,86 \pm 0,10$	t
$-60^\circ > \delta > -75^\circ$	408	≈ 1 на 1410 MГн	} 247	$S_{1410} \geq 1$	$1,7 \pm 0,3$	u
$-75^\circ > \delta > -90^\circ$	408	0,5		135	$\geq 0,08$	$1,38^{+0,12}_{-0,08}$
	2700	0,4	210			
		0,08				

- a. *Braccetti A., Ceccarelli M., Fantì R., Gelato G., Giovannini C., Harris D., Rosatelli C., Sinigaglia G., Volders L., Nuovo Cimento*, **40B**, 267 (1965); *Braccetti A., Ceccarelli M., Fantì R., Giovannini C., Nuovo Cimento*, **41B**, 92 (1966).
- b. *Grueff G., Vigotti M.*, *Astrophys. Lett.*, **2**, 113 (1968).
- c. *Bennett A. S.*, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **67**, 163 (1962).
- d. *Pilkington J. D. H., Scott P. F.*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **69**, 183 (1965); *Gower J. F. R., Scott P. F., Wills D.*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **71**, 49 (1967).
- e. *Ryle M., Neville A. C.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **125**, 39 (1962).
- f. *Gower J. F. R.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **133**, 151 (1966).
- g. *Poolley G. C., Ryle M.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **139**, 515 (1968).
- h. *Pilkington J. D. H., Scott P. F.*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **69**, 183 (1965); *Gower J. F. R., Scott P. F., Wills D.*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **71**, 49 (1967).
- i. *Poolley G. C.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **144**, 101 (1969).
- j. *Willson M. A. G.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **151**, 1 (1970).
- k. *Galt J. A., Kennedy J. E. D.*, *Astron. J.*, **73**, 135 (1968).
- l. *MacLeod J. M., Swenson G. W., Yang K. S., Dickel J. R.*, *Astron. J.*, **70**, 756 (1965); *McVittie G. C., Schusterman L.*, *Astron. J.*, **71**, 137 (1967).
- m. *Bridle A. H., Davies M. M., Fomalont E. B., Lequeux J.*, *Nature Phys. Sci.*, **235**, 123 (1972).
- n. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Davies M. M.*, *Astrophys. Lett.*, **2**, 105 (1968); *Kellermann K. I., Davies M. M., Pauliny-Toth I. I. K.*, *Astrophys. J.*, **170**, L1 (1971).
- o. *Fitch L. T., Dixon R. S., Kraus J. D.*, *Astron. J.*, **74**, 612 (1969).
- p. *Harris B. J., Kraus J. D.*, *Nature*, **227**, 785 (1970).
- q. *Bolton J. G., Gardner F., Mackay M. B.*, *Austral. J. Phys.*, **17**, 340 (1964).
- r. *Day G. A., Shimmins A. J., Ekers R. D., Cole D. J.*, *Austral. J. Phys.*, **19**, 35 (1966).
- s. *Shimmins A. J., Day D. A., Ekers R. D., Cole D. J.*, *Austral. J. Phys.*, **19**, 837 (1966).
- t. *Shimmins A. J., Day G. A.*, *Austral. J. Phys.*, **21**, 377 (1968).
- u. *Price R. M., Milne D. K.*, *Austral. J. Phys.*, **18**, 329 (1965).
- v. *Shimmins A. J., Bolton J. G., Wall J. V.*, *Nature*, **217**, 818 (1968).

Напротив, если «избыток» имеет место при $z^* \ll 1$, следовало бы сделать предположение о действительном обрыве в распределении источников за пределами z^* , т. е., иными словами, объяснить форму наблюдаемой кривой N/N_0 предположением о том, что избыточные источники сосредоточены в «оболочке» вокруг нас, так как при красных смещениях $z \ll 1$ космологические эффекты в (12.7) несутельственны.

2. В эволюции по преимуществу участвуют более мощные источники. Даже если бы «избыточные» источники содержались в узком диапазоне значений красного смещения, любой разброс по L привел бы к уширению максимума кривой N/N_0 . И уж, конечно, функция светимости, имеющая при z^* тот же вид, который она имеет вблизи нас, не только не обусловит резкого максимума этой кривой, но и не будет согласовываться с наблюдаемыми предельными значениями для интегрального фона. Поэтому эволюция не может сводиться к простому масштабному пересчету местного значения $\rho(L)$ — напротив, сильные изменения допустимы только для более мощных источников. Возможный характер такой эволюции приведен на рис. 39.

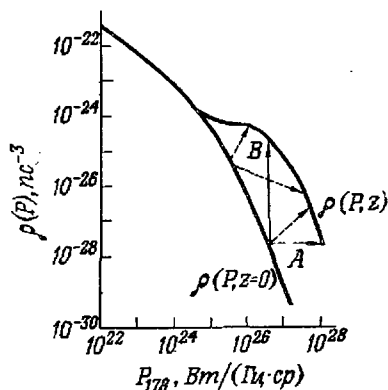


Рис. 39. Примеры различных способов описания эволюции функции радиосветимости [181]: A — эволюция светимости, B — эволюция пространственной плотности.

3. Эволюция должна быть весьма бурной. Пространственная плотность мощных источников в сопутствующей системе при $z \approx 2$ должна быть в ~ 1000 раз выше, чем в современную эпоху. Хотя численное расхождение между наблюдаемыми и «предсказываемыми» значениями подсчетов составляет лишь множитель ~ 5 (см. рис. 38), влияние эволюции светимости отдельного источника сглаживается большим разбросом $\rho(L)$.

Отложим дальнейшее обсуждение этой эволюции и следствий из нее (разд. 12.3) до тех пор, пока не будет дана дополнительная информация о квазарах и их красных смещениях.

Оптические подсчеты. В тридцатых годах Хаббл [194] принял подсчеты галактик и показал, что зависимость число галактик — звездная величина вплоть до 19^m соответствует однородному распределению галактик в евклидовом пространстве (при увеличении предельной звездной величины на 1^m число галактик возрастает в 4 раза). Труд Хаббла нашел немного продолжателей, так как разность подсчетов в случае разных зна-

чений q незначительна даже при звездной величине 21^m . Существуют и трудности, связанные с экранирующим действием пылевой материи в нашей Галактике, а также с тенденцией галактик образовывать скопления (и, возможно, сверхскопления), что, по-видимому, не сказывается так серьезно на подсчетах радиоисточников.

Проведены подсчеты квазаров *) (и объектов, подозреваемых в качестве квазаров) в ограниченных областях неба. Поскольку ввиду своей более высокой собственной светимости эти объекты должны быть расположены дальше, чем галактики, можно ожидать более ясного проявления в них космологических эффектов. Важным преимуществом оптических наблюдений по сравнению с радионаблюдениями является возможность определения в первых красного смещения. Однако даже без учета красного смещения можно проводить подсчет оптических объектов, подозреваемых в качестве квазаров, на основе их показателей цвета. Поиски объектов с избытком ультрафиолетового излучения в избранных полях привели Сэндейджа и Лейтена [196] к заключению, что число квазаров возрастает в 6 раз с увеличением звездной величины на 1^m . Они нашли около 5 квазаров на квадратный градус со звездной величиной в голубой области $B \leq 19,4^m$ и ~ 100 на квадратный градус ярче, чем $B = 21,4^m$. Это соответствует аномальному наклону кривой $\lg N - \lg S$ ($\beta \approx 2$). Брачеззи и Формиджини [197] получили выборку из 300 объектов, обладающих избытком излучения сразу и в ультрафиолетовой, и в инфракрасной областях, — испытанный и эффективный метод отыскания кандидатов в квазары и отделения от обычных голубых звезд нашей Галактики. Они нашли, что наклон кривой $\lg N - \lg S$ равен $-1,74$ — факт, подсказывающий тот же ход эволюции, что и данные по радиоисточникам (отметим, что большинство квазаров в этих выборках «радиоспокойные»). Однако статистическая надежность этих подсчетов еще далека от достигнутой при радионаблюдениях.

12.2. Добавочная информация по красным смещениям квазаров: тест «светимость—объем»

Оказалось, и этого едва ли ожидали, что измерения красного смещения квазаров прибавили очень мало к нашим познаниям как о геометрии и динамике Вселенной, так и об эволюционных

*) Шмидт [195] дал следующее определение «квазара»: «Это — класс звездоподобных объектов (или содержащих преобладающую звездоподобную компоненту), красное смещение которых намного превосходит таковое для обычных звезд нашей Галактики». По соображениям нашего анализа мы принимаем, что такое красное смещение действительно обусловлено общим расширением Вселенной.

свойствах самих объектов. Причины этого положения выявляются на рис. 40. Соотношение звездная величина — красное смещение почти начисто свелось к «диаграмме разброса» (подобная же диаграмма получилась и для соотношения плотность потока — красное смещение в случае радиоквazarов). Более того,

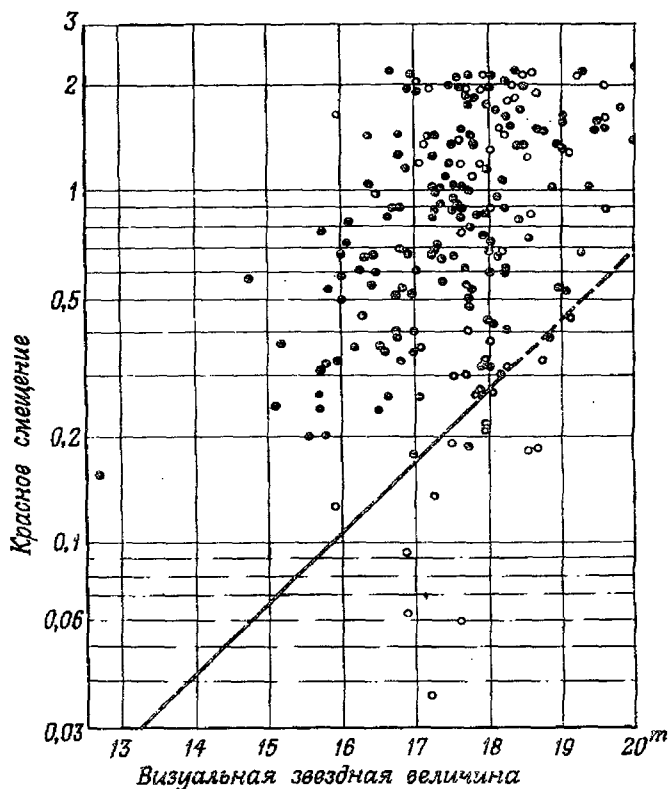


Рис. 40. Соотношение звездная величина — красное смещение для квазаров [198]. Черными кружками обозначены радиоисточники, белыми — радиоспокойные квазары. Прямая линия — линейно экстраполированное соотношение Хаббла для наиболее ярких галактик в скоплениях.

не удалось обнаружить никаких корреляций между любыми из параметров квазаров, которые способствовали бы выбору какой-то «стандартной свечи».

Без сомнения, невозможно было ожидать четкого соотношения между звездной величиной и красным смещением для квазаров, подобного соотношению для самых ярких эллиптических галактик в скоплениях, уже хотя бы потому, что светимости

некоторых отдельных квазаров за последние несколько лет изменились на несколько звездных величин. Однако Лонгейр и Шойер [199] сумели показать, что недостаточная корреляция между m и z не может быть целиком отнесена на счет разброса функции светимости и что должна иметь место некоторая зависимость от z для средней светимости объектов. Как и в случае радиисточников, наблюдательные данные можно согласовать с любой космологической моделью, предположив нужный ход эволюции, так что эти исследования интересны главным образом теми выводами, которые следуют из них об эволюции и свойствах самих квазаров.

Как же тогда можно наиболее эффективно извлечь полезную информацию из наблюдательных данных, если принять, что красное смещение квазара указывает на расстояние до него (см. обсуждение этого вопроса в разд. 15.2), но что среди квазаров нет «стандартной свечи»? Самый ходовой метод — это так называемый тест светимость—объем. Этот метод применим даже к объектам с большим разбросом светимости, но для его применения требуется, чтобы исследуемая выборка была в некотором определенном смысле «полной». Тогда, взяв конкретную космологическую модель, вычисляют для каждого объекта объем V (в сопутствующих координатах) при значении красного смещения z этого объекта. Вычисляют также максимальное красное смещение z_m , при котором этот объект будет оставаться в выборке, и соответствующий объем V_m . (Этот этап работы предполагает определенное знание спектра источника.) Если принятая космологическая модель верна и источники распределены равномерно, то отношение V/V_m должно в среднем быть равно 0,5. Если же окажется, что оно систематически превышает 0,5, т. е. что источники концентрируются на краю допустимого объема, то отсюда следует вывод о влиянии эволюции.

Шмидт [200] применил этот метод к выборке из 33 отождествленных квазаров пересмотренного каталога ЗС (ЗСР). Предполагается, что это — полная выборка квазаров (по охваченной области неба), для которых, с одной стороны, $S_{178} \geq 9$ сд. п., а с другой стороны, визуальная звездная величина $m \leq 18,4$ (в действительности предельная звездная величина определяется точнее по плотности потока при 2500 Å). Он обнаружил, что для стандартных моделей Фридмана $(V/V_m) \approx 0,70$ и почти не зависит от q . Это значение отклоняется от 0,5 на уровень значимости 0,01%, хорошо подтверждая существование космологической эволюции свойств этих объектов. Чтобы выяснить, насколько бурной должна быть эта эволюция, Шмидт повторно применил этот тест к «фиктивному объему» V' , при вычислении которого каждому элементу объекта придавался свой вес,

пропорциональный какой-либо удобной для расчетов возрастающей функции z . Оказалось, что для весового множителя, приближенно даваемого формулой $(1+z)^6$, отношение $(V'/V_m) \approx 0,5$. Следовательно, распределение квазаров этой выборки в пространстве согласуется с простым законом эволюции пространственной плотности $\propto (1+z)^6$; однако, как подчеркнул сам Шмидт, этому конкретному виду зависимости от z не следует придавать слишком большого значения.

Основной чертой теста светимость—объем является его применимость к выборке источников, отобранных с помощью более чем одного критерия. Из 33 квазаров Шмидта, принадлежащих каталогу 3CR, 22, например, были предельными в радиодиапазоне (в том смысле, что объем V_m определялся по завалу в радиоспектре), а 11 — предельными в оптическом диапазоне. Из этой маленькой выборки нельзя получить столь важных заключений, не учитывая сразу обоих пределов [201]. (Имея выборку со значениями красных смещений, ограниченными лишь одним типом наблюдений, например выборку оптически отобранных квазаров, мы привели бы тест светимость—объем в тесную связь с подсчетами источников. Лонгейр и Шойер [202] показали, что в этом простом случае подсчеты источников вместе со средним значением красного смещения объектов в выборке по сути дают ту же информацию, что $\langle V/V_m \rangle$. Даже в более общем случае, когда учитываются оба предела, на выводы влияет только среднее значение красного смещения объектов в выборке, а не конкретная связь между отдельными объектами и отдельными значениями красного смещения.)

При достаточной выборке тест светимость—объем в принципе может служить для определения функции светимости квазаров [в более общем случае — единой функции радио- и оптической светимости $\rho(L_{\text{опт}}, L_{\text{рад}})$] и для вывода ее поведения при изменении z . Например, он показал бы, согласуется ли ход эволюции лучше с законом вида $(1+z)^n$ или с некоторой экспоненциальной функцией космического времени. Выборки, проанализированные до сих пор, слишком малы, чтобы дать на этот вопрос уверенный ответ, но Линден-Белл [203] находит, что эволюция квазаров несколько лучше описывается экспоненциальной функцией. Для модели Вселенной с $q = 1$ получено

$$\rho(L, t) \propto \exp [11,8(1 - t/\tau_H)]. \quad (12.9)$$

Это соответствует характерному «времени эволюции» всего лишь $8,4 \cdot 10^8$ лет [при $H = 75$ км/(с · Мпс)]. Роуэн-Робинсон [204] находит, что подобный ход эволюции может быть и у ярких радиогалактик.

Шмидт [195] попытался вывести закон пространственного распределения квазаров в целом (не одних только радиоквазаров) и их функцию светимости, исследовав выборку из 20 объектов, взятых в одной из площадок, которую исследовали Сэндейдж и Лейтен; эту выборку он считал полной в диапазоне оптических звездных величин 17,5—18,5. Как уже говорилось, подсчеты объектов в площадках Сэндейджа—Лейтена показали, что их число на квадратный градус возрастает примерно

Таблица 25

Распределение по красным смещениям квазаров Сэндейджа—Лейтена (радиоспокойных) и из каталога 3CR приближенной оптической звездной величины 18^m согласно данным Шмидта [195, 200]

$\lg z$	Радиоспокойные	3CR
От 0,2 до 0,4	5	3
От 0,0 до 0,2	7	6
От -0,2 до 0,0	2	6
От -0,4 до -0,2	3	2
От -0,6 до -0,4	0	1
От -0,8 до -0,6	2	0
Неизвестные	1	1
Суммарное число	20	19

в 6 раз с увеличением предельной звездной величины на 1^m , т. е. справедлив закон эволюции $\rho \propto (1+z)^6$. Приняв такое предположение для объектов этой выборки, Шмидт вывел функцию светимости; оказалось, что пространственная плотность объектов (для данного z) возрастает в 3 или 4 раза с увеличением предельной звездной величины на 1^m , причем завал на ярком крае, вероятно, еще круче. Отсюда Шмидт [вновь приняв закон $(1+z)^6$] предсказал число и распределение по красным смещениям квазаров на всех звездных величинах. (См. табл. 24. В этой таблице $f_{\text{опт}}$ означает наблюдаемую плотность потока в единицах Вт/(см²·Гц) на эффективной длине волны 2500 Å. Ввиду малости рассмотренной выборки приведенные в таблице значения верны не более чем в первой значащей цифре. Дополнительные цифры приведены лишь для самосогласованности.) Этот анализ привел к выводу, что 24% всех квазаров 19^m должны иметь z в диапазоне 2,5–3. Это противоречит наблюдениям, поэтому применение закона $(1+z)^6$ за пределами $z=2,5$ незаконно, хотя предположение о том, что пространственная плотность квазаров в более ранние эпохи оставалась постоянной, приводит к согласию с фактами. (Может быть, нарушение степенного закона эволюции, требуемого также для объяснения сходимости подсчета источников на малых S , связано с эпохой образования галактик.)

При сравнении выборки всех квазаров с выборкой Шмидта из каталога 3CR [200] выявляется еще один весьма важный момент: оказывается, в обеих выборках объекты 18^m имеют более или менее одинаковое распределение по красным смещениям (табл. 25). Это обстоятельство весьма существенно по следующей

Каталог квазаров

Объект	α (1950)	δ (1950)	V	z
PHL 658	0 ^h 03 ^m 25,4 ^s	15° 53' 10"	16,40 ^m	0,450
3C 2	0 03 49,0	-1 21 07	19,35	1,037
3C 9	0 17 49,8	15 24 16	18,21	2,012
3C 13	0 27 03,0	39 32 12	19,00	
4C 42.01	0 32 23,0	42 21 48	18,30	1,588*
PHL 923	0 56 31,7	-0 09 16	17,33	0,717
PHL 938	0 58 12,0	1 56 00	17,16	1,930*
PHL 957	1 00 36,0	13 00 00	16,60	2,720*
PKS 0106 +01	1 06 04,5	1 19 01	18,39	2,107
PKS 0115 +02	1 15 42,8	2 42 32	17,50	0,672
PKS 0119 -04	1 19 55,9	-4 37 07	16,88	1,955*
PKS 0122 -00	1 22 55,8	-0 21 34	16,70	1,070
4C 25.05	1 23 56,0	25 43 54	17,50	2,360*
PHL 3375	1 28 24,0	7 28 00	18,02	0,390
PHL 1027	1 30 30,0	3 22 00	17,04	0,363
PHL 3424	1 31 12,0	5 32 00	18,25	1,847
3C 47	1 33 40,3	20 42 16	18,10	0,425
3C 48	1 34 49,8	32 54 20	16,20	0,367
PHL 1078	1 35 29,0	-5 42 06	18,25	0,308
PHL 1093	1 37 23,0	1 16 18	17,07	0,258
PHL 3632	1 39 51,0	6 10 00	18,15	1,479
4C 33.03	1 41 18,0	33 57 00	17,50	1,455
PHL 1127	1 41 30,0	5 14 00	18,29	1,990*
PHL 1186	1 47 36,0	9 01 00	18,60	0,270
PHL 1194	1 48 42,0	9 02 00	17,50	0,298
PHL 1222	1 51 12,0	4 48 00	17,63	1,910*
PHL 1226	1 51 48,0	4 34 00	18,20	0,404
PKS 0155 -10	1 55 15,0	-10 58 00	17,09	0,616
3C 57	1 59 30,4	-11 47 00	16,40	0,680
DW 0202 +31	2 02 10,0	31 57 18	18,00	1,466
PKS 0202 -17	2 02 34,0	-17 15 37	18,00	1,740
PKS 0214 +10	2 14 26,9	10 50 24	17,00	0,408
PKS 0225 -014	2 25 35,0	-1 29 12	18,00	0,685
PHL 1305	2 26 21,0	-3 54 00	16,96	2,064
PKS 0229 +13	2 29 02,3	13 09 41	17,71	2,065*
PKS 0231 +022	2 31 14,6	2 16 18	18,00	0,322
PHL 1377	2 32 36,6	-4 15 05	16,46	1,434*
PKS 0237 -23	2 37 52,6	-23 22 06	16,63	2,224*

Объект	α (1950)	δ (1950)	V	z
NRAO 140	3h 33 ^m 22,3 ^s	32° 08' 36"	17,50 ^m	1,258
3C 93.1/113	3 48 37,0	33 04 54	18,50	
PKS 0349 -14	3 49 09,5	-14 38 07	16,22	0,614
3C 94	3 50 04,1	-07 19 50	16,49	0,962
PKS 0403 -13	4 03 14,0	-13 16 18	17,17	0,571
PKS 0405 -12	4 05 27,4	-12 19 34	17,07	0,574
PKS 0424 -13	4 24 48,0	-13 09 36	17,50	2,165*
3C 138	5 18 16,5	16 35 27	18,84	0,759
3C 147	5 38 43,5	49 49 43	17,80	0,545
3C 175	7 10 15,3	11 51 30	16,60	0,768
3C 181	7 25 20,1	14 43 47	18,92	1,382
3C 184.1/140	7 29 22,0	81 52 36	17,50	1,022
PKS 0736 +01	7 36 42,4	1 43 57	17,47	0,191
3C 186	7 40 56,7	38 00 32	17,60	1,063
3C 191	8 02 03,8	10 23 58	18,40	1,952*
4C 05.34	8 05 20,0	4 41 24	18,00	2,877*
3C 196	8 09 59,4	48 22 08	17,79	0,871
PKS 0812 +02	8 12 47,2	2 04 11	18,50	0,402*
4C 37.24	8 27 55,0	37 53 42	18,11	0,914
3C 204	8 33 18,2	65 24 06	18,21	1,112
3C 205	8 35 10,0	54 04 42	17,62	1,534
4C 19.31	8 36 15,0	19 33 00	17,60	1,691
PKS 0837	8 37 28,0	-12 03 54	15,76	0,200
3C 207	8 38 01,7	13 23 05	18,15	0,684
LB 8707	8 46 01,0	14 32 00	18,10	
LB 8755	8 48 05,0	15 33 30	17,70	2,010
3C 208	8 50 22,8	14 03 58	17,42	1,109
4C 17.46	8 56 03,0	17 03 12	17,40	1,449
PKS 0859 -14	8 59 55,0	-14 03 37	17,80	1,327
3C 215	9 03 44,2	16 58 16	18,27	0,411
PKS 0922 +14	9 22 22,3	14 57 26	17,96	0,896
PKS 0922 +005	9 22 35,7	0 32 06	18,07	1,720
4C 39.25	9 23 55,0	39 15 18	17,86	0,698
PKS 0932 +02	9 32 42,6	2 17 42	17,39	0,659*
AD 0952 +1	9 52 11,8	17 57 44	17,23	1,472
3C 232	9 55 25,4	32 38 23	15,78	0,530
PKS 0957 +00	9 57 43,8	0 19 50	17,57	0,907
PKS 1004 +13	10 04 44,0	13 03 30	15,15	0,240
TON 490	10 11 6,0	25 06 00	15,40	1,631
4C 48.28	10 12 49,0	48 53 12	19,00	0,385
3C 245	10 40 06,1	12 19 15	17,29	1,029
PKS 1049 -09	10 48 59,5	-09 02 12	16,79	0,344

Объект	α (1950)	δ (1950)	V	z
5C 02.10	10 ^h 49 ^m 41,0 ^s	48° 55' 54"	18,00 ^m	0,478
5C 02.56	10 55 18,0	49 55 36	20,00	2,380
PKS 1055 +20	10 55 36,9	20 08 18	17,07	1,110
3C 249.1	11 00 27,4	77 15 08	15,72	0,311
QS 1108 +285	11 08 26,5	28 57 56	20,00	2,192
3C 254	11 11 53,4	40 53 42	17,98	0,734
PKS 1116 +12	11 16 20,8	12 51 06	19,25	2,118*
PKS 1127 -14	11 27 35,6	-14 32 54	16,90	1,187
3C 261	11 32 16,3	30 22 01	18,24	0,614
PKS 1136 -13	11 36 38,6	-13 34 09	17,80	0,554
3C 263	11 37 09,0	66 04 28	16,32	0,652*
PKS 1148 -00	11 48 10,2	-0 07 13	17,60	1,982
4C 49.22	11 50 48,0	49 47 48	16,10	0,334*
4C 31.38	11 53 44,0	31 44 47	18,96	1,557
4C 29.45	11 56 58,0	29 33 24	15,60	0,729
3C 268.4	12 06 41,7	43 56 05	18,42	1,400
PKS 1217 +02	12 17 38,3	2 20 21	16,53	0,240
3C 270.1	12 18 04,0	33 59 50	18,61	1,519*
4C 21.35	12 22 23,0	21 40 00	17,50	0,435
TON 1530	12 23 12,0	22 51 00	17,00	2,051*
4C 25.40	12 23 12,0	25 14 30	16,00	0,268
3C 273	12 26 33,3	2 19 42	12,80	0,158
PKS 1299 -02	12 29 25,9	-2 07 31	16,75	0,388*
TON 1542	12 29 48,0	20 25 00	15,30	0,064
PKS 1233 -24	12 32 59,4	-24 55 46	17,20	0,355
3C 275.1	12 41 27,7	16 39 19	19,00	0,557
B 19	12 45 02,7	34 31 29	17,94	2,065
BSO 1	12 46 29,0	37 46 25	16,98	1,241*
B 46	12 46 29,2	34 40 49	17,83	0,271
BSO 2	12 48 17,7	33 47 04	18,64	0,138
B 86	12 49 40,6	33 54 42	17,58	1,431
3C 277.1	12 50 15,3	56 50 37	17,93	0,320
PKS 1252 +11	12 52 07,7	11 57 21	16,64	0,870
B 114	12 52 57,7	35 55 26	17,92	0,221
3C 279	12 53 35,8	-5 31 08	17,75	0,536
B 142	12 54 55,0	37 03 29	17,84	0,280
B 154	12 55 02,1	35 21 21	18,56	0,183
B 185	12 55 40,2	37 15 19	18,12	1,530
B 194	12 56 07,8	35 44 56	17,96	1,864*
B 189	12 56 51,1	36 48 10	19,22	2,075

Объект	α (1950)	δ (1950)	V	z
B 201	12 ^h 57 ^m 26,6 ^s	34° 39' 34"	16,79 ^m	1,375
3C 280.1	12 58 14,2	40 25 15	19,44	1,659
B 246	12 58 31,0	34 04 48	18,18	0,690
B 196	12 58 42,0	35 38 48	18,28	0,323
B 471	12 58 49,0	34 22 42	17,66	0,774
B 228	12 59 21,4	36 46 22	17,83	1,194
BSO 6	12 59 30,5	34 27 15	17,87	1,956
B 264	12 59 30,9	32 21 58	16,89	0,095
B 234	13 00 43,2	36 07 48	17,52	0,060
B 272	13 01 35,0	37 30 48	17,25	0,036
B 286	13 01 43,0	35 49 32	18,65	0,330
B 288	13 02 18,0	35 45 22	18,39	1,293
B 340	13 04 47,1	34 40 39	16,97	0,184
B 312	13 04 53,1	37 29 33	19,08	0,450
3C 281	13 05 22,5	6 58 16	17,02	0,599
B 330	13 05 26,0	36 25 54	18,01	0,920
B 337	13 05 30,2	35 17 50	17,62	0,300
B 382	13 06 53,0	35 01 32	17,55	0,194
B 360	13 08 17,6	38 14 17	17,56	2,090
BSO 8	13 09 15,0	34 03 08	17,43	1,750
BSO 11	13 11 22,1	36 16 30	18,41	2,084*
PKS 1317 -00	13 17 04,5	-0 34 21	17,32	0,890*
TON 153	13 17 24,0	27 45 00	15,30	
TON 156	13 18 54,0	29 06 00	16,00	
TON 157	13 21 00,0	29 27 00	16,00	0,960
PKS 1327 -21	13 27 23,2	-21 26 34	16,74	0,528
3C 287	13 28 15,9	25 24 38	17,67	1,055
3C 286	13 28 49,7	30 45 58	17,25	0,846
RS 12	13 31 11,0	28 8 24	18,61	
RS 13	13 31 30,0	27 45 48	17,94	1,287
4C 55.27	13 32 17,0	55 15 48	16,00	0,249
RS 23	13 33 55,0	28 40 18	18,74	1,908*
PKS 1335 +023	13 35 07,3	2 22 06	18,00	0,610
MSH 13 -011	13 35 31,3	-6 11 57	17,68	0,625
RS 32	13 36 03,0	26 29 06	18,91	0,341
3C 288.1	13 40 30,4	60 36 55	18,12	0,961
DW 1349 +02	13 49 58,0	2 47 42	19,00	
PKS 1354 +19	13 54 42,3	19 33 41	16,02	0,720
3C 298	14 16 38,8	6 42 21	16,79	1,439*
4C 20.33	14 22 37,0	20 13 49	17,86	0,871

Объект	α (1950)	δ (1950)	V	z
TON 202	14 ^h 25 ^m 18,0 ^s	26° 46' 00"	15,68 ^m	0,366
MSH 14 -121	14 53 12,2	-10 56 40	17,37	0,938
PKS 1454 -06	14 54 02,7	-6 05 45	18,00	1,249
3C 309.1	14 58 56,7	71 52 11	16,78	0,905*
3C 311	15 02 58,0	60 12 36	18,00P	1,022
PKS 1510 -08	15 10 08,9	-8 54 47	16,52	0,361*
4C 37.43	15 12 46,0	37 02 30	15,50	0,370
3C 323.1	15 45 31,1	21 01 33	16,69	0,264
DA 406	16 11 50,0	34 20 00	17,50	1,401
TON 256	16 12 08,7	26 13 00	15,41	0,131
3C 334	16 18 07,5	17 43 29	16,41	0,555
3C 336	16 22 32,0	23 52 01	17,47	0,927
PKS 1634 +26	16 34 21,4	26 54 18	17,75	0,561
3C 345	16 41 17,6	39 54 11	15,96	0,594
4C 29,50	17 02 11,0	29 50 00	19,14	1,927
3C 351	17 04 03,7	60 48 29	15,28	0,371
PKS 1801 +01	18 01 44,0	1 01 18	19,00	1,522
3C 380	18 28 13,5	48 42 40	16,81	0,691
3C 407	20 05 46,0	-4 27 18	18,00	1,864
PKS 2125 -30	21 15 11,0	-30 31 46	16,47	0,980
3C 432	21 20 25,4	16 51 56	17,96	1,805
PKS 2128 -12	21 28 52,6	-12 20 21	15,99	0,501
AO 2128 +08	21 28 54,0	8 59 42		
PKS 2134 +004	21 34 03,7	0 28 12	18,00	1,930
PKS 2135 -14	21 35 00,8	-14 46 27	15,53	0,200
PKS 2144 -17	21 44 17,7	-17 54 05	19,50	0,684
PKS 2145 +06	21 45 36,1	6 43 41	16,47	0,367
PKS 2146 -13	21 46 46,1	-13 18 24	20,00	1,800*
PKS 2153 -20.4	21 53 48,0	-20 26 30	17,50	1,310
PKS 2216 -03	22 16 16,3	-3 50 41	16,38	0,901
3C 446	22 23 11,0	-5 12 17	18,39	1,404
PHI. 5200	22 25 50,6	-5 34 00	18,00	1,981*
CTA 102	22 30 07,8	11 28 23	17,33	1,037
3C 454	22 49 07,6	18 32 47	18,40	1,757
3C 454.3	22 51 29,5	15 52 54	16,10	0,859

Продолж. табл. 26

Объект	α (1950)	δ (1950)	V	z
PKS 2251 +11	22 ^h 51 ^m 40,6 ^s	11° 20' 39"	15,82 ^m	0,323
PKS 2254 +024	22 54 43,9	2 27 32	18,00	2,090
CID 141	23 25 43,0	29 20 00	17,30	1,015
OZ -252	23 31 18,0	-24 00 14	17,00	
PKS 2344 +09	23 44 03,8	9 14 04	15,97	0,677
PKS 2345 -16	23 45 27,6	-16 47 52	18,00	0,600
PKS 2354 +14	23 54 44,7	14 29 26	18,18	1,810

причине. Если бы радио- и оптические светимости были независимы, то квазары из каталога ЗСР обнаруживали бы по сравнению с другими квазарами тенденцию к заниженным значениям красного смещения, так как при больших z в радиодиапазолах присутствовали бы лишь исключительно яркие в радиодиапазоне квазары, тогда как при малых z были бы отмечены даже очень слабые (с низкой светимостью) радиоисточники. Шмидт объясняет этот результат предположением, что радио- и оптическая функции светимости не независимы; в качестве рабочей гипотезы он задает комбинированную радиооптическую функцию светимости в виде

$$\rho(L_{\text{опт}}, L_{\text{рад}}) = \rho(L_{\text{опт}}) \psi(L_{\text{рад}}/L_{\text{опт}}). \quad (12.10)$$

Это должно означать, что отношение видимых яркостей квазаров в радио- и оптическом диапазоне (рассматриваемых как обобщение понятия «показатель цвета») подчиняется универсальной функции распределения, не зависящей от оптической светимости и от красного смещения (если не считать слабую зависимость от различия спектральных индексов в оптическом и радиодиапазоне). В табл. 26 воспроизведены данные из каталога [206] квазаров с известными красными смещениями. В таблице даны: 1) обозначение объекта; 2) и 3) приближенные прямое восхождение и склонение объекта (эпоха 1950 г.); 4) его приближенная визуальная звездная величина; 5) красное смещение по линиям излучения (звездочкой отмечены квазары с линиями поглощения).

12.3. Физическая природа эволюции

Наиболее волнующий вывод из всего этого анализа состоит в том, что пространственная плотность мощных источников — как радиогалактик, так и квазаров — должна возрастать в 10^2 —

10^3 раз на единицу сопутствующего объема [т. е. даже сверх ослабляющего множителя $(1+z)^3$] между современной эпохой и эпохой, соответствующей $z \approx (2-3)$. При всей радикальности этого эффекта напомним, что излучение, которое мы сейчас принимаем от самых далеких известных источников, было испущено, когда возраст Вселенной составлял всего 20% современного. По-видимому, не следует удивляться, обнаруживая огромные различия между столь древней эпохой и нашим временем.

Поскольку эти наблюдения не дают никакой информации о геометрии Вселенной, было бы интереснее обратиться к задаче и рассмотреть вопрос о том, что же мы сможем узнать о зависимости параметров источников от эпохи. Все факты указывают на то, что как радиокварзары, так и радиоспокойные квазары эволюционируют примерно так же, как было установлено из анализа подсчетов радиоисточников для мощных радиоисточников в целом. Это наводит на мысль о том, что ход эволюции определяется в основном резким вековым падением активности галактических ядер *). Аналогия между ходом радио- и оптической эволюции, однако, поистине удивительна. Оптические измерения касаются компактного объекта размерами ≤ 1 пс, тогда как радиохарактеристики относятся к образованиям с размерами до 100 кпс; совершенно различны и происходящие в них физические процессы. Так, в большинстве моделей протяженных радиоисточников учитывается межгалактический газ, в который погружены компоненты этих источников. Высокая плотность этого газа в более ранние эпохи могла бы как будто привести совершенно независимо от эволюции оптических свойств к некоторому изменению свойств радиоастрономических в зависимости от z . В идеале хотелось бы располагать достаточным количеством наблюдательных данных, чтобы иметь возможность разделить их на однородные классы и по отдельности определить эволюцию разных классов объектов. Сейчас такие попытки приводят к довольно бедным по числу объектов категориям, к тому же вводятся дополнительные эффекты отбора; эта программа поэтому должна быть отложена до отождествления много большего числа квазаров и радиогалактик (а также до надежного определения звездных величин последних вплоть до наибольших доступных значений красного смещения). Пока

*) На первый взгляд, более высокий уровень активности на ранних эпохах должен свидетельствовать об ее связи с образованием галактик, а не с возможным коллапсом и «смертью» ядер галактик. Такой вывод, однако, незаконен. Как детская смертность у людей более или менее монотонно падает с возрастом, так возможно и многие галактики образуются с плотным ядром, балансирующим на грани неустойчивости (и поэтому вскоре коллапсирующим); «дожившие» же до современной эпохи галактики почти все столь устойчивы, что уровень их «смертности» крайне низок.

все данные согласуются с однотипным эволюционным законом для всех мощных радиоисточников и квазаров *) — либо с экспоненциальной эволюцией вида (12.9); либо со степенным законом $(1+z)^n$, где $n \approx 6$, причем при $z \approx 2,5$ имеет место спад.

Общей для всех предлагавшихся астрофизических моделей чертой является то, что время активной жизни мощного радиоисточника или квазара, по-видимому, не превышает 10^6 — 10^7 лет. Это много меньше хаббловского времени τ_H при всех соответствующих значениях красного смещения. Поэтому в каждую космическую эпоху мы должны видеть источники, находящиеся на любом этапе своей эволюции, причем относительное число источников (на единицу объема) на каждом конкретном этапе эволюции должно быть обратно пропорционально скорости, с которой они проходят этот этап. При этом значительная часть разброса в наблюдаемых линейных размерах и светимостях радиоисточников может толковаться как эффект различных этапов эволюции объектов одного и того же типа, когда компактные источники превращаются в двойные. Итак, наблюдения квазаров с большими красными смещениями не выявляют объектов, которые были бы моложе в том смысле, что они прошли более короткий отрезок активной жизни по сравнению с аналогичными объектами вблизи них. Заключение, сделанные о зависимости $r(L)$ от эпохи (см. схематическое изображение на рис. 39), должны поэтому отражать либо изменение всего хода эволюции, которому следует каждый источник, либо изменение скорости образования источников (либо, что более вероятно, оба эти фактора сразу).

Проделанный выше анализ подсчета источников и теста светимость—объем послужил по крайней мере для того, чтобы подчеркнуть необходимость более четкого понимания физики внегалактических объектов и их астрофизической эволюции еще до того, как удастся приложить эти методы к выяснению геометрии Вселенной. (Сейчас можно лишь сказать, что эти наблюдения исключают строго стационарную модель Вселенной, не допускающую вековых изменений параметров среднего источника.) Однако, как будет замечено ниже (разд. 15.3), квазары представляют косвенный интерес для космологии, так как исследование эффектов поглощения, дисперсии и пр. в их излучении позволяет выяснить физические условия в достаточно больших областях пространств.

*) Основываясь на одних только радиосвойствах, невозможно четко отличить радиогалактику от квазара. В объектах обоих типов наблюдаются компактные (иногда переменные) радиокомпоненты размерами $\ll 1$ пс, равно как и весьма протяженные компоненты.

12.4. Тест угловые размеры — красное смещение. Вселенная как линза

Уравнение (11.11) показывает, как наблюдаемые угловые размеры «жесткого стержня» зависят от красного смещения. Строгая зависимость является функцией q . Во всех фридмановских моделях (как открытых, так и замкнутых) существует некоторое критическое значение красного смещения, после которого угловые размеры начинают возрастать (при достаточно больших z это возрастание всегда пропорционально $1+z$). Искривленное пространство действует как линза с большим фокусным расстоянием. Такой эффект можно отнести на счет влияния материи, распределенной вдоль луча зрения, которая стремится сфокусировать любой пучок излучения, идущий от источника. Искривление лучей света мало сказывается на видимых размерах близких объектов; однако в замкнутой модели угловые размеры достигают своего минимума всего лишь при значении красного смещения $z \approx 1$, а далекие галактики, расположенные на расстоянии от четверти до половины пути вокруг Вселенной, могут выглядеть сильно увеличенными (рис. 41 и рис. 42).

Гантелеобразные радиоисточники, видимо, являются классом объектов, доступных наблюдениям даже при таких больших значениях красного смещения, к которым применим подобный подход. Однако они определенно не являются «стандартными жесткими стержнями» (как и «стандартными свечами»), так что в лучшем случае есть лишь надежда выделить некую тенденцию в соотношении, содержащем большой разброс. Мили [207] обнаружил корреляцию между наблюдаемостью интерференционной картины и красным смещением у радиоквazarов с крутым спектром (квazarы с плоским спектром, вероятно, так малы, что не поддаются разрешению даже при малых значениях красного смещения). Это одно из немногих достаточно прямых свидетельств в пользу того, что красное смещение квazarов действительно является мерой расстояния до них, но (принимая этот тезис) не удается сделать других надежных заключений, так как ввиду наблюдательной селекции изучены лишь те объекты с большим значением красного смещения, которые обладают высокой светимостью, а они могут давать систематическое отличие от типичных источников с меньшими значениями красного смещения в выборке. Легг [208] построил график зависимости угловых размеров 57 двойных радиоисточников от красного смещения. В предположении существования четкого (и не зависящего от красного смещения) верхнего предела для линейных размеров мощных источников он нашел, что наблюдательные данные лучше согласуются с моделью де Ситтера (типа

модели стационарной Вселенной), чем с миром Фридмана. Может, однако, иметь место зависимость характерных размеров двойных источников от эпохи (например, компоненты быстрее

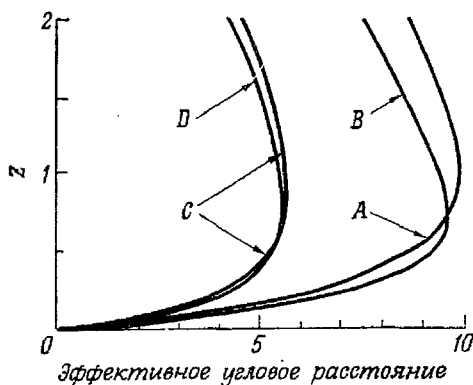


Рис. 41. Эффективное угловое расстояние (отношение истинных поперечных размеров объекта к угловым размерам) как функция красного смещения в случае замкнутого пространства $k=1$ для приведенных ниже случаев.

Кривая	Задаваемые параметры				Производные величины		
	ρ/ρ	$t, 10^9$ лет	$H^{-1}, 10^9$ лет	η	$\alpha, 10^9$ св. лет	$\alpha_0, 10^9$ св. лет	$\rho, 10^{-30}$ г/см ³
A	0 (пыль)	11	19	1,511	40,323	85,726	2,316
B	0 (пыль)	11	25	2,221	24,775	30,858	3,599
C	$1/3$ (излучение)	11	25	0,667	31,751	51,324	2,845
D	$1/3$ (излучение)	11	30	0,953	21,299	26,122	4,795

тормозились в ранние эпохи, двигаясь в более плотной окружающей их среде), и, не зная соответствующих эффектов, мы не можем их предсказывать, равно как и поведение функции светимости. Поэтому, как подчеркнул Легг, даже если бы мы были уверены, что не влияет никакой эффект селекции, такой тест был бы бесполезен для определения q .

Лонгейр и Пули [209] провели другое исследование угловых размеров, не опиравшееся на данные о красном смещении. Исходя из распределения по угловым размерам источников каталога 3С, а также приняв фридмановскую модель и пренебрегая эффектами эволюции, они нашли, что в каталогах 5С2 и 5С3 должно было бы быть всего ~ 2 слабых источника с угловыми размерами $\gtrsim 70''$; на самом же деле таких источников наблю-

далось 9. Это, вероятно, и есть как раз эволюционный эффект, и для него было бы достаточно зависимости плотности источников от z вида $(1+z)^3$, т. е. менее сильной зависимости, чем в эволюционном законе, следующем из подсчета источников, хотя этот последний включал лишь более мощные объекты.

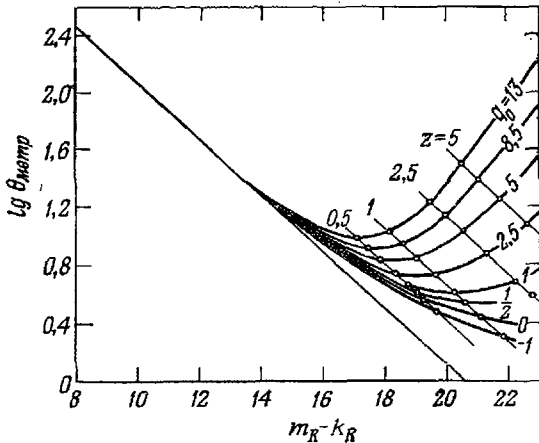


Рис. 42. Диаграмма Сэндайджа [206] для метрических угловых диаметров галактик в функции исправленной звездной величины и красного смещения. Кривые даны для различных значений параметра замедления ($q_0 = -1$ соответствует модели стационарной Вселенной). Отметим, что во всех фридмановских моделях угловые поперечники проходят через минимум, что соответствует максимуму эффективного углового расстояния, изображенного на рис. 41.

Наблюдения угловых размеров обычных галактик и их скоплений, хотя и ограниченные сейчас пределами $z \leq 0,5$, также могут быть связаны с неопределенными поправками на эволюцию. Мы еще слишком мало знаем об образовании и эволюции скоплений, чтобы судить о том, являются ли богатые скопления галактик хорошими «жесткими стержнями». Попытки измерить угловые размеры отдельных галактик сильно затрудняются другим фактором. У галактики нет резкого края — ее измеряемый угловой размер относится к той части, у которой поверхностная яркость превосходит некоторое предельное значение. Поэтому у галактик с большими значениями красного смещения измеряемые физические размеры будут меньше. Такие размеры называются изофотными, и Сэндайдж [206] рассчитал, что изофотный угловой размер типичной галактики должен монотонно убывать при возрастании z , причем эта зависимость нечувствительна к изменениям q . Однако Баум [210] сообщил, что он преодолел эту трудность и может теперь измерять «метрические

размеры» галактик, исследуя их оптические изображения. По его предварительной оценке, $q=0,3$.

Удастся ли в будущем найти некое характерное расстояние, которое могло бы служить естественным стандартом длины не только на весьма больших расстояниях ($z=2$ или 3), но и для более близких галактик? Наверное, нет, и тогда тесты с угловым размером никогда не дадут нам ответа на вопрос, замкнута ли Вселенная. Было бы, однако, неосмотрительно начисто исключить эту возможность вместе со всеми преимуществами с ней связанными ввиду замечательных успехов интерферометрии со сверхдлинными базами (радиотелескопы установлены на разных континентах, так что угловое разрешение превосходит $10^{-3''}$), особенно же ввиду уже проявленной опытными наблюдателями способности обнаруживать закономерности там, где их заранее никто никак не мог ожидать.

12.5. Резюме

Во фридмановских пылевидных моделях Вселенной космическое время и красное смещение связаны между собой параметрическими уравнениями, данными в табл. 21. Тогда, наблюдая дискретные источники вплоть до красного смещения $z \approx 3$, мы можем увидеть $\approx 80\%$ истории Вселенной. Гипотетический астроном, проводивший наблюдения всего лишь через $2 \cdot 10^9$ лет после первоначальной сингулярности, увидел бы несравненно более активную и драматическую картину космоса. Ближайший к нам яркий квазар — 3С 273 (расстояние ≈ 600 Мпс), а наш астроном, вероятно, обнаружил бы подобный объект всего в 10 Мпс (в ≈ 50 раз ближе), видимый как звезда 4^m . Соответственно выше была бы наблюдаемая им активность неба в радиодиапазоне — интегральный поток в метровом диапазоне, вероятно, был бы в 100 раз выше современного.

Именно эта информация, содержащаяся в подсчетах радиоисточников и подкрепленная распределением квазаров, и есть, очевидно, факт фундаментальной важности для понимания нами астрофизической эволюции объектов во Вселенной. Обескураживает, однако, тот факт, что открытие объектов с очень большими красными смещениями не привело ни к какому продвижению в «классической» или «геометрической» космологии. И только исследования нормальных ярких галактик (хотя их красные смещения меньше) как будто накладывают самые существенные ограничения на q .

**МИКРОВОЛНОВОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.
ГОРЯЧАЯ ВСЕЛЕННАЯ**

В принципе об источниках с $z > 3$ (если они существуют) можно получить некоторую информацию, рассматривая их общий вклад в фоновое излучение в инфракрасном, оптическом и рентгеновском диапазонах; к этим возможностям мы вернемся в гл. 16. Можно к тому же думать, что когда-нибудь будут обнаружены и отдельные источники с красным смещением, заметно превышающим 3. Однако все эти наблюдения ничего не скажут нам о том, что происходило до возникновения таких источников! Наши современные познания о догалактических эпохах основываются почти исключительно на наблюдении микроволнового фонового излучения. Самое убедительное свидетельство того, что Вселенная вначале была в горячем и плотном состоянии, — это, по-видимому, тепловой характер спектра фонового излучения и его высокая степень изотропии. Свидетельствует это и о том, что модели Фридмана пригодны для описания всех этапов расширения Вселенной, кроме как разве самых ранних; отсюда же черпаются данные о физических условиях в эти эпохи. И если только общепринятое истолкование микроволнового фонового излучения не окажется сплошным заблуждением, то открытие этого излучения в 1965 г. должно быть признано важнейшим достижением в наблюдательной космологии с тех пор, как Хаббл открыл расширение Вселенной.

**13.1. Наблюдения и истолкования микроволнового
фонового излучения**

Пензиас и Уилсон [211] («Белл телефон компани») открыли избыточную температуру ($3,5 \pm 1$) К, измеряя эффективную температуру шумов 6-метровой рупорной отражательной антенны на длине волны 7,4 см. Они отметили также, что эта избыточная температура за период времени около года оставалась изотропной, неполяризованной, а вариаций ее не удавалось обнаружить. Использованная ими рупорная антенна была спроектирована для приема сигналов, отраженных спутниками «Телстар». Таким образом, поле излучения оказалось в $\gg 100$ раз более мощным, чем фон, ожидавшийся от нетепловых радиоисточников

(при экстраполяции от больших длин волн). В том же номере «Астрофизикал Джоурнал», где Пензиас и Уилсон сообщили об «Измерении избыточной антенной температуры на частоте 4080 МГц», Дикке с соавторами [212] опубликовал истолкование этого фонового излучения как излучения горячей Вселенной, которое осталось с той ранней эпохи, когда Вселенная была несравненно более горячей и плотной. За 15 лет до этого Гамов [213] исследовал однородную модель Вселенной, расширяющейся в соответствии с уравнениями Эйнштейна, и предсказал возможность существования такого реликтового излучения. В 1956 г. он высказал предположение [214], что современная температура этого излучения составляет 6 К — значение, примерно в 2 раза отличающееся от найденного Пензиасом и Уилсоном.

Из простейшей теории горячей Вселенной (см. разд. 13.2) вытекает, что фоновое излучение должно быть равновесным; однако по этому одному измерению, проведенному на единственной частоте, нельзя было получить информации о спектре. Поэтому важным подтверждением этой гипотезы был результат Ролла и Уилкинсона (они уже в 1964 г. сконструировали радиометр*), специально предназначенный для приема космического фонового излучения), полученный [215] при новых измерениях, которые дали температуру $(3,0 \pm 0,5) \text{ К}$ на длине волны 3,2 см. Впоследствии ряд промеров на волнах от 3,3 мм до 74 см дал результаты, полностью согласующиеся с теоретическим спектром абсолютно черного тела. Наиболее точное определение температуры дает значение 2,7 К. Измерения проводились главным образом в части спектра, которая описывается законом Рэлея—Джинса (при $h\nu \ll kT$ для интенсивностей $\propto \nu^2$), хотя в двух случаях сообщалось об измерениях, чувствительность которых достаточна, чтобы отличить истинное излучение абсолютно черного тела от излучения серого тела (ν^3), причем подтверждалось именно первое. Эти два измерения были проведены в Калифорнии на Исследовательской станции Уайт-Маунтин (на высоте более 3600 м) с помощью болометра, изображенного на рис. 43, Бойнтоном и др. [216] на волне 8,6 мм и Миллей с сотр. [217] на волне 3 мм.

При температуре 2,7 К спектр излучения абсолютно черного тела имеет максимум на длине волны примерно 2 мм, спадая экспоненциально в сторону коротких волн. Поэтому для

*) В этом радиометре использован метод переключения, принадлежащий Дикке и состоящий в том, что приемник переключается с частотой 100 Гц между источником на небесной сфере и опорным источником (жидким гелием). Тогда колебания с частотой 100 Гц на выходе приемника обеспечивают высокую чувствительность при измерении разности температур источников.

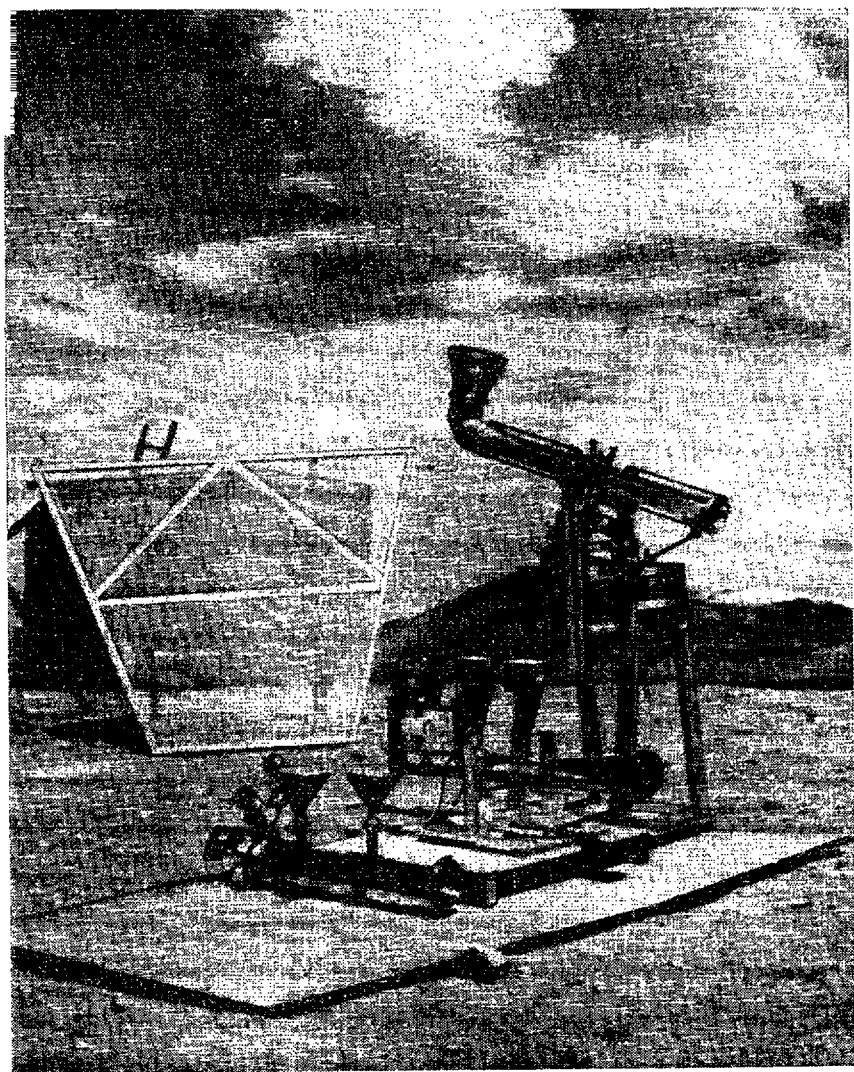


Рис. 43. Радиометры, использованные Стоксом, Партриджем и Уилкинсоном на Уайт-Маунтин (Калифорния) летом 1967 г. В последовательности от переднего плана к заднему расположены радиометры для длин волн 3,2, 1,6 и 0,86 см.

проверки гипотезы Гамова существенно производить измерения в миллиметровом диапазоне, чтобы выяснить, соответствует ли планковскому характеру максимума и спада спектра фонового излучения. К сожалению, атмосфера недостаточно прозрачна (в основном из-за содержания молекулярного кислорода и паров воды) для того, чтобы эти решающие наблюдения могли осуществляться с поверхности Земли: даже на длине волны 3 мм, соответствующей атмосферному окну прозрачности, на которой уже выполнялись, по-видимому, успешные измерения, уровень излучения атмосферы превосходит ожидаемый уровень фонового излучения в ≈ 10 раз. Поэтому данные о форме спектра фонового излучения в миллиметровом диапазоне черпаются а) из наблюдений межзвездных молекул и б) по измерениям с ракет и баллонов.

а. Исследование линий молекулярного поглощения в спектрах некоторых звезд указывает, какая часть межзвездных молекул, нижние вращательные уровни которых могут возбуждаться находящимся там полем миллиметрового излучения, действительно находится в возбужденном состоянии. Так, в 1941 г. МакКеллар [218] обнаружил, что молекулы CN в межзвездном облаке, находящемся между нами и звездой ζ Змееносца, дают линию поглощения не только при переходе $R(0)$ ($J=0 \rightarrow J=1$, $\lambda 3874,608 \text{ \AA}$), но и при переходе $R(1)$ ($J=1 \rightarrow J=2$, $\lambda 3873,998 \text{ \AA}$). По относительной интенсивности этих линий можно судить о том, в каких пропорциях содержатся радикалы CN во вращательных состояниях с $J=1$ и $J=0$ в основной электронной конфигурации. Результат соответствовал температуре возбуждения $\approx 2,3 \text{ K}$, хотя этот факт и не получил тогда удовлетворительного объяснения. В классической книге Герцберга по двухатомным молекулам [219] этот результат приводился с замечанием, что найденная температура «конечно, имеет весьма условный смысл». Казалось неправдоподобным, чтобы столкновения между ионами, электронами или атомами могли поддерживать такое возбуждение при плотностях, соответствующих межзвездной среде даже в плотных межзвездных облаках. Однако после открытия микроволнового фонового излучения Вулф и Филд с Хичкоком [220] независимо пришли к выводу, что результаты указанных наблюдений можно понять, если считать, что молекулы CN окружены излучением с соответствующей температурой; этот же эффект они обнаружили для другой звезды — ζ Персея. Данный метод был развит далее Тэддеусом с сотрудниками [221], исследовавшими линии поглощения CN в оптических спектрах 11 различных звезд и обнаружившими близкие условия возбуждения во всех случаях. Это указывало на однородность (по крайней мере в нашей части Галактики) механизма возбуждения. Данному переходу соответствует длина

волны 2,62 мм, и наблюдения дают тогда для температуры излучения $\approx 2,6$ К. Таким образом, задача нахождения интенсивности излучения в миллиметровом диапазоне из сложной проблемы непосредственного измерения превратилась в более элементарную процедуру, связанную с наблюдениями в оптической области, где атмосфера прозрачна.

Не было обнаружено линий поглощения на волне $\lambda 3873,369$ Å, соответствующей переходу $R(2)$ в CN ($J=2 \rightarrow J=3$). Тем самым устанавливается верхний предел населенности основной электронной конфигурации при $J=2$, а вместе с ним и температуры излучения на волне 1,31 мм. Аналогично были установлены пределы для температур на 0,56 и 0,36 мм при наблюдении поглощения CN и CN^+ соответственно. Это дает температуру выше 2,7 К для излучения абсолютно черного тела, но существенно ниже экстраполяции для серого тела ($\sim v^2$) на участке спектра, описываемом законом Рэлея—Джинса.

Результаты молекулярных наблюдений вместе со всеми данными наземных измерений приведены на рис. 44.

б. В идеале для определения истинного хода фонового излучения в миллиметровом диапазоне следовало бы провести непосредственные заатмосферные измерения его интенсивности. В 1968 г. Морская исследовательская лаборатория и Корнелльская группа осуществили совместный запуск ракеты [231], на которой был установлен детектор, охлаждавшийся жидким гелием и чувствительный к излучению в диапазоне 0,4—1,3 мм; полет производился на высоту более 100 км. Было обнаружено исключительно сильное излучение, оценка плотности энергии которого составила ≈ 20 эВ/см³. Не было замечено никаких следов анизотропии, равно как и явных отдельных источников этого излучения. Эксперимент был затем повторен с аналогичными результатами. (Последующая повторная калибровка заставила, однако, экспериментаторов снизить значение найденной интенсивности [232] в ≈ 2 раза по сравнению с первоначальным значением 20 эВ/см³.) Запускавшиеся на этих ракетах детекторы не давали информации о спектре, но Мюльнеру и Вейссу [233], обнаружившим подобное избыточное излучение в экспериментах на баллонах, удалось достигнуть некоторой степени спектрального разрешения путем использования трех различных «окон». Утверждалось, что их результаты соответствуют излучению, сконцентрированному в промежутке между 0,8 и 1 мм. Если бы это соответствовало действительности, то такие выводы не противоречили бы верхним пределам из молекулярных наблюдений, даже при условии, что мощное субмиллиметровое излучение заполняет всю Галактику. Однако наблюдения с высоким спектральным разрешением, проведенные в горах, не подтверждают наличия линий, превышающих непрерывный спектр более чем

на ≈ 10 К [234]: следовательно, излучение не может концентрироваться менее чем в пяти линиях с $\Delta\lambda/\lambda \leq 0,05$, если только они случайно не совпадают с линиями спектра воды, в которых особенно сильно атмосферное поглощение.

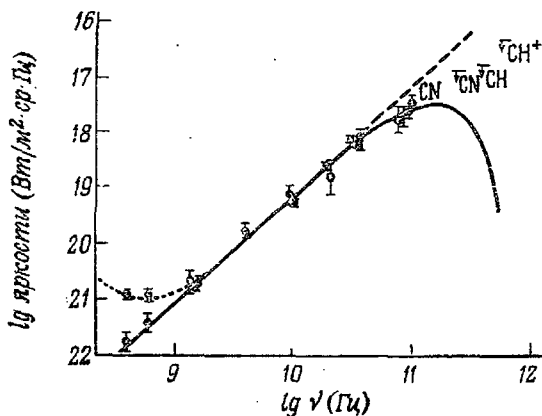


Рис. 44. Данные непосредственных измерений микроволнового фонового излучения на поверхности Земли и результаты, полученные по наблюдениям межзвездных молекул. (Логарифм яркости — отрицательный.)

Частота, ГГц	Длина волны, см	Ссылка	Частота, ГГц	Длина волны, см	Ссылка
0,408	73,5	[222]	20	1,5	[226]
0,610	49		32,4	0,924	[227]
1,415	21,2	[223]	35	0,856	[228]
1,45	20,7	[224]	36,6	0,82	[229]
4,08	7,35	[211]	84	0,358	[230]
9,4	3,2	[215]	91	0,33	[216]
9,4	3,2	[225]	91	0,33	[217]
19	1,58				

Точка для молекулы CN на 2,6 мм и верхние пределы на 1,32, 0,56 и 0,36 мм принадлежат Бортоло, Клаузеру и Тэддеусу [221]. Ниже 10^9 Гц изотропный фон можно разложить на компоненты со спектрами $I \propto \nu^2$ и $I \propto \nu^{-0,8}$, причем последний можно приписать дискретным внегалактическим источникам [222].

К этим данным следует подходить с особой осторожностью ввиду большой сложности измерений в миллиметровом диапазоне. И действительно, последующие ракетные измерения, выполненные Блейром и др. [235], не подтвердили избыточного излучения на волнах $\geq 0,8$ мм вопреки прежним результатам Мюльнера и Вейсса [233]. Безусловно, по точности этим измерениям далеко до радиометрических измерений в сантиметровом диапазоне. В настоящее время стоит под вопросом даже

сама реальность этого избыточного излучения, не говоря уже о его универсальности (оно могло бы возникать в нашей Галактике, или даже в Солнечной системе, или в верхних слоях атмосферы). Если же оно реально существует и имеет при этом космологическую природу, то должно было возникнуть в узком интервале красных смещений, иначе его линии уширились бы настолько, что стали бы несовместимыми с данными по верхним пределам молекулярного поглощения. Поэтому представляется преждевременным проводить анализ миллиметрового фонового излучения с космологической точки зрения. Можно лишь требовать повторения этих жизненно важных наблюдений, и притом поскорее и почаще, поскольку от них зависит столь многое. (Правда, повторные наблюдения столь же желательны, конечно, и в отношении всех измерений микроволнового фона, как тех, которые находятся в согласии с общепринятыми представлениями, так и расходящихся с ними. Следует сохранять бдительность по отношению к «эффектам повального увлечения».)

Мы откладываем до разд. 13.2 рассмотрение космологических выводов из данных по микроволновому фоновому излучению. На данном этапе было бы, однако, уместно привести обзор трудностей, с которыми сталкиваются попытки дать иное объяснение этому излучению, ведь лишь из-за этих трудностей, из-за их непреодолимости концепция горячей Вселенной получила такое широкое признание.

Любая теория микроволнового фонового излучения должна укладываться в следующие рамки:

1. *Энергия.* Плотность энергии поля равновесного излучения при 2,7 К равна $\approx 0,25$ эВ/см³, а миллиметровый «избыток» может превышать ее еще в ≈ 40 раз. Если бы это излучение было испущено веществом при значении красного смещения z^* , то высвобождение энергии покоя с превращением ее в соответствующую форму должно было бы происходить с эффективностью

$$\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-5} b \Omega^{-1} (1 + z^*),$$

где b следовало бы приравнять единице, если бы рассматривалось только равновесное излучение, или $b \approx 40$, если миллиметровый избыток действительно имеет место.

2. *Спектр.* Несмотря на неясности со спектром в миллиметровой области, несомненно, что спектр аппроксимируется с большой точностью законом Рэлея—Джинса от 8,5 до 74 мм (т. е. имеет место зависимость $\nu^{(2 \pm 0,05)}$).

3. *Изотропия.* Конклин и Брейсуэлл [236] установили верхний предел $\leq 0,2\%$ для флуктуаций интенсивности с характерным угловым размером, сравнимым с шириной диаграммы направленности их телескопа ($\approx 10'$). Подобные же пределы были получены и другими авторами [237—240], и нет никаких

оснований говорить о мелкомасштабной «грануляции» фона (со сравнимой степенью точности были установлены также пределы крупномасштабной анизотропии [237, 238, 242]; однако они накладывают ограничения не на самый механизм излучения, а на выбор космологической модели). Энергетические требования сами по себе не жесткие; правда, многие авторы отметили то совпадение, что при $b=1$ необходимое количество энергии способно выделиться в ходе превращения $\approx 30\%$ водорода в гелий в галактиках с $\Omega_{\text{га.т}} \approx 0,02$ (см. разд. 15.1) при $z^* \leq 1$. В качестве альтернативы модели горячей Вселенной анализировались две возможности: происхождение фонового излучения от дискретных источников (например, радиоисточников, спектры которых при самопоглощении дают закон Рэлея—Джинса) и излучение пыли при температуре $\approx 3(1+z^*)\text{K}$. Рассмотрим трудности, возникающие при этих двух подходах, по порядку.

Дискретные источники. В модели такого рода встает вопрос: почему микроволновое фоновое излучение в сантиметровом диапазоне в сотни раз превышает оценки для интегрального потока от известных классов радиоисточников? Более того, лишь очень немногие наблюдавшиеся дискретные источники (даже из числа обнаруженных при высокочастотных обзорах) обладают нарастающими спектрами, напоминающими спектр Рэлея—Джинса. Поэтому пришлось бы постулировать существование нового класса источников, спектр которых в сантиметровом диапазоне следовал бы закону ν^2 . Если бы такие источники обладали достаточно низкой светимостью $L(\nu)$ и вместе с тем достаточно высокой пространственной плотностью ρ , то их излучение в принципе могло бы преобладать в интегральном фоне (вклад пропорционален ρL), несмотря на то что их было бы сравнительно трудно заметить при наблюдениях (вклад $\rho L^{3/2}$), так как по отдельности их можно было бы наблюдать лишь на небольших расстояниях. Шама [243] и Хазард с Солпитером [244] нашли, что отсутствие наблюдаемых источников, которые принадлежали бы с определенностью к этому гипотетическому классу, показывает (при их равномерном распределении), что они по меньшей мере в $\approx 10^4$ раз более многочисленны, чем галактики. Видимо, тогда единственная возможность — предположить, что это межгалактические объекты, как-то связанные с шаровыми скоплениями.

Этот довод, дающий нижний предел пространственной плотности источников, может быть ослаблен, если предположить, что в нашей окрестности нет объектов, принадлежащих к этому классу, либо ввиду того, что мы находимся в «локальной дыре» плотности, либо потому, что основной вклад приходит из областей с большими красными смещениями. В этих случаях радио-

астрономические наблюдения не фиксируют таких дискретных источников. Жесткое ограничение накладывается, однако, удивительной мелкомасштабной изотропией фона (гл. 17), и многие авторы [244—248] анализировали этот аспект в модели суммарного источника. Даже при самых благоприятных предположениях о зависимости от z и о спектре Смит и Партридж [248] нашли, что источники все же должны быть столь же многочисленны, как галактики, если только они не удалены в области с таким большим значением красного смещения, что все их излучение рассеивается и изотропизируется по пути межгалактическим газом. (Во всех этих оценках считалось, что источники распределены в пространстве хаотически. Если бы они, подобно галактикам, образовывали скопления, то предположение о случайном распределении, конечно, привело бы к занижению оценки флуктуаций с характерным размером до ≈ 30 Мпс.)

Энергетические соображения не дают решительного опровержения данной гипотезы. Спектр предполагаемых источников чисто гипотетичен, и можно предположить, что он в точности совпадает с наблюдаемым спектром фонового излучения. В другом случае, согласно Вулфу и Бербиджу [247], спектр каждого источника может описываться δ -функцией, а наблюдаемый непрерывный спектр фонового излучения был бы тогда интегральным вкладом в чрезвычайно широком диапазоне значений красного смещения. Тогда данные Пензиаса и др. [241] об изотропии могли бы сыграть более решающую роль, чем пределы (несколько более чувствительные), найденные Конклином и Брейсуэллом [236, 237]. Дело в том, что первые относятся к более коротким волнам (3,3 мм), т. е. — в этом варианте модели дискретных источников — к более близким источникам.

Отметим, что в этих моделях источников интенсивность фонового излучения в сантиметровом диапазоне и та длина волны, при которой характер спектра меняется (должно быть, порядка нескольких миллиметров), суть независимые параметры, и их совместимость с характеристиками спектра абсолютно черного тела — чистейшее совпадение (у последнего оба параметра связаны воедино).

Пылевые модели. Рассматривалась также возможность того, что причиной сантиметрового фонового излучения может быть тепловое излучение пылинок. Нарликар и Викрамасинг [249] предполагают наличие большого числа пылинок, равномерно распределенных в межгалактическом пространстве либо собранных в локализованные источники, которые излучают в линии на конкретной частоте. Интегрирование по всем значениям красного смещения дает непрерывный спектр, как и в случае модели дискретных источников с δ -спектром, рассмотренной

Вулфом и Бербиджем [247]. В качестве альтернативы [250] можно предположить существование достаточных масс межгалактических частиц твердого водорода, делающих Вселенную оптически толстой в сантиметровом диапазоне вплоть до $z \approx 1$. Если температура пылинок равна $\approx 3 \text{ K}$ (данные измерений давления пара указывают на необходимость такой температуры для твердого водорода в условиях, близких к вакууму), то можно надеяться получить спектр Рэлея—Джинса. Этот подход, так же как и подход Нарликара и Викрамасинга, сталкивается с той серьезной трудностью, что пылинки недостаточно сильно излучают на длинах волн, значительно больших их собственных размеров. Филд [251] показал, что независимо от химического состава пылинок среднее значение отношения эффективного сечения поглощения и излучения к геометрическому сечению Q в любом диапазоне частот для $\Delta\lambda \approx \lambda$ удовлетворяет условию

$$\langle Q \rangle \leq 4\pi^2 d/2.$$

Поэтому необходимая минимальная плотность пылинок в столбе вдоль луча зрения вплоть до $z \approx 1$ не зависит от их поперечника d , хотя и является некоторой функцией их формы. Даже если бы все вещество Вселенной находилось в состоянии твердого водорода, можно было бы получить оптическую глубину ≥ 1 на длинах волн порядка 10 см лишь с самой большой натяжкой.

Другое ограничение состоит в том, что пыль не должна приводить к чрезмерному покраснению или поглощению излучения в видимой части спектра. Единственной возможностью, когда $Q_{\text{опт}}$ будет ненамного превосходить $Q_{\text{фон}}$, является случай $d \approx 10 \text{ см}$. (т. е. речь должна идти скорее о «булыжниках» или «снежных комьях», чем о пылинках). В другом варианте пылинки, которые по отдельности могут быть малы, концентрируются в крупные облака, в целом совершенно непрозрачные для видимого света. Но тогда изотропия микроволнового фонового излучения накладывает дальнейшие тривиальные ограничения на свойства этих отдельных облаков.

Приведенные исследования были в основном стимулированы стремлением согласовать наблюдательные данные о космическом фоне с теорией стационарной Вселенной, однако пылевые модели рассматривались также Лейзером [252], сторонником так называемой теории «холодной Вселенной» — модели, пачавшей свое расширение с сингулярности, но обладавшей в начале нулевой температурой. Согласно предположению Лейзера, микроволновое фоновое излучение обусловлено излучением, испущенным при $z^* \approx 10$ и «термализованной» пылью. В некоторых аспектах это предположение не наталкивается на столь серьезные возражения, как теория стационарной Вселенной: плотность в столбе меняется приблизительно как $(1+z^*)^{3/2}$ и возникает добавочный

множитель $(1+z^*)$ вследствие того обстоятельства, что неравенство Филда теперь должно использоваться в более коротковолновом диапазоне. С другой стороны, так как температура пылинок должна превышать $2,7(1+z^*)\text{K}$, приходится обратиться к тяжелым элементам, потому что пылинки из твердого водорода не смогут существовать.

Дополнительная информация о спектре и изотропии миллиметрового излучения способствовала бы лучшему пониманию его происхождения. Если окажется, что спектр имеет в точности равновесный характер, то это будет исключительно веским доводом в пользу канонической гипотезы расширяющейся Вселенной, впервые выдвинутой Гамовым. Альтернативные теории утратили бы всякую убедительность, если бы вдобавок к выполнению требований 1—3 они должны были бы еще приводить на основании чистейшего совпадения к точному равновесному спектру. Поэтому в случае подтверждения «избыточного» общего миллиметрового излучения позиции теории горячей Вселенной были бы до известной степени ослаблены по сравнению с альтернативными теориями. Однако модели дискретных источников и пылевые модели уже жестко ограничены условиями 2 и 3 (ход спектра вида ν^2 в сантиметровом диапазоне и изотропия), накладываемыми независимо от вида миллиметровой части спектра. Таким образом, по крайней мере ввиду относительной плавности этого спектра его объяснение в рамках теории горячей Вселенной все равно может оказаться самым правдоподобным. Возможно, однако, что потребуются отказаться от предположения о строгой однородности Вселенной на ранних стадиях, а также придется приписать отклонения от чисто равновесного спектра тепловым добавкам, связанным с рассасыванием первичных неоднородностей (гл. 17). В определенном смысле ясно, что введение неоднородностей нарушает изящество канонической идеи расширяющейся Вселенной, но ниоткуда не следует, что предположение о полной первоначальной однородности — это нечто большее, чем упрощающее математическое предположение.

Кроме того, можно сохранить идею однородного расширения для объяснения сантиметрового фона, а миллиметровый избыток (если он существует) приписать неким независимым процессам (которые, конечно, не обязаны обладать особенно строгой изотропией с точки зрения современных наблюдательных данных). Предполагается, что ядра сейфертовских галактик большую часть энергии излучают на длине волны ≈ 100 мкм, и Сетти с Волтером [253] считают, что далекое инфракрасное излучение сейфертовских галактик при $z \approx 2$, претерпев красное смещение, дает миллиметровое фоновое излучение. Если этот избыток действительно имеет спектр с резкими деталями, то будет трудно изобрести правдоподобную альтернативу этому галактическому

механизму. (Отметим, что если бы температура миллиметрового фонового излучения оказалась ниже 2,7 К, это означало бы удар по теории горячей Вселенной.)

Вероятно, именно из-за отсутствия сколько-нибудь удовлетворительной альтернативной теории даже «консервативное крыло» астрофизиков оказалось готово принять такую радикальную идею, как «первичность» фотонов микроволнового фонового излучения, блуждающих в пространстве еще с той эпохи, когда не существовало ни галактик, ни прочих дискретных источников.

Итак, микроволновое фоновое излучение, видимо, дает нам непосредственные сведения о весьма ранней стадии существования Вселенной, и неудивительно, что его открытие вызвало к жизни множество исследований физических условий, имевших место в ту эпоху (не говоря об одних лишь глобальных динамике и геометрии). В «канонической» модели горячей Вселенной предполагается, что тепловое микроволновое излучение существовало во Вселенной еще с момента $t=0$, причем игнорируются неоднородности и анизотропия. Хотя это, несомненно, и представляет собой значительное упрощение «картины мира» по сравнению с действительностью, такая модель более приемлема, чем любая другая предложенная доньше альтернатива. Поэтому, по мнению авторов этой книги, ее следует взять за основу всех расчетов, пока либо не возникнут явные противоречия, либо не будет создан радикально новый, более совершенный подход. Мы переходим теперь к резюме существующих представлений об эволюции этой модели Вселенной, причем укажем некоторые процессы, имеющие место на различных этапах ее расширения.

13.2. Каноническая теория горячей Вселенной

Плотность массы-энергии равновесного излучения с температурой 2,7 К равна $\rho_\gamma \approx 4,4 \cdot 10^{-34}$ г/см³. Это соответствует $\Omega_\gamma \approx 4 \cdot 10^{-5}$ [см. определение в разд. 11.1; точное значение Ω_γ зависит от значения постоянной Хаббла H , которую мы приняли здесь равной 75 км/(с·Мпс)]. Таким образом, микроволновое фоновое излучение динамически пренебрежимо слабо в современную эпоху, так как даже плотность вещества в галактиках, значительно превышающая нижнее предельное значение общей плотности материи ρ_m в пространстве, дает $\Omega_{\text{гал}} \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Этот вывод не изменится, если даже включить в Ω_γ весь вклад от «избыточного» миллиметрового излучения. В процессе расширения Вселенной сохранение числа частиц в сопутствующем элементе объема приводит, однако, к закону

$$\rho_m \propto a^{-3}, \quad (13.1)$$

причем, если излучение является первичным, а на его энергию

не влияет взаимодействие с веществом (ниже мы дадим доводы в пользу этого предположения),

$$\rho_T \propto a^{-4}, \quad (13.2)$$

так как, хотя число фотонов сохраняется, энергия каждого из них меняется как a^{-1} . Из этих соотношений вытекает, что излучение должно было преобладать динамически на ранних стадиях расширения. Действительно, при

$$(a/a_{\text{совр}})^{-1} \gg (a_c/a_{\text{совр}})^{-1} = (1+z_c) = 2,5 \cdot 10^4 \Omega \quad (13.3)$$

мы имеем $\rho_T/\rho_m > 1$. Соотношения (13.1) и (13.2) вместе с данными о современном значении ρ_m и ρ_γ позволяют найти из уравнений (11.5) и (11.6) общий закон изменения $a(t)$. В течение радиационно-доминированной стадии, когда $a < a_c$, расширение происходит согласно закону

$$a \propto t^{1/2}. \quad (13.4)$$

(Это соответствует пределу малых η в решении $p = \rho/3$ из табл. 21. Даже если ρ_m соответствует самому низкому приемлемому современному значению, эквивалентному $\Omega = \Omega_{\text{грав}}$, член с кривизной в (11.5) никак не влияет на поведение этих изотропных моделей при $a < a_c$.) При $a > a_c$ в динамике существует лишь вещество^{*}, и если считать давление вещества пренебрежимо слабым, закон расширения будет соответствовать решению при $p = 0$ из табл. 21. В случае когда членом с кривизной можно пренебречь, расширение следует закону

$$a \propto t^{2/3}, \quad (13.5)$$

выполняющемуся строго, если $\Omega = 1$ ($k = 0$). При $\Omega \ll 1$ этот закон сохраняет силу, если $a \lesssim a_0 \approx \Omega a_{\text{совр}}$, однако для $a \gtrsim \Omega a_{\text{совр}}$ расширение начинает идти по закону $a \propto t$, соответствующему процессу без замедления. При $\Omega > 1$ замедление на поздних этапах становится сильнее, чем это следовало бы из (13.5).

В процессе расширения эффективная температура изменяется как

$$T \propto \rho_T^{1/4} \sim a^{-1},$$

и различные стадии расширения удобнее характеризовать величиной T , а не a . В радиационно-доминированных фазах, при условии что имеет место состояние почти термодинамического равновесия, действует практически единое соотношение между

^{*} В предположении, что нейтрино и прочие релятивистские формы материи обладают небольшой плотностью энергии. Для «канонической» горячей Вселенной вклад нейтрино в плотность энергии составляет $0,45\rho_\gamma$, что следовало бы, строго говоря, принимать во внимание при определении a_c .

температурой и плотностью энергии. Это приводит к следующей зависимости между температурой и временем:

$$t = f(T_{10}) T_{10}^{-2} \text{ с}; \quad (13.6)$$

здесь T_{10} — температура фотонов, выраженная в единицах 10^{10} К. Функция f выбирается в зависимости от того, какие виды частиц (нейтрино и т. п.) присутствуют наряду с фотонами, и по крайней мере вплоть до $T_{10} \leq 100$ она остается порядка единицы. Ниже мы приведем более точный вид этой функции.

Из соотношений (13.1) и (13.2) видно, что величина ρ_ν/ρ_m монотонно убывает в процессе расширения. Однако отношение числа фотонов к числу частиц (или, что то же самое, энтропия на один барион) остается строго постоянной при отсутствии взаимодействия между веществом и излучением. Плотность числа фотонов в поле равновесного излучения температуры T равна $20 T^3 \text{ см}^{-3}$, и при современной температуре 2,7 К это отношение составляет

$$n_\nu/n_{\text{бар}} \approx 6 \cdot 10^7 \Omega^{-1}. \quad (13.7)$$

Тот факт, что это значение весьма велико, указывает, что теплоемкость вещества равна всего лишь $\approx 10^{-7}$ теплоемкости излучения. Это обеспечивает почти строгое постоянство энтропии на один барион в течение большей части процесса расширения, даже когда вещество и излучение взаимодействуют друг с другом, что оправдывает принятое нами ранее предположение о неспособности изменений тепловых свойств вещества существенно нарушить соотношение (13.2).

Принятое в канонической теории расширяющейся Вселенной предположение о начальном состоянии сводится к допущению однородного поля излучения с «малым», но отличным от нуля барионным числом. Очевидно, что современная физическая теория окажется недостаточной, а возможно, и совершенно неприложимой до некоторого малого момента времени $t_{\text{мин}} > 0$, даже если отбросить трудности, связанные с анизотропией. Некоторые космологи рассматривали в качестве такой эпохи время до $t \approx 10^{-23}$ с (размеры горизонта порядка комптоновской длины волны μ -мезона) или даже $t \approx 10^{-44}$ с [размеры горизонта порядка планковской длины $(G\hbar/c^3)^{1/2}$]. Мы, однако, сосредоточим внимание на стадиях, когда плотность вещества становится меньше ядерной, т. е. когда $T \leq 10^{13}$ К, а $t \geq 10^{-6}$ с, тем самым мы исключаем из рассмотрения лишь события, происходившие в первые 10^{-6} с (эта процедура выглядит не так безобидно, если принять логарифмическую шкалу времени!). Рассматривая эволюцию материи во Вселенной, удобно подразделить ее на 4 основные фазы, границы между которыми связаны с существенными изменениями в свойствах вещества.

Замечание. Следует иметь в виду, что физическая история материи в изотропной Вселенной в точности соответствует поведению материи в малом изолированном ящике с отражающими стенками, линейные размеры которого увеличиваются пропорционально изменению a . (Конечно, и в более общем случае анизотропных моделей вполне законно ограничиться случаем ящика с подвижными сопутствующими стенками, если их форма меняется должным образом в ходе расширения.) Зависимость a от времени включает, однако, глобальные и релятивистские факторы. (Часто бывает полезно представлять себе наглядно поведение любого изотропного поля фонового излучения с помощью такого приема — даже в те эпохи, когда Вселенная прозрачна.)

Перечислим в хронологическом порядке все 4 стадии истории канонической горячей Вселенной.

1. *Адронная стадия*, $t_{\text{мин}} < t \leq 10^{-5}$ с. На достаточно ранних стадиях расширения должно иметь место полное термодинамическое равновесие между фотонами, электронами, позитронами, нейтрино, протонами, нейтронами и различными гиперонами. Поэтому на самой ранней стадии, когда $T \gtrsim 10^{13}$ К, или 1 ГэВ ($t \leq 10^{-6}$ с), протон-антипротонные пары и прочие виды тяжелых частиц должны присутствовать примерно в том же количестве, что и фотоны. Тогда из соотношения (13.7) следует, что числа частиц и античастиц должны почти в точности совпадать (расхождение составляет всего $1 \text{ к} \sim 10^7$). Представления о физике на адронной стадии все еще разноречивы: см. обзоры Хагедорна [254], Кундта [255] и Омнеса [256], где подходы изложены полнее. Мы затронем здесь лишь важную проблему существования «предельной температуры», при которой теплоемкость равновесного излучения обращается в бесконечность вследствие многообразия видов частиц.

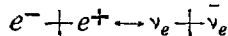
Уравнение состояния на адронной стадии остается неопределенным, и поэтому не известно, подчиняется ли ход расширения закону $a \propto t^{1/2}$; не известна, конечно, и зависимость T от времени. К счастью, детали дальнейшей эволюции канонической горячей Вселенной не зависят существенно от процессов на адронной стадии (хотя предполагаемый «фазовый переход», происходящий в этот период, когда $T \approx 2 \cdot 10^{12}$ К, критически важен для разделения вещества и антивещества в космологии с равным нулю барионным числом, разрабатываемой Омнесом с сотрудниками).

2. *Лептонная стадия*, $10^{-5} \text{ с} \leq t \leq 10$ с. Когда температура опускается настолько, что kT становится значительно меньше энергии покоя протона, происходит аннигиляция протон-антипротонных и прочих адронных пар (если только они, как это предполагает Омнес, не разделились уже в макроскопических масштабах). Эффективные сечения аннигиляции столь велики, что практически вообще не остается антипротонов и антинейтронов,

поэтому сохраняются лишь те частицы, которые составляли первичный избыток (1 барион на 10^7 частиц). (Если бы первичного избытка барионов не существовало, то на каждые 10^{18} фотонов сохранился бы примерно 1 барион, при условии, что на протяжении адронной стадии не произошло макроскопического разделения вещества и антивещества.) Итак, мы вошли теперь в «лептонную стадию», где первоначально энергия распределяется между фотонами, электронами и позитронами, мюонами и двумя типами нейтрино и антинейтрино, причем все эти виды частиц достаточно тесно связаны между собой за счет электромагнитного и слабого взаимодействий, что обеспечивает им одинаковую температуру. (Протонами и нейтронами можно пренебречь динамически и термически, однако каждый из 4 типов нейтрино дает вклад в плотность энергии, равный $7aT^4/8$, как и ультрарелятивистские электроны и позитроны.)

При $t \approx 10^{-4}$ с мюонные пары аннигилируют. Это происходит в основном еще тогда, когда фотоны достаточно сильно связаны с прочими типами частиц (включая и ν_μ), так что энергия аннигиляции мюонов распределяется между остающимися частицами.

Отделение ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ наступает после исчезновения мюонов, хотя электронные нейтрино могут участвовать в установлении равновесия еще некоторое время за счет реакции



и электронно-нейтринного рассеяния.

Лептонная стадия длится до тех пор, пока при $T \approx 5 \cdot 10^9$ К ($kT \approx 0,5$ МэВ $\approx m_e c^2$) не аннигилирует большинство электрон-позитронных пар. Однако на этой стадии все нейтрино отделяются, так что энергия аннигиляции $e^+ - e^-$ целиком передается фотонам. В результате фотоны оказываются «горячее», чем нейтрино, в $(11/4)^{1/2}$ раза; этот множитель получается из непосредственного расчета. После завершения аннигиляции $e^+ - e^-$ (т. е. при $T \leq 5 \cdot 10^9$ К) множитель f в (13.6) принимает значение 1,92; при 10^{12} К $\gg T \gg 5 \cdot 10^9$ К он равен примерно 1,09, а при температуре выше 10^{12} К значение f неопределенно (в модели Хагедорна $f \rightarrow 0$ при стремлении T к предельной температуре).

При $T \gg 10^{10}$ К значение kT намного превосходит разность масс протона и нейтрона, так что эти частицы присутствуют практически в равных количествах. Однако еще до того момента, когда осуществляется аннигиляция $e^+ - e^-$, множитель Больцмана начинает играть на руку протонам, и отношение n_n/n_p падает ниже единицы. В этом состоит главная причина, определяющая распространенность первичного гелия, и к ней мы вернемся в разд. 13.3.

3. Стадия плазмы, 10 с $\leq t \leq 10^{12}$ с. Даже когда все электрон-позитронные пары аннигилировали, повторное комптоновское

рассеяние фотонов на оставшихся неспаренных^{*)} электронах^{*)} оказывается взаимодействием, достаточным для того, чтобы: а) обеспечивать поведение вещества и излучения более или менее как единой непрерывной среды, практически все давление в которой обусловлено излучением; б) поддерживать вещество и излучение практически при одинаковой температуре [при $\gamma = \frac{5}{3}$;

Энергия на одну частицу \propto (Импульс на одну частицу)² \propto (Длина волны де Бройля)⁻², $\propto a^{-2}$],

несмотря на стремление вещества адиабатически остывать вдвое быстрее излучения [для которого $\gamma = \frac{4}{3}$;

Энергия на один фотон \propto Импульс на один фотон $\propto a^{-1}$].

Стадия плазмы длится до тех пор, пока температура не станет слишком низкой для того, чтобы поддерживать высокую степень ионизации водорода. Этот этап достигается при $T \approx 4000$ К (первичный гелий рекомбинирует несколько раньше). После этого степень ионизации быстро падает, а полная скорость рекомбинации определяется темпом двухфотонного излучения с $2s$ -состояния атома водорода, ибо только таким путем атом может прийти в свое основное состояние, не испустив фотона, который тут же фотоионизовал бы другой атом. При $T \approx 1000$ К лишь 1 электрон из $\approx 10^4$ остается свободным [257, 258]. Сюняеву и Зельдовичу [259] принадлежит простая формула, определяющая степень ионизации

$$x(z) = n_p / (n_p + n_n)$$

для стадии рекомбинации

$$x(z) = (A/\Omega^{1/2} z) e^{-B/z}, \quad (13.8)$$

где $A = 6 \cdot 10^6$ и $B = 1,458 \cdot 10^4$. Эта формула справедлива в интервале $900 \leq z \leq 1500$. Возраст Вселенной на этом этапе до некоторой степени зависит от современной плотности вещества, ибо если $\Omega \geq 0,05$, то излучение перестает преобладать динамически (при $a = a_c$ и $t = t_c$) еще до того, как наступит рекомбинация**),

^{*)} Заметим, что предположение о макроскопической зарядовой нейтральности Вселенной приводит к постулированию такого же первичного избытка электронов, как и протонов. Обычно предполагают, что прочие сохраняющиеся лептонные числа равны нулю. Правдоподобно, однако, что например избыток ν_e по сравнению с $\bar{\nu}_e$ (или наоборот) сравним с плотностью числа фотонов, что изменило бы ход первичного синтеза ядер (см. гл. 17).

^{***)} Существенно не путать эпоху t_c , при которой излучение перестает быть динамически преобладающим, с рассмотренной здесь стадией рекомбинации. Последняя стадия указывает на прекращение локального взаимодействия между веществом и излучением. В канонической теории расширяющейся Вселенной эти два момента совпадают (по крайней мере по порядку величины).

и закон расширения изменится тогда с (13.4), где константа пропорциональности дается равенством (13.6), на (13.5). На протяжении большей части стадии плазмы рост возмущений в галактических масштабах подавляется полем излучения. В гл. 14 описаны некоторые количественные особенности этого эффекта, как и процессов затухания, обусловленных диффузией излучения и вязкостью.

4. *Пострекомбинационная стадия*, $t \gg t_{\text{рек}} \approx 10^{12}$ с. После того как рекомбинировали практически все электроны, температуры

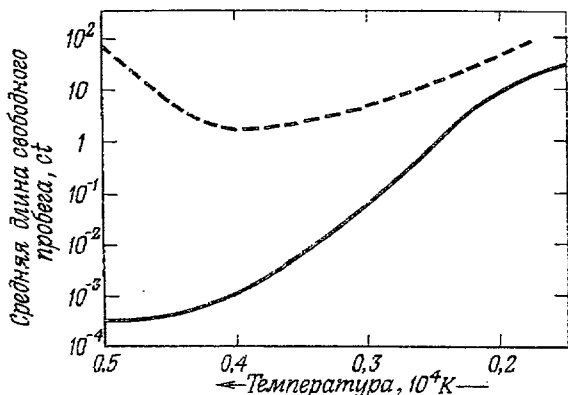


Рис. 45. Средняя длина свободного пробега фотонов в единицах ct в период рекомбинации плазмы для вселенной Фридмана с $\Omega=1$. Рэлеевское рассеяние (штриховая линия) всегда дает меньший вклад, чем томсоновское (сплошная линия) [260].

вещества и излучения уже не связаны друг с другом. На рис. 45 изображен ход изменения прозрачности Вселенной в течение периода рекомбинации (с учетом как томсоновского, так и рэлеевского рассеяния). При этом температура нерелятивистского вещества убывает как a^{-2} , и если бы отсутствовал дальнейший подвод тепла, то в современную эпоху (когда температура излучения равна $\approx 2,7 \text{ К}$) газ остыл бы до $\approx 10^{-2} \text{ К}$. Нейтральное вещество было бы тогда прозрачным для равновесного излучения*). Это означает, что давление излучения уже не препятст-

Однако момент t_c наступает при температуре $\sim n_{\gamma}/n_b$, тогда как рекомбинация требует фиксированной температуры, и это чистейшее совпадение, что энтропия, приходящаяся на один барнон (произвольный параметр), обладает значением, которое сближает эти моменты времени.

*) Ранние стадии горячей Вселенной можно сравнить с той стадией взрыва водородной бомбы, когда излучение и вещество находятся в равновесии. Взрывающееся вещество «раскрывается» настолько, чтобы смогло высвободиться оптическое излучение, лишь через несколько секунд после начала взрыва в случае бомбы или через $\approx 10^5$ лет в случае Вселенной.

вует росту возмущений плотности, так что становятся нестабильными все массы $\geq 10^5 M_{\odot}$ (для меньших масс один только градиент давления газа, т. е. $3nkT_g/2$, приводит к существенной возвращающей силе). Другое следствие состоит в том, что фотоны

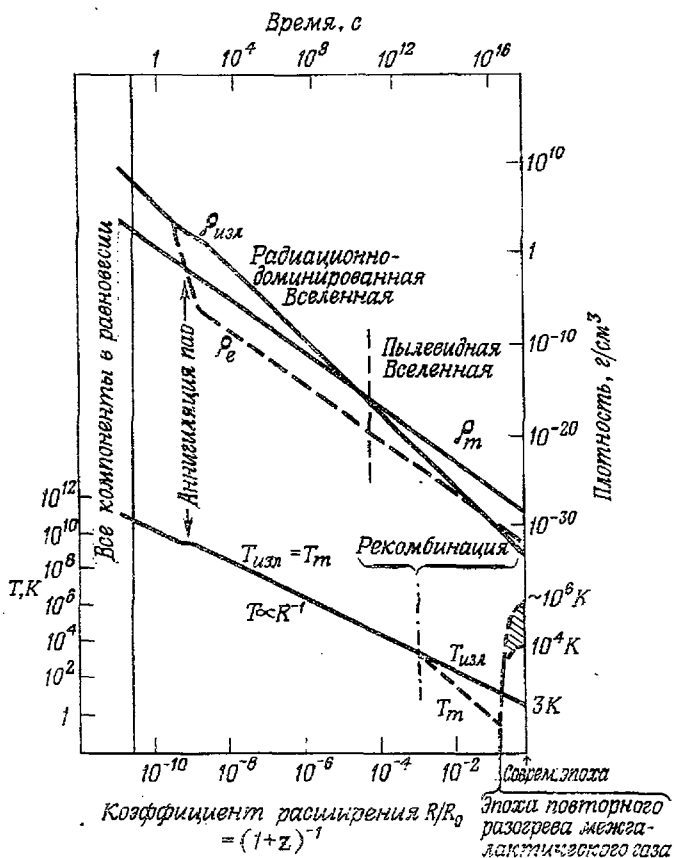


Рис. 46. Эволюция «канонической» горячей Вселенной. Плотность излучения, плотность числа барионов и электронов даны как функции времени. Приведены также температуры вещества и излучения. После завершения рекомбинации термодинамическая связь между веществом и излучением теряется. в результате T_m уменьшается быстрее, чем $T_{\text{изл}}$ в процессе адиабатического расширения. Как разъяснено в разд. 15.3, газ должен вновь разогреться при значении красного смещения $z \gg 3$. Показан ход двух возможных тепловых историй.

микроволнового фонового излучения, наблюдаемые сейчас, могли свободно распространяться без рассеяния с конца эпохи рекомбинации ($T \approx 2000$ K), принося тем самым непосредственную

информацию о физических условиях на «поверхности последнего рассеяния» при $z \approx 1000$. Если бы газ в последующую эпоху снова подвергался ионизации, то это заключение, однако, могло бы измениться (гл. 17).

Подробные вычисления показали, что первичное равновесное излучение (даже в строго однородной Вселенной) начинает несколько искажаться в эпоху рекомбинации плазмы. Происходит это вследствие того, что рекомбинационные фотоны образуют дополнительный фон в высокочастотной (экспоненциальной) части кривой излучения абсолютно черного тела, однако энергосодержание этой добавки неощутимо мало. При $z \leq 900$ уравнение (13.8) нарушается, так как оставшиеся свободными электроны уже не могут соединяться с протонами в пределах характерного времени расширения, поэтому малая остаточная ионизация ($x \approx 10^{-4} - 10^{-5}$) «замораживается». Эти свободные электроны не приводят к существенной непрозрачности при $z \ll 1000$, однако (особенно при $\Omega \ll 1$) рассеяние микроволновых фотонов может подогревать газ до температуры излучения вплоть до $z \leq 200$ [258].

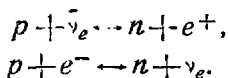
Пострекомбинационная стадия занимает $\geq 99,99\%$ всей истории расширяющейся Вселенной. На позднем этапе этой стадии ($t \geq 10^9$ лет?), должно быть, и произошло образование галактик. Отклонения от однородности и возможность поступления тепла, сильно поднимающего температуру несконденсированного газа (разд. 15.3), усложняют картину при красных смещениях $z \leq 3$, даже если на ранних этапах приближение было реалистичным.

На рис. 46 наглядно показаны и классифицированы плотность и температура Вселенной в функции t для четырех стадий канонической модели расширяющейся Вселенной.

13.3. Нуклеосинтез в горячей Вселенной

После завершения адронной стадии ($t \approx 10^{-5}$ с) каноническая теория расширяющейся Вселенной предсказывает однозначную связь между временем, температурой и (при задании современного значения Ω) плотностью числа частиц. Поэтому можно задать вопросом: какие ядерные процессы должны были протекать на горячих ранних стадиях расширения и какой изотопный состав предсказывает эта космологическая модель для вещества, из которого на значительно более позднем этапе образовались галактики?

Во время лептонной стадии протоны и нейтроны могли превращаться друг в друга в процессе слабого взаимодействия:



Характерные времена этих реакций составляют $\approx T_{10}^{-5}$ с (причем часть T^{-2} обусловлена зависимостью эффективного сечения от энергии, а остающаяся часть T^{-3} — изменением плотности числа частиц в процессе расширения). Сравнение с характерным временем расширения (13.6) показывает, что отношение числа протонов к числу нейтронов не меняется при термодинамическом равновесии, пока температура T не опустится до $\sim 10^{10}$ К. Это равновесное отношение равно

$$n_n/n_p = \exp[-\Delta mc^2/kT] \approx \exp(-1,5/T_{10}), \quad (13.9)$$

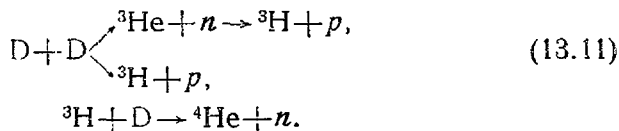
где Δm — разность масс протона и нейтрона; при $T \approx 10^{10}$ К $n_n/n_p \approx 0,22$.

При более низких температурах характерное время расширения ($\propto T^{-2}$) становится короче, чем в равновесном случае (в последнем случае, конечно, это время еще резче возрастает после аннигиляции пар $e^+ - e^-$). Таким образом, отношение числа нейтронов к числу протонов эффективно «замораживается» при температурах $\approx 10^{10}$ К.

Нейтроны, конечно, с течением времени распадаются на протоны с лабораторным периодом полураспада ≈ 10 мин. Однако плотность числа протонов на ранних стадиях расширения горячей Вселенной была бы достаточно высока, чтобы еще быстрее шла реакция



Когда T прсвышает 10^9 К ($t \leq 200$ с), дейтерий быстро подвергается фоторасщеплению. Но при более низких температурах, когда равновесное излучение становится мягче, равновесное содержание дейтерия возрастает настолько, что становится возможной последовательность дальнейших реакций, ведущих к синтезу гелия, например



Эти реакции протекают достаточно быстро, чтобы практически весь возникший (и избежавший фоторасщепления) дейтерий был израсходован на образование гелия. Кроме того, если плотность числа протонов и нейтронов в ранней Вселенной соответствует современной плотности вещества $\geq 10^{-32}$ г/см³, т. е. $\Omega \geq 10^{-3}$ (а это, видимо, так и есть), то реакция (13.10) более или менее завершается за характерное время, определяемое (13.6). Если все «замороженные» нейтроны пойдут на построение ядер гелия, то из нашей прежней оценки отношения числа

нейтронов к числу протонов следует содержание гелия по массе, равное 36%. Более тщательные расчеты [261, 262], проведенные с учетом всех реакций (не исключая и спонтанный распад нейтрона и пр.), дают оценку $\approx 25\%$. Эти расчеты подтверждают тот вывод, что содержание первичного гелия нечувствительно к современной плотности вещества, по крайней мере если Ω лежит в интервале $0,025 \leq \Omega \leq 5$, допустимом на основании других наблюдений. Отметим, что плотность вещества в эпоху образования гелия составляет всего лишь $10^{-3}\Omega$ г/см³, т. е. весьма мала по земным стандартам. Плотность же массы энергии излучения при $T \approx 10^9$ К составляет ≈ 50 г/см³.

В обзорах Тейлера [263] и Данцигера [264] обсуждались данные, характеризующие содержание гелия, включая как непосредственные спектроскопические наблюдения звезд и туманностей, так и выводы из теории строения и эволюции звезд. Несмотря на некоторые расхождения, эти данные говорят в пользу содержания гелия 25%. Правда, Данцигер отмечает, что наблюдения звезд спектрального класса В населения II, которые в принципе должны были бы давать наиболее четкую информацию о содержании гелия ко времени образования Галактики, не согласуются с другими данными. Точно так же и низкое значение потока солнечных нейтрино, полученное в эксперименте Дэвиса [265], лучше согласуется с теорией, если принять содержание гелия на Солнце меньше 25%. Если наша Галактика сохраняет современное значение светимости в течение $\approx 10^{10}$ лет, то лишь 2—3% водорода могло превратиться в ней в гелий, и не было предложено удовлетворяющего всех исследователей механизма возникновения 25-процентного содержания гелия, подобного обычно протекающим ядерным процессам, не приводящим в то же самое время к чрезмерному образованию тяжелых элементов. Поэтому совершенно необходимо привлечь к объяснению большого наблюдаемого количества гелия во Вселенной идеи его космологического происхождения, и широко распространено мнение, что триумф теории горячей Вселенной (в простейшей ее форме) — это автоматическое предсказание содержания $\approx 25\%$ гелия. (В гл. 17 мы вернемся к разбору того, как предсказываемое содержание гелия может измениться при разного рода отклонениях условий в ранней Вселенной от канонической картины.)

Наиболее подробные расчеты процессов нуклеосинтеза в горячей Вселенной были проделаны Вагонером, Фаулером и Хойлом [262] (рис. 47), которые получили содержание гелия по массе, равное 25—27% (более высокое значение соответствует большему значению Ω). Эта оценка несколько превышает оценку, полученную из наблюдений. Однако, после того как Вагонер и др. провели свои расчеты, пересмотр величины константы

связи слабого взаимодействия показал, что она была занижена, а это дает теперь уменьшение времени жизни нейтрона на 10% по сравнению с принятым ранее экспериментальным значением

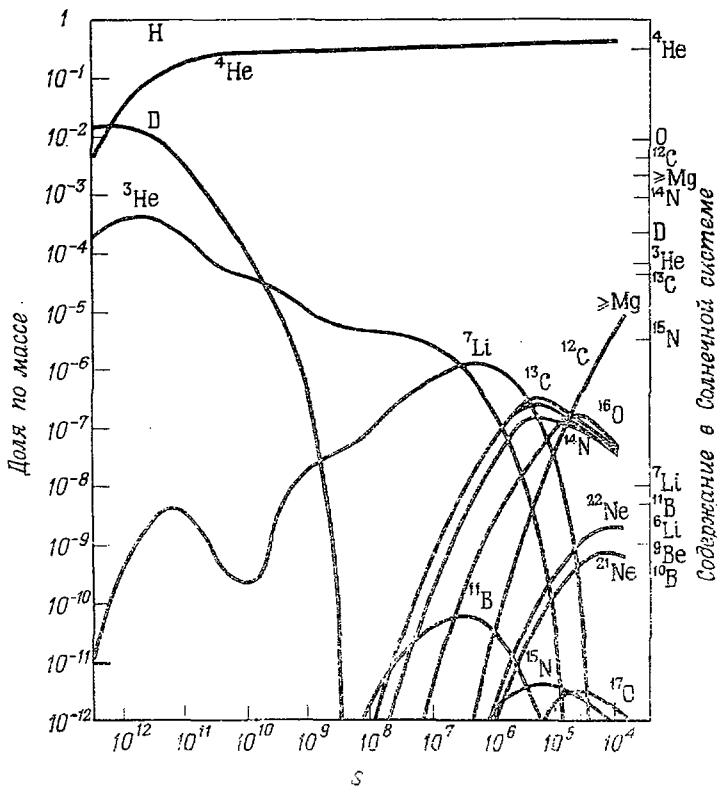
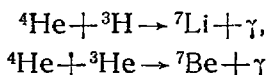


Рис. 47. Химический состав вещества горячей Вселенной согласно расчетам Вагонера и др. [262]. По оси абсцисс отложена энтропия, приходящаяся на один баррион.

[266]. В результате отношение числа нейтронов к числу протонов замораживается позднее, что приводит к понижению содержания нейтронов. Эта поправка приводит к уменьшению содержания гелия на 10% от полученного ранее значения [267, 268].

Вагонер и др. [262] в своих расчетах учитывали в общей сложности 144 реакции, в которых участвуют и тяжелые ядра вплоть до Mg. Их исследование, однако, показало, что невозможен (в рамках канонических значений параметров) синтез заметных количеств каких-либо элементов тяжелее ${}^4\text{He}$, за исключением, возможно, ${}^7\text{Li}$, и главной помехой служит отсутствие

в природе стабильных ядер с атомными весами 5 и 8, что препятствует протеканию синтеза по каналам $p + {}^4\text{He}$, $n + {}^4\text{He}$ или ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$. (Кроме того, высокий кулоновский барьер в реакциях



лишает их эффективной конкурентоспособности с реакциями, дающими ${}^4\text{He}$.) Хотя Гамов и его сотрудники первоначально надеялись, что в горячей Вселенной могут синтезироваться все элементы (путем многократного захвата нейтронов), и предполагали получить их «космологическое содержание», исследования в области звездной эволюции и ядерного синтеза за последние 15 лет вынудили большинство астрофизиков признать, что все тяжелые элементы могли образоваться за время эволюции Галактики. Эта мысль подкрепляется корреляцией содержания тяжелых элементов с возрастом и с расположением в Галактике (напротив, содержание гелия, видимо, не зависит от этих факторов), и для современных сторонников теории горячей Вселенной оказалось бы неприятным сюрпризом, если бы эта теория приводила к заметному содержанию первичных тяжелых элементов. (Любопытно, однако, что относительное содержание элементов тяжелее углерода наилучшим образом объясняется не постепенными процессами «сгорания» в звездах, а процессом «взрывного ядерного синтеза» [269, 270], при котором такие ядра, как ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{28}\text{Si}$, разогреваются до температур $\approx 2 \cdot 10^9$ К, а затем сгорают в течение короткого времени, ограниченного скоростью адиабатического остывания*.) Таким образом, большинство исследователей склонно приписывать первичную природу лишь гелию и, возможно, дейтерию в Галактике. Заметим, что ожидаемое содержание дейтерия, в отличие от содержания гелия, чувствительно к изменениям значения Ω .

* Исследование свойств пульсирующей модели Вселенной привело Дикке и его пристонских коллег к концепции горячей Вселенной. Они пришли к выводу, что тяжелые элементы, синтезированные в предыдущем цикле, уже не поддаются уничтожению, давая тем самым «новый вклад» в следующем цикле, если только температура, достигаемая при «схлопывании», не превышает $\gtrsim 10^{10}$ К.

СУДЬБА ФЛУКТУАЦИЙ: ОБРАЗОВАНИЕ ГАЛАКТИК

Неоднородность реальной Вселенной, проявляющаяся в существовании галактик, звезд и нас самих, не подрывает доверия к Фридмановским моделям. Они дают ее правдивое описание в целом при условии, что типичные флуктуации средней плотности $\Delta\rho$ для характерной длины d удовлетворяют неравенству

$$G(\Delta\rho)d^2 \ll c^2 \quad (14.1)$$

при всех d . Благодаря этому относительное отклонение от метрики Робертсона—Уокера (11.2) всюду значительно меньше 1, а пекулярные скорости, вызванные неоднородностью распределения массы, значительно меньше c . Соотношение (14.1) выполняется с запасом по меньшей мере $\sim 10^4$ как для галактик, так и для скоплений галактик, а изотропия фонового излучения с несомненностью (гл. 17) свидетельствует, о том, что это соотношение выполняется для всех больших характерных длин вплоть до «радиуса Хаббла» $\sim ct_H$.

Средняя концентрация вещества в галактиках в очень грубом приближении лежит в пределах 10^{-1} — 10^{-3} см $^{-3}$. Очевидно, галактики — и, *a fortiori* [тем более.—*Ред.*], скопления галактик — не могли бы существовать в их современном виде, если бы средняя концентрация частиц во Вселенной превышала это значение (современное значение $\sim 10^{-5}\Omega$ см $^{-3}$).

Тогда протогалактики представляли бы собой просто области с незначительно повышенной плотностью, расширение которых замедлялось бы и в конце концов прекращалось под влиянием их более сильного гравитационного поля. Хотя гравитационные силы ведут к неустойчивости, градиенты давления (особенно давления излучения на плазменной стадии) и диссипация энергии вследствие вязкости стремятся помешать этому росту. Теперь мы перейдем к описанию взаимодействия между этими процессами и к последующей судьбе возмущений различных типов в горячей Вселенной. Основной целью ряда работ по этой проблеме была попытка понять возникновение структуры с наблюдаемыми характерными размерами без искусственного выбора начальных условий, а также морфологию галактик и их распределение по моментам количества движения. Пока не получено каких-либо эффектных результатов, но тот факт, что эти

исследования по крайней мере возможны, иллюстрирует, насколько расширило открытие микроволнового фонового излучения область явлений, которые можно количественно анализировать.

Однако точка зрения, согласно которой современные структурные образования возникли в ходе эволюции малых возмущений в первоначально почти однородной Вселенной, является не более чем рабочей гипотезой: нет никаких твердо установленных данных о том, что в масштабах галактик и скоплений Вселенная когда-либо была более однородной, чем теперь. Амбарцумян, например, уже давно отстаивает мнение о том, что материя «возникает» локально из сверхплотного сингулярного состояния, но эта идея не может быть развита количественно на современном уровне знаний (см. теорию «задержавшихся ядер» Неемана и Таубера [271] и понятие «белых дыр»). Другая причина проведения исследований, посвященных судьбе малых начальных возмущений, связана с тем, что только при этом подходе применима однородная космологическая модель: если бы всем галактикам соответствовало одно и то же значение $\Delta\rho/\rho$, то (14.1) нарушалось бы при больших ρ , поэтому поддающиеся математическому анализу модели Фридмана были бы неприменимы к ранним плотным стадиям эволюции Вселенной.

14.1. Гравитационная неустойчивость фридмановских моделей с идеальной жидкостью

Впервые полностью релятивистский анализ возмущений во фридмановских моделях был дан Е. М. Лифшицем [272] в 1946 г. Обзоры последующих работ в этой области были сделаны Зельдовичем [273], Гаррисоном [274], Филдом [275] и другими.

Пылевидная Вселенная. Нетрудно видеть, что модели Фридмана, заполненные пылью, неустойчивы по отношению к росту возмущений плотности. На динамику вещества, находящегося внутри сопутствующей сферы, внешнее вещество не оказывает влияния. И наоборот, если бы область внутри сферы обладала метрикой Шварцшильда, в которой масса выбрана так, что решение на границе гладко переходит в невозмущенную модель Фридмана, то поведение внешней Вселенной не изменится. Эту центральную область, описываемую метрикой Шварцшильда, можно в свою очередь заменить расширяющимся однородным шаром, динамика которого имитирует часть другой фридмановской модели. Если взять много таких сферических дыр, то мы приходим к модели Вселенной, напоминающей «швейцарский сыр», которую исследовали Эйнштейн и Штраусс [276]. При этом любая возмущенная сферическая область расширяется так же, как мо-

дель Фридмана другой кривизны (другое a_0 в табл. 21). Во всех пылевидных моделях Фридмана вначале (когда $\eta \ll 1$) $a \propto t^{2/3}$ с одной и той же константой пропорциональности, но по мере приближения a к a_0 поведение моделей становится различным. При малых η значения, которые принимает a в различных моделях (при заданном t), отличаются на член порядка η^2 . Это означает, что пока возмущение мало:

$$|\Delta a/a| \propto \Delta \rho/\rho \propto a \propto t^{2/3}. \quad (14.2)$$

Этот факт говорит о том, что расширяющаяся пылевидная Вселенная неустойчива по отношению к росту тех возмущений, которые можно рассматривать как флуктуации полной локальной энергии или величины k/a_0^2 [уравнение (11.7)]. И конечно, любая неоднородность плотности — не обязательно однородной сферы — приведет к росту такого типа. (Можно также представить себе начальные неоднородности, при которых энергия, или a_0 , не возмущена, но расширение начинается в различные моменты времени. Такого рода флуктуация появляется также при более детальном математическом анализе этой проблемы, но она не представляет особого интереса ввиду того, что в процессе расширения ее амплитуда уменьшается пропорционально $a^{-3/2}$.)

Полезным понятием в этой задаче является горизонт частиц гипотетического наблюдателя, состоящий из таких точек с расстоянием по дуге $\eta(t)$ от его положения на 3-сфере, для которых

$$\eta(t) = \int_0^t dt/a(t).$$

Объекты, находящиеся на горизонте частиц, имеют бесконечное красное смещение, и во всех моделях Фридмана (с замедлением) этот горизонт растет, заключая внутри себя по мере роста t все больше и больше материи.

При условии, что $\Delta \rho/\rho$ интерпретируется как относительное отклонение локальной плотности от средней, которое различные сопутствующие наблюдатели мерили бы в один и тот же момент собственного времени t , соотношение (14.2) будет выполняться даже тогда, когда характерные размеры флуктуаций велики по сравнению с горизонтом частиц*). Конечно, это верно для лю-

*) Если возмущенная сфера мала по сравнению с горизонтом частиц и ее граница расширяется со скоростью $v \ll c$, то можно получить (14.2) исходя из следующих элементарных ньютоновских рассуждений. Изменение энергии соответствует заданному изменению $\Delta(v^2)$ в v^2 , не зависящем от a . Для модели Эйнштейна—де Ситтера («нулевой энергии») или любой модели Фридмана при $a \ll a_0$ $v \propto a^{-1/2}$. Отсюда $\Delta v/v \propto a$. Это означает, что относительные разности в моменты времени, когда возмущенная и невозмущенная сферы достигают заданного радиуса (или, что эквивалентно, возмущение относительной плотности в заданный момент времени), увеличиваются пропорционально a .

бого характерного размера в достаточно ранние времена, так как в пылевидных моделях, где $a \propto t^{2/3}$, масса M_H , находящаяся в пределах горизонта частиц [$\sim \rho (ct)^3$], меняется как

$$M_H \propto a^{3/2} \propto t. \quad (14.3)$$

Соотношение (14.2), очевидно, перестает выполняться, когда флуктуации становятся порядка единицы, однако их поведение легко проследить, если представить себе часть Вселенной с k/a^2 , бóльшими чем в однородной космологической модели. При фоне с $k=0$ любая область повышенной плотности перестанет расширяться (в момент времени, когда будет достигнута плотность, в $9\pi^2/16$ раз превышающая плотность фона) и затем начнет коллапсировать. Качественно аналогичные соображения справедливы в любой модели при условии, что $\Delta\rho/\rho$ становится порядка единицы, когда все еще (для невозмущенной модели) $a/a_0 \ll 1$. В замкнутой модели ($k=1$) флуктуация, амплитуда которой при $a \approx a_0$ все еще мала, не выделится до тех пор, пока вся Вселенная находится в состоянии коллапса. Любые флуктуации, которые вновь начинают сжиматься, оставаясь меньше, чем M_H , не смогли бы составлять часть нашей Вселенной. Если $k=-1$, то возмущение, которое при $a \approx a_0$ имеет $\Delta\rho/\rho \ll 1$, впоследствии будет сохранять амплитуду почти постоянной, поскольку при этом собственные гравитационные силы возмущенной области станут несущественными, флуктуация будет развиваться подобно невозмущенной Вселенной с расширением без замедления. Эти простые результаты, касающиеся гравитационной неустойчивости сферических неоднородностей, можно непосредственно распространить на более общие возмущения, причем качественно результаты будут аналогичны.

При $p \neq 0$ решение Фридмана для пылевидной модели все же описывает динамику в целом, если $p \ll \rho$, причем в этом случае градиенты давления могут стабилизировать флуктуации при достаточно малых характерных размерах*). Они не будут расти, а вместо этого будут колебаться подобно звуковым волнам. Минимальная характерная длина, на которой гравитационные силы еще преобладают над силами давления, так называемая «джинсовская длина», впервые была рассмотрена Джинсом в 1902 г.:

$$\lambda_J = c_s (\pi/\rho G)^{1/2}, \quad (14.4)$$

где c_s — скорость звука. Соответствующая джинсовская масса есть

$$M_J \approx c_s^3 / G^{3/2} \rho^{1/2}. \quad (14.5)$$

*) Если газ может охлаждаться за счет эмиссии излучения, то давление и плотность более не связаны простым уравнением состояния и появляется возможность негравитационных тепловых неустойчивостей. Это может произойти после повторного нагрева межгалактического газа.

В космологической модели, в которой эффектами кривизны можно пренебречь (т. е. $|k/a^2| \ll 1$), эта масса такова, что скорость дифференциального расширения будет порядка c_s . Для всех флуктуаций с $M \gg M_J$ эффекты давления незначительны, поэтому в подобных случаях применимо все сказанное выше о пылевидных моделях.

Радиационно-доминированная Вселенная. Можно получить также простое приближение для поведения возмущений в радиационно-доминированной Вселенной, заполненной идеальной жидкостью с уравнением состояния $p = \rho/3$. Если средняя длина свободного пробега излучения достаточно мала, чтобы придать материи свойства, аналогичные свойствам жидкости (что справедливо при всех разумных характерных размерах в течение плазменной стадии в канонической модели расширяющейся Вселенной), то эффективная скорость звука будет $c_s = c/\sqrt{3}$. При этом давление стабилизирует все массы, существенно меньшие, чем масса внутри горизонта (другими словами, $M_J \approx M_H$). Однако эта Вселенная неустойчива по отношению к возмущениям с характерной массой $M \gg M_H$, и мы находим [путем сравнения $a(t)$ для различных моделей, как это делалось для пылевидной модели], что

$$\Delta\rho/\rho \propto a^2 \propto t. \quad (14.6)$$

Поскольку M_H растет с t , то возмущение данной характерной массы начнет расти согласно (14.6), но как только оно попадет внутрь горизонта, станут существенными градиенты давления и возмущение начнет осциллировать.

14.2. Возмущения в течение плазменной стадии

Первоначально исследования гравитационной неустойчивости проводились в надежде, что галактики и скопления, возможно, конденсировались из случайных \sqrt{N}/N -флуктуаций, которые было естественно ожидать во Вселенной, состоящей из дискретных атомов. Однако при массе галактики $\sim 10^{11} M_\odot$ статистические флуктуации составляют только $\sim 10^{-34}$, а галактики не сконденсировались бы к современной эпохе, если только не предположить, что их рост начался в той стадии, когда горизонт частиц охватывал только несколько атомов. Неясно, насколько значим с точки зрения физики этот результат. Проблема такова, что в результате общего расширения за характерное время, равное времени уменьшения в e раз джинсовской неустойчивости, закон, описывающий скорость, с которой растет скачок плотности, преобразуется из экспоненциального в (более слабый) степенной.

Следовательно, надо предположить, что либо флуктуации возникают в очень раннюю эпоху, либо имеют место большие начальные амплитуды. Например, существование галактик можно было бы объяснить в пылевидной Вселенной, если бы в ней были возмущения с $\Delta\rho/\rho \approx 10^{-7}$ в момент времени, когда такая масса впервые попадает внутрь горизонта частиц. Хотя такие возмущения намного больше «статистической» амплитуды, они все же являются «малыми» в том смысле, что обусловили бы весьма незначительное отклонение геометрии Вселенной от строго однородного случая.

Однако гипотеза этого типа неудовлетворительна, так как на самом деле она ничего не объясняет. Начальная амплитуда должна быть выбрана *ad hoc*: если бы она была слишком малой, то галактики еще не сконденсировались бы, а если бы она была слишком большой, то они перестали бы расширяться в более раннюю эпоху и имели бы большие средние плотности, чем наблюдаемые. Кроме того, при $p=0$ возмущения любых характерных размеров растут с одинаковой скоростью, задаваемой соотношением (14.2). Это означает, что не существует никакого предпочтительного характерного размера неустойчивости, а также и то, что постулируемый первоначальный спектр масс должен быть взвешен с наибольшим весом для тех масс, которые требуются. Как пошутил Голд: «Все так и есть, как есть, потому что было таким, каким было». Отличное от нуля давление действительно может стабилизировать возмущения с характерной массой, на некоторых стадиях расширения не превышающей M_J , в результате чего рост крупномасштабных возмущений был бы предпочтительнее. Однако этот эффект, по-видимому, не способен повлиять на какие-либо важные особенности первоначально гладкого спектра масс флуктуаций.

Обнаружение микроволнового фонового излучения и его интерпретация, как реликтового излучения, вновь пробудили интерес к этому подходу к проблеме образования галактик. И для этого имеется несколько причин.

1. Открытие этого излучения представляет собой первое, действительно неоспоримое свидетельство существования в эволюции Вселенной горячей, плотной и непрозрачной фазы.

2. Изотропия фонового излучения, установленная с точностью до $\leq 0,1\%$ (беспрецедентная точность в космологических измерениях!), дала первое надежное подтверждение того, что простые модели Фридмана могут обеспечить адекватное динамическое описание ранних стадий Вселенной.

3. Модель горячей Вселенной позволяет предсказать определенное уравнение состояния, за исключением, возможно, периода адронной стадии.

4. Судьба флуктуаций в горячей Вселенной не определяется

(как это делается в моделях с идеальной жидкостью) только соотношением между градиентами давления и силами гравитации; связь между веществом и излучением неидеальна, и это ведет к диссипативным процессам. Результирующее затухание действует выборочно на возмущения определенных характерных размеров (и определенных типов). Было бы даром судьбы, если бы неоднородности с наибольшей вероятностью «выживали» и усиливались до некоторых характерных размеров наблюдаемых образований во Вселенной.

Радиационное затухание колебаний малой амплитуды. На пострекомбинационной стадии ($t \gg t_{\text{рек}}$) Вселенная в основном прозрачна, и излучение со спектром абсолютно черного тела совсем не влияет на движение вещества. С другой стороны, во время плазменной стадии каждый фотон многократно рассеивается на свободных электронах. Таким образом, электроны должны подстраиваться под среднее движение фотонного газа, поэтому и нуклоны, взаимодействующие с электронами посредством электростатических сил, также подвержены этому воздействию. Если средняя энергия фотонов ($\sim 3kT$) значительно меньше $m_e c^2$, то можно использовать томсоновское сечение $\sigma_T = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Масса $M_{\tau=1}$ вещества внутри сферы с оптической толщиной, равной единице, будет равна $\lambda_{\tau=1}^3 \rho_m$, где $\lambda_{\tau=1} = (n_e \sigma_T)^{-1}$ — средняя длина свободного пробега между последовательными актами томсоновского рассеяния. При $t_{\text{рек}}$, когда $n_e \approx 10^4 \Omega \text{ см}^{-3}$, эта масса будет

$$M_{\tau=1} \approx 10^7 \Omega^{-2} M_{\odot}. \quad (14.7)$$

причем, если экстраполировать еще дальше в прошлое, она быстро ($\propto T^{-6}$) уменьшается. Итак, по крайней мере при возмущениях с характерными массами галактик ($\sim 10^{11} M_{\odot}$), вещество и излучение ведут себя при $t \lesssim t_{\text{рек}}$ как единая среда. Скорость звука в этой составной среде (вычисленная с учетом инерции как вещества, так и излучения, но в пренебрежении давлением вещества) следующая:

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{3}} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\rho_m}{\rho_r} \right)^{-1/2}. \quad (14.8)$$

До момента $t_{\text{кр}}$ (когда $\rho_r > \rho_m$) $c_s \approx c/\sqrt{3}$ и $M_J \approx M_H$. В промежутке между $t_{\text{кр}}$ и $t_{\text{рек}}$ M_J постоянно при значении

$$M_1 \approx 3 \cdot 10^{15} \Omega^{-2} M_{\odot}. \quad (14.9)$$

После $t_{\text{рек}}$ M_J катастрофически падает, потому что тепловое давление частиц составляет только $\sim 10^{-7} \Omega$ от давления излучения,

поэтому M_i является наибольшей массой, которая еще может уравниваться силами давления *).

В действительности неоднородности в ρ_T с характерными массами $\ll M_J$ вели бы себя подобно звуковым волнам. Эффективная скорость звука для длины волны λ равна $c_s(1 - \lambda^2/\lambda_J^2)^{1/2}$, причем влияние гравитации заключается в «смягчении» среды, которое незначительно при $\lambda/\lambda_J \rightarrow 0$. Если бы вещество и излучение были идеально связаны (отсутствие вязкости или затухания), то мы сразу же могли бы сделать вывод о поведении амплитуды $\Delta\rho_T/\rho_T$, применив к «стоячим волнам» обычную теорию адиабатических инвариантов: энергия, приходящаяся на одну длину волны, обратно пропорциональна периоду N осцилляций. Для возмущений с заданной сопутствующей длиной волны ($\lambda \ll \lambda_J$) энергия колебаний в процессе расширения следующая:

$$(\text{Амплитуда})^2 \times (\text{Скорость звука})^2 \times (\text{Масса-энергия внутри объема, равного кубу сопутствующей длины волны}),$$

т. е. она пропорциональна величине

$$(\Delta\rho_T/\rho_T)^2 c_s^2 (\rho_m + \rho_T) a^3. \quad (14.10)$$

Период колебаний (длина волны/скорость звука), по грубой оценке, меняется как

$$N \propto \begin{cases} a & \text{при } t \leq t_{\text{кр}}, \\ a^{3/2} & \text{при } t_{\text{кр}} \leq t \leq t_{\text{рек}}, \end{cases} \quad (14.11)$$

поэтому приблизительно

$$\Delta\rho/\rho \propto \begin{cases} \text{const} & \text{при } t \leq t_{\text{кр}}, \\ a^{-1/4} \propto t^{1/6} & \text{при } t \geq t_{\text{кр}}. \end{cases} \quad (14.12)$$

Физическая интерпретация поведения при $t \leq t_{\text{кр}}$ такова, что инертная масса внутри сопутствующего объема меняется как a^{-1} , поэтому уменьшение энергии ($\propto a^{-1}$), вытекающее из адиабатического инварианта, может быть обусловлено уменьшением массы без необходимости какого бы то ни было уменьшения амплитуды.

Однако средней длиной свободного пробега фотона полностью пренебречь нельзя, и более точное рассмотрение с учетом диффузии фотонов и вязкости показывает, что колебания должны затухать [277—280]. При характерной длине $\ll \lambda_J$ колебания малой амплитуды можно рассматривать как акустические

*) Если $\Omega \leq 0,05$, то $t_{\text{кр}} > t_{\text{рек}}$; формула (14.9) тогда неприменима, а наибольшая масса, которая может стабилизироваться за счет давления, содержит тогда массу частиц $\sim 3 \cdot 10^{19} \Omega M_{\odot}$.

волны, пренебрегая релятивистскими эффектами. Затухание может быть обусловлено двумя эффектами.

1. Фотоны стремятся покинуть области сжатия, и соответственно между колебаниями вещества и колебаниями фотонного газа (т. е. давления) имеется сдвиг по фазе, ведущий к затуханию волн.

2. Поле излучения становится слабо анизотропным в областях, подверженных деформации сдвига, и это приводит к диссипации за счет вязкости. Линейный анализ, проведенный Вайнбергом [280] с учетом обоих этих эффектов, показал, что колебания с длиной волны λ затухают с характерным временем, определяемым соотношением

$$\tau_3^{-1} = \frac{2\pi^2}{3} c \frac{\lambda_{\tau=1}}{\lambda^2} \frac{\rho_\gamma}{\rho_m + \frac{4}{3} \rho_\gamma} \left[\frac{16}{15} + \frac{\rho_m^2}{\rho_\gamma \left(\rho_m + \frac{4}{3} \rho_\gamma \right)} \right]. \quad (14.13)$$

Два члена в квадратных скобках представляют собой вклад первого и второго эффектов соответственно. Если $\rho_m \ll \rho_\gamma$ (т. е. $t \ll t_{кр}$), то преобладает вязкость, а если $\rho_m \gg \rho_\gamma$ ($t \gg t_{кр}$), то более существен эффект сдвига фазы. Однако во всех случаях τ_3 сравнимо со временем, которое необходимо фотону, чтобы пройти расстояние λ в процессе «случайных блужданий». Затухание наиболее значительно при малых характерных размерах, и в любую эпоху t всегда будет минимальная незатухающая характерная длина λ_D , при которой $\tau_3 \approx t$:

$$\lambda_D \approx (\lambda_{\tau=1}, \lambda_H)^{1/2}.$$

К концу плазменной стадии колебательное движение, в котором участвуют все массы вплоть до некоторой массы M_2 , будут сильно затухать. Мы имеем

$$M_2 \approx \begin{cases} 6 \cdot 10^{12} \Omega^{-3/4} M_\odot & (\Omega \geq 0,03), \\ 1,5 \cdot 10^{13} \Omega^{-1} M_\odot & (\Omega \leq 0,03). \end{cases} \quad (14.14)$$

На рис. 48 показано, как ведут себя различные характеристические массы во время плазменной стадии во Вселенной с $\Omega=1$. На нем нанесена кривая массы M_H вещества внутри горизонта частиц (мы видим, что первой при $t \approx 1$ год внутрь горизонта попадает масса всей галактики). На рисунке представлены также M_J , $M_{\tau=1}$ и минимальная незатухающая масса $M_D \approx \rho_m \lambda_D^3$. Поэтому область с возмущенной плотностью числа фотонов ведет себя в соответствии с формулой (14.6) до тех пор, пока связанная с ней барионная масса не станет меньше M_H .

Если $M < M_1$ [соотношение (14.9)], то возмущение попадает внутрь горизонта, когда во Вселенной все еще преобладает излучение (и $M_J \approx M_H$), поэтому оно начинает осциллировать согласно (14.12). При $M \leq M_D$ осцилляции будут затухать, так что

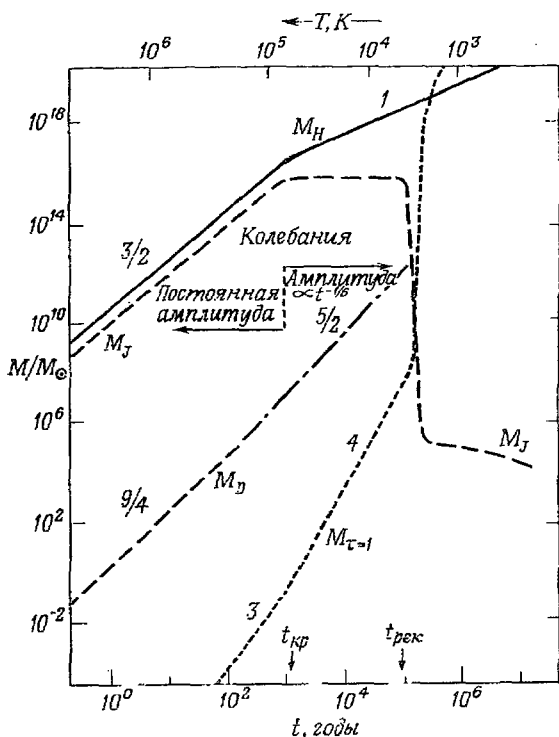


Рис. 48. Некоторые характеристические массы для космологической модели с $\Omega \approx 1$ и современной температурой 3 К. M_H — масса частиц внутри горизонта частиц (заметим, что галактика попадает внутрь горизонта спустя ~ 1 год). Адиабатические возмущения с характерной массой меньше M_D сильно затухают. В процессе расширения различные массы растут пропорционально степеням t , точные значения которых указаны на кривых.

для всех характерных масс при $M > M_2$ [соотношение (14.14)] $\Delta \rho_\gamma / \rho_\gamma$ экспоненциально затухнет к моменту времени, когда плазма рекомбинирует. (Флуктуации массой $M > M_1$, конечно, никогда не будут осциллировать.)

Характерным параметром при образовании галактик является не $\Delta \rho_\gamma / \rho_\gamma$, а $\Delta \rho_m / \rho_m$, и только если первоначальные возмущения сохраняют фотон-барионное отношение (т. е.

$$\Delta \rho_\gamma / \rho_\gamma = \frac{4}{3} \Delta \rho_m / \rho_m,$$

за счет затухания распределения излучения $\Delta\rho_m$ также уменьшается до нуля. Эти адиабатические возмущения представляют собой весьма частный случай: в более общей ситуации, когда $\Delta\rho_\gamma/\rho_\gamma$ и $\Delta\rho_m/\rho_m$ независимы (а энтропия на барион сама возмущена), остаточное изотермическое возмущение:

$$\frac{\Delta'\rho_m}{\rho_m} = \frac{\Delta\rho_m}{\rho_m} - \frac{3}{4} \frac{\Delta\rho_\gamma}{\rho_\gamma},$$

сохранится даже после того, как распределение излучения сгладится. Изотермические возмущения с характерной массой $\ll M_J$ на самом деле в течение всей плазменной стадии «вморожены», так как радиационное трение препятствует расширению вещества с такой же скоростью, как и фотонный газ. Возмущение с $M \ll M_1$, которое было изотермическим, когда оно впервые попало внутрь горизонта, никогда не будет осциллировать, а будет иметь постоянную амплитуду вплоть до $t_{\text{рек}}$.

В настоящее время нет особых причин, чтобы отдать предпочтение тому или иному типу начальных возмущений. Чисто адиабатические возмущения возникли бы, если бы по какой-либо причине энтропия на барион была строго постоянной. Один из процессов, ведущий к почти чисто изотермическим флуктуациям, рассмотрел Гаррисон [281]. Он указал, что во Вселенной, обладающей полной симметрией между веществом и антивеществом, малые неоднородности (1 часть на $\sim 10^7$) отношения вещества к антивеществу в адронной стадии могли впоследствии привести к флуктуациям порядка единицы.

Первичная система вихрей. Можно также рассматривать начальные возмущения в виде системы вихрей. Если связанные с ними пекулярные скорости $\Delta v \ll c_s$, а характерная масса значительно меньше M_H , то, возможно, будет применима теория несжимаемой турбулентности, так как возникшие относительные неоднородности плотности были бы по порядку величины $(\Delta v/c_s)^2$. Характеристические скорости вращения $V_{\text{вр}}$ при заданной сопутствующей длине меняются как

$$V_{\text{вр}} \propto \begin{cases} \text{const} & \text{при } t \leq t_{\text{кр}}, \\ a^{-1} & \text{при } t \geq t_{\text{кр}}. \end{cases} \quad (14.15)$$

Для движений при характерной массе $\ll M_H$ формула (14.15) тотчас же следует из закона сохранения момента количества движения:

$$[\propto a^3 \omega (\rho_m + \rho_\gamma) \propto a^1 V_{\text{вр}} (\rho_m + \rho_\gamma)],$$

в элементе сопутствующего объема. Однако малые вихри затухли бы вследствие фотонной вязкости. В линейном приближении,

когда отсутствует передача энергии от больших вихрей, наименьший вихрь, который может сохраниться вплоть до $t_{\text{рек}}$, несмотря на затухание вследствие вязкости, имеет массу [274, 282]

$$M_2' \approx 10^{10} \Omega^{-11/4} M_{\odot}. \quad (14.16)$$

Для $\Omega \approx 1$ эта величина значительно меньше M_2 , потому что при $t > t_{\text{кр}}$ момент количества движения переносится главным образом нуклонами, тогда как вязкость обусловлена только фотонами. (При вычислении M_2' предполагается, что вихрь почти сферический: затухание несферических вихрей было бы существенным при больших характерных массах.)

Другие линейные процессы. Среди других процессов, которые влияют на неоднородности до стадии рекомбинации, назовем следующие:

1. Нейтринная вязкость, которая максимально эффективна, когда средняя длина свободного пробега электронного нейтрино v_e порядка ct (т. е. при $t \approx 1$ с $T \approx 10^{10}$ К), но которая не оказывает никакого влияния на неоднородности с размерами галактик [283], потому что при этом $M_H \lesssim 10^{-4} M_{\odot}$. Однако, как впервые подчеркнул Мизнер [284], нейтринная вязкость может играть ключевую роль в уменьшении любой начальной анизотропии, которой могла обладать Вселенная.

2. Если объемная вязкость не равна нулю, то адиабатические колебания могут в принципе затухать. Объемная вязкость наиболее существенна тогда, когда электрон-позитронные пары уже не являются ультрарелятивистскими, но еще не успели полностью аннигилировать, т. е. при $T \approx 5 \cdot 10^9$ К. Даже тогда маловероятно, что этот эффект важен, так как частота столкновений электронов намного меньше, чем частоты колебаний, представляющих интерес.

3. Филд [285] проанализировал негравитационную неустойчивость, на возможность которой впервые указал Гамов, обусловленную тем, что электронная температура всегда несколько ниже T_γ (вследствие расширения), и каждая частица стремится экранировать соседние частицы от интенсивного окружающего излучения. Результирующая «ложная гравитация» — притяжение по закону обратной пропорциональности квадрату расстояния — недостаточно сильна, чтобы представить какой-либо интерес.

Таким образом, при $t \lesssim t_{\text{рек}}$ развитие неоднородностей малой амплитуды при характерных размерах, которые, по-видимому, имеют непосредственное отношение к образованию галактик, происходит под воздействием гравитации, давления излучения и фотонной вязкости. Если амплитуды достаточно малы и можно

применять линейный анализ, тогда при $t_{\text{рек}}$ мы можем связать амплитуду в функции массы с «начальным» спектром. Нет никаких априорных мотивов постулировать какой-либо определенный вид этого начального спектра. Поскольку эффективный механизм затухания крупномасштабных возмущений, по-видимому,

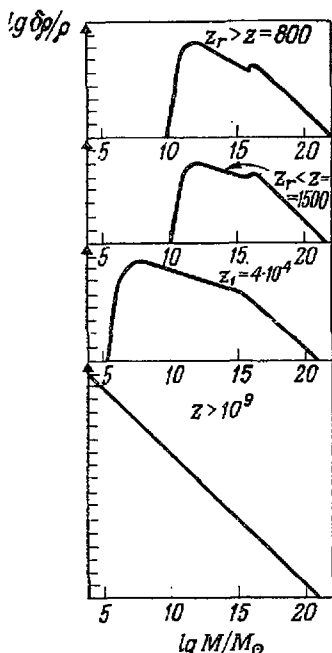


Рис. 49. Эволюция начального степенного спектра адиабатических возмущений, показывающая эффекты радиационного затухания и стабилизации давлением для малых характерных размеров во Вселенной с $\Omega=1$ [286].

отсутствует и амплитуда всех масс, больших M_1 [уравнение (14.9)], непрерывно растет, видимая крупномасштабная однородность Вселенной в современную эпоху вынуждает нас предположить, что соответствующие начальные амплитуды флуктуаций были очень малы. Наименее искусственным спектром флуктуаций является тот, в котором в заданный момент «мощность» сконцентрирована в малых характерных размерах (или больших волновых числах). Многие авторы применяли спектр, в котором амплитуда адиабатических флуктуаций, измеренная в эпоху, предшествовавшую стабилизации возмущений каких-либо существенных характерных размеров за счет давления или уменьшения их в результате затухания, пропорциональна волновому числу в степени $3/2$, или $M^{-1/2}$. При таком выборе спектра все

характерные массы M в момент времени, когда $M \approx M_H$, имеют одинаковые амплитуды (меньшие массы попадают внутрь горизонта первыми). Нужная амплитуда должна фиксироваться *a posteriori*, но возможность того, что некоторые возмущения могут селективно затухать или усиливаться, дает надежду, что неоднородности некоторых характерных размеров могут быть особенно важными в момент образования в горячей Вселенной. На рис. 49, взятom из работы Сюняева и Зельдовича [286], показано, как изменятся амплитуда адиабатических возмущений разных характерных размеров до момента $t_{\text{рек}}$. Ю и Пиблс [260], а также Миши [279] проследили судьбу этих возмущений вплоть до завершения процесса рекомбинации, но не обнаружили заметного увеличения минимальной незатухающей массы сверх M_2 .

Нелинейные эффекты. Если допускается, что для объяснения современной структуры Вселенной должны были присутствовать некоторые отнюдь не бесконечно малые начальные возмущения, то не исключено, что амплитуды были столь велики, что линейный анализ будет недостаточным. Несколько авторов провели более сложные исследования нелинейных взаимодействий неоднородностей различных характерных размеров на плазменной стадии Вселенной.

Адиабатические колебания большой амплитуды генерируют ударные волны (колебания с длиной волн λ приводят к гармоникам с длиной волны $\lambda/2$, которые...). Пиблс [287] показал, что в результате этого процесса амплитуда адиабатических колебаний массы M уменьшается до

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \leq \frac{\left(1 + \frac{3}{4} \rho_m/\rho_\gamma\right)^2}{\left(1 + \frac{\rho_m}{\rho_\gamma}\right)\left(1 + \frac{21}{16} \rho_m/\rho_\gamma\right)} \left(\frac{M}{M_H}\right)^{1/6}. \quad (14.17)$$

Поэтому этот процесс повлияет и на флуктуации с массами, большими M_2 , в том случае, если их амплитуды перед рекомбинацией были достаточно велики.

Если скорости $V_{\text{вр}}$, связанные с вращательным возмущением с характерным размером λ , таковы, что $V_{\text{вр}} t \geq \lambda$, то перенос энергии между вихрями различных характерных размеров изменит начальный спектр. Озерной и его коллеги [282, 288, 289] показали, что начальные вращательные возмущения могут привести к спектру турбулентности Колмогорова для вихрей с характерными массами вплоть до

$$5 \cdot 10^{15} (V_{\text{вр}}/c)^3 \Omega^{-2} M_\odot. \quad (14.18)$$

Этот спектр (для которого скорости вращения $\propto M^{1/6}$) продолжается до массы, меньшей чем M'_2 [уравнение (14.16)], так как

энергия, получаемая от более крупных вихрей, компенсирует диссипацию вследствие вязкости. Несмотря на то что характер первоначальных неоднородностей произволен и задается *ad hoc*, эти нелинейные процессы стремятся, независимо от вида начального спектра, установить спектр определенной формы при $t_{\text{рек}}$, причем даже в области характерных размеров, не подверженных экспоненциальному затуханию. И именно этот спектр, хотя и, возможно, косвенно, определяет распределение галактик и скоплений по массам и моментам количества движения.

14.3. Процессы после рекомбинации

Исследования, описанные выше, показывают, что все чисто адиабатические флуктуации с массами вплоть до масс крупнейших галактик и даже несколько больших затухли бы под действием радиационной вязкости при $t \leq t_{\text{рек}}$. Однако изотермические флуктуации сохранились бы с начальной амплитудой и сохранилась бы изотермическая компонента любого более общего начального возмущения. Первичная турбулентность, несмотря на то что при $V_{\text{вр}} \ll c_s$ она была бы до $t_{\text{рек}}$ существенно несжимаемой, также быстро генерировала бы неоднородности плотности, как только рекомбинация уменьшила бы эффективную скорость звука.

Любые флуктуации плотности, амплитуда которых сразу же после $t_{\text{рек}}$ уже стала ≥ 1 , приведут к конденсации с концентрацией больше $10^4 \Omega$ атом/см³. Поэтому любые агломераты галактической массы, из которых впоследствии образуются обычные галактики (типичные концентрации $10^{-1} - 10^3$ атом/см³), должны были сразу же после разделения вещества и излучения иметь $(\Delta\rho/\rho) \ll 1$. Это значение дает некоторое подтверждение того, что до $t_{\text{рек}}$ линейное рассмотрение может быть законным, а также, как отметил Пиблс [290], может поставить новые проблемы перед теорией первичной турбулентности [289, 291—293].

После $t_{\text{рек}}$ — или по меньшей мере к тому времени, когда температура упадет до ~ 1000 К — первичная плазма существенным образом рекомбинирует, так что между излучением и веществом не будет динамической связи для флуктуаций с $M \leq M_{\text{П}}$. (Легко показать, что как радиационное трение, действующее на оптически «тонкие» флуктуации, так и давление, обусловленное высокочастотным хвостом спектра излучения в линиях серии Лаймана или в непрерывном спектре Лаймана, незначительны.) Если динамическая роль магнитных полей не является значимой, то после $t_{\text{рек}}$ гравитационная неустойчивость подавляется только давлением газа, причем соответствующая масса Джинса равна всего лишь

$$M_3 \approx 3 \cdot 10^5 \Omega^{-1/2} M_{\odot}. \quad (14.19)$$

Поэтому в интересующей нас области масс давление не препятствует процессу конденсации, а поведение масс описывается тогда соотношением (14.2)*).

Поскольку все возмущения, гораздо большие M_J , растут с почти одинаковой скоростью, то характерный размер первых выделившихся конденсаций должен быть таким, при котором сразу же после $t_{\text{рек}}$ величина $\Delta\rho_m/\rho_m$ максимальна. Если бы начальные возмущения были адиабатическими и невращающимися, то наименьшие сохранившиеся массы при $t_{\text{рек}}$ равнялись бы $\approx M_2$. Если бы амплитуда уменьшалась с увеличением характерного размера, то первые образовавшиеся конденсации имели бы массы $\sim M_2$ и было бы весьма соблазнительно отождествить их с крупными галактиками. Если бы мы знали максимальный радиус протогалактик, то могли бы сделать заключение об эпохе, в которую они прекратили расширяться. Изучение звезд нашей Галактики с сильно эксцентрическими орбитами Эггеном, Линден-Беллом и Сэндейжем [294] (звезд, которые вследствие низкого содержания тяжелых элементов считаются самыми старыми в Галактике) наводит на мысль, что эти звезды образовались путем коллапса при свободном падении вещества с расстояния ≈ 50 кпс. Средняя концентрация, соответствующая максимальному радиусу, составляет $\sim 10^{-2}$ частиц/см³, и легко подсчитать, что если $\Omega \approx 1$, то расширение нашей Галактики должно было прекратиться при красном смещении $z \approx 5$, следовательно коллапс завершился бы при $z \approx 2,5$. Соотношение (14.2) дает тогда, что при $t_{\text{рек}}$ $\Delta\rho/\rho$ должно быть $\approx 0,5\%$.

Если бы начальные возмущения не были точно адиабатическими и в начальном спектре преобладали бы малые массы, то можно было бы ожидать, что сначала будут конденсироваться возмущения массой $\sim 10^6 M_\odot$. (Пиблс [295] показал, что при различных предположениях о начальном спектре возмущений типичные конденсации будут по порядку величины не более M_3 .) Пиблс и Дикке [296] полагают, что часть из них могла образовывать шаровые скопления. Эта гипотеза объясняет исключительное сходство свойств этих объектов и предсказывает, что в межгалактическом пространстве их должно быть огромное количество. Согласно такой картине, галактики образовались бы в результате неупругих столкновений между облаками массой

* Все же заметим, что фон из невзаимодействующих частиц, например гравитонов или вырожденных нейтрино, которые преобладали бы в плотности массы-энергии, уменьшил бы характерное время всеобщего расширения [$\sim (G\rho_n)^{-1/2}$]. Тогда возмущения плотности в веществе не будут расти в соответствии с (14.2), а приобретут почти постоянную амплитуду [растущую с характерным временем $\sim (G\rho_m)^{-1/2} > (G\rho_n)^{-1/2}$].

$\sim 10^6 M_{\odot}$ до того, как эти облака успели сконденсироваться в звезды.

Дорошкевич, Зельдович и Новиков [297] в качестве объяснения образования галактик предлагают более сложную картину. Они полагают, что «первичные» конденсации с массой $\sim 10^6 M_{\odot}$ представляют собой неустойчивые «сверхзвезды», которые взрываются и нагревают окружающее вещество. Даже если только $\sim 10^{-4}$ часть материи во Вселенной подверглась такому процессу, то выделилось достаточно тепла, чтобы температура остального газа повысилась до $\sim 10^6$ К. Если это произошло при красном смещении $z \ll 20$, что соответствует $\Delta\rho/\rho \ll 2\%$ при $t = t_{\text{рек}}$, то газ не успеет охладиться. Рост температуры ведет к увеличению массы Джинса и тормозит процесс дальнейшего образования сверхзвезд. Это стохастическое нагревание создало бы неоднородности характерной массы $10^9 - 10^{12} M_{\odot}$ (соответствующей «сфере влияния» каждой сверхзвезды), даже если бы подобные неоднородности полностью отсутствовали в начальном спектре возмущений. И впоследствии они могли бы конденсироваться с образованием галактик и квазаров.

В модели «первичной турбулентности» возмущения до рекомбинации связаны в первую очередь со скоростью, а не с плотностью. Однако при $t_{\text{рек}}$ эффективная скорость звука падает в $\sim 3 \cdot 10^3 \Omega^{-1/2}$ раз, поэтому движения (ранее дозвуковые) становятся сверхзвуковыми и создают неоднородности плотности. Озерной и Чибисов [289] в рамках общего полукачественного подхода рассмотрели эту сверхзвуковую турбулентность. Их работа наводит на мысль о том, что после рекомбинации неоднородности плотности стабилизируются эффективным давлением (сильно превышающим тепловое давление газа), в которое вносят вклад турбулентные вихри с характерными размерами, меньшими чем заданная неоднородность, и что вплоть до $z \approx 100$ протогалактики не выделились бы из окружающего фона. Утверждается, что в этом подходе весь момент количества движения галактик можно приписать первичному турбулентному движению. Для начальных невращающихся возмущений (как адиабатических, так и изометрических) современный «спин» галактик следует приписать приливным взаимодействиям между соседними протогалактиками. В литературе обсуждался вопрос о том, может ли этот процесс быть достаточно эффективным [291, 298].

К настоящему времени основным твердо установленным достижением этих исследований возмущений в горячей Вселенной было следующее: показано, что если спектр масс начальных флуктуаций «гладкий», но уменьшается по амплитуде с ростом характерной массы, то наиболее предпочтительными будут три характерные массы:

- M_1 — минимальная масса, рост которой никогда не прерывается силами давления ($\sim 10^{15} M_{\odot}$);
- M_2 — масса наименьшего адиабатического возмущения, которое в фазе колебаний до $t_{\text{рек}}$ не подвергается сильному затуханию ($\sim 10^{12} M_{\odot}$);
- M_3 — минимальная масса, которая может свободно сконденсироваться после $t_{\text{рек}}$ ($\sim 10^6 M_{\odot}$).

Природа и спектр масс начальных неоднородностей произвольны, но если амплитуды достаточно велики, то в результате нелинейных процессов может установиться спектр, не зависящий от начальных условий, который можно рассчитать. Тогда можно было бы вычислить соотношение масса—плотность (и, возможно, зависимость масса—момент количества движения).

В настоящее время даже связывание M_1 , M_2 , M_3 с наблюдаемыми характерными размерами образований (скоплений галактик, шаровых скоплений?) во Вселенной является чисто умозрительным. Кроме того, все еще не понятны основные отличия спиральных галактик от эллиптических (хотя эти различия, возможно, связаны с величиной момента количества движения на единицу массы в протогалактике); еще труднее интерпретировать морфологию галактик. Однако может оказаться, что эти пионерские исследования космологических моделей с неоднородностями позволяют проникнуть в фундаментальные проблемы образования наблюдаемых структур во Вселенной.

Очевидным предварительным условием любого серьезного сравнения теории и наблюдений является более полная информация об истинном спектре масс и морфологии галактик и скоплений [и сверхскоплений, если они существуют (разд. 15.1)]. В нашем современном списке составляющих Вселенной, несомненно, есть много белых пятен. Действительно, вещество галактик обуславливает лишь 1—5% плотности, необходимой для существования замкнутой Вселенной. Нет никаких оснований считать, что все вещество во Вселенной излучает, поэтому оптическая астрономия может дать представление лишь о характерных размерах «скоплений» вещества, к тому же далеко неполное.

ПРОБЛЕМА СКРЫТОЙ МАССЫ: НАСЕЛЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

Поскольку прямые измерения параметра замедления q еще не завершены, можно задать себе вопрос: нельзя ли из астрономических наблюдений населения межгалактического пространства установить, достаточна ли для замыкания Вселенной плотность массы-энергии всех видов материи? [Заметим, что плотность материи, соответствующая $\Omega=1$, равна $1,1 \cdot 10^{-29}$ г/см³ при $H=75$ км/(с·Мпс) и меняется как H^2 .] Этот подход не оказывается более удовлетворительным, поскольку многие виды массы-энергии, возможно, не доступны наблюдениям на современном уровне развития техники. Однако поскольку такая информация является основой для понимания астрофизической эволюции Вселенной, ниже мы суммируем все, что теперь известно о различных формах космической материи. Мы также оценим их вклад в параметр полной плотности Ω .

15.1. Галактики и скопления галактик

Детальная морфология галактик, основанная на их оптическом изображении, на их цветах и спектроскопических свойствах, останется вне настоящего рассмотрения. Основные типы галактик — это неправильные, спиральные и эллиптические, причем последние вместе с галактиками класса S0 (диск, лишенный спиральной структуры) преобладают в богатых скоплениях галактик. Хаббл классифицировал галактики по морфологической схеме, позднее тщательно разработанной Сэндейджем и Вокулёром (см. «Атлас галактик Хаббла», где приведены превосходные иллюстрации всех этих типов). Первоначально полагали, что галактики эволюционировали из одного типа в другой: спиральные галактики и спиральные галактики с перемычкой — в эллиптические. Но нет никаких данных о систематической разности возраста между спиральными и эллиптическими галактиками; неясно также, каким образом один тип может эволюционировать в другой за период $\leq 10^{10}$ лет, в особенности в связи с тем, что, как теперь известно, спиральные галактики обладают систематически большим моментом количества движения на единицу массы, чем эллиптические. Многие галактики не подпадают под

классификационную схему Хаббла. Примеры можно найти в «Атласе пекулярных галактик» Арпа [299]. Эти «патологические» объекты могут дать ценный ключ к пониманию общей галактической структуры. Арп в предисловии к своему атласу дает такой комментарий: «Если бы мы могли изучать галактику в лаборатории, то для того, чтобы выяснить ее свойства, мы бы деформировали ее, трясли, зондировали. Особенности — это не что иное, как возмущения, деформации и взаимодействия, которые позволили бы нам анализировать природу реальных галактик, тех, которые мы наблюдаем и которые слишком удалены, чтобы с ними можно было непосредственно экспериментировать». В последние годы привлекают усиленное внимание различные классы галактик, ядра которых проявляют бурную активность: галактики Сейферта (которые обладают компактными ядрами, характеризующимися спектром с сильными и широкими эмиссионными линиями), N-галактики (т. е. «ядерные» галактики) и компактные галактики. Они подробно обсуждаются в превосходной обзорной статье Бербиджа [300], а также в трудах Ватиканской школы «Ядра галактик» 1970 г. Однако такие объекты составляют лишь незначительную часть всех галактик.

Массы отдельных галактик (особенно спиральных) лучше всего можно оценить по кривым вращения и по дисперсии скоростей звезд (для близких эллиптических галактик). Статистические оценки масс получаются также при изучении динамики «двойных галактик», которые, по-видимому, обращаются друг относительно друга (в предположении, что орбиты ориентированы случайным образом) [301]. Тогда можно оценить соотношение «масса—светимость» M/L . Его обычно выражают в солнечных единицах, т. е. через величину M_{\odot}/L_{\odot} , и оно оказывается для неправильных галактик ~ 1 , (1—10) — для спиральных, но значительно большим (возможно, ~ 30) для эллиптических. Можно также оценить среднюю пространственную плотность галактик различных светимостей. Функция светимости Эйбелла [302] для галактик в скоплениях изображена на рис. 50. Гладкая экстраполяция этой функции приводит к тому, что вклад очень слабых галактик в полную массу был бы незначительным, если только они не имеют аномально больших отношений M/L . Оорт [303] в 1958 г. попытался использовать все имеющиеся данные, чтобы вывести значение «размазанной» плотности галактик. Он получил, что

$$\Omega_{\text{гал}} \approx 0,03^*).$$

* Оорт [303] предположил, что постоянная Хаббла $H = 75$ км/(с · Мпс), и получил $\rho_{\text{гал}} \approx 3 \cdot 10^{-31}$ г/см³. Однако $\rho_{\text{гал}}$ менялось бы как H^2 , поэтому $\Omega_{\text{гал}}$ не зависит от H .

Эта величина соответствует плотности $\sim 0,03$ «средних галактик» на 1 Мпс^3 («средняя галактика» имеет массу $\sim 10^{11} M_{\odot}$ и абсолютную звездную величину $\sim -19,5^m$). Шапиро [304], используя более современные значения отношений M/L , получил

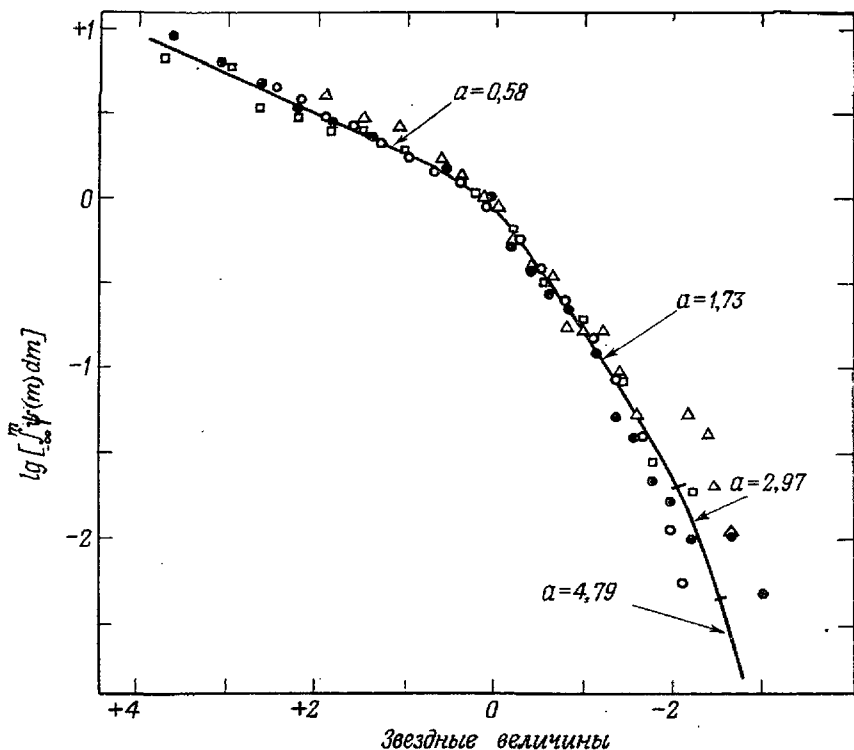


Рис. 50. Функция светимости галактик в скоплениях согласно Эйбеллу. По оси ординат отложена интегральная функция светимости $\lg \left[\int_{-\infty}^m \psi(m) dm \right]$, где $\psi(m) = ae^{a(m-m_0)}$.

независимую оценку $\Omega_{\text{гал}} \approx 0,01$. Заметим, однако, что эти оценки относятся только к областям до $\sim 20 \text{ Мпс}$. Поскольку массы отдельных галактик оцениваются динамическим методом, отметим, что эти оценки $\Omega_{\text{гал}}$ включают в себя большинство форм ненаблюдаемой массы, находящейся в самих галактиках, таких, как, например, массивные черные дыры в центрах эллиптических галактик, нейтронные звезды или молекулярный водород. (Единственным исключением были бы массивные протяженные сфе-

рические гало, которые, очевидно, не влияют на внутреннюю динамику. Они могли бы возникнуть из невидимых остатков первого поколения звезд, которые образовались в процессе первоначального коллапса галактик. Получив фотографии, чувствительные к низкой поверхностной яркости, Арп и Бертола [305] обнаружили, что эллиптические галактики больше, чем казалось ранее.)

Галактики концентрируются в скоплениях: от «богатых» скоплений, таких, как скопление Волосы Вероники, состоящее из эллиптических галактик и галактик класса S0, до малых групп, подобных Местной системе, в которой доминирующими членами являются туманность Андромеды и наша собственная Галактика. Утверждение Эйбелла и Вокулёра о том, что скопления в свою очередь группируются в «сверхскопления» с характерными размерами вплоть до ~ 100 Мпс, остается предметом спора, а вопрос об иерархии образований с еще большими характерными размерами даже более неопределенен. Как указывается в гл. 17, изотропия микроволнового фонового излучения накладывает ограничения на допустимые амплитуды флуктуаций при очень больших характерных размерах. Радиообзоры не дают никаких свидетельств того, что источники проявляют тенденцию образовывать скопления еще больших характерных размеров. Если бы выборка квазаров была более богатой, то их можно было бы использовать для проверки однородности с характерным размером ~ 1000 Мпс.

Чтобы связать вероятность образования скоплений со спектром начальных флуктуаций на ранних стадиях горячей Вселенной, рассмотренным в гл. 14, очевидно, необходима полная автокорреляционная функция пространственной плотности галактик. Это трудная задача для наблюдений. Другой ключевой вопрос — следующий: существует ли характерная или предпочтительная масса галактики, которую можно было бы отождествить с массой M_2 [уравнение (14.14)]. Хотя функция светимости скоплений на рис. 50 охватывает широкую область, большая часть интегрального светового потока идет от галактик со светимостями вблизи «точки излома», приблизительно на 2^m слабее, чем у самого яркого члена. Если только соотношение «масса—светимость» не зависит сильно от массы, то этот факт свидетельствует о том, что в данных галактиках содержится большая часть массы. Однако не ясно, обладают ли галактики поля аналогичной функцией светимости. Арп [306] подчеркнул, что многие типы галактик низкой светимости и вовсе недоступны наблюдениям: если их линейные размеры слишком велики, то их низкая поверхностная яркость не позволила бы их выделить на фоне неба; если же их размеры малы, то их можно принять за звезды.

Не может быть никаких сомнений в реальности крупных скоплений (например, скопления Волосы Вероники, Персея и Девы), и именно динамика этих систем очень настойчиво наводит на мысль о том, что должна существовать «скрытая масса», заключенная в другой форме, нежели обычные галактики.

Богатые скопления галактик, причем Волосы Вероники — первый пример, кажутся динамически устойчивыми системами. Если бы они не были связаны гравитационно, то из-за достаточно большой дисперсии скоростей их членов (~ 1000 км/с) они бы распались за время, равное примерно 20% времени Хаббла. Но прямое применение «скалярной» теоремы вириала [Кинетическая энергия = $\frac{1}{2}$ Энергия гравитационного взаимодействия]

к этим скоплениям показывает, что «видимая масса», существующая в виде галактик, слишком мала для того чтобы удержать скопление. Расхождение достигает множителя больше или порядка 50 в скоплениях Девы и Персея и, возможно, ~ 10 — в скоплении Волосы Вероники. Если эти богатые скопления являются типичными, то «сглаженная» плотность скоплений, включающая не только сами галактики, но и (гораздо большие) вклады от скрытой массы, приведет к значению $\Omega_{\text{скопл}} \approx 1$; другими словами, гравитирующего вещества будет достаточно, чтобы замкнуть Вселенную.

В какой форме может быть заключена эта скрытая масса в скоплениях?

Газ. Одна очевидная возможность — несконденсированный газ, но довольно высокую концентрацию (в среднем $3 \cdot 10^{-3}$ см $^{-3}$ в скоплении Волосы Вероники и, возможно, в 10 раз выше в его центре) трудно согласовать с пределами, следующими из различных типов наблюдений. Наблюдения на длине волны 21 см полностью исключают такое количество нейтрального газа, как в скоплении Волосы Вероники, так и в скоплении Дева [307, 308]. В случае скопления Волосы Вероники отсутствие излучения в линии H β исключает существование ионизованного газа с $T_e \leq 10^4$ К, а если $T_e \geq 10^6$ К, то предельное значение рентгеновского потока также было бы превышено [309]. Как заметили Тернроуз и Руд [310], трудно представить себе, что могло бы удержать газ, имеющий температуру в интервале 10^4 К $\leq T_e \leq 10^6$ К, и не допустить его падения в центр скопления. Таким образом, несмотря на то что имеются указания на присутствие некоторого количества межгалактического газа в скоплении Волосы Вероники (как рентгеновские [311], так и радионаблюдения указывают, что имеются потоки материи из радиогалактики на одну из соседних [312]), его вероятно, недостаточно, чтобы связывать скопление.

Пыль. Цвикки [313] утверждает, что наблюдается меньше слабых (фоновых) скоплений в поле сравнительно более близких к нам скоплений, чем можно было бы ожидать из случайного распределения, и приписывает этот эффект поглощению пылью, находящейся в ближайшем к нам скоплении. Однако масса, необходимая, чтобы вызвать такое поглощение, составляет совершенно незначительную долю скрытой массы, если только размеры этих пылинок не будут в сотни раз превышать размеры межзвездных пылинок.

Слабые звезды, «мертвые галактики», черные дыры. Если бы межгалактическое пространство в скоплении Волосы Вероники было бы заполнено звездами, то их интегральный блеск был бы необнаружим при массах звезд $M \leq 0,2M_{\odot}$ (для звезд главной последовательности $M/L \propto M^{-2}$). Менее вероятная альтернатива состоит в том, что скопления могут содержать «мертвые галактики» [314], в которых все звезды уже закончили свою эволюцию. Для этого массы звезд должны превышать $2M_{\odot}$, и, когда такие галактики были молодыми, они были бы очень яркими. Сюняев и Зельдович [315] указывают, что интегральное излучение от подобных объектов, превысило бы предельное значение внегалактической компоненты свечения ночного неба (гл. 16). Мертвые галактики и черные дыры проявляли бы себя гравитационно, поэтому ван ден Берг [316] утверждает, что отсутствие в скоплении Девы спиральных галактик, деформированных приливным взаимодействием, показывает, что по крайней мере в этом случае скрытая масса не может присутствовать в виде несветящихся объектов с массами порядка массы галактики. Однако объекты с меньшими массами (например, сколлапсировавшие межгалактические шаровые скопления?) не были бы обнаружимы, даже если бы их общий вклад был достаточен для того, чтобы связать скопление.

Динамика скоплений, таким образом, является важнейшей нерешенной проблемой, но сейчас нет никаких причин оставлять гипотезу о том, что имеется ненаблюдаемое вещество, находящееся в некотором пока еще неоткрытом виде, которое приводит к значению $\Omega_{\text{скопд}} \approx 1$. Напомним, однако, о радикальной точке зрения Амбарцумяна, Арпа и других, согласно которой скопления, возможно, разлетаются*). Эта точка зрения, по-видимому, особенно убедительна в применении к малым группам галактик, где иногда расхождения с теоремой вириала еще сильнее, чем

*) Подобную точку зрения в принципе можно проверить путем детального анализа распределения скоростей в скоплении. Эти исследования могут также дать ответ на вопрос о том, может ли скрытая масса концентрироваться в нескольких очень массивных черных дырах, находящихся в центре скопления (по аналогии с исследованиями отдельных эллиптических галактик Вулфа и Бербиджа [317]).

в случае богатых скоплений, а проблема «скрытия» ненаблюдаемой массы еще более острая. В некоторых системах, например секстете Сейферта — очень компактной системе, включающей как спиральные, так и неправильные галактики [318], время, протекшее с начала разбегания, $\sim 10^8$ лет; и даже если эта компактная система и является связанной, кажется маловероятным, что она могла бы существовать в течение хаббловского времени без того, чтобы ее члены не сталкивались и не слипались. Такие системы трудно включить в схемы образования галактик, описанные в предыдущей главе, и их объяснение требует некоторого более оригинального подхода.

15.2. Квазары

Если квазары действительно представляют собой «сверхактивные» ядра галактик (как мы предположили в гл. 12), то тогда в настоящую эпоху лишь одна галактика на $\sim 10^5$ подвержена подобной активности, и, следовательно, квазары не дают существенного вклада в Ω . С другой стороны, если, как неоднократно предполагалось, природа их красных смещений является гравитационной, а не космологической, то ситуация была бы совершенно иной. Известные квазары могли бы быть намного ближе к нам (с соответственно более высокой пространственной плотностью), и каждый из них мог бы быть гораздо массивнее, чем галактика.

Чтобы уменьшить требования на суммарную энергию и смягчить некоторые проблемы, связанные с концентрацией энергии и быстрыми вариациями блеска ($\geq 10^{46}$ эрг/с из области ≤ 1 световых суток в поперечнике!), сначала была предложена теория локального положения квазаров. Однако интерпретация красного смещения как гравитационного эффекта также ведет к трудностям: до сих пор не была предложена удовлетворительная устойчивая модель, которая даст достаточно глубокую потенциальную яму (z вплоть до ~ 3) с «плоским дном» ($\Delta\lambda/\lambda \leq \leq 0,01$ для линий излучения и $\leq 0,001$ для линий поглощения). Тот факт, что в спектрах квазаров видны запрещенные линии, ограничивает концентрацию плазмы n_e в области излучения до значения $\leq 10^6$ см $^{-3}$. Это значение устанавливает нижнее предельное значение объема V газа, так как светимость $L \sim n_e^2 V$. Объем внутри потенциальной ямы пропорционален M^3 , поэтому $L \propto M^3$ (в предположении, что n_e принимает максимально допустимое значение). В локальной теории квазаров расстояние d до типичного квазара не известно, а потому не известна и светимость L ; но видящая яркость известна, поэтому $L \propto d^2$. Отсюда $M \propto d^{2/3}$, и тогда

$$\Omega_{\text{кваз}} \propto M d^{-3} \propto d^{-7/3}.$$

Это означает, что в случае локальной природы квазаров (в предположении однородного пространственного распределения) $\Omega_{\text{кваз}} \gg 1$, что несовместимо с ограничениями на q ! Подставляя численные значения, находим $d \gtrsim 40$ Мпс и $M > 10^{13} M_{\odot}$. Аналогичное нижнее предельное значение d (но такое, которое не зависит от какой-либо специфической теории красного смещения) определяется применением аргументов Ольберса к радиопону неразрешенных квазаров. Таким образом, квазары не могут быть локальными объектами, если только наша Галактика не занимает привилегированное положение. Однако если есть существенный некосмологический вклад в их красные смещения, то $\Omega_{\text{кваз}}$ может быть значительным (и обязательно будет значительным, если красное смещение по своей природе гравитационное). В качественной теории Воронцова-Вельяминова [319], согласно которой квазары — это скопления галактик, находящиеся в процессе взрывного образования (в соответствии с точкой зрения Амбарцумяна), а также в модели Неемана и Таубера [271], в которой квазары интерпретируются как «запаздывающие ядра» — области, оставшиеся от начальной сингулярности и не успевшие расшириться, — $\Omega_{\text{кваз}}$ могло бы быть значительным.

Однако нам представляется, что нет оснований обращаться к особой интерпретации красных смещений в спектрах квазаров. Все перечисленные теоретические трудности с космологической интерпретацией природы красных смещений с равным основанием относятся к радиоисточникам, N-галактикам и к связанным с ними объектам. Никто пока не доказал, что необходимо изменить физические законы, чтобы понять природу квазаров. Однако если вспомнить «диаграмму разброса» (рис. 40), получающуюся при нанесении на график красных смещений в функции видимых звездных величин квазаров, и гипотетическую «эволюцию», которая привлекается, чтобы исключить ожидаемую тенденцию (гл. 12), то трудно избавиться от чувства, что вся эта процедура представляет собой заколдованный круг и ее самосогласованность не является гарантией истинности. Проще всего избавиться от сомнений относительно природы красных смещений квазаров — это открыть квазар и обычную галактику, связанные физически, и определить красное смещение каждого в отдельности. Ганн [320] открыл квазар (PKS 2251 + 11) с таким же красным смещением ($z=0,323$), как и малое скопление галактик, с которым он, возможно, связан; с другой стороны, Арп привел несколько примеров (см., например, [321]), в которых квазары и другие компактные объекты, по-видимому, физически связаны «мостами» с галактиками, имеющими меньшее красное смещение. Статистическую значимость данных последнего типа трудно оценить (так же, как и в некоторых других астрономических исследованиях, объекты заранее отбираются

для изучения по их необычным свойствам), хотелось бы надеяться, что эта работа, которая касается не только значения $\Omega_{\text{кв.аз}}$, но также и всех других космологических данных, связанных с квазарами, будет проведена в срочном порядке.

15.3. Диффузный газ за пределами скоплений

Свидетельства о существовании межгалактического газа за пределами скоплений галактик отсутствуют. Любое вещество в такой форме исключительно трудно наблюдать, и даже простые ограничения на его свойства важны для космологии вследствие возможного большого вклада в параметр плотности Ω . Если теория горячей Вселенной реалистична и если образование галактик протекало в общих чертах так, как обрисовано в гл. 14, то было бы крайне удивительно, если бы все вещество сконденсировалось в скопления галактик и ничего бы не осталось вне их. Более вероятно, что часть вещества сконденсировалась в связанные системы (протогалактики? протошаровые скопления? массивные объекты?), и поток энергии, исходящей из этих объектов, разогрел оставшееся вещество, имеющее красное смещение $z_{\text{разогр}}$. Вновь ионизованное и, возможно, разогретое до высокой температуры, это вещество, следовательно, было бы менее склонно к образованию конденсаций, а потому могло бы оставаться в виде диффузного газа. Возможная схематическая тепловая эволюция несконденсировавшегося межгалактического газа изображена на рис. 46. Если $H=75$ км/(с·Мпс), а содержание протонов и ядер гелия находится в отношении 10:1 (72% H и 28% He по массе), то концентрация водорода равна $n_{\text{H}}=4,5 \cdot 10^{-6} \Omega_{\text{межгал}} \text{ см}^{-3}$, а электронная концентрация $n_e=5,4 \cdot 10^{-6} \Omega_{\text{межгал}} \text{ см}^{-3}$.

Ниже мы приводим сводку наблюдений, которые накладывают ограничения на свойства этого газа. Она основана на поисках поглощения (или других эффектов, например дисперсии) в спектрах дискретных источников или на поисках излучения самого газа. Этот последний класс наблюдений сильно зависит от космологической модели и устанавливает пределы на тепловую историю газа при красных смещениях, больших чем те, которыми обладают известные дискретные источники. (Подробное и достаточно современное исследование этого предмета см. в обзоре Филда [308].)

Межгалактический нейтральный газ. а. Измерения на волне 21 см. Источником данных о количестве межгалактического нейтрального водорода в недавние эпохи являются наблюдения в линии 21 см. Можно искать излучение газа на волне 21 см (которое вносило бы вклад в ради фон на всех длинах волн больше 21 см и приводило бы к «ступеньке» в его температуре

на длине 21 см) или, равным образом, искать поглощение в спектре сильного внегалактического радиоисточника с красным смещением z , при котором можно было бы ожидать депрессию, простирающуюся от 21 см до $21(1+z)$ см, так как все принимаемое излучение в этом диапазоне длин волн имело бы точно длину волны 21 см по отношению к окружающему газу, находящемуся в некоторой точке на луче зрения. Оптическая толщина на частоте ν в этой депрессии равна

$$\tau(\nu) = \left(\frac{a}{\dot{a}}\right) n_{\text{HI}} \{1 - \exp[-h\nu_{21 \text{ см}}/kT_s]\} \frac{1}{\nu_{21 \text{ см}}} \int \sigma(\nu) d\nu, \quad (15.1)$$

где a , \dot{a} , n_{HI} и спиновая температура T_s вычислены для эпохи, при которой $a/a_{\text{совр}} = \nu/\nu_{21 \text{ см}}$, а интеграл берется по ширине линии. Поскольку при всех допустимых условиях $h\nu_{21 \text{ см}} \ll kT_s$, член в фигурных скобках можно аппроксимировать через $h\nu_{21 \text{ см}}/kT_s$.

Измерения излучения газа имеют то преимущество, что они не зависят от спиновой температуры T_s [ступенька пропорциональна $T_s \tau$, где $\tau \propto T_s^{-1}$ согласно (15.1)] при условии, что T_s существенно превышает температуру фонового излучения $\approx 3 \text{ К}$ [иначе в предсказанную высоту ступеньки для заданного n_{HI} входит дополнительный множитель $(T_s - T_{\text{конт}})/T_s$], тогда как измерения поглощения, хотя они и зависят непосредственно от T_s , позволяют направить телескоп на яркий источник, подобный Лебедю А, поэтому даже при очень малой оптической глубине можно обнаружить уменьшение антенной температуры.

Самые надежные пределы, получаемые из эмиссионных измерений [322], соответствуют современной концентрации нейтрального водорода $\leq 3 \cdot 10^{-6} T_s / (T_s - T_{\text{конт}}) \text{ см}^{-3}$ (т. е. $\Omega_{\text{HI}} \leq 0,3$, если $T_s \gg 3 \text{ К}$). Пределы, получаемые из наблюдений в поглощении, соответствуют $\Omega_{\text{HI}} \leq 3 \cdot 10^{-3} T_s$. Объединив эти два предела, Аллен [323] показал, что предельное значение $\Omega_{\text{HI}} \leq 0,3$ нельзя перейти при значении спиновой температуры $\approx 3 \text{ К}$ и что если концентрация водорода в межгалактическом пространстве превышает $\sim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$, то он должен быть ионизован более чем на 70% независимо от кинетической температуры. Однако вряд ли T_s могло бы превышать $\approx 30 \text{ К}$, даже если бы кинетическая температура и была достаточно высока для того, чтобы газ сохранялся преимущественно в ионизованном состоянии. Если $T_s \approx 10 \text{ К}$, то из измерений поглощения на волне 21 см следует, что $\Omega_{\text{HI}} \leq 0,03$.

б. Поглощение в линии $\text{Ly}\alpha$. Более строгие пределы на межгалактическую концентрацию нейтрального водорода, хотя и относящиеся к значению красного смещения $z \approx 2$, а не к современной эпохе, устанавливаются по отсутствию в спектрах квазаров обнаружимого поглощения в длинноволновой части линии

$L\alpha$, подвергающейся красному смещению [т. е. $\lambda > 1216(1+z)\text{Å}$]. Эффективное сечение рассеяния для фотонов $L\alpha$ очень велико, и из отсутствия измеримого поглощения (скажем, $\leq 5\%$) в спектре любого квазара следует, что $n_{\text{HI}} \leq 6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ при $z \approx 2$ *), или $\Omega_{\text{HI}} \leq 2 \cdot 10^{-7}$ [324, 325]. Вряд ли можно допустить, что полная концентрация межгалактического газа столь низка, поэтому более естественно считать, что газ в основном ионизован **). Это означало бы, что повторное нагревание газа имело место при красном смещении $z_{\text{разогр}} \geq 3$ (поскольку наибольшее известное красное смещение квазаров равно 2,89).

Справедливость всех этих пределов, получаемых по наблюдениям линии $L\alpha$, решающим образом зависит от предположения о космологической природе красных смещений квазаров. В скором времени можно будет использовать телескопы, помещенные на космические аппараты для поисков депрессии $L\alpha$ в ультрафиолетовой области в спектрах нормальных галактик. Этот эксперимент помог бы в равной степени установить строгие пределы на концентрацию нейтрального водорода при малых красных смещениях, а также способствовал бы решению волнующего всех вопроса о природе красных смещений квазаров.

в. Тесты, связанные с нейтральным газом и тяжелыми ионами. Другие типы ионов с переходами в ультрафиолетовой области также могли бы вызвать поглощение в спектрах удаленных объектов. (Поскольку плотность межгалактического газа очень мала, все связанные электроны находятся преимущественно в основном состоянии или в самых низших состояниях, которые могут возбуждаться микроволновым фоновым излучением.) Поэтому для этого теста можно использовать только резонансные линии. Шкловский [327] первым применил этот метод к резонансному дублету $\text{MgII}(\lambda 2798)$, а позднее таким же способом рассматривалось много других переходов [328, 329]. Нет никаких свидетельств межгалактического поглощения, которое можно приписать какому-либо из этих ионов, но интерпретация не ясна, потому что неизвестны степени ионизации, а это означает, что мы не знаем, какие линии следует ожидать. В любом случае нет никаких оснований надеяться, что тяжелые элементы присутствуют в межгалактическом пространстве в количестве,

*) Непрозрачность дается выражением, аналогичным (15.1), но с тем упрощением, что экспоненциальный член (вынужденное излучение) незначителен. Точное предельное значение n_{H} зависит от постоянной Хаббла при $z \approx 2$ и поэтому — от принятой космологической модели, а также и от H .

**) Пределы, приблизительно в 200 раз менее точные, можно аналогичным образом получить для количества межгалактического молекулярного водорода при $z \approx 2$ по отсутствию наблюдаемого поглощения в серии Лаймана или полосах Вернера [326].

сколь угодно приближающемся к их содержанию в Солнечной системе — их первичное содержание, вероятно, было очень низким, а их примесь в веществе, выбрасываемом из галактик, не обязательно значительна. К сожалению, резонансные линии He (584 Å) и He⁺ (304 Å) расположены в далекой ультрафиолетовой области и не наблюдаются на поверхности Земли даже в спектрах квазаров с самыми большими известными красными смещениями.

Если избыток фонового потока мягкого рентгеновского излучения (см. разд. 16.7) приходит с космологических расстояний, то из условия, что межгалактическая среда прозрачна для рентгеновских лучей, следует $\Omega_{\text{He+He}^+} \leq 0,1$ [315]. Это означает, что если $\Omega_{\text{межгал}}$ очень велико, то гелий, вероятно, в основном дважды ионизован.

Неоднократно высказывались предположения о том, что линии поглощения, наблюдаемые в спектрах некоторых квазаров и соответствующие нескольким значениям красных смещений $z_{\text{погл}}$, не превышающих, однако, красные смещения эмиссионных линий, вызываются облаками вещества, находящегося на луче зрения, с космологическими значениями красных смещений $z_{\text{погл}}$. Или же поглощающее вещество могло быть выброшено из самого квазара со скоростями вплоть до $\sim c/2$. Первое предположение приводило бы к тому, что спектры всех квазаров со схожими красными смещениями эмиссионных линий должны были бы содержать примерно одинаковое число абсорбционных красных смещений. Поэтому этот факт можно будет проверить, как только в нашем распоряжении будет больше спектров одинакового качества [330]. Если линии поглощения (или по крайней мере часть из них) действительно окажутся межгалактическими, то изучение спектров квазаров, несомненно, позволит узнать о некоторых физических условиях и содержании элементов в межгалактическом пространстве.

Межгалактический ионизованный газ. Отсутствие обнаружимого поглощения в линии Ly в спектрах квазаров указывает на то, что если имеется заметное количество межгалактического газа, то он должен быть преимущественно ионизован для $z \leq z_{\text{разогр}}$ (где $z_{\text{разогр}} \gtrsim 3$). Наиболее чувствительными и интересными тестами наличия горячего ионизованного газа являются поиски теплового тормозного излучения в рентгеновском диапазоне, а также возможных искажений спектра микроволнового фонового излучения (вследствие тормозного излучения в сантиметровом диапазоне и комптоновского рассеяния). Эти эффекты зависят главным образом от тепловой истории газа при красных смещениях $z \gg 3$, но мы сначала рассмотрим некоторые эф-

фекты, которые могли бы рассказать нам об условиях в более близкие эпохи.

а. Рассеяние электронов. Оптическая глубина рассеяния электронов на ионизованном межгалактическом газе в пересчете на красное смещение z равна

$$\tau_{es} = \int_{a_{\text{совр}}/(1+z)}^{a_{\text{совр}}} n_e \sigma_{TC} (da/\dot{a}).$$

Если межгалактический газ ионизован и его плотность меняется как $a^{-3} \propto (1+z)^2$, то

$$\tau_{es} \approx 0,04 (\Omega_{\text{межгал}}/\Omega) [(1+\Omega z)^{1/2} (3\Omega + \Omega z - 2) - (3\Omega - 2)], \quad (15.2)$$

где Ω — параметр полной плотности (который определяет динамику Вселенной), $\Omega_{\text{межгал}}$ [предполагаемый постоянным в (15.2) и меньшим чем Ω] — вклад от межгалактического газа. Примем, что $\Lambda=0$. Даже если $\Omega_{\text{межгал}}=1$, чтобы достичь оптической глубины $\tau_{es}=1$, мы должны вернуться к $z=7$, поэтому этот эффект невелик даже для квазаров [τ_{es} меняется, как $(1+z)^{3/2}$ в пределе больших красных смещений]. Кроме того, поскольку затухание одинаково на всех частотах, для которых $h\nu \ll m_e c^2$, его было бы трудно распознать*). Интересно, что этот зависящий от красного смещения эффект значительно бы искажал определяемое из соотношения $M-z$ [324, 331] значение q , даже если бы при этом включались только красные смещения $z \leq 0,5$. Пренебрежение этим эффектом ведет к заниженной оценке q .

б. Низкочастотное радиопоглощение. Имеется некоторое указание на то, что нетепловой радиопол, обусловленный интегральным эффектом внегалактических источников, обрывается ниже ~ 2 МГц, и этот факт может объясняться свободно-свободным поглощением межгалактической плазмы. Нетрудно подтвердить количественно, что это возможно, вычислив оптическую глубину однородного слоя длины $\sigma_{\text{н}}$. Если температура газа есть T_e , то

$$\tau_0 \approx 0,2 \Omega_{\text{межгал}}^2 (T_e/10^4)^{-3/2} \nu_{\text{МГц}}^{-2}. \quad (15.3)$$

Для точного вычисления непрозрачности, вызванной свободно-свободным поглощением при больших значениях z , необходима некоторая оценка зависимости T_e от красного смещения. Однако

*) Для жестких рентгеновских лучей ($h\nu \approx m_e c^2$) этот эффект зависит от ν , поскольку требуемое эффективное сечение затем уменьшается ниже томсоновского предела. В этом случае рассеяние происходит, даже если электроны связаны.

если бы T_e было постоянным, то оптическая глубина, пересчитанная на большие красные смещения z , была бы равна [примем обозначения, аналогичные тем, которые использованы в уравнении (15.2)] [191]

$$\tau_{ff} = \frac{2\tau_0}{\Omega^3} \left\{ (1 + \Omega z)^{1/2} \left[\frac{1}{5} (1 + \Omega z)^2 + \frac{2}{3} (\Omega - 1) (1 + \Omega z) + (\Omega - 1)^2 \right] - \Omega^2 + \frac{4}{3} \Omega - \frac{8}{15} \right\}, \quad (15.4)$$

которая в пределе больших значений красного смещения меняется, как $(1+z)^{5/2}$.

Бридл [332], а также Кларк и др. [333] сообщают об обрезании на ≈ 2 МГц в изотропном радионе, но трудно согласовать параметры, необходимые для объяснения этого эффекта как подлинно межгалактического ($\Omega_{\text{межгал}} \approx (1-10)$ и $T_e \lesssim 10^4$ К), с другими данными о межгалактическом газе.

в. Дисперсия радиоволн. Волны частоты ν распространяются в плазме с групповой скоростью $c(1 - v_p^2/\nu^2)^{1/2}$, где

$$v_p = (n_e e^2 / \pi m_e)^{1/2} \approx 9 \cdot 10^3 n_e^{1/2} \text{ Гц}$$

есть плазменная частота.

Таким образом, острый радиоимпульс, излученный источником, находящимся на космологическом расстоянии, будет при приеме размазан, причем излучение на более низких частотах прибывает позднее, чем на более высоких частотах. Время запаздывания в сигнале, испущенном при красном смещении z , равно [334]

$$\Delta t \approx 10^7 \Omega_{\text{межгал}} \nu_{\text{МГц}}^{-2} [(1 + \Omega z)^{1/2} - 1] \text{ с.} \quad (15.5)$$

Единственные известные сейчас вариации во внегалактических источниках происходят на высоких радиочастотах ($\nu \gtrsim 1000$ МГц) и имеют характерное время порядка нескольких месяцев. Если это излучение является некогерентным синхротронным излучением, то размеры области, из которой осуществляется излучение на частотах $\lesssim 100$ МГц, должны быть по крайней мере 10 пс в диаметре, чтобы яркостная температура поверхности не превышала кипетическую температуру релятивистских электронов, и поэтому быстрые вариации были бы маловероятны. Таким образом, невозможно искать межгалактическую дисперсию у известных переменных радиоисточников (в особенности потому, что могут быть сложные временные запаздывания, зависящие от частоты внутри самих источников). Однако не исключено, что когерентный механизм излучения типа работающего в пульсарах может осуществляться и в некоторых внегалактических объектах. Подобный механизм мог бы тогда привести к низкочастотным вариациям с характерными временами по-

рядка часов, минут и даже меньше. Если бы такие явления были когда-либо открыты, то межгалактическая дисперсия была бы тем самым сразу обнаружена. Поскольку в (15.5) z зависит от Ω , сравнение дисперсии в различных объектах могло бы стать новым космологическим тестом [335].

г. *Тепловое тормозное рентгеновское излучение.* Горячий разреженный газ испускает тормозное (свободно-свободное) излучение с характерным плоским спектром вплоть до частоты $\nu \approx \approx kT_e/h$, выше которой излучение уменьшается экспоненциально. Если температура межгалактического газа в настоящее время выше чем $\sim 10^6$ К [или в более общем случае выше $\sim 10^6(1+z)$ К при красном смещении z], можно было бы ожидать, что тормозное излучение простирается и в рентгеновскую область, и многие авторы описали, как можно использовать наблюдаемый фоновый поток рентгеновского излучения для установления верхних пределов на температуру и плотность газа. Ясно, что точный спектр зависит от тепловой истории $T_e(z)$, но во всех реалистичных моделях ожидается характерный экспоненциальный завал*). Поскольку наблюдения (разд. 16.7) несомненно свидетельствуют о том, что фоновый поток рентгеновского излучения не является экспоненциальным, а подчиняется степенному закону, то обычно предполагают, что излучение при энергиях $\gg 1$ кэВ имеет преимущественно нетепловую природу (и что его интенсивность просто устанавливает верхние пределы на вклад тормозного излучения горячего межгалактического газа). Многие авторы приписывали «избыток» фонового потока мягкого рентгеновского излучения (≤ 1 кэВ) диффузной межгалактической среде, но (см. гл. 16) из современных данных никоим образом не следует какой-либо надежный вывод.

Вейманн [336] и Бергерон [337] задались, в частности, следующим вопросом. Может ли межгалактическая среда с «критической плотностью» ($\Omega_{\text{межгал}} \approx 1$) быть достаточно «горячей», чтобы обеспечить высокую степень ионизации при $z \approx 2$, выводимую из оптических спектров квазаров (только один нейтральный атом на $\sim 10^{11}$!), при этом интенсивность тормозного излучения не должна превышать пределы, даваемые рентгеновским фоном? Если ионизация вызывается главным образом столкновениями с тепловыми электронами, то значение T_e при $z \approx 2$ должно быть несколько миллионов градусов. (О механизме подвода тепла не делалось никаких предположений, но оно может

*) Заметим, однако, что для очень горячего газа малой плотности характерное время релаксации за счет столкновений порядка $10^{-2} n_e^{-1} T_e^{3/2}$ с может превосходить хаббловское время. Тогда не было бы оснований ожидать максвелловское распределение с хорошо определенной температурой и не было бы какого либо четкого разделения между «тепловыми» и «нетепловыми» частицами.

выделяться, например, при диссипации первичной турбулентности, движении галактик или за счет космических лучей низкой энергии, покидающих источники.) Вейманн [336] показал, что данные совместимы с моделью, в которой газ нагревается при красном смещении от 2 до 3, а затем подвод тепла прекращается, и газ может охлаждаться адиабатически после эпохи, соответствующей $z \approx 2$. Одна из моделей Вейманна действительно приводит к потоку фотонов с энергией 0,25 кэВ, сравнимому с измеренным фоновым потоком мягкого рентгеновского излучения. Однако это совпадение не более чем случайность, так как законы разогрева, которые выбрал Вейманн для своих расчетов, были простыми и, возможно, не особенно реалистичными. Кроме того, для заданного $\Omega_{\text{межгал}}$ минимальный уровень ионизации, требуемый при $z \approx 2$, пропорционален H (или τ_H^{-1}), а интенсивность рентгеновского фона при заданном значении T_e пропорциональна H^3 . Таким образом, неопределенность в значении постоянной Хаббла в любом случае мешает сделать какую-либо детальную оценку потока рентгеновских лучей, если исходить из приведенных соображений. Однако очевидно, что допустимые тепловые истории межгалактического газа при $\Omega_{\text{межгал}} = 1$ очень сильно ограничены имеющимися данными [хотя эти ограничения были бы слабее при $H \leq 50$ км/(с·Мпс)]. Маловероятно, что в межгалактическом пространстве присутствует такое большое количество газа, если мы вспомним, что он, возможно, имеет клочковатую структуру и, следовательно, интенсивность излучения ($\propto \langle n_e^2 \rangle$) возрастает.

Если газ при $z \approx 2$ нагревается ультрафиолетовым излучением, то даже при электронной температуре $T_e \approx 10^4$ К (как в обычной области III) может иметь место почти полная ионизация, а газ не будет нагреваться выше этой температуры, сколь бы велико ни было поле ультрафиолетового излучения. В этом случае рентгеновские ограничения не накладывают никаких пределов на $\Omega_{\text{межгал}}$. Однако согласно оценкам возможного фонового потока ультрафиолетового излучения, создаваемого квазарами и другими нетепловыми источниками (даже с учетом эффектов эволюции), маловероятно, что он будет достаточно сильным для ионизации газа, если только $\Omega_{\text{межгал}} \leq 0,1$ [338, 339]. (Ультрафиолетовый поток, достаточный для фотоионизации более плотной межгалактической среды при $z \approx 2$, находился бы в противоречии с имеющимися оценками ультрафиолетового фона с длиной волны больше лаймановского предела [340]. Рекомбинационное излучение самого газа, более сильное при $T_e \approx 10^4$ К, чем при $T_e \approx 10^6$ К, также представляло бы собой проблему.) Межгалактическая среда, фотоионизованная при $z \approx 2$, могла бы к современной эпохе частично рекомбинировать.

Таким образом, отсутствие линии $L\alpha$ в поглощении в спектрах квазаров не означает, что нельзя ожидать никаких линий излучения и поглощения на волне 21 см при меньших красных смещениях. Если бы межгалактический газ был распределен неоднородно, то ограничения, вытекающие из наличия фонового излучения, были бы более жесткими вследствие зависимости от среднеквадратичного значения плотности, однако предел, даваемый поглощением в $L\alpha$, ослабляется. Но Пиблс [341] показал, что если бы весь газ был сконцентрирован в нейтральных самогравитирующих облаках, поддерживаемых давлением, он не мог бы давать больший вклад, чем $\Omega_{\text{HI}} \approx 0,03$, не вызвав обнаруживаемых эффектов в спектрах квазаров.

е. Косвенные тесты. Имеется множество других наблюдений, относящихся к межгалактической среде, но они не позволяют сделать непосредственные выводы, так как их интерпретация связана с другими плохо известными величинами.

Большая часть фарадеевского вращения, наблюдаемого в направлении внегалактических источников, вероятно, возникает в нашей Галактике, поскольку имеется сильная корреляция между мерой вращения ($\int n_e B_{\parallel} dl$ вдоль луча зрения) и галактической широтой источника. Часть этой меры вращения может быть обусловлена самим источником. Верхнее предельное значение межгалактического фарадеевского вращения источников с $z \approx 1$ дало бы ограничения на произведение $n_e B_{\parallel}$. Если бы межгалактическое магнитное поле было однородным, то фарадеевское вращение зависело бы от направления и коррелировало бы с красными смещениями источников. Несколько авторов [342—344] заявили о наличии такого эффекта, который приводит к $\Omega_{\text{межгалак}} \approx 10^9 B^{-1}$, где B — напряженность (однородного) межгалактического поля в гауссах. [Если бы магнитное поле было неоднородным в масштабах всей Вселенной с длиной корреляции L , то для того, чтобы произвести такую полную меру вращения в удаленном источнике, оно должно быть сильнее в $\sim (\sigma_{\text{HI}}/L)^{1/2}$ раз.] Этот «положительный» результат пока опирается на ограниченную статистическую выборку, но более обширные будущие наблюдения удаленных радиоисточников должны установить, является ли этот эффект истинным или нет. Хотя Гаррисон [345] показал, что первичное вихревое движение могло привести к генерации очень слабого «затравочного» магнитного поля, любое упорядоченное поле, достаточно сильное для того, чтобы производить значительное фарадеевское вращение, должно являться частью начальных условий. Существование протяженных радионисточников подтверждает точку зрения, что пространство не может быть абсолютно пустым.

Пределы на интенсивность изотропного потока γ -излучения (разд. 16.8) приводят к неравенству $\Omega_{\text{межгалактик}} \epsilon_{\text{внегалактик}} / \epsilon_{\text{галактик}} < 0,1$, где $\epsilon_{\text{галактик}}$ и $\epsilon_{\text{внегалактик}}$ — плотность энергии космических лучей в Галактике и вне ее соответственно, иначе поток γ -лучей, образующихся при распаде в процессе столкновений π^0 -мезонов, противоречил бы установленным из наблюдений пределам [308, 346].

Пределы на плотность и «тепловую историю» при $z \gtrsim 3$. Из наблюдений квазаров следовало, что межгалактический газ, даже если его плотность очень низка, должен был вновь ионизоваться при некотором красном смещении $z_{\text{разогр}} \gtrsim 3$. Теперь мы перейдем к рассмотрению следующих из наблюдений ограничений на состояние газа при $z \gg 3$. Ввиду того что дискретные источники с такими большими красными смещениями не известны, мы, очевидно, должны основываться на измерениях фоновых потоков.

Поскольку тормозное излучение на единицу сопутствующего объема пропорционально $(1+z)^3$, факт, что даже при $z \approx 2$ предельное значение потока является серьезным ограничением, означает, что во все значительно более ранние эпохи должно выполняться неравенство $T_e(1+z) \lesssim 10^6$ К. Каковы другие ограничения на $T_e(z)$?

Одно важное ограничение связано с тем, что энергия горячих электронов (статистически) уменьшается при рассеянии на них мягких фотонов [347, 348]. Средняя относительная энергия, приобретаемая каждым фотоном в единичном акте рассеяния, пропорциональна $kT_e/m_e c^2$. Таким образом, кумулятивный эффект после многих актов рассеяния первичного равновесного излучения привел бы к изменению от спектра абсолютно черного тела до спектра серого тела (или, точнее, до распределения Бозе с

$$I(\nu) = \nu^3 / \{ \exp[(h\nu/kT_e) + \mu] - 1 \},$$

где $\mu > 0$) с такой же плотностью числа фотонов, как и у первоначального фонового излучения, но значительно большей средней энергии на фотон. Количественно изменение спектра, очевидно, зависит от параметра

$$y = \int_0^{\tau_{es}(z_{\text{разогр}})} [kT_e(z)/m_e c^2] d\tau_{es}, \quad (15.6)$$

где τ_{es} дается выражением (15.2).

Зельдович и Сюняев [348] показали, что при малых y эффективная температура части спектра фонового излучения, аппроксимируемой законом Рэлея—Джинса, уменьшается от первоначального значения T_0 до $T_{\text{Р-Д}} = T_0 e^{-2y}$. Количество энергии

в модифицированном спектре увеличивается до $aT_0^4 e^{4y}$. Выражая эту величину через T_{P-D} , которая наблюдается фактически, найдем, что плотность энергии равна $T_{P-D}^4 e^{12y}$. Зельдович и Сюняев полагают, что предельные значения, следующие из наблюдений молекул (гл. 13), приводят к

$$y \leq 0,15. \quad (15.7)$$

Если межгалактический газ вновь нагрелся при больших красных смещениях, то его тормозное излучение усилило бы фоновое равновесное излучение в длинноволновом (радио) диапазоне. Наблюдения Хоуэлла и Шейкшафта [222] свидетельствуют о том, что этот вклад в фон должен достигать ≤ 3 К на длинах волн ≥ 80 см, а это означает, что

$$\Omega^2 \int_0^{z_{\text{разогр}}} \frac{1+z}{(1+\Omega z)^{1/2}} T_e^{-1/2}(z) dz \leq 1,8. \quad (15.8)$$

Отметим, что при заданном значении $z_{\text{разогр}}$ выражения (15.7) и (15.8) устанавливают верхний и нижний пределы на T_e соответственно. Взятые вместе, они приводят к $z \leq 200$, если $\Omega_{\text{межгал}} \approx 1$ (конечно, маловероятно, чтобы при таких красных смещениях уже могли выделиться связанные системы, поэтому при расчете $\Omega_{\text{межгал}}$ необходимо учесть всю материю во Вселенной, даже если при более умеренных красных смещениях такое предположение более не справедливо). Эти соображения показывают, что в канонической модели горячей Вселенной неизбежен период, в течение которого водород находится преимущественно в нейтральном состоянии, если только $\Omega \leq 0,1^*$.

К сожалению, мы можем дать лишь интервал значений $z_{\text{разогр}}$ даже при $\Omega_{\text{межгал}} \approx 1$: $3 \leq z_{\text{разогр}} \leq 200$. Соблазнительно связать повторный разогрев с эпохой, в которую галактики (или, возможно, первое поколение связанных систем) сконденсировались в расширяющейся Вселенной, однако эта эпоха также не определена достаточно хорошо (см. гл. 14). Как указали Дорошкевич и Сюняев [349], мощность на единицу сопутствующего объема, необходимая для сохранения газа в ионизованном состоянии при фиксированной температуре, увеличивается с ростом z : потери на тормозное излучение пропорциональны $(1+z)^3 T_e^{1/2}$; потери на обратное комптоновское рассеяние пропорциональны $(1+z)^4 T_e$, а адиабатические потери (в космологической модели

*) Легко проверить, что при $z \leq 1000$ образования фотонов в процессе тормозного излучения [ведущего к ограничению (15.8)] недостаточно, чтобы лишить законной силы аргумент о постоянной плотности числа фотонов, использованный при выводе соотношения (15.7).

с $\Omega \approx 1$) пропорциональны $(1+z)^{3/2} T_e$. Однако ввиду того что мы не знаем механизма, которым подводится эта энергия, и ее природу, мы не можем использовать эти энергетические соображения для того, чтобы ограничить $z_{\text{разогр}}$.

15.4. Электромагнитное излучение

Данные о спектре межгалактического фонового излучения во всех диапазонах частот схематически суммированы на рис. 51 и в табл. 27. Наибольшая известная плотность энергии приходится на микроволновый диапазон (или на миллиметровый диапазон, если сильный фон, обнаруженный в некоторых измерениях с ракет и баллонов, действительно является универсальным). Однако, несмотря на то что наблюдения в инфракрасной

Таблица 27

Плотность энергии и плотность числа фотонов в изотропном фоновом излучении

Спектральная область	Плотность энергии излучения, эВ/см ³	Плотность числа фотонов, см ⁻³
Радиоизлучение	10^{-7}	1
Микроволновое фоновое излучение	0,25	400
Инфракрасная	$\sim 10^{-2}$ *)	~ 1 *)
Оптическая	$\sim 3 \cdot 10^{-3}$ *)	$\sim 10^{-3}$ *)
Мягкие рентгеновские лучи ($\epsilon < 1$ кэВ)	$10^{-4} - 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-8}$
Жесткие рентгеновские лучи ($\epsilon > 1$ кэВ)	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-9}$
Мягкие γ -лучи ($1 < \epsilon < 10$ МэВ)	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-11}
Жесткие γ -лучи ($\epsilon > 10$ МэВ)	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-12}$

*) По оценкам (см. разд. 16.3).

области крайне редки, маловероятно, что плотность полной энергии излучения, проинтегрированная по всем частотам, превышает ~ 10 эВ/см³ (что соответствует $\Omega_{\text{изл}} \approx 10^{-3}$). Таким образом, в современную эпоху электромагнитное фоновое излучение динамически и гравитационно незначительно, и этот же вывод, возможно, справедлив для космических лучей. Тем не менее (как это ясно из нашего рассмотрения канонической модели горячей Вселенной) первичное излучение могло динамически преобладать, когда

$$a/a_{\text{совр}} \ll 1.$$

И все-таки для космологии фоновое излучение представляет огромный интерес, и мы обратимся к нему в следующей главе.

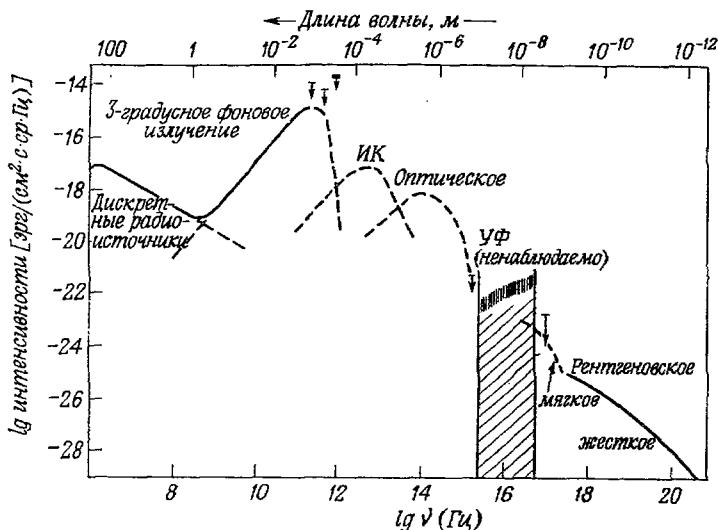
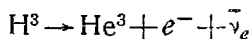


Рис. 51. Схематический спектр фонового излучения во всех полосах частот [350]. Непосредственно наблюдаемые участки кривых изображены сплошной линией. Соответствующие плотности энергии в различных полосах частот приведены в табл. 27.

15.5. Нейтрино и другие

Согласно канонической теории расширяющейся Вселенной, можно ожидать существования фонового потока обоих типов нейтрино ν_e и ν_μ с температурой $\sim 2 \text{ K} [= (4/11)^{1/3} T_\gamma]$. Однако дополнительное «море» нейтрино низких энергий, достаточное для того, чтобы обеспечить $\Omega_\nu \approx 1$, соответствовало бы энергии Ферми $\sim 10^{-2}$ эВ и было бы совершенно вне пределов обнаружения в настоящее время. Наилучшая оценка [350] предельного уровня этого «моря» Ферми ≤ 2 эВ (т. е. $\Omega_\nu \leq 10^9!$) следует из наличия в космических лучах протонов с факторами Лоренца $\gamma \approx 10^9$. В системе покоя таких частиц нейтрино с энергией 1 эВ появлялись бы с энергиями порядка ГэВ и в результате обратного β -распада импульс протона уменьшался бы с характерным временем $\leq 5 \cdot 10^7$ лет, если бы уровень Ферми превышал ~ 2 эВ. Лабораторные измерения спектра электронов вблизи предельной энергии β -распада



не содержат никаких аномалий, которые можно приписать фоновому потоку вырожденных низкоэнергичных нейтрино; но они даже менее чувствительны и свидетельствуют о том, что уровень Ферми ≤ 60 эВ.

Несмотря на то что непосредственные современные предельные значения далеки от того, чтобы можно было исключить $\Omega_\nu \approx 1$, плотность числа нейтрино, соответствующая этому значению, сильно влияет на скорость расширения Вселенной на ранних стадиях, а также на образование гелия (см. гл. 17).

Если принять, что модель «горячей Вселенной» справедлива, по меньшей мере начиная от лептонной стадии, то можно получить предел ≤ 100 эВ (на 4 порядка величины ниже современных лабораторных пределов) на массу покоя ν_μ [352]. Иначе говоря, эти частицы при современной плотности $\sim 100 \text{ см}^{-3}$ давали бы такой вклад, при котором плотность массы-энергии Вселенной превышала бы допустимое предельное значение ($\Omega \approx 5$). Зельдович [353] рассмотрел, каким образом подобные аргументы можно использовать для установления ограничений на свойства кварков и других потенциальных составляющих горячей Вселенной.

15.6. Гравитационные волны

Из канонической теории расширяющейся Вселенной следует также, что пространство должно быть заполнено тепловым гравитационным излучением [354]. Эти гравитационные волны были бы связаны с другими составляющими Вселенной лишь на самых ранних стадиях ($t \ll 10^{-6}$ с). Но даже после отделения длины волн продолжают увеличиваться пропорционально масштабному фактору a , причем плотность энергии падает, как a^{-4} , т. е. так же, как и плотность электромагнитной энергии. Таким образом, современная плотность гравитационной энергии была бы сравнима с плотностью 3-градусного микроволнового фонового излучения (в действительности она была бы несколько меньше, так как поток электромагнитного излучения увеличивается за счет энергии аннигиляции частиц и после того, как гравитоны отделились). Эти гравитационные волны частоты $\sim 10^{11}$ Гц не приводили бы ни к каким наблюдательным следствиям. Плотность массы-энергии таких волн, конечно, могла бы достигнуть $\sim 10^{-29}$ г/см³, но они были бы необнаружимы современными методами (кроме как по вкладу в замедление Вселенной).

Эти соображения справедливы и для волн с акустическими частотами (~ 1 кГц), которые, как утверждает Вебер, обильно испускаются ядрами галактик.

Вероятно, больший интерес представляют гравитационные волны с длиной волны, превышающей мегапарсек ($\leq 10^{14}$ Гц), связанные с первичными флуктуациями, из которых образовались галактики и скопления галактик. Наш краткий анализ происхождения галактик (гл. 14) показывает, что Вселенная на ранних стадиях не могла быть совершенно однородной и изо-

тропной, а возмущения плотности и скорости, которые следует привлечь для объяснения галактик, можно рассматривать как потенциальные источники гравитационного излучения.

Приняв, что характерное значение красного смещения, при котором образуются галактики, равно $z \approx 3$ ($a/a_{\text{совр}} \approx 0,25$), можно грубо оценить, насколько сильными могут быть эти волны. Амплитуду возмущения метрики в ту эпоху (при длинах волн порядка расстояния между галактиками в ту эпоху) можно оценить, вычислив гравитационное красное смещение между центром и внешней областью галактики:

$$\delta g \approx \frac{\text{Масса}}{\text{Радиус}} \approx 10^{11} M_{\odot} / 15 \text{ кпс} \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ км} / 4,5 \cdot 10^{17} \text{ км}.$$

Эта величина измеряет силу квазистатических, адиабатически меняющихся возмущений геометрии. Вероятно, компоненты таких длинноволновых возмущений, обвязанные гравитационным волнам, гораздо меньше, потому что они определяются скоростью изменения во времени крупномасштабных квадрупольных моментов. Тем не менее для грубой оценки мы пользуемся полным значением $\delta g \approx 3 \cdot 10^{-7}$. Тогда рассматриваемые волны будут иметь приведенную длину волны

$$\lambda = \lambda / 2\pi \approx (1/2\pi) \times (\text{Расстояние между галактиками в прежнюю эпоху}) \approx (1/2\pi) \times (1/1) \times (\text{Современное расстояние между галактиками} \sim 10^{25} \text{ см}).$$

Эффективная плотность энергии равна

$$\rho_{\text{изл}} \approx \Gamma^2 / 4\pi < (\delta g / \lambda)^2 / 4\pi \approx (3 \cdot 10^{-7} / 4 \cdot 10^{23} \text{ см})^2 / 4\pi \approx 4 \cdot 10^{-62} \text{ см}^{-2} \\ (\approx 6 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3 \text{ в обычных единицах, коэффициент перевода равен } 0,742 \cdot 10^{-28} \text{ см/г}). \text{ Вследствие расширения Вселенной между прошедшей и современной эпохами плотность излучения падает в соответствии с формулой}$$

$$\text{Плотность энергии излучения} = (\text{Плотность числа гравитонов}) \times \\ \times (\text{Энергия на гравитон}) \propto a^{-4}, \quad (15.9)$$

поэтому оценка современной плотности энергии этих волн есть $\sim 3 \cdot 10^{-36} \text{ г/см}^3$. Это значение слишком мало, чтобы дать значительный вклад в эффективную плотность массы-энергии. Но следует подчеркнуть, что нельзя исключить и другие способы генерации подобных длинных гравитационных волн. Действительно, если бы Вселенная на ранних стадиях была чрезвычайно «хаотична», то плотность массы-энергии таких волн могла быть 10^{-29} г/см^3 . Тогда могли бы возникнуть интересные эффекты при зарождении скоплений и групп галактик — волны индуцировали бы видимые градиенты скоростей, сравнимые с относительным

хаббловским расширением для характерных длин, не превышающих длину волны [355]. Но плотность массы-энергии волн $\sim 10^{-29}$ г/см³ с длинами волн $\gg 10$ Мпс была бы прежде всего несовместима со строгой линейностью закона Хаббла!

Согласно работам Мизнера [284, 356], существует одна мода гравитационного излучения, к которой формула (15.9) неприменима. Это мода колебаний геометрии с самой большой длиной волны, которая только может уместиться в пределах замкнутой Вселенной. Эта так называемая «мода колебаний перемешанного мира» не нарушает однородности Вселенной, а изотропной Вселенной придает другой радиус кривизны в трех главных направлениях кривизны в каждой точке. Эффективная плотность энергии, связанная с этой модой возбуждения, следующая:

$$\text{Эффективная плотность энергии, связанная с модой колебаний перемешанного мира} \sim a^{-6}, \quad (15.10)$$

причем a определяется таким образом, что элемент сопутствующего объема $\sim a^3$. В гл. 17 мы снова вернемся к модели перемешанного мира в связи с данными о современной изотропии нашей Вселенной.

15.7. Черные дыры в межгалактическом пространстве

Перспективы обнаружения одиночных (без аккреции) черных дыр (рассмотренные в разд. 5.8 и оказавшиеся чрезвычайно малоутешительными) все ухудшаются по мере того как поиск распространяется с окрестностей нашей Галактики на значительно более удаленные области межгалактического пространства. Даже у сколлапсировавшего объекта с массой галактики ($\sim 10^{11} M_{\odot}$) радиус Шварцшильда не превышает 10^{-2} пс. Образование массивных черных дыр также могло бы быть важной особенностью сценария образования галактик, описанного в гл. 14. Коллапсу неизбежно подверглась бы любая область, расширение которой прекратилось до $t_{\text{рек}}$ (подобно сверхмассивной звезде, удерживаемой главным образом давлением излучения), если только она не будет стабилизирована вращением. Таким путем могут образоваться объекты не только с очень большими массами: даже массы $M \ll M_{\odot}$ могли сколлапсировать на очень ранних стадиях, когда $M_{\text{Д}} \approx M$, при условии что амплитуды начальных флуктуаций были достаточно велики. Однако Зельдович и Новиков [357] указали на вероятность того, что любая «первичная» черная дыра в горячей Вселенной жадно аккрецировала бы вещество из окружающего ее пространства и достигла бы к моменту $t_{\text{рек}}$ массы $M_1 \approx 10^{15} M_{\odot}$ [уравнение (14.9)]. Но и в этом случае шварцшильдовский радиус составлял бы

всего ~ 100 пс. Даже если такие объекты ответственны за всю скрытую массу, то расстояния между соседними объектами были бы ~ 10 Мпс (вероятность достаточно точного совпадения с направлением на фоновый источник, чтобы образовать эффективную гравитационную линзу с большим увеличением, очень мала). Поскольку любая гравитационная линза сохраняет поверхностную яркость, а угловой диаметр изображения равен

$$\sim (\text{Шварцшильдовский радиус линзы})^{1/2} / (\text{Расстояние до источника})^{1/2} \propto (\text{Масса линзы})^{1/2},$$

то значительно увеличенными могут быть только те источники, истинный угловой диаметр которых гораздо меньше этого значения даже при идеальном взаимном расположении. Но вероятность того, что данный фоновый источник (предполагаемый достаточно компактным) будет усилен с помощью этого механизма, на самом деле зависит только от $\Omega_{\text{л}} \propto \rho_{\text{л}} M_{\text{л}}$, а не от самой $M_{\text{л}}$. При $\Omega_{\text{л}} \approx 1$ Рефсдал [358] показал, что видимые звездные величины набора «стандартных свечей» в виде точечных источников при $z \gg 1$ подвергались бы случайному разбросу. Вероятность коэффициента усиления $f \gg 1$ составляет $\sim f^{-2}$. Если бы массы линз были $\sim 10^{11} M_{\odot}$, то расчеты Рефсдала были бы применимы к квазарам, излучение которых сконцентрировано в области, не превышающей нескольких парсеков, тогда как обычные галактики были бы слишком протяженными, чтобы этот эффект был существен. Однако если бы массы линз превышали $10^{14} M_{\odot}$, то видимые яркости галактик также были бы подвержены этому эффекту, а разброс внес бы систематические ошибки в определение q .

Таким образом, даже если межгалактические черные дыры и не выдают себя в процессах, связанных с аккрецией, в принципе их можно обнаружить, по крайней мере статистически, с помощью эффекта гравитационной линзы при условии, что их массы превосходят $10^{11} M_{\odot}$. Однако в настоящее время мы не можем исключить возможность того, что такие объекты дают вклад $\Omega \approx 1$ в полную плотность материи, и, по-видимому, отсутствуют способы оценить плотность массы-энергии, обусловленную сколлапсировавшими объектами с массами $\ll 10^{11} M_{\odot}$ в межгалактическом пространстве, если только нам не повезет обнаружить изображения компактных источников, даваемых гравитационными линзами, которые можно было бы разрешить с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинными базами.

КОСМИЧЕСКОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Диффузное фоновое излучение обнаружено в диапазоне частот, охватывающем более 16 порядков величины, — от нескольких МГц до свыше чем $3 \cdot 10^{16}$ МГц (100 МэВ). Обычно наибольший поток идет от галактического диска, но в некоторых диапазонах частот удалось выделить подлинно космическую изотропную компоненту, идущую из областей за пределами нашей Галактики. В двух диапазонах частот — рентгеновском, а также, как мы видели в гл. 13, в микроволновом — поток фонового излучения настолько силен, что доминирует над излучением нашей Галактики.

Если наблюдать излучение с помощью аппаратуры с довольно низкой разрешающей способностью (в любой полосе частот), то нельзя разрешить какие-либо отдельные источники, поэтому будет наблюдаться один только фон. Но исследования фонового излучения останутся важными, особенно для космолога, и тогда, когда станут доступны наблюдениям и дискретные источники. В пользу этого говорят два достаточно общих соображения.

1. В некоторых диапазонах частот большая часть излучения вовсе не связана с дискретными источниками, а обусловлена

а) излучением диффузного межгалактического вещества или частиц космических лучей,

б) излучением догалактического газа при больших красных смещениях или, конечно,

в) «первичным» излучением, которое является частью начальных условий для Вселенной наряду с барионами.

Большая часть вещества во Вселенной может находиться в межгалактическом пространстве в виде диффузного газа (разд. 15.3), поэтому попытки определить плотность и другие свойства этого газа, изучая поглощаемое и испускаемое им излучение, представляют очевидный интерес для космологии. Кроме того, даже если фоновое излучение обусловлено целиком дискретными источниками, светимости этих источников могут быть настолько низкими, что их нельзя будет выделить даже с помощью наиболее совершенной аппаратуры. Тогда только их интегральное излучение будет доступно наблюдениям. В резуль-

тате пределы на интенсивность фонового излучения устанавливают важные ограничения на функцию светимости слабых источников.

2. Любые исследования изотропного (а потому внегалактического) фонового излучения, испускается ли оно дискретными источниками или нет, имеют отношение к космологии. Это объясняется тем, что, согласно простым аргументам типа использованных при обсуждении парадокса Ольберса, большая часть поля внегалактического излучения приходит по меньшей мере с красных смещений порядка единицы, а если эволюционные эффекты существенны, то значительная часть наблюдаемого фонового излучения могла сохраниться с эпохи, соответствующей $z \gg 1$.

Теперь перейдем к обзору наблюдений фонового излучения с учетом некоторых предложенных интерпретаций различной степени достоверности и определенности, начиная от самых длинных волн. На рис. 51 схематически представлены все изменения фонового излучения.

16.1. Радиодиапазон: $10^6 \lesssim \nu \lesssim 10^9$ Гц

В пределах этой полосы частот преобладает излучение Галактики, и выделить внегалактический вклад, не сделав предварительных предположений о виде спектра, невозможно. Однако имеющиеся данные допускают существование внегалактической компоненты в полосе частот $10^7 - 10^9$ Гц со спектральным индексом α от 0,7 до 0,9 и яркостной температурой на частоте 178 МГц, равной (30 ± 7) К при $\alpha = 0,7$ или (15 ± 3) К при $\alpha = 0,9$ [332]. Вероятно, что излучение является синхротронным, идущим от дискретных радиоисточников; интегральный вклад от источников, плотность потока которых превосходит пороговое значение каталога 5С ($S_{408} \geq 10^{-2}$ ед. п.), давал бы половину требуемого значения и имел бы требуемый спектр, а возможная экстраполяция кривой $N(S)$ на еще более низкие потоки могла бы объяснить его полностью. Тот факт, что поток оказывается не сильнее, ограничивает допустимую эволюцию слабых радиоисточников (см. разд. 12.1).

Имеются свидетельства того, что ниже 10 МГц спектр фонового излучения становится плоским или даже обрывается [333, 359]. Такой ход спектра мог бы отражать свойства самого источника; альтернативное объяснение связано со свободно-свободным поглощением. Если бы это поглощение происходило в межгалактическом пространстве, то температура межгалактического газа была $T \lesssim 10^4$ К при очень высокой плотности, т. е. $\Omega_{\text{межгал}} \geq 1$. (Однако если бы газ имел клочковатую структуру, то его требовалось бы меньше.)

16.2. Микроволновый и миллиметровый диапазоны частот: $10^9 \lesssim \nu \lesssim 3 \cdot 10^{11}$ Гц

Сильное изотропное фоновое излучение в этой полосе и его фундаментальные космологические приложения рассматривались в гл. 13 (см. также гл. 17, где описываются данные по изотропии и их интерпретация). Подчеркнем здесь лишь важную роль, которую играет это излучение во многих высокоэнергетических астрофизических процессах за счет высокой плотности числа фотонов. Один из таких процессов — образование фонового рентгеновского излучения — рассмотрен в разд. 16.7. Другой — поглощение γ -лучей при рождении пар — вновь упоминается в разд. 16.9.

16.3. Инфракрасная область: $3 \cdot 10^{11} \lesssim \nu \lesssim 10^{14}$ Гц

Если не считать предварительного измерения при 100 мкм ($3 \cdot 10^{12}$ Гц), выполненного Хуком и Харвитом [360], до настоящего времени сообщалось только о верхних пределах внегалактического инфракрасного фонового излучения [361—363] (рис. 52). Эти наблюдения должны осуществляться с баллонов, ракет или спутников из-за сильного поглощения в верхних слоях атмосферы, главным образом водяными парами, кислородом, озоном и углекислым газом. Тем не менее эта полоса частот, вероятно, чрезвычайно важна для астрофизики высоких энергий, потому что некоторые галактики (в особенности сейфертовские галактики) и квазары, по-видимому, излучают большую часть своей энергии в инфракрасной области [109, 373], причем максимум спектра приходится примерно на 100 мкм. На рис. 53 изображены наблюдаемые спектры некоторых таких объектов. (Пока нет общепризнанной интерпретации этого явления. Возможные объяснения следующие: синхротронное излучение или обратное комптоновское рассеяние с поглощением на длинах волн, больших 100 мкм; плазменные колебания вещества, падающего на сколлапсировавшие объекты; вынужденное излучение в молекулярных линиях от плотных турбулентных газовых облаков, расположенных в галактических ядрах.)

Значительное инфракрасное излучение могут создавать межзвездные частицы и переходы между подуровнями тонкой структуры в атомах межзвездного газа, находящегося в нормальных галактиках [374].

Измерения в ближней инфракрасной области (1—10 мкм) могли бы способствовать выявлению эпохи образования галактик. В ходе образования галактик большая часть их энергии гравитационного взаимодействия должна диссипировать и излучаться за характерное время свободного падения $\sim 10^8$ лет.

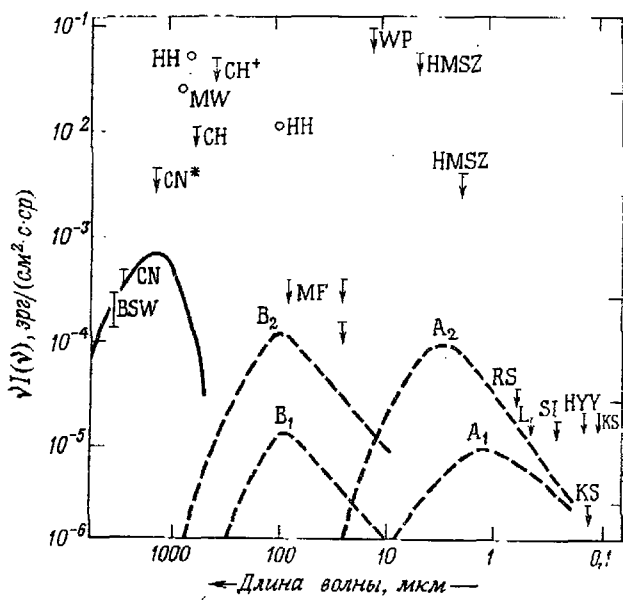


Рис. 52. Верхние пределы на инфракрасное и оптическое фоновое излучение (взято из [364] с добавлением точек в ультрафиолетовой области).

A_1 — фоновый поток в оптической области, создаваемый галактиками, по оценке Пиблса и Парtridge [365],

A_2 — то же, но с учетом сильной эволюции,

B_1 — фоновый инфракрасный поток, создаваемый инфракрасными галактиками, без учета эволюции по оценкам Лоу и Такера [366],

B_2 — то же, но с учетом эволюции,

BSW — Бойнтои, Стоукс и Уилкинсон [216],

CN, CN*, CN, CH⁺ — Бортоло, Клаузер и Тэддеус [221],

HH — Хук и Харвит [360, 367],

MW — Мюльнер и Вейсс [233],

MF — Мак-Натт и Фелдман [361],

WP — Уолкер и Прайс [362],

HMSZ — Харвит, Мак-Натт, Шиванандан и Заяр [363],

RS — Роч и Смит [368],

L — Лилли [369],

SI — Садберн и Ингхам [370],

HYY — Хаякава, Ямашито и Йошнока [371],

KS — Курт и Сюняев [340, 372]. Первое значение, относящееся к длине волны короче λ_a , приводит к более высокому предельному значению.

По этой причине (а также потому, что большая доля звезд первого поколения будет иметь спектральные классы O и B; такие звезды обладают малым отношением массы к светимости и быстро эволюционируют к стадии сверхновых) молодые галактики должны быть очень яркими и излучать большую часть своей энергии в ближней ультрафиолетовой области. Если бы образование галактик происходило при красных смещениях $z \leq 10$, то большая часть этой энергии принималась бы в ближней инфракрасной области [375, 376].

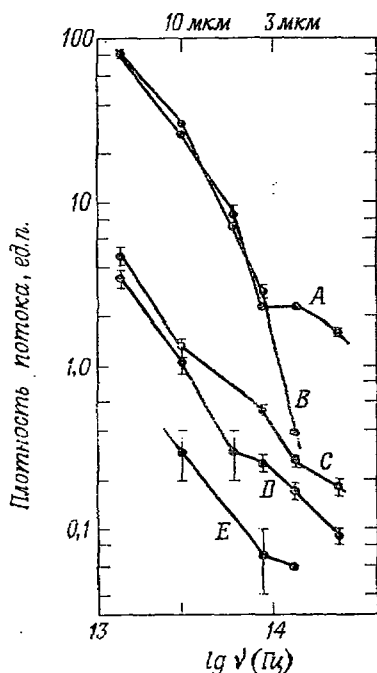


Рис. 53. Инфракрасные спектры некоторых галактик [109].

A — M 82, B — NGC 1068,
C — NGC 4151, D — NGC 1275,
E — 3C 120.

Земли. (Предел, который они приводят, относится к длине волны 5300 Å и соответствует на этой длине волны 5 звездам 10^m на квадратный градус.) Лилли [369] на основе наблюдений, проведенных с ракет, установил предел на изотропное фоновое излучение для длины волны 4100 Å. Если спектр внегалактического фонового излучения такой же, как и в нашей Галактике, то этот последний предел будет в два раза сильнее, чем значение Роча и Смита (рис. 52).

Эти верхние пределы были использованы Пиблсом и Парtridgeм [365] для получения нижнего предела на среднее отношение массы к светимости для «скрытой массы» во Вселенной. Они нашли, что если эта масса обладает средней плотностью.

16.4. Оптическая область: $3 \cdot 10^{14} \leq \nu \leq 10^{15}$ Гц

Свет звезд Млечного Пути мешает наблюдениям внегалактической компоненты фонового оптического излучения. Проблема его обнаружения усугубляется свечением атмосферы Земли и зодиакальным светом (солнечное излучение, рассеянное на межпланетной пыли). По этим причинам до сих пор имеются лишь верхние пределы на внегалактическое фоновое излучение в оптической области. Роч и Смит [368] оценили этот предел в $\leq 1\%$ полной яркости неба, наблюдаемой с поверхности

$\sim 10^{-29}$ г/см³ ($\Omega \approx 1$), то это отношение должно превышать $80 M_{\odot}/L_{\odot}$. (Конечно, все оценки интегрального фона от источников зависят не только от предполагаемой эволюции, но также и от параметра замедления, причем на практике последний не вносит сколько-нибудь существенных неопределенностей в оценки.)

Согласно Партриджу и Пиблсу [375], а также Вейману [376], если бы галактики образовались при красном смещении, меньшем 10, то интегральное излучение молодых галактик превысило бы измеренные верхние пределы.

16.5. Близкая ультрафиолетовая область: $10^{15} \leq \nu \leq 3 \cdot 10^{15}$ Гц

Измерения в этой области могут проводиться только за пределами атмосферы. Пока имеются лишь верхние пределы изотропной компоненты [340, 371, 372] (рис. 52). Эти пределы весьма интересны, так как результаты ОАО [377, 378] показывают, что ядра галактик очень часто излучают с удивительной интенсивностью в близкой ультрафиолетовой области. Уже сейчас можно использовать верхние пределы, чтобы установить ограничения на пространственные плотности галактик, обладающих этим ультрафиолетовым избытком, и на допустимые космологические модели.

Эти пределы полезны также в связи с эволюцией плотности и температуры межгалактического газа, и особенно эмиссионной линии I, α , подвергшейся красному смещению, и линий гелия.

16.6. Далекая ультрафиолетовая область: $3 \cdot 10^{15} \leq \nu \leq 3 \cdot 10^{16}$ Гц

Между 912 Å (лаймановский предел) и ~ 100 Å межзвездная среда настолько непрозрачна, что в окрестности Солнца совершенно не проникает внегалактическое излучение, но межгалактическое поле излучения в этой полосе частот может приводить к важным косвенным эффектам. В частности, как впервые отметил Сюняев [379], распространяющиеся внутрь фронты ионизации будут стремиться поглотить водород во внешних областях галактик и в мостах из нейтрального водорода (наблюдаемых в линии 21 см), соединяющих некоторые пары галактик. В настоящее время не представляется возможным использовать существование этих областей HI низкой плотности для установления твердых пределов на фоновые потоки далекого ультрафиолетового излучения, хотя обнаружение четкой границы в распределении HI в галактиках могло бы служить свидетельством существования фронта ионизации, вызванного внегалактическим ультрафиолетовым излучением.

16.7. Рентгеновский диапазон: $3 \cdot 10^{16} \lesssim \nu \lesssim 3 \cdot 10^{20}$ Гц

Рентгеновский диапазон является единственным (если не считать микроволновый диапазон), в котором сильный изотропный фоновый поток преобладает над излучением нашей Галактики. Это излучение было обнаружено в самом первом эксперименте на ракете в 1962 г. (во время которого был также открыт сильный дискретный источник Скорпион X-1), а впоследствии было проведено много других наблюдений в различных областях спектра [главным образом с помощью космических аппаратов, хотя при энергиях протонов выше 30 кэВ (10^{19} Гц) верхняя атмосфера достаточно прозрачна для наблюдений с баллонов; см. рис. 6]. Сводка имеющихся на сегодняшний день данных представлена на рис. 54.

В области частот выше 1 кэВ спектр приблизительно описывается степенным законом $I(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-\alpha}$. Наилучшая оценка α , которая хорошо подходит во всей области 1—40 кэВ, равна 0,7, хотя приводилось и такое низкое значение, как 0,3^{*}). При ≈ 40 кэВ в спектре, по-видимому, имеется скачок, так как кривая, полученная экстраполяцией области с наклоном, определяемым при низких энергиях, проходит значительно выше данных рентгеновских измерений в области больших энергий. Однако точный вид спектра в области энергий выше 40 кэВ определен плохо. В настоящее время нет оснований полагать, что этот «разрыв» обязательно резкий, но эту особенность должна объяснять любая теория.

Общий степенной характер спектра в пределах полосы 1 кэВ—1 МэВ указывает, что он связан с нетепловыми процессами. В отличие от микроволнового фонового излучения, для которого не удалось построить более одной разумной теории, компетентному астрофизику не представляет никакого труда предложить несколько моделей, совместимых с существующими данными рентгеновских измерений. Плотность энергии рентгеновского фонового излучения равна всего $\sim 10^{-4}$ эВ/см³, т. е. 1% от межгалактического света звезд, $\sim 10^{-2}$ % от микроволнового фонового излучения (см. табл. 27) и лишь 10^{-8} от имеющейся массы-энергии покоя. Таким образом, проблема вовсе не энергетическая, а просто нужно понять, как величина, составляющая $\lesssim 1$ % от мощности излучения источников^{**)}, может преобразовываться в жесткие фотоны.

^{*}) Эти числа относятся к спектру энергий. Иногда приводятся данные о спектре числа фотонов, наклон которого на единицу меньше.

^{**)} Поскольку любое излучение, присутствовавшее на ранних плотных стадиях Вселенной, стало бы тепловым, фоновый рентгеновский поток нельзя считать первичным.

Конечно, можно спорить о том, что теоретическое обсуждение природы рентгеновского фона преждевременно до тех пор, пока мы не будем знать больше о внегалактических дискретных

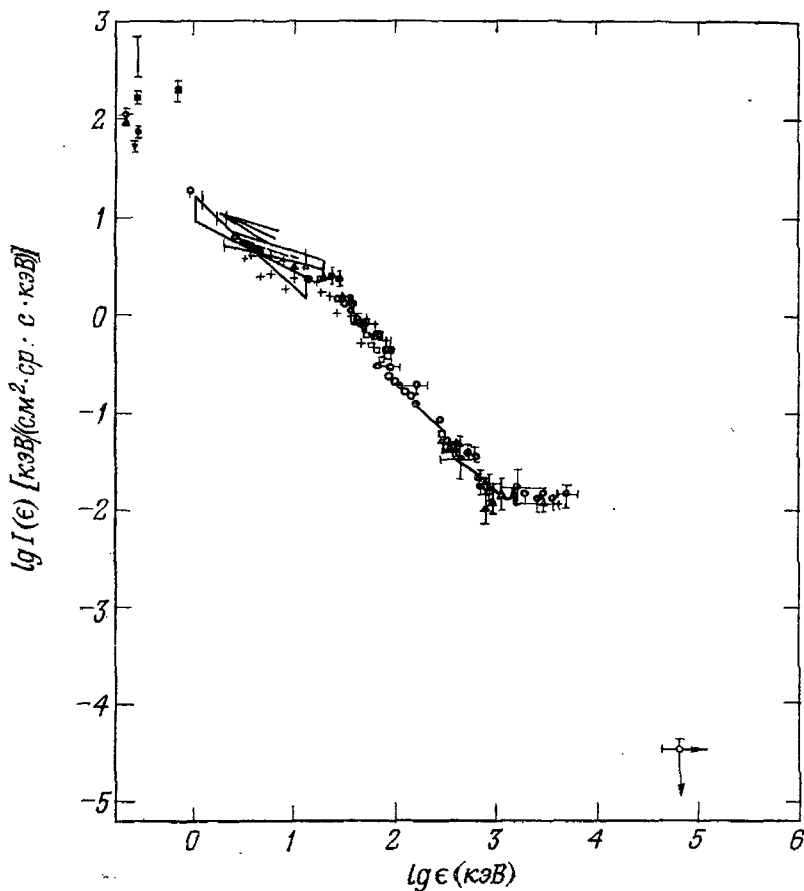


Рис. 54. Рентгеновское фоновое излучение. (Воспроизводится из обзора Силка [380], к которому следует обратиться для получения детальных ссылок о различных нанесенных точках.)

источниках. До недавних пор единственным надежно отождествленным источником был M 87 [381] (с мощностью $\sim 10^{43}$ эрг/с), но на спутнике «Ухуру» [382, 383] открыто рентгеновское излучение от многих галактик различных типов, в том числе NGC 5128 и сейфертовских галактик NGC 4151 и NGC 1275 (мощность рентгеновского излучения последних двух равна 10^{42} и 10^{44} эрг/с соответственно). Имеются свидетельства того,

что богатые скопления галактик являются протяженными рентгеновскими источниками. Было подтверждено, что рентгеновское излучение испускается квазаром 3C 273. До тех пор, пока не будет накоплен более обширный объем данных, нельзя даже оценить плотность и функцию светимости внегалактических источников, а также определить спектры любых внегалактических источников. Однако вполне допустимо, что интегральный рентгеновский фон обусловлен именно такими источниками. Не исключено также, что рентгеновское излучение генерируется некоторым пока еще не обнаруженным классом дискретных источников, например молодыми сверхновыми в других галактиках. Однако все модели дискретных источников ограничиваются изотропией фона при малых характерных угловых размерах. Шварц [384] нашел, что средние флуктуации с характерным угловым размером $\sim 15^\circ$ составляют $\leq 3\%$, а Фабиан и Саифорд [385] получили $\leq 5\%$ для характерного углового размера 5° . Эти результаты были бы несовместимы с интерпретацией при помощи дискретных источников, если бы эти отдельные источники были слишком мощными, а их число — слишком мало. Однако предположение, согласно которому сейфертовские галактики ($\sim 1\%$ от всех нормальных галактик) являются источниками рентгеновского излучения, пока еще считается вполне разумным. Эти ограничения на изотропию, так же как и проблемы генерации наблюдаемого рентгеновского потока, ослабляются, если источники эволюционируют с эпохой таким образом, что основной вклад в поток приходит с больших красных смещений *).

Теориям рентгеновского излучения в области кэВ посвящено много работ, в которых рассматривались механизмы, генерирующие излучение во всем межгалактическом пространстве или по меньшей мере в очень протяженных диффузных областях. Наиболее популярна теория, впервые предложенная Фелтеном и Моррисоном [386], согласно которой рентгеновские фотоны образуются в результате обратного комптоновского рассеяния на релятивистских электронах («обратное» потому, что в лабораторной системе отсчета электрон теряет энергию, отдавая ее фотону). Основная доля плотности энергии излучения в межгалактическом пространстве приходится на микроволновое фоновое излучение, поэтому главным эффектом будет рассеяние этих фотонов очень низких энергий ($\sim 10^{-3}$ эВ). Когда изотроп-

*) Изотропия рентгеновского фона при больших характерных угловых размерах показывает, что из гало вокруг нашей собственной Галактики может поступать не более 5% [384]. Эти результаты также показывают, что наша пекулярная скорость относительно источников этого фона ≤ 800 км/с, и накладывают ограничения на анизотропию закона Хаббла в такой же степени (хотя и с меньшей точностью), как измерения изотропии микроволнового фонового излучения, обсуждаемые в гл. 17.

ное излучение рассеивается на электронах с фактором Лоренца γ , энергия фотонов возрастает в $\sim (\frac{4}{3})\gamma^2$ раз. Поэтому для генерации рентгеновских лучей в области энергий 1 кэВ—1 МэВ необходимо, чтобы γ электронов составляло от 10^3 до $3 \cdot 10^4$. Известно, что такие электроны содержатся в протяженных радиоисточниках, поскольку та же область значений γ необходима для генерации синхротронного радиоизлучения в магнитных полях с напряженностью 10^{-4} — 10^{-6} Гс, как полагают, типичной для радиогалактик. Таким образом, этот эффект должен давать некоторый вклад в рентгеновский поток, поскольку независимые данные свидетельствуют о существовании как мягких фотонов, так и электронов требуемой энергии.

В связи с этим уместно задать следующие вопросы:

1) обладало бы рентгеновское излучение при обратном комптоновском рассеянии требуемым спектром?

2) достаточно ли количество электронов, находящихся внутри радиоисточников либо поступивших из угасших источников, чтобы привести к наблюдаемой интенсивности рентгеновских лучей?

Что касается первого вопроса, то известно (из радиоспектров), что релятивистские электроны, находящиеся в радиоисточниках, подчиняются в среднем степенному спектру

$$N(E) dE \propto E^{-2,5} dE.$$

Рентгеновское излучение при обратном комптоновском рассеянии, испущенное этими электронами одновременно с синхротронным излучением, имело бы такой же спектр:

$$I(\nu) \propto \nu^{-0,75},$$

как и последнее. Однако если электроны покидают источники главным образом со своей начальной энергией, а затем теряют большую часть этой энергии в процессе обратного комптоновского рассеяния, то результирующий спектр должен быть

$$I(\nu) \propto \nu^{-1,25}.$$

(При обратном комптоновском процессе время жизни электрона, движущегося через 3-градусное фоновое излучение со спектром абсолютно черного тела, составляет $\sim 10^{12}/\gamma$ лет. Таким образом, все электроны с $\gamma \geq 10^3$ потеряли бы энергию за время, гораздо меньшее, чем время Хаббла. Вследствие этого обратный комптоновский процесс является очень эффективным механизмом генерации рентгеновских лучей — почти 100% энергии электрона, движущегося в межгалактическом пространстве с $\gamma \geq \geq 1000$, преобразуется в этот вид энергии.) Несмотря на то что модель обратного комптоновского рассеяния предсказывает степенной спектр рентгеновского излучения с наклоном, близким

к наблюдаемому, она не в состоянии объяснить «скачок» при ≈ 40 кэВ, хотя и было предложено несколько довольно замысловатых моделей, в которых воспроизводилась эта особенность: либо принимался соответствующий «скачок» в энергетическом спектре инжектированных электронов, либо привлекался некоторый другой механизм потерь (например, расширение), который сильнее влияет на долгоживущие электроны, а потому стремится спрямить рентгеновский спектр при малых энергиях.

Даже если спектр и удастся подогнуть, то интенсивность наблюдаемого рентгеновского излучения все еще представляет некоторую проблему для теории обратного комптоновского рассеяния. Другое ограничение связано с тем, что релятивистские электроны не должны давать сильного синхротронного излучения, иначе пределы на внегалактическое диффузное радиоизлучение (разд. 16.1) были бы нарушены. Отсюда следует, что в рентгеновское излучение должна переходить энергия, в ≥ 1000 раз бóльшая, чем в радиоизлучение (табл. 27), а это ведет к пределу $B \leq 2 \cdot 10^{-7} (1+z)^2$ Гс на напряженность действующего на электрон магнитного поля, усредненную по времени жизни электрона относительно обратного комптоновского рассеяния. Множитель $(1+z)^2$, где z — красное смещение, при котором в основном генерируется рентгеновское излучение, вероятно, появляется потому, что плотность энергии микроволнового фонового излучения пропорциональна $(1+z)^4$, а допустимая плотность магнитной энергии может быть оценена примерно таким же образом. Путем соответствующего выбора параметров радиоисточников (а именно: слабые магнитные поля $\leq 10^{-6}$ Гс и соответственно высокая концентрация релятивистских электронов при временах жизни $\leq 10^6$ лет) можно построить модели распределения радиоисточников, которые могут привести к наблюдаемому отношению плотностей энергии рентгеновского и радиоизлучения [387—389]. Космологическая эволюция пространственной плотности источников, описываемая соотношением $N(S)$ (разд. 12.2), указывающим, что релятивистские электроны образуются интенсивнее в более ранние эпохи, является благоприятным фактором, потому что более высокая температура фонового излучения означает, что обратный комптоновский процесс при больших z был эффективнее, чем другие механизмы потерь (например, синхротронное излучение).

В другом диффузном процессе, предложенном для объяснения рентгеновского фона в области кэВ, рассматривается тормозное излучение нетепловых электронов или протонов, движущихся в межгалактической среде. В отличие от обратного комптоновского процесса, этот механизм крайне неэффективен, так как более 99% энергии быстрых частиц идет непосредственно на разогрев межгалактического газа. Энергетические требования

в этой модели кажутся чрезмерными, даже если этот процесс отнести к ранним эпохам.

Выполнено несколько наблюдений диффузного рентгеновского излучения при энергиях ≤ 1 кэВ. Интерпретация этих результатов затруднительна, потому что даже на очень высоких галактических широтах межзвездное поглощение значительно (а также из-за технических проблем, связанных с получением достаточно прозрачного окна детектора). Более подробное обсуждение этих проблем читатель найдет в обзорах Сетти и Риса [390] и Силка [380]. Однако эти наблюдения представляют особый интерес, потому что в них имеются данные о дополнительном вкладе в рентгеновский поток ниже 1 кэВ [несмотря на неопределенности и неточности, поток с энергией 0,25 кэВ после коррекции на галактическое поглощение, по-видимому, ложится на кривую, проходящую значительно выше степенного спектра, экстраполированного от области энергий, превышающих 1 кэВ (рис. 54)].

Даже если этот дополнительный вклад и существует, его внегалактическое происхождение и изотропия окончательно не установлены, так как межзвездное поглощение вводит большую и неопределенную зависимость от направления, которую нельзя точно учесть. Однако считается, что этот «избыток» мягкого рентгеновского излучения обусловлен диффузным межгалактическим газом с концентрацией $\sim 10^{-5}$ см $^{-3}$ при температуре 10^6 К. Если это справедливо, то это было бы первым (и пока единственным) положительным свидетельством существования межгалактического вещества (см. разд. 15.3). Имеется множество других интерпретаций «избытка» мягкого рентгеновского потока. Тепловое тормозное излучение требуемой интенсивности предполагает наличие плазмы, мера эмиссии которой $\int n_e^2 dl$ в типичном направлении составляла 0,3 пс/см 6 (с соответствующим множителем, учитывающим красное смещение, если основной поток идет с космологических расстояний). Такую меру эмиссии может обеспечить газ с концентрацией $\sim 10^{-4}$ см $^{-3}$, находящийся в скоплениях галактик (т. е. $\Omega \sim 0,1$). Другая интерпретация — эмиссия из гало нашей Галактики (протяженность $\sim 10^{-4}$ пс, концентрация частиц $\sim 10^{-2}$ см $^{-3}$) или, возможно, даже из меньших, более плотных и более локализованных, областей газа с температурой $T \approx 10^6$ К, например таких, которые образуются за фронтом ударных волн, связанных с высокоскоростными облаками. (Дальнейшее обсуждение этих механизмов см. у Риса и др. [391].)

Мы с нетерпением ожидаем наблюдений на спутниках, которые помогут бы разобраться в неопределенной ситуации в области ниже 1 кэВ. Такие наблюдения уточнили бы спектр при

больших энергиях, а также определили бы положение и крутизну «скачка» при 40 кэВ. Очень резкий скачок было бы крайне трудно объяснить в рамках любой теории, потому что все составляющие фонового потока должны были бы иметь одинаковый собственный спектр и приходиться из очень малой области красных смещений. Важно также знать степень изотропии и вероятный вклад от различных типов внегалактических дискретных источников.

Вариант модели с обратным комптоновским рассеянием, который может в принципе объяснить как поток в области кэВ, так и «избыток» мягкого рентгеновского излучения, описали Лонгейр и Сюняев [392]. В этой картине все рентгеновское излучение генерируется при обратном комптоновском рассеянии релятивистскими электронами, образованными в галактических ядрах, являющихся сильными инфракрасными источниками. Электроны с наибольшими энергиями теряют существенную часть своей энергии при рассеянии инфракрасных фотонов, покидающих ядро галактики, и порождают жесткое рентгеновское излучение со спектром, имеющим «скачок». Затем электроны попадают в межгалактическое пространство, где они теряют оставшуюся энергию, сравнимую с уже излученной, рассеивая фотоны микроволнового фонового излучения. Эта энергия преобразуется в энергию мягких рентгеновских лучей. Интересно отметить, что среди первых обнаруженных внегалактических источников были сейфертовские галактики, которые являются мощными источниками инфракрасного излучения и релятивистских электронов. Эти объекты обладают достаточно высокой пространственной плотностью, так что не приходится ожидать флуктуаций в наблюдаемом рентгеновском фоне в экспериментах, проведенных до сих пор.

16.8. γ -Излучение: $\nu \gtrsim 3 \cdot 10^{20}$ Гц

Граница между диапазонами жестких рентгеновских лучей и γ -лучей в некоторой степени произвольна, но для наших целей мы выберем в качестве такой границы значение энергии 1 МэВ.

Хотя γ -лучи внеземного происхождения регистрировались в полосе 1—6 МэВ и вблизи 100 МэВ, свидетельства изотропии их потока отсутствуют^{*)}, однако существующие верхние предельные значения уже достаточно низки, чтобы представить интерес.

^{*)} Кларк и др. [394] сообщили об изотропном потоке, принимаемом их детектором, но они не могут исключить возможности того, что он обусловлен космическими лучами.

Ветте и др. [393] сообщили о регистрации космического γ -излучения с энергиями 1—6 МэВ, но их детекторы не были направленными, поэтому не ясно, является ли этот поток внегалактическим или нет. В случае внегалактического происхождения спектр должен быть более плоским и лежать выше экстраполированной области спектра рентгеновского фонового потока.

Наблюдения, проведенные на ОСО-3 [394] и «Космосе-208» [395], позволяют нам установить несколько верхних пределов на изотропный фоновый поток при различных энергиях в области ≥ 100 МэВ. Ни один из этих пределов не попадает ниже прямой, экстраполирующей степенной спектр рентгеновского фонового потока.

Давно известно, что γ -астрономия играет важную роль во многих областях астрофизики высоких энергий, и даже сегодняшние отрицательные результаты значимы, потому что позволяют рассматривать множество механизмов генерации сильного фона γ -излучения. Среди них можно указать следующие.

1. Обратный комптоновский эффект (или какой-либо другой процесс — например, нетепловое тормозное излучение, — ответственный за изотропный фон в диапазоне 1 кэВ—1 МэВ) может с равным основанием действовать и в γ -диапазоне. Верхний предел для излучения с энергией 100 МэВ, даваемый Кларком и др., лежит на кривой, полученной экстраполяцией спектра вида $\nu^{-1.2}$, соответствующего жесткому рентгеновскому излучению.

2. Можно было бы регистрировать различные линии γ -излучения, связанные с процессами нуклеосинтеза. В частности, если никель синтезируется во время горения кремния и преобразуется в железо согласно цепочке



то можно было бы наблюдать γ -лучи, связанные с радиоактивным распадом (период полураспада составляет соответственно 6,1 и 77 сут), при условии, что он происходит в достаточно прозрачной среде (например, в оболочке сверхновой, гл. 6) [48]. Клейтон и Силк [396] указывают, что если бы все железо во Вселенной было синтезировано подобным образом, то связанное с ним γ -излучение образовало бы фоновый поток, сравнимый с приведенным Ветте и др. Тогда в принципе по спектру фонового γ -излучения можно было бы вывести зависимость скорости нуклеосинтеза от эпохи. Однако поскольку самое жесткое γ -излучение, которое может генерироваться таким способом, имело бы энергию 3,47 МэВ, пришлось бы искать другое объяснение для избытка, наблюдаемого в каналах 3,5—6 МэВ.

3. Левич и Сюняев [397] показали, что процесс стохастического электромагнитного ускорения, на квантовом языке эквивалентный «индуцированному комптоновскому эффекту», может

привести к разогреву разреженного газа в окрестностях интенсивных радио- или инфракрасных источников до релятивистских температур. Кроме того, Бисноватый-Коган, Зельдович и Сюняев [398] показали, что прозрачная релятивистская плазма не может нагреться до температуры, большей ≈ 20 МэВ, так как рождение пар способствует катастрофическому увеличению скорости охлаждения по мере приближения к этой температуре. Таким образом, релятивистское тепловое тормозное излучение является возможным источником γ -излучения. Ожидаемое характеристическое обрезание при ≤ 20 МэВ дает другое возможное объяснение результатов Ветте и др., если они подтвердятся.

4. При энергиях ≥ 50 МэВ γ -излучение может образовываться при распаде π^0 -мезонов. Сами же пионы могут рождаться в столкновениях протонов космических лучей и нагретого вещества. Верхнего предельного значения для энергии 100 МэВ достаточно для того, чтобы исключить универсальный поток космических лучей, при условии что концентрация межгалактического газа $\leq 10^{-6}$ см $^{-3}$: если бы плотность космических лучей всюду во всей Вселенной была такой же, как в галактическом диске, и межгалактический газ обуславливал бы весь вклад в «скрытую массу», то поток γ -излучения превысил бы наблюдаемый предел на порядок величины. Любое другое более определенное утверждение требует специального выбора космологических моделей.

(Гипотеза об универсальности космических лучей вновь привлекла внимание некоторых авторов. Решающие аргументы против этой точки зрения, по крайней мере в случае протонов, отсутствуют. Электроны не могут быть универсальными вследствие короткого времени жизни по отношению к потерям на обратное комптоновское рассеяние. Кроме того, поскольку вся энергия электронов была бы передана фотонам, наблюдения фонового излучения устанавливают предел на среднюю энергию на 1 см 3 релятивистских электронов, образуемых за время существования Вселенной. Если все фотоны, образующиеся при обратном комптоновском рассеянии, попадают в рентгеновский диапазон, то это предельное значение равно 10^4 эВ/см 3 . Поэтому невозможно создать «универсальную» плотность энергии релятивистских протонов ~ 1 эВ/см 3 , если только механизм ускорения протонов не будет в $\geq 10^4$ раз эффективнее, чем механизм ускорения электронов.)

Аннигиляция вещества и антивещества является другим источником γ -излучения, генерируемого посредством распада π^0 -мезонов. Около трети энергии аннигиляции протон-антипротонных пар идет на образование γ -излучения со средней энергией 180 МэВ и максимумом спектра при 70 МэВ. Из наблюдаемых пределов при этом следует, что только приблизительно

1 часть на 10^7 плотности вещества во Вселенной могла аннигилировать с той эпохи ($z \approx 100$), когда Вселенная стала прозрачной для этих фотонов (см. разд. 16.9). (Стекер [399] предложил гипотезу, согласно которой рентгеновский фоновый поток с энергией 1—6 МэВ образуется из γ -лучей в результате распада π^0 -мезонов при красном смещении $z \approx 100$.) Не было обнаружено никаких свидетельств существования γ -излучения с энергией 0,511 МэВ (подверженного красному смещению или нет), образующегося при аннигиляции $e^+ - e^-$, но этот процесс накладывает менее жесткие пределы на количество аннигилирующего вещества, чем γ -излучение, испускаемое при распаде π^0 . Именно эти пределы на γ -излучение сильнее всего ограничивают космологические теории, в которых Вселенная содержит вещество и антивещество в равных количествах. Согласно этим теориям, вещество и антивещество должны, по крайней мере на $z \leq 100$, быть разделены с характерными размерами галактик или даже скоплений галактик. (Более полный анализ других следствий, связанных с антивеществом, см. у Стейгмана [400].)

5. Из множества других процессов (происходящих либо в дискретных источниках, либо в межгалактическом пространстве), способных генерировать фоновое γ -излучение, мы упомянем только один, предположенный Колгейтом [47] и уже упомянутый в гл. 4: короткая «вспышка» γ -излучения при взрыве сверхновой. Ударная волна, образованная при коллапсе ядра звезды, становится релятивистской по мере распространения наружу сквозь атмосферу. К тому времени, когда волна станет видимой, она имеет фактор Лоренца $\gamma \approx 10^3 - 10^4$. Фотоны, излученные нагретым веществом за фронтом ударной волны, подверглись бы фиолетовому смещению вплоть до энергий $\geq 10^3$ МэВ (а «вспышка» в результате сокращения времени вследствие эффекта Доплера длилась бы всего несколько микросекунд). Суммарный поток фотонов, возникших в результате этого явления по всей Вселенной, мог бы внести важный вклад в фоновое γ -излучение очень больших энергий (~ 1 ГэВ).

16.9. Влияние непрозрачности на фоновое излучение

Прежде чем закончить обзор фонового излучения, мы приведем сводку возможных эффектов межгалактического поглощения в различных областях спектра. Отметим, что когерентное рассеяние (например, томсоновское рассеяние фотона с $h\nu \ll \ll m_e c^2$), которое уменьшало бы видимую яркость дискретного источника, не оказывает никакого влияния на изотропный фон.

Радиоизлучение. Свободно-свободное поглощение ($\propto n_e^2 T_e^{-3/2}$) может быть значительным на частотах вплоть до 10 МГц при

$n_e \approx 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 10^4 \text{ К}^*$). На частотах больше 10 МГц не было бы никакого значительного поглощения излучения от дискретных источников.

Микроволновый и миллиметровый диапазоны. Никаких наблюдаемых эффектов для $z \leq 100$ (искажения, происходящие в более ранние эпохи, отмечены в гл. 17).

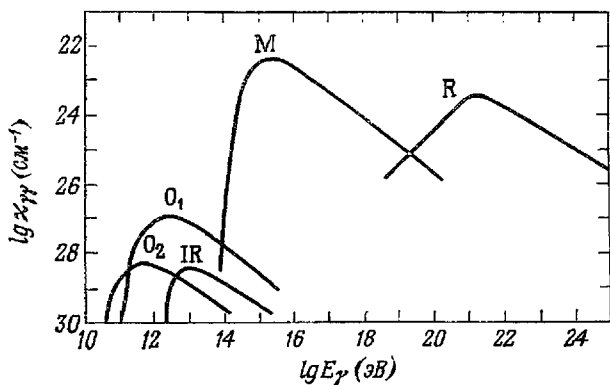


Рис. 55. Непрозрачность Вселенной по отношению к γ -лучам вследствие рождения пар фоновыми фотонами [405]. Различные кривые характеризуют вклад в непрозрачность от различных компонент спектра фонового излучения: O_1 и O_2 — оптическая, IR — инфракрасная, M — микроволновая, R — радиокомпонента.

Инфракрасная, оптическая и близкая ультрафиолетовая области. Поглощение имело бы место только при огромных количествах межгалактической пыли (см. работы Цвикки [313], а также Караченцева и Липовецкого [401]). Единственным эффектом было бы поглощение в ультрафиолетовой и видимой области пылью, находящейся в пределах галактик, которое могло бы достигать 10% для излучения с $z \leq 2$ [402].

Далекая ультрафиолетовая и рентгеновская области. Возможно значительное фотоэлектрическое поглощение нейтральным водородом, нейтральным или однократно ионизованным гелием и тяжелыми ионами (если они существуют) в межгалактическом пространстве.

γ -излучение. При $h\nu \sim m_e c^2$ фотон теряет значительную часть своей энергии в процессе комптоновского рассеяния на тепловом электроном. В результате этого эффекта должна уменьшаться интенсивность фонового γ -излучения (и жесткого рентгеновского излучения), если оно возникает при значительных крас-

*) Обсуждение межгалактического газа с подобными температурами см. в разд. 15.3.

ных смещениях [403, 404]. Если $\Omega_{\text{межгал}} \approx 1$, то оптическая толщина для томсоновского рассеяния [уравнение (15.2)] равна единице при $z_{\tau=1} \approx 7$. Тогда влияние комптоновского рассеяния на фоновое излучение максимально при энергиях фотонов $\sim m_e c^2 (1 + z_{\tau=1})^{-1}$: при меньших энергиях влияние несущественно, а при более высоких энергиях эффективное сечение комптоновского рассеяния становится ниже томсоновского предела.

γ -Излучение высоких энергий может взаимодействовать с фотонами мягкого фонового излучения с образованием пар (каждый фотон должен иметь энергию больше $m_e c^2$ в системе центра импульса). Связанная с этим процессом непрозрачность [405] (рис. 55) более сильна для γ -излучения высоких энергий, которое может взаимодействовать с низкоэнергетическими (и более многочисленными) фотонами фона. Фотоны с энергиями $\gtrsim 10^{11}$ эВ, которые могут образовывать пары при взаимодействии с оптическими фотонами фонового излучения, не могут дойти до нас с космологических расстояний; а для фотонов с энергиями порядка 10^{15} эВ, которые могут взаимодействовать с микроволновым фоновым излучением, средняя длина свободного пробега не превышает размеры нашей Галактики. [Если фоновое γ -излучение приходит с красных смещений z , то высокоэнергетический завал из-за взаимодействия с микроволновым фоновым излучением имел бы место при энергиях $\sim 10^{15} (1+z)^{-2}$ эВ.]

«НЕКАНОНИЧЕСКИЕ» МОДЕЛИ И НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ ВСЕЛЕННОЙ

Основными свойствами «канонической» модели горячей Вселенной являются следующие:

I. *Изотропия*, означающая, что расширение характеризуется единственным параметром $a(t)$ и что все локальные аспекты физики можно имитировать веществом, помещенным в ящик, все стенки которого расширяются пропорционально этому множителю.

II. *Приблизительная крупномасштабная однородность* — другими словами, неоднородности, которые приводят к появлению галактик и т. п., можно всегда рассматривать просто как возмущения в глобальной модели Фридмана. Это условие выполняется, если плотность неоднородностей всех характерных размеров всегда удовлетворяет соотношению (14.1).

III. *Скорость расширения*. Мы предположили, в частности при обсуждении проблемы образования гелия и искажений спектра микроволнового фонового излучения, что a/\dot{a} связано с плотностью массы-энергии посредством уравнений Эйнштейна.

IV. *Постоянная энтропия*. Предполагалось, что Вселенная эволюционировала адиабатически сразу же после лептонной стадии и эпохи образования гелия вплоть до «недавнего» времени.

Теперь мы перейдем к рассмотрению данных, подтверждающих эти предположения, а затем рассмотрим некоторые наблюдательные следствия, вытекающие из более общих и неортодоксальных космологических моделей.

17.1. Данные об изотропии и крупномасштабной однородности Вселенной

Наиболее важные свидетельства изотропии Вселенной получены по наблюдениям микроволнового фонового излучения. Во всех исследованных участках неба и при всех характерных размерах от $\sim 3''$ до 360° температура остается постоянной с точностью до $\leq 0,1\%$. Об этих наблюдениях уже говорилось в связи с моделями дискретных источников микроволнового фонового излучения (гл. 13). Они приводят к пределам на 12-ча-

совую и 24-часовую анизотропию, а также на флуктуации с характерными размерами несколько минут дуги.

Для интерпретации этих пределов полезно ввести понятие «поверхности последнего рассеяния». В строго изотропной Вселенной эта поверхность может быть определена так: она состоит из вещества с красным смещением $z_{\text{рас}}$, таким, что $\tau_{\text{ес}}(z_{\text{рас}}) = 1$. Поверхность с температурой $T(1+z_{\text{рас}})$ можно рассматривать как эффективный источник микроволновых фотонов, регистрируемых на Земле. Значение $z_{\text{рас}}$ зависит от эпохи, в которую газ вновь разогревался: в общем если $z_{\text{разогр}} \leq 8\Omega^{-1/2}$, то, согласно уравнению (15.2), $\tau_{\text{ес}}(z_{\text{разогр}}) \leq 1$, а поэтому мы можем проникнуть в прошлое до стадии рекомбинации при $z \approx 1000$; но если $z_{\text{разогр}} \geq 8\Omega^{-1/2}$, то $z_{\text{рас}} \approx 8\Omega^{-1/2}$.

Мелкомасштабные флуктуации. Отсутствие измеримых флуктуаций температуры при малых угловых характерных размерах устанавливает пределы на пекулярную скорость и на неоднородности гравитационного потенциала при $z \approx z_{\text{рас}}$. Однако эта интерпретация затруднена тем, что поверхность последнего рассеяния не очень резкая. Если рекомбинация протекает постепенно согласно (13.8), то эффективная толщина этой поверхности последнего рассеяния соответствует диаметру области с массой $\sim 10^{15}\Omega^{-1/2}M_{\odot}$ ($\sim 10\%$ от размера горизонта в соответствующую эпоху). Таким образом, даже если $z_{\text{рас}} \approx 1000$, можно ожидать, что флуктуации, связанные с мелкомасштабными неоднородностями, будут размыты, потому что фотоны, приходящие вдоль данного луча зрения, претерпели бы последний акт рассеяния на нескольких некоррелированных областях. Если $z_{\text{рас}} \ll 1000$, то эти эффекты намного серьезнее, так как поверхность последнего рассеяния будет размываться еще сильнее.

С учетом эффекта размывания Сюняев и Зельдович [407] показали, что если $z_{\text{рас}} \approx 1000$, то ожидаемое полное доплеровское смещение при $z \approx z_{\text{рас}}$ равно

$$\Delta T/T \approx 10^{-2} (\Delta\rho/\rho)_{z=z_{\text{рас}}} (M\Omega^{1/2}/10^{15}M_{\odot})^{5/6} \quad (17.1)$$

для флуктуаций, связанных с массами $M < 10^{15}\Omega^{-1/2}M_{\odot}$. Для больших масс влияние размывания поверхности последнего рассеяния менее значительно и, следовательно, значения $\Delta T/T$ больше. Поэтому можно подразделить флуктуации температуры на обусловленные а) эффектом Доплера и б) адиабатическими эффектами, связанными с флуктуациями плотности. Они соответственно таковы:

$$\Delta T/T = 2 \cdot 10^{-2} (\Delta\rho/\rho)_{z=z_{\text{рас}}} (M\Omega^{1/2}/10^{15}M_{\odot})^{1/3}, \quad (17.2)$$

$$\Delta T/T = 10^{-3} (\Delta\rho/\rho)_{z=z_{\text{рас}}} (1+27\Omega)(M\Omega^{-1}/10^{15}M_{\odot}). \quad (17.3)$$

Флуктуации гравитационного потенциала на поверхности последнего рассеяния дают дополнительный вклад [408]

$$\Delta T/T = 2 \cdot 10^{-6} (\Delta \rho/\rho)_{z=z_{\text{рас}}} (M/10^{15} M_{\odot})^{2/3}, \quad (17.4)$$

который преобладает при характерных размерах, превышающих размер горизонта при $z_{\text{рас}}$. Угловой размер, связанный с флуктуацией массы M , следующий:

$$\theta = 10 (M\Omega^2/10^{15} M_{\odot})^{1/2} \quad (17.5)$$

(θ почти не зависит от $z_{\text{рас}}$ при условии, которое выполняется всегда: $z_{\text{рас}} \gg \Omega^{-1}$).

В течение пострекомбинационной стадии возмущения плотности растут не быстрее чем

$$\Delta \rho/\rho \propto (1+z)^{-1}$$

(разд. 14.1), поэтому для того, чтобы они сконденсировались к современной эпохе, амплитуды при $z \approx 1000$ должны быть не менее 10^{-3} . Найдено, что предсказываемые амплитуды флуктуаций, связанных с зачаточными галактиками и скоплениями, были бы ниже современного порога регистрации или даже затухены флуктуациями фонового излучения, обусловленными существованием дискретных источников или неоднородным разогревом межгалактического газа. Однако пределы на $\Delta T/T$ все же устанавливают ограничения на очень крупномасштабные неоднородности ($\gg 10^{15} M_{\odot}$).

Если $z_{\text{рас}} \ll 1000$, то предсказываемые флуктуации всех характерных размеров $\leq 10^{18} M_{\odot}$ были бы гораздо меньше значений, даваемых соотношениями (17.1) — (17.4), и выводы, сделанные на основе современных пределов, соответственно менее интересны (за исключением больших характерных масс).

Описанные выше эффекты относятся к процессам, происходящим на поверхности последнего рассеяния. Имеется и дополнительный эффект, при котором прозрачные области повышенной плотности ($z < z_{\text{рас}}$) могут привести к возмущениям температуры [409]. Этот эффект всегда крайне мал, за исключением характерных размеров $\gg 10^{15} M_{\odot}$, и возникает как результат действия двух противоположных эффектов: а) возрастания времени движения фотонов, вызванного гравитационной потенциальной ямой, откуда следует, что регистрируемые фотоны должны подвергаться последнему рассеянию вблизи нас, и тем самым они будут обладать фиолетовым смещением по отношению к излучению, прибывающему с других направлений, и б) углубления потенциальной ямы при движении фотонов через нее, если $\Delta \rho/\rho$ растет со временем, что ведет к относитель-

ному красному смещению. Результирующее значение $\Delta T/T$ может быть любого знака.

Выводы из 12-часовой и 24-часовой изотропии. Если бы хаббловское расширение было анизотропным, то скорость расширения Вселенной в разных направлениях с эпохи последнего рассеяния была бы различной. При этом наблюдаемая температура фонового излучения была бы выше в тех направлениях, в которых расширение происходило медленнее. Предел на 12-часовую анизотропию [410], равный

$$\Delta T/T = (0,55 \pm 0,69) \cdot 10^{-3},$$

сильно ограничивает и типы анизотропных космологических моделей, которые можно было бы применить к реальной Вселенной [411]. В простейших анизотропных моделях анизотропия скорости расширения меняется с z , как $(1+z)^{3/2}$. Тогда из наблюдений должна была бы следовать относительная анизотропия постоянной Хаббла в современную эпоху $\lesssim 10^{-3} (1+z_{\text{рас}})^{-3/2}$. В действительности зависимость анизотропии от z несколько сложнее, потому что нейтрино, которые отделились от вещества при $T \gtrsim 10^{10}$ К, создают анизотропное давление. С учетом этого обстоятельства Рэсбенд [411] получил, что если $z_{\text{рас}} \approx 1000$, то из измеренной изотропии микроволнового излучения с доверительным уровнем 80% следует, что современная анизотропия либо меньше $5 \cdot 10^{-4}$, либо близка к значению $3,8 \cdot 10^{-6}$. (Однако анизотропия в эпохи $z \gg z_{\text{рас}}$ может быть все еще достаточной, чтобы оказывать влияние на такие процессы, как образование гелия.)

Предел на 24-часовую анизотропию, установленный Принстонской группой [410]:

$$\Delta T/T = (0,40 \pm 0,56) \cdot 10^{-3},$$

ограничивает возможное вращение Вселенной как целого, что, несомненно, вдохновляет сторонников принципа Маха. Отсюда также следует предел на пекулярную скорость Земли, т. е. ее скорость относительно удаленного вещества, составляющего поверхность последнего рассеяния. Наблюдатель, движущийся с пекулярной скоростью v в поле излучения абсолютно черного тела с температурой T , все же видит спектр абсолютно черного тела в любом направлении, но угловое распределение температуры будет

$$T(\theta) = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)^{-1}, \quad (17.6)$$

где θ (в движущейся системе отсчета) — угол между вектором пекулярной скорости и лучом зрения. Поэтому данные о 24-часовой изотропии приводят к $v \lesssim 300$ км/с. Можно ожидать, что

пекулярная скорость v имеет составляющую, обусловленную движением Солнца вокруг центра Галактики со скоростью 200—250 км/с. Вполне вероятно, что и сам галактический центр движется относительно центра масс Местной системы (группы галактик, в которой наша Галактика и туманность Андромеды являются главными членами). Согласно оценкам, эта скорость равна ≈ 80 км/с, а сумма векторов различных наших компонент скорости относительно Местной системы приблизительно равна 300 км/с и направлена к точке с галактическими координатами: $l_{II} \approx 95^\circ$, $b_{II} \approx -8^\circ$. Конечно, возможно, что Местная система движется как целое по отношению к удаленному веществу, и были предприняты попытки [412, 413] оценить составляющую, связанную с тем, что она входит в так называемое «локальное сверхскопление» — дискообразное (и, по утверждениям, вращающееся) скопление скоплений галактик с центром в скоплении Девы.

По наблюдениям на баллонах на волне ~ 3 см Генри [237] получил, что скорость равна 320 ± 100 км/с и направлена к точке с координатами $\alpha = 10,5^h$, $\delta = -20^\circ$. Конклин [238], работая на волне 3,7 см, также обнаружил положительный эффект с компонентой (210 ± 100) км/с в экваториальной плоскости Земли и направлением, которое согласуется с результатом Генри. Эти значения скорости согласуются с предсказанным Вокулером и Питерсом при анализе динамики локального сверхскопления [413]. Однако в связи с неопределенностью поправки на излучение галактического диска разумно рассматривать эти результаты лишь как верхний предел.

Наиболее замечательным выводом из этих наблюдений является, конечно, тот факт, что пекулярная скорость так мала *). Это означает, что Вселенная проявляет исключительную степень крупномасштабной однородности и что нет никаких значительных отклонений от закона Хаббла, таких, которые были бы обусловлены неоднородностями плотности очень больших характерных размеров.

Если принять, что микроволновое фоновое излучение является первичным, то 12-часовая и 24-часовая изотропия свидетельствует с гораздо большей точностью, чем какие-либо другие данные, что всеобщее хаббловское расширение было чрезвычайно изотропным, по меньшей мере начиная с эпохи, соответствующей $z \ll z_{\text{рас}}$. Из мелкомасштабных измерений также следует, что при $z \ll z_{\text{рас}}$ отклонения от однородности «слабые»

*) Заметим, что этот вывод предполагает только, что микроволновое фоновое излучение возникает на космологических расстояниях — оно не должно быть обязательно первичным излучением. В самом деле, наблюдения рентгеновского фонового излучения (которое, конечно, ни в каком отношении не является первичным) приводят к пределу $v < 800$ км/с [414].

в том смысле, что они не нарушают неравенство (14.1) (а 24-часовые данные показывают также, что мы сами не находимся внутри «сильной» неоднородности). Эти результаты дают нам гораздо большую уверенность в реалистичности моделей, основанных на метрике Робертсона—Уокера, чем до открытия микроволнового фонового излучения.

Обычная точка зрения (гл. 14) предполагает, что на наблюдаемых ранних стадиях Вселенная была еще более однородной, чем область, доступная наблюдениям теперь, причем протогалактики и протоскопления были просто областями незначительно повышенной плотности. Однако в принципе можно встать на противоположную точку зрения и считать, что при $z \ll z_{\text{рас}}$ Вселенная сильно отклонялась от однородного и изотропного состояния, но по мере расширения становилась все более однородной. Теперь мы рассмотрим некоторые косвенные проявления отклонений от параметров канонического расширения или «хаотического» начального состояния, в частности их влияния на содержание «первичного» гелия и на спектр микроволнового фонового излучения.

17.2. Образование гелия в неканонических моделях

Рассмотрение первичного нуклеосинтеза (разд. 13.3) показало, что скорость расширения играет ключевую роль при определении содержания гелия. Одна из характерных особенностей анизотропных космологических моделей состоит в том, что скорость расширения при заданной температуре сильно возрастает по сравнению со скоростью, задаваемой (13.6), которая используется в канонических моделях. [Скорость расширения, превышающая (13.6), получается также в некоторых космологических моделях Йордана—Бранса—Дикке, в которых в прошлом эффективно значение G было больше, а присутствие дополнительных частиц, или полей, или других типов лептонов, причем все они дают вклад в плотность энергии, ускорило бы расширение даже в обычных изотропных релятивистских моделях.]

Любое ускорение расширения стремится увеличить долю замороженных нейтронов, так как термодинамическое равновесие нарушается при более высоких температурах, чем в канонических моделях. Тогда, при условии, что еще есть время для превращения нейтронов в гелий, содержание первичного гелия повышается. Однако если характерное время увеличилось бы в $\geq 10^6$ раз, то для дальнейшего протекания этих реакций не осталось бы времени: поэтому первичный гелий отсутствовал бы, а нейтроны свободно распадались бы за $t \approx 1000$ с. Пиблс [261] приводит полезный набор графиков (рис. 56) содержания гелия

и дейтерия в функции фактора ускорения $S = \tau_{\text{расш}} / (\tau_{\text{расш}})_0$, где $(\tau_{\text{расш}})_0$ — характерное время расширения, даваемое соотношением (13.6). Таким образом, умеренное ускорение может увеличить содержание первичного гелия до $\sim 80\%$, а катастрофическое ускорение уменьшает его до нуля. Чтобы исключить гелий и спизить содержание дейтерия до значения, меньшего, чем в Солнечной системе ($\approx 0,02\%$), необходимо чтобы $S \leq 10^{-6}$.

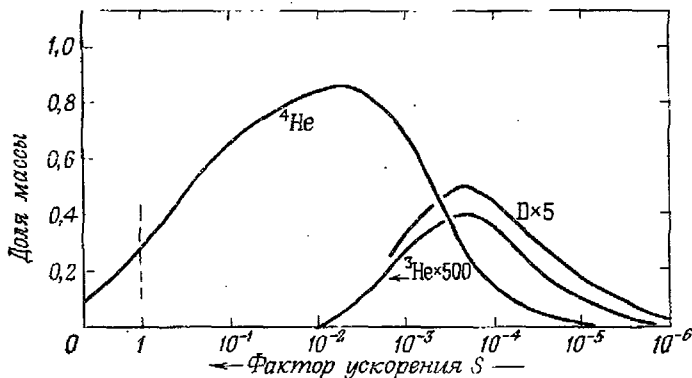


Рис. 56. Предсказываемое содержание He^4 , He^3 и D в функции фактора ускорения S для Вселенной с $\Omega \approx 1$ и современной температурой 3 K [261]. Предсказываемые содержания D и He^3 умножены на 5 и 500 соответственно, чтобы их можно было изобразить на данном рисунке.

Торн [415] показал, что едва ли можно предложить анизотропные модели с ускорением расширения, достаточным для того, чтобы отсутствовали гелий и дейтерий, но степень анизотропии тем не менее к моменту $z_{\text{рас}}$ уменьшилась бы до значений, согласующихся с изотропией микроволнового фонового излучения. Отсутствие гелия возможно и в некоторых моделях Бранса—Дикке. (На рис. 56 видно, что умеренное замедление расширения также могло бы уменьшить содержание гелия, но найти способы, как это осуществить, еще труднее.)

На рис. 56 видно также, что умеренное увеличение скорости расширения при S в интервале $0,3-10^{-3}$ определенно привело бы к образованию слишком большого количества гелия, причем в горячей Вселенной образовалось бы $40-50\%$ гелия (по массе). Поскольку какие-либо способы исчезновения лишнего гелия за время существования Галактики не известны, то такое количество гелия было бы несовместимо с данными наблюдений. Поэтому можно установить предел на плотность энергии в горячей Вселенной, заключенной в форме пока неизвестных типов взаимодействующих частиц, гравитонов и т. п. [416]. Однако

установить пределы на плотность энергии первичных нейтрино гораздо сложнее.

Если принять в качестве начального условия, что Вселенная обладала ненулевым лептонным числом, которое привело к избытку ν_e или $\bar{\nu}_e$, то при расширении этот избыток вызвал бы ускорение. Но тогда на содержание гелия еще более сильное влияние оказывают физические микропроцессы, при которых

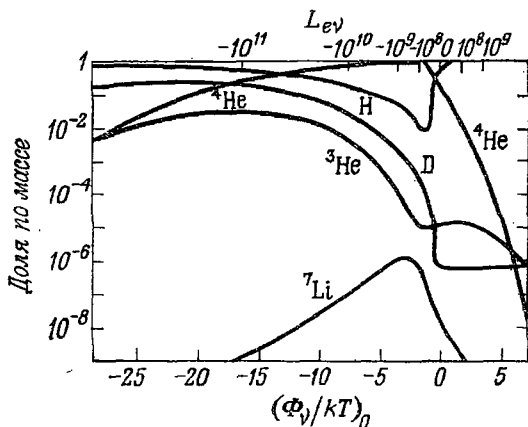
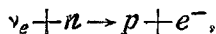
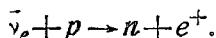


Рис. 57. Образование химических элементов во Вселенной с $\Omega=1$ и современной температурой 3 К в случае вырождения нейтрино ($\Phi_\nu > 0$) или антинейтрино ($\Phi_\nu < 0$). Величина Φ_ν — уровень Ферми для ν_e и $L_{e\nu}$ — отношение электронного лептонного числа к барионному числу.

меняется нейтрон-протонное отношение. Преобладание ν_e привело бы к быстро протекающим реакциям типа



превращающим нейтроны в протоны; аналогично избыток $\bar{\nu}_e$ привел бы к быстрому уменьшению числа протонов через реакцию



Поэтому большой избыток ($\gg 10^8$ на барион) либо ν_e , либо $\bar{\nu}_e$ уменьшает содержание первичного гелия, несмотря на то что расширение при этом ускоряется. Однако соответствующим образом выбранное «умеренное» значение ($\sim 10^8$ на барион) избытка $\bar{\nu}_e$ может сохранить протон-нейтронное отношение близким к единице и тем самым увеличить образование гелия. Эти возможности показаны на рис. 57 [262]. Отметим, что избыток антинейтрино, достаточный для прекращения образования

гелия, приводит к содержанию дейтерия, превышающему его значение в Солнечной системе (0,02%).

Вводить или не вводить ненулевое лептонное число как характерное начальное условие, накладываемое на модель расширяющейся Вселенной, конечно, дело вкуса. Фаулер [417] стоит на точке зрения, что избыток нейтрино или антинейтрино такого же порядка, как и плотность числа фотонов, вполне приемлем. Но с таким же успехом можно утверждать, что, наоборот, лептонное число и число фотонов никак нельзя рассматривать на равном основании, потому что первое строго сохраняется во всех процессах, кроме процессов, связанных с черными дырами, тогда как последнее может расти при диссипативных процессах.

Даже если Вселенная имеет «горячее» начало, возможно, что часть наблюдаемого в настоящее время фонового излучения была генерирована в результате диссипативных процессов, протекавших после образования гелия (т. е. при $t \geq 1000$ с), но все же достаточно рано для того, чтобы оно было термализовано. Тогда Вселенная в течение эпохи образования гелия эволюционировала бы адиабатически при малом значении энтропии — другими словами, при заданной температуре плотность была бы выше, чем в канонической модели. Такой процесс стремился несколько увеличить содержание гелия, но этот эффект не сильный, если только энтропия не настолько мала, что в динамике расширения в эпоху образования гелия преобладает вещество [так что характерное время при заданной температуре все еще меньше, чем (13.6), или же электроны вырождены].

Итак, первичное образование гелия чрезвычайно чувствительно к характерному времени расширения. Только скорость расширения, близкая к каноническому значению, ведет к образованию 25% гелия по массе. Самые «модифицированные» космологические модели приводят к слишком большому количеству гелия, а потому могут быть отброшены. Однако имеются такие релятивистские космологические модели, в которых расширение протекает столь быстро (например, в результате сильной аннизотропии), что гелий вообще не образуется. Такие модели нельзя исключить, но тогда возникает проблема: как объяснить содержание гелия в нашей Галактике? Если бы существовал «избыток» вырожденных нейтрино или антинейтрино, то содержание гелия не составляло бы $\approx 25\%$. Содержание гелия при температуре $\sim 10^9$ К не зависит от плотности вещества (или, что эквивалентно, от энтропии), и следует ожидать содержания $\approx 25\%$, даже если большая часть излучения со спектром абсолютно черного тела не была бы в строгом смысле этого слова первичной, а генерировалась в результате диссипативных процессов (т. е. затухания флуктуаций при $t \geq 1000$ с).

17.3. Процессы диссипации до стадии рекомбинации

Из соображений, использованных при выводе уравнений (15.7) и (15.8), следует, что энергия, выделившаяся на «поздних» стадиях, искажает равновесный спектр микроволнового фонового излучения, и это устанавливает пределы на количество энергии, поступившей во Вселенную при $z \gtrsim 1000$. Причина состоит в том, что основные потери энергии приходятся на последовательные акты комптоновского рассеяния, увеличивающего плотность энергии излучения, но сохраняющего число фотонов. В таких процессах, как тормозное излучение, может образовываться некоторое количество новых фотонов, но этот процесс недостаточно эффективен, чтобы привести к истинному спектру излучения абсолютно черного тела при температуре, соответствующей повышенной плотности энергии. Процессы генерации фотонов, относящиеся к двухчастичным, протекали эффективнее на более ранних и более плотных стадиях расширения (даже если допускаются более короткие промежутки времени, которые характерны для продолжительности этих стадий). Поэтому энергия, генерированная в достаточно ранние эпохи, может быстро термализоваться. Количественные детали этого процесса термализации имеют непосредственное отношение к тому, сколько энергии могло бы диссипировать (например, через ударные волны или фотонную вязкость) на различных стадиях, и, следовательно, к тому, насколько неоднородны или турбулентны могли бы быть ранние стадии Вселенной.

Зельдович и Сюняев [348, 407] подробно рассмотрели эту проблему. Они показали, что любой вид энергии, инжектированной при красных смещениях

$$z \gtrsim 10^5 \Omega^{-4}, \quad (17.7)$$

был бы (для всех практических целей) термализован и привел бы к планковскому спектру фонового излучения. Однако при меньших красных смещениях эта термализация была бы менее эффективна, и если предположить, что материя во Вселенной однородна, то отсутствие значительных искажений в части спектра микроволнового излучения, аппроксимируемой функцией Рэлея—Джинса, приводит к верхнему пределу

$$g = \int \frac{Q(t) dt}{aT_r^4(t)} \lesssim 2 \cdot 10^{-2} \Omega^{1/3} \quad (17.8)$$

на скорость роста энергии $Q(t)$, приходящейся на единицу объема, в интервале красных смещений

$$10^4 \Omega^{-1/2} \lesssim z \lesssim 5,4 \cdot 10^4 \Omega^{-6/5}.$$

Это неравенство устанавливает ограничение на амплитуду

первичной турбулентности или (осцилляторных) адиабатических возмущений, которые могли бы диссипировать как раз перед рекомбинацией. (Заметим, однако, что скорость рождения фотонов зависит от среднеквадратичной плотности, поэтому условие (17.8) может быть ослаблено и возможна бóльшая диссипация, если плазма уже была достаточно возмущенной.)

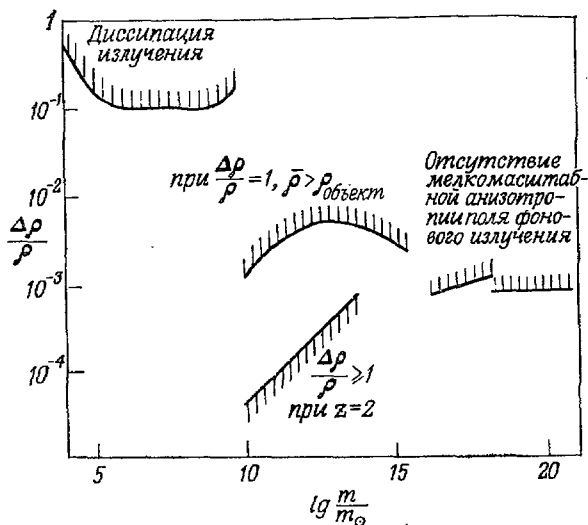


Рис. 58. Пределы на амплитуду адиабатических флуктуаций на стадии рекомбинации для модели с $\Omega=1$ [286]. Верхние пределы обусловлены а) неискаженным спектром микроволнового фонового излучения, б) низкой плотностью наблюдаемых связанных систем и в) изотропией микроволнового фонового излучения при малых угловых размерах. Нижний предел устанавливается из того факта, что связанные системы уже перестали расширяться.

Применение (17.8) к различным диссипативным процессам обсуждалось в нескольких работах Сюняева и Зельдовича [286, 348, 407]. В эпохи, достаточно ранние, чтобы удовлетворялось условие (17.7), диссипация (даже если она включает нелинейные процессы), вероятно, мелкомасштабна, потому что масса M_H была мала при малых временах. Если условие (17.7) выполняется, то любая диссипирующая энергия может быть термализована — и нельзя исключить возможность того, что большая часть теплового микроволнового фонового излучения возникает в результате диссипации мелкомасштабных неоднородностей большой амплитуды при $z \gg 10^5 \Omega^{-4}$ (или $M_H \ll \ll 10^{17} \Omega^{11} M_\odot$). В этом случае, конечно, изменится начальная тепловая история, изображенная на рис. 46. С другой стороны, соотношение (17.8) ограничивает начальную амплитуду крупномасштабных адиабатических возмущений, которые затухают

(как описано в гл. 14) при красных смещениях, слишком малых, чтобы удовлетворить (17.7). Соответствующие пределы на спектр адиабатических флуктуаций приведены на рис. 58. Указаны также верхние пределы на более крупномасштабные возмущения, выведенные с помощью (17.1)—(17.4) (в предположении, что $z_{\text{рас}} \approx 1000$) на основе изотропии микроволнового фонового излучения, а также нижние пределы, выведенные из существования связанных систем в предположении, что они образовались из адиабатических флуктуаций за счет гравитационной неустойчивости согласно (14.2). Эти результаты исключают возможность описания единым гладким степенным спектром первичных возмущений. По-видимому, любой такой спектр должен быть оборван при больших массах ($> 10^{20} M_{\odot}$) в соответствии с данными об анизотропии микроволнового фонового излучения при больших угловых характерных размерах.

17.4. Ранние стадии Вселенной

Основной проблемой космологии является, возможно, не наблюдаемая в настоящее время неоднородность (галактики, скопления и т. д.), а, напротив, крупномасштабная однородность и изотропия. Трудность состоит в том, что во фридмановских моделях масса M_H , находящаяся внутри горизонта частицы, стремится к нулю при экстраполяции назад к начальному моменту времени. Поэтому для «канонических» моделей необходим весьма «неприятный» постулат о том, что все части Вселенной точно синхронизованы и начинают расширяться одновременно с одинаковой энтропией и кривизной, несмотря на то что отсутствует причинная связь между соседними областями. Поэтому в этих моделях Фридмана наблюдаемая всеобщая однородность постулируется, но никогда не объясняется, и она просто-напросто необъяснима. Однако вещество, находящееся в некоторой точке и «желающее» жить и эволюционировать в соответствии с веществом в другой точке Вселенной, никакими средствами не может узнать об «условиях жизни» за пределами своего горизонта. Отдельные части поверхности последнего рассеяния, находящиеся в различных направлениях, от которых мы принимаем микроволновые фотоны, с температурой, совпадающей с точностью лучше чем 0,1%, в момент испускания этого излучения совершенно не были связаны причинно.

Нет никаких прямых указаний на то, что метрика Робертсона—Уокера хотя бы приближенно применима сколь угодно близко к моменту времени $t=0$, горизонт в более общих моделях может вести себя совсем иначе. Несмотря на то, что рассчитать динамику полностью неоднородной Вселенной не представляется возможным, в последнее время большое внимание

уделялось однородным, но анизотропным космологическим моделям, для которых было получено, что структура горизонта качественно отличается от фридмановского случая.

Колебания анизотропии в геометрии замкнутой Вселенной, хотя и малые в любой поздний момент расширения, растут (если вообще не до бесконечной амплитуды) все больше и больше по мере того, как мы возвращаемся назад во времени вплоть до тех ранних стадий, когда они доминируют над всеми другими видами возбуждений [зависимость a^{-6} в (15.7)]. Для сравнения укажем, что эффективная плотность энергии вещества ($\sim a^{-3}$) и излучения ($\sim a^{-4}$) становится несущественной. Результирующая идеализированная модель Вселенной имеет три степени свободы, соответствующие радиусам кривизны вдоль трех главных осей в каждой точке. Скорость изменения во времени этих трех радиусов описывается тремя обыкновенными дифференциальными уравнениями второго порядка. Эта проблема во многих отношениях напоминает хорошо известную проблему механики — вращение эллипсоида с тремя неравными моментами инерции.

Изучение этой так называемой модели «перемешанного мира» (и анизотропных моделей вообще) мотивировалось надеждой, что колебания анизотропии могут позволить фотонам — а быть может, и волнам сжатия — распространяться по всей Вселенной (проходя во время каждой фазы колебаний по кратчайшему допустимому пути) даже при произвольно малых временах. Тогда это перемешивание могло бы сделать однородной всю материю, а сама анизотропия исчезала бы автоматически [зависимость вида a^{-6} согласно (15.7)] во время расширения, причем возможно дальнейшее затухание за счет нейтринной вязкости при $T \approx 10^{10}$ К. Таким образом, согласно Мизнеру и его последователям, чтобы объяснить современную крупномасштабную изотропию Вселенной, необходимо постулировать сильную начальную анизотропию и, возможно, неоднородность! К сожалению, наиболее подробная выполненная работа приводит к выводу, что только в очень специальных случаях «поведение» горизонтов в «перемешанной» Вселенной способствует достаточно эффективному перемешиванию, откуда следует, что нужно рассмотреть некоторые более сложные модели. Кроме того, некоторые анизотропные моды усиливаются во время расширения. Тем не менее модель перемешанного мира ставит множество новых вопросов, среди которых следующие:

1. На какой стадии колебания анизотропии уменьшаются по амплитуде настолько, что они уже не играют большой роли в космологии? *)

*) Отметим, что когда «энергия анизотропии» в динамике преобладает, проблема упрощается, поскольку уравнение состояния вещества и излучения при больших плотностях уже не играет никакой роли.

2. Насколько эффективно было ранее взаимодействие нейтрино с веществом и другими полями излучения [284, 418]?

3. Связана ли анизотропная кривизна с рождением частиц в еще более ранние эпохи [419—422]?

4. Как растут со временем в модели перемешанного мира начальные малые возмущения плотности и скорости и как это повлияет на анализ, проведенный в гл. 14?

Характер начальной сингулярности в этих более общих и реалистичных моделях может существенно отличаться от ее характера во фридмановских моделях; действительно, последние, вероятно, составляют пустое множество, так как на достаточно ранних стадиях «энергия анизотропии» обязана преобладать, тогда как во фридмановских моделях она точно равна нулю. Однако, как показали Хокинг и Эллис [423], почти неопровержимым следствием теории Эйнштейна является то, что, независимо от степени однородности на ранних стадиях Вселенной, в прошлом должна была иметь место сингулярность. Этот вывод следует из наблюдаемой изотропии вплоть до $z \approx z_{\text{рас}}$, из которой можно вывести существование «замкнутых» ловушечных поверхностей при $z \leq z_{\text{рас}}$, при выполнении только очень общих условий причинности, а также ограничения, при котором уравнение состояния удовлетворяет неравенствам $\rho + p \geq 0$ и $3\rho + p \geq 0$ *). Эта теорема о сингулярности не обязательно предполагает «реальную» физическую сингулярность, но она действительно включает в себе такие экстремальные условия, при которых теория Эйнштейна уже более неприменима (быть может, из-за квантовых эффектов?). Никто не может вывести отсюда, вся ли материя во Вселенной находится в таких экстремальных условиях. Не исключено, что большая часть вещества ранее подверглась сжатию, за которым последовало быстрое расширение («разлет»). Однако наличие сингулярностей ведет к нарушению причинности вследствие «разлета», поэтому нет никаких оснований полагать, что сохранялись бы термодинамические величины и даже «фундаментальные» константы микрофизики.

Если предположить, что мы живем в замкнутой Вселенной ($\Omega > 1$), то теория предсказывает, что возможное повторное сжатие, во время которого скопления, галактики и звезды будут последовательно разрушены и растворены в фотонном газе, должно завершиться другой сингулярностью (или сингулярностями).

*) Если материя задана не в виде идеальной жидкости, то эти условия приобретают более общий вид: для любого времениподобного вектора V^a в каждой точке $R_{ab} V^a V^b \geq 0$.

«БОЛЬШИЕ ЧИСЛА»: СОВПАДЕНИЕ ИЛИ СЛЕДСТВИЕ?

Динамика замкнутых фридмановских Вселенных характеризуется параметром a_0 , который представляет собой максимальный радиус, достигаемый перед повторным сжатием и определяющий длительность полного «цикла». В теории горячей Вселенной вводится второй параметр — начальная удельная энтропия на частицу $s \approx n_\nu/n_p$. (Для нашей Вселенной эта величина равна $\sim 10^7$. Увеличение энтропии, генерированной звездами и другими дискретными объектами за все время вплоть до настоящей эпохи, не было бы столь значительным, несмотря на то что эта малая дополнительная энтропия — следствие фрагментации осколков первоначального расширения от сингулярного состояния на гравитационно связанные системы — является необходимым предварительным условием существования наблюдателей и других проявлений, свидетельствующих об отсутствии термодинамического равновесия!)

Эти два параметра, по-видимому, совершенно не связаны с другими фундаментальными постоянными, которые, как мы предполагали, остаются неизменными на протяжении эволюции Вселенной, что и давало нам возможность количественно анализировать локальную физику горячей Вселенной в прошлом по крайней мере до $t \approx 10^{-6}$ с. Некоторые хорошо известные «совпадения», в которых фигурируют числа порядка 10^{40} (или их небольшие целые степени), неоднократно привлекались для установления взаимосвязи между микрофизикой и космологией. Наиболее известные из них следующие.

Отношения электрических сил к гравитационным для двух заряженных элементарных частиц лежат в интервале $10^{36}—10^{42}$; для двух протонов это отношение равно

$$N_1 = e^2/Gm_p^2 = 10^{36} \approx 10^{40}. \quad (18.1)$$

Это отношение получено чисто из лабораторных измерений. Но на первый взгляд не связанное с ним безразмерное отношение радиуса Хаббла σ_H к классическому радиусу электрона — того же порядка величины:

$$N_2 = c\tau_H/(e^2/m_e c^2) \approx 10^{40} \approx N_1. \quad (18.2)$$

В заманчивой аргументации, принадлежащей главным образом Дикке [424] и Картеру [425], вместо того чтобы рассмотреть зависимость от времени некоторых микрофизических констант (как предлагал Дирак [426]), предполагается, что число N_2 зависит от эпохи и что само существование наблюдателей возможно только тогда, когда N_2 сравнимо с N_1 . Схема рассуждений следующая.

Наибольшая масса, способная противостоять коллапсу путем давления вырождения, — масса Ландау, или масса Чандрасекара — равна (с точностью до множителя порядка единицы, зависящего от молекулярной массы и пр.)

$$M_L \approx (e^2/\hbar c)^{-3/2} N_1^{1/2} m_p. \quad (18.3)$$

Массы всех звезд с точностью до одного-двух порядков величины равны M_L . Тело массы $\leq 0,1 M_L$ разогревается недостаточно, для того чтобы в его центре началось горение водорода (множитель $\sim 0,1$ представляет собой произведение микрофизических констант, которые все «порядка единицы» по крайней мере по отношению к таким числам, как 10^{40}). Звезды с массой, большей чем $M_{\text{макс}} \approx 30 M_L$ (где множитель 30 — чисто арифметического происхождения), будут поддерживаться давлением излучения, а не давлением газа, поэтому в них будут возникать многочисленные неустойчивости. Значит, $M_{\text{макс}}$ — верхний предел массы звезды главной последовательности. Йордан [427], впервые заметивший это совпадение, приписал ему космологический смысл. Однако это прямое следствие физики звезд. Время жизни t_s звезды главной последовательности приблизительно равно

$$t_s = \frac{\text{Имеющаяся ядерная энергия} \times (\text{Время диффузии фотона из звезды})}{\text{Энергия излучения, заключенная внутри звезды}}.$$

Звезды с самыми короткими временами жизни — это те, масса которых $M \approx M_{\text{макс}}$; для них непрозрачность в основном обусловлена томсоновским рассеянием, и тогда получаем

$$ct_s \approx \eta (m_p/m_e) N_1 (e^2/mc^2). \quad (18.4)$$

Здесь η — доля энергии массы покоя, высвобождаемая при сгорании водорода ($\sim 0,007$), поэтому множитель $\eta (m_p/m_e)$ порядка 10. В таком случае 1) образование галактик происходит тогда, когда возраст Вселенной $t \leq t_s$, 2) эволюция «разумных» наблюдателей длится $t \geq t_s$.

Тогда соотношение (18.4), а также тот факт, что галактики «умерли» бы, причем все их вещество, спустя период времени, равный времени эволюции нескольких поколений звезд, было бы заключено в вырожденных холодных звездах или черных дырах, автоматически ведут к тому, что когда наблюдатели осознают существование Вселенной, то t должно быть сравнимо

с t_s . Поскольку t и τ_H сравнимы, за исключением случая, когда a очень близко к a_0 , «совпадение» (18.2) при этом выполнялось бы. Другие «совпадения», как например число частиц внутри горизонта, по порядку величины равное N_1^2 , являются прямым следствием уравнений поля, описывающих замкнутую Вселенную Фридмана.

Из этих рассуждений следует, что во Вселенной не было бы наблюдателей, если бы не выполнялось неравенство

$$a_0 > ct_s. \quad (18.5)$$

Можно ли, исходя из аналогичных соображений, установить какие-либо ограничения на s ? Анализ в гл. 14 показал, что для галактик, образующихся в результате гравитационной неустойчивости,

а) плазма должна быть нейтральной и должна быть отделена от излучения, т. е. $T_{\text{изл}} \leq 3000 \text{ К}$,

б) в динамике Вселенной должно преобладать вещество, т. е. $\rho_{\text{мат}} c^2 \gg aT^4$.

Условие (а) выполняется автоматически, если t того же порядка, что и t_s . Чтобы условие (б) выполнялось в современную эпоху, максимальная допустимая плотность энергии излучения должна соответствовать температуре абсолютно черного тела $T \approx 40 \text{ К}$. Таким образом, условие (б) выполнялось бы, если бы

$$s \leq 10^{11}. \quad (18.6)$$

По-видимому, нет никаких более строгих нижних пределов на s . Если бы $s \leq 1$, то вещество в горячей Вселенной состояло бы на 100% из гелия, однако не ясно, исключало бы это какие-либо формы жизни.

Отметим, что эти аргументы вовсе не «объясняют», почему в нашей Вселенной должны выполняться соотношения (18.5) и (18.6). Они просто указывают на то, что эти неравенства и «совпадение» (18.2) не дают повода для удивления в «познаваемой» Вселенной. Картер [425] развил аналогичные аргументы, с помощью которых он показал, что некоторые микрофизические безразмерные величины в любой «познаваемой Вселенной» сильно ограничиваются требованием, что (например) сложные ядра должны быть устойчивы.

Дальнейший прогресс в этом направлении сдерживается теоретическими исследованиями, которые позволили бы нам подвести надежное основание под понятие «ансамбль Вселенных». Можно также отважиться выразить надежду (весьма смелую), что в конце концов нам удастся настолько хорошо понять ранние стадии Вселенной, что мы сможем узнать, чем определяются a_0 и s , и, возможно, даже открыть некоторые глубокие связи между фундаментальными константами микрофизики и геометрией космоса.

ЗА ГРАНИЦЕЙ ВРЕМЕНИ *)

19.1. Гравитационный коллапс
как величайший кризис физики

Вселенная начинает свое существование из сверхплотного и сверхгорячего состояния, расширяется до максимальных размеров, а затем вновь сжимается и коллапсирует: никогда не делалось предсказания, внушающего такой же благоговейный страх, как это. Оно пелепо и абсурдно! Эйнштейн сам не мог поверить в свой вывод. И только наблюдения Хаббла заставили его и научную общественность отказаться от концепции Вселенной, которая, не меняясь, существует бесконечно долго.

В последующих работах [428, 429] обобщается этот вывод. Замкнутая модель Вселенной, подчиняющаяся геометродинамике Эйнштейна, нигде не обладающая отрицательной плотностью массы-энергии, неизбежно приводит к сингулярности. Плотность массы-энергии растет неограниченно. Электронная вычислительная машина, шаг за шагом вычисляющая процесс динамической эволюции геометрии, подходит к точке, дальше которой она не в состоянии продолжать счет. Образно говоря, из ЭВМ начинает «валить дым». Все же физика, несомненно, продолжается дальше, хотя бы по той простой причине, что физика по определению — это то, что существует вечно, несмотря ни на какие призрачные изменения во внешних проявлениях реальности.

Однажды распахнутся двери и перед нами откроется сверкающий механизм, движущий мир, во всей своей красоте и ясности. И в преддверии этого дня ничто не порождает столько надежд, сколько парадокс гравитационного коллапса. Почему парадокс? Потому что уравнения Эйнштейна говорят: «Это конец», — а физика говорит: «Конца нет». Почему же надежды? Потому что среди всех примеров отгадывания загадок физика не может предложить ничего более обнадеживающего, чем парадокс.

Ни один период в истории физики не привел к большему парадоксу, чем 1911 г. (табл. 28). Резерфорд только что пришел

*) В основу этой главы Дж. А. Уилер положил Марчоновскую лекцию, прочитанную в университете Ньюкасла-апон-Тайн 18 мая 1971 г., и Наффилдовскую лекцию, прочитанную в Кембриджском университете 19 июля 1971 г.

Коллапс Вселенной, предсказываемый классической теорией, в сравнении с классически предсказанным коллапсом атома

	Атом (1911 г.)	Вселенная (1970-е гг.)
<p>Динамическая сущность</p> <p>Природа коллапса, предсказанного на основе классической теории</p>	<p>Система электронов</p> <p>Электрон, движущийся по направлению к точечному центру притяжения, приобретает бесконечную энергию за конечное время</p>	<p>Геометрия пространства</p> <p>Не только материя, но и само пространство за конечное время переходит в состояние бесконечной плотности</p>
<p>Один отвергнутый «выход из положения»</p> <p>Другой легкий выход из положения, который должен быть отвергнут</p>	<p>Отказ от закона Кулона</p> <p>«Ускоренный заряд не обязательно излучает»</p>	<p>Отказ от уравнений поля Эйнштейна</p> <p>«Материя не может быть сжата больше определенной плотности инкапсуляцией, как бы велико оно ни было»</p>
<p>Как последняя гипотеза нарушает принцип причинности</p>	<p>Кулоновское поле точечного заряда не может перестроиться за счет бесконечной скорости вытолкнуть до бесконечно больших расстояний при внезапных изменениях скорости заряда</p>	<p>Скорость звука не может превышать скорости света. Давление не может превышать плотность массы-энергии</p>
<p>Основное новое соображение, вводимое путем признания квантового принципа как основополагающего, организующего принципы физики</p>	<p>Принцип неопределенности; связь, слишком близкая к центру притяжения, приводит к тому, что кинетическая энергия нулевой точки превосходит потенциальную энергию; вытекающее отсюда существование низшего квантового состояния, система не может излучать, ибо нет состояния с более низкой энергией, куда можно было бы перейти</p>	<p>Принцип неопределенности; распространение характерного волнового пакета в суперпространстве не приводит детерминистически к единственной конфигурации геометрии пространства; вместо этого ожидается вероятностное распределение исходов, причем каждый исход описывает Вселенную различных размеров, с разным набором масс частиц, различными частотами и разными интервалами времени, требуемыми для ее расширения и повторного сжатия.</p>

к выводу, что вещество состоит из отдельных положительных и отрицательных зарядов. Но согласно теории, в таком случае вещество должно было бы подвергнуться электрическому коллапсу за время $\sim 10^{-12}$ с. Наблюдения же свидетельствовали о том, что вещество устойчиво. Никто не воспринял этот парадокс более серьезно, чем Бор. Никто не работал над главной загадкой с большей энергией, в любое время, когда только можно было работать. Никто не сочетал в себе более поразительной комбинации смелости и консерватизма, никто не обладал более глубоким чувством гармонии в физике. Прямая противоположность гармонии — какофония — вот впечатление, возникающее при ознакомлении с литературой по структуре атома десятих годов нашего века. 1. Изменить закон Кулона, описывающий взаимодействие между электрическими зарядами? 2. Отказаться от принципа, согласно которому ускоренно движущийся заряд излучает? Мало что удерживало от этого шага, разве только то, что эти законы были надежно установлены. Наперекор всему Бор строго придерживался двух этих принципов. В то же время он настаивал на важности третьего принципа, надежно установленного Планком в совершенно другой области физики, — квантового принципа. Именно этот ключ помог ему проложить путь в мир атома.

Хотя научный кризис, разразившийся в 1911 г., был значительным, сегодня гравитационный коллапс выступает как еще более грандиозный кризис. На повестке дня — не только судьба вещества, но и судьба самой Вселенной. Динамика коллапса, или, вернее, обратного ему процесса — расширения, подтверждается не только теорией, но и наблюдениями; причем таких наблюдений множество, и они выполнены астрономами, обладающими непревзойденным талантом и добросовестностью. Более того, коллапс характерен не только для крупномасштабной динамики Вселенной. Предсказано, что белый карлик или нейтронная звезда, если их масса больше критической, могут претерпеть гравитационный коллапс с образованием черных дыр (гл. 5). Ожидается, что достаточно большое количество звезд, падающих достаточно близко друг от друга на центр ядра галактики, коллапсирует с образованием черной дыры, масса которой на несколько порядков превышает массу Солнца. В настоящее время ведется активный поиск наблюдательных данных, подтверждающих существование черных дыр в нашей Галактике, путем исследования двойных систем [95], рентгеновского излучения [45, 98] или гравитационных волн [430]. Предсказано, что процесс, порождающий черную дыру, представляет собой экспериментальную модель гравитационного коллапса Вселенной в миниатюре, правда, с одним различием. Коллапс с образованием черной дыры предоставляет наблюдателю на выбор

две возможности: 1) либо наблюдать с безопасного расстояния, но тогда наблюдения ничего не скажут о том, что происходит за пределами горизонта; 2) либо падать вместе с веществом — в этом случае он увидит заключительные сцены коллапса вплоть до бесконечной плотности, касающиеся не только самого вещества, но и геометрии за его пределами, правда, он заплатит за этот спектакль собственной жизнью. В случае гравитационного коллапса замкнутой Вселенной у наблюдателя нет выбора — его судьба предопределена, так же как судьба вещества и элементарных частиц, сжатых до бесконечно больших плотностей. Трудно совместить различные понятия, которые включает в себя коллапс: динамику самого большого объекта — пространства и самого маленького объекта — элементарной частицы, а также то, как они возникли.

19.2. Оценка теории, предсказывающей коллапс

Все, кто размышляет над парадоксом («коллапс — это конец физики»; «с коллапсом физика не кончается»), не могут не задаться вопросом, каковы пределы применимости геометрической теории гравитации Эйнштейна. Аналогичный вопрос вставал сам собой и во время кризиса 1911 г. Закон Кулона для силы взаимодействия между двумя зарядами был проверен на расстояниях порядка метров и миллиметров, но где была гарантия того, что он справедлив вплоть до атомных размеров порядка 10^{-8} см? Правда, в конце концов он оказался справедливым не только для уровней с размерами атома, но и для размеров ядер порядка 10^{-13} см и даже вплоть до $5 \cdot 10^{-15}$ см [432—434]. Это — удивительный пример того, что Вигнер [435] называет «невероятной эффективностью математики в естественных науках».

Ни одна теория, кроме геометродинамики Эйнштейна, не может сравниться по своей простоте, красоте и размаху с электродинамикой Максвелла. В физике не так много принципов, которые установлены столь же уверенно, как те, на которых покоится геометродинамика: локальная справедливость специальной теории относительности, принцип эквивалентности, сохранение энергии и импульса и преобладающая роль во всей физике уравнений поля второго порядка. Эти принципы приводят к выводу о том, что геометрия пространства-времени должна быть римановой, а законы геометродинамики — эйнштейновскими.

Сказать, что геометрия риманова, — значит утверждать, что интервал между двумя близкими событиями C и D (где-либо в пространстве-времени), выраженный через интервал AB между двумя принятыми за основу сравнения близкими событиями (где-либо в другой точке пространства-времени), имеет значе-

ние CD/AB , не зависящее от пути сравнения. В результате этого «многоликого» предсказания теория Эйнштейна оказывается уязвимой.

Геометродинамика позволяет также себя опровергнуть другими способами. В геометрии нет произвола в выводах относительно динамики частиц и полей. Теория дает определенные предсказания о равновесных конфигурациях и пульсациях компактных звезд (гл. 2). Она приводит к формулам (гл. 11) для замедления расширения Вселенной, для плотности массы-энергии и для степени фокусировки за счет кривизны пространства, наблюдательная проверка которых уже не за горами. Она предсказывает гравитационный коллапс и существование черных дыр, а также множество физических явлений, связанных с этими объектами (гл. 5). Геометродинамика предсказывает гравитационные волны (гл. 7). При соответствующей аппроксимации она включает в себя все надежно проверенные эффекты ньютоновой теории гравитации относительно динамики Солнечной системы, а кроме того, предсказывает возможные неньютоновские поправки, в том числе для нескольких эффектов, которые уже проверены наблюдениями.

В геометрической теории гравитации Эйнштейна до сих пор не найдено никаких противоречий. Никакие наблюдательные данные, якобы не согласующиеся с этой теорией, не выдержали испытания временем. Пока не предложено какого-либо другого общепризнанного объяснения физических явлений, обладающего такой же простотой и универсальностью.

Прежде чем вернуться к главному вопросу — пределам справедливости общей теории относительности и их влиянию на проблему гравитационного коллапса, — продолжим немного далее оценку теории относительности. Что дала геометродинамика Эйнштейна для нашего понимания физики?

Во-первых, она свергла пространство-время с пьедестала совершенства, высоко вознесшегося над полями сражений вещества и энергии, и сделала его новым динамическим понятием, активно участвующим в этих баталиях.

Во-вторых, связав энергию и импульс с кривизной пространства, теория Эйнштейна признала, что закон сохранения энергии и импульса является прямым следствием геометрического тождества, гласящего, что граница границы есть нуль.

В-третьих, она признала, что гравитация есть проявление кривизны геометрии пространства-времени, а вовсе не что-то постороннее и «физическое», погруженное в пространство-время.

В-четвертых, общая теория относительности укрепила точку зрения, что «физика локальна», что прост только тот анализ физических явлений, который связывает величины в заданном событии непосредственно с величинами близлежащих событий.

В-пятых, в соответствии с квантовым принципом она признает, что сами пространство-время и время — понятия, справедливые только в классическом приближении, что подходящее

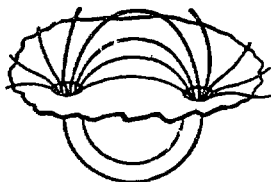


Рис. 59. Электрический заряд, рассматриваемый как совокупность электрических силовых линий, захваченных топологией многосвязного пространства (историю возникновения этого понятия см. в [438], ссылка 36). Принимается, что «кротовая нора», или «ручка», соединяет две совершенно различные области одного и того же пространства. Одно из отверстий «кротовой норы», рассматриваемое наблюдателем при малой разрешающей способности, представляется ему электрическим зарядом. Он обнаруживает, что из этой области 3-пространства выходят силовые линии, заполняющие весь телесный угол 4π . Наблюдатель может построить вокруг этого заряда границу, определить поток через нее, неправильно применить теорему Гаусса и «доказать», что «внутри этой границы» имеется заряд. Но это не граница. Некто, закрытый в пределах этой границы, мог бы, образно говоря, проникнуть в отверстие «кротовой норы», попасть в горловину, выйти наружу через другое отверстие и вернуться в окружающее пространство, чтобы взглянуть на место своего «заточения» снаружи. Силовые линии нигде не заканчиваются. Уравнения Максвелла применимы всюду. Никуда нельзя ткнуть пальцем и сказать: «Здесь находится заряд». Это классическое представление об электрическом заряде не имеет прямого отношения к квантованному электрическому заряду. Существует свобода в выборе потока через «кротовую нору», а также специфичность связи между зарядами, совершенно отличающаяся для зарядов в физике элементарных частиц. Для наглядности число пространственных измерений на рисунке уменьшено с трех до двух. Третье измерение, отсчитываемое от поверхности, не имеет физического смысла — оно лишь обеспечивает дополнительное измерение, в которое погружается поверхность для более наглядного представления. Более подробно см. у Мизнера и Уилера; перепечатано в работе Уилера [437].

поле деятельности для динамики геометрии Эйнштейна — это не пространство-время, а суперпространство, причем эта динамика описывается в соответствии с квантовым принципом распространением амплитуды вероятности через суперпространство. Как следствие этого геометрия пространства подвержена флуктуациям, воздействие которых на метрические коэффициенты порядка

$$\delta g \sim \frac{\text{Планковская длина, } L^* = (\hbar G/c^3)^{1/2} = 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см}}{\text{Линейный размер рассматриваемой области}}.$$

В-шестых, стандартная геометродинамика Эйнштейна имеет также мало общего с евклидовой топологией, как и с евклидовой геометрией. Многосвязная топология дает естественное описание электрического заряда как электрических силовых линий, захваченных топологией многосвязного пространства (рис. 59). Любое другое описание электрических явлений постулирует неприменимость уравнений Максвелла в той области, где расположен заряд, или предполагает существование некоторого постороннего «физического» электрического субстрата, погруженного в пространство, или и то, и другое вместе. Никому не удалось пока найти способ описания электрических явлений, лишенных этих неприятных особенностей, если не считать предположения о том, что квантовые флуктуации геометрии пространства на малых расстояниях так сильны, что флуктуирует даже топология. Следует считать, что эти флуктуации заполняют все пространство («пенообразная структура геометрии») и характеризуются по порядку величины планковской длиной ($\sim 10^{-33}$ см), а вовсе не связаны с частицами и не задаются характерными расстояниями, обычными для физики частиц. Таким образом, появляется третий тип гравитационного коллапса — коллапс, который непрерывно протекает и останавливается всюду в пространстве и который, несомненно, является ключом к проблеме конечной стадии коллапса как отдельной звезды, так и всей Вселенной.

19.3. Вакуумные флуктуации: их распространенность и преобладание

Если теория Эйнштейна проливает свет на всю остальную физику, то и вся остальная физика также проливает свет на геометродинамику. Нет ничего более существенного, чем то, что пустое пространство вовсе не пустое: это арена проявления наиболее бурных физических процессов. Электромагнитное поле флуктуирует. Непрерывно рождаются и аннигилируют виртуальные пары электронов и позитронов, а также пары μ -мезонов, барионов и других частиц. Все эти флуктуации сосуществуют с квантовыми флуктуациями в геометрии и топологии пространства. Являются ли последние простым дополнением к упомянутым геометродинамическим нулевым возмущениям или они в некотором смысле просто не очень хорошо поняты их проявления?

Сформулируем этот вопрос по-другому. Вспомним, что Клиффорд [436], вдохновленный идеями Римана, выступая перед Кембриджским философским обществом 21 февраля 1870 г. с докладом «О пространственной теории вещества», сказал: «Я считаю; 1. Что малые области пространства по своей природе *аналогичны* небольшим холмам, расположенным на

поверхности, которая в среднем является плоской, поэтому обычные законы геометрии к ним неприменимы. 2. Что это свойство искривляться или деформироваться непрерывно переходит от одной области пространства к другой наподобие волны. 3. Что это изменение кривизны пространства и есть то явление, которое мы называем движением материи — как весомой, так и эфирной. 4. Что в физическом мире ничто реально не существует, кроме этого изменения, которое подчиняется (возможно) закону непрерывности». Зададим вопрос: есть ли смысл говорить, что частица образована геометрией? Или, перефразируя вопрос на современный язык: «Является ли частица геометриодинамическим экситоном?» Из чего еще можно построить частицу, кроме самой геометрии? И что еще, кроме квантового принципа, может обеспечить дискретность такого объекта?

Пространственная теория вещества Клиффорда—Эйнштейна не была забыта в недавнем прошлом.

«В конце концов,— писал один из авторов этой книги более десяти лет назад (Уилер [437]),— предвидение Римана, Клиффорда и Эйнштейна чисто геометрической основы физики в настоящее время получило высшее развитие, а его перспективы еще более богаты — и ставят более глубокие проблемы, — чем когда-либо прежде. Квант действия привносит в геометриодинамику новые свойства, среди которых наиболее поразительное — это присутствие всюду в пространстве флуктуаций типа «кротовых нор». Если только имеется какое-либо соответствие между этой виртуальной пенообразной структурой и физическим вакуумом, как это следует из квантовой электродинамики, то, по-видимому, единственный выход — отождествить эти кротовые норы с «голыми электронами». Согласно всем имеющимся данным, электроны и другие частицы экспериментальной физики существенно отличаются от этих «голых электронов». В геометриодинамической картине для этих частиц предлагается модель коллективных возбуждений в виртуальном пенообразном вакууме, подобных различного рода фононам и экситонам в твердом теле.

Колоссальное различие между ядерными плотностями порядка 10^{14} г/см³ и плотностью энергии флуктуаций поля в вакууме порядка 10^{94} г/см³ говорит о том, что на долю элементарных частиц приходятся крайне незначительные изменения в локально экстраординарных условиях, характеризующих вакуум. [Частица (10^{14} г/см³) для физики вакуума (10^{94} г/см³) так же малосущественна, как и облако (10^{-6} г/см³) — для физики атмосферы (10^{-3} г/см³).] Другими словами, элементарные частицы не являются главной отправной точкой для описания природы, а представляют лишь поправку первого порядка по отношению к физике вакуума. Этот вакуум, это состояние нулевого порядка с его колоссальной плотностью виртуальных фотонов, виртуальных пар положительно и отрицательно заряженных частиц и виртуальных «кротовых нор» должен быть соответствующим образом описан — только тогда он сможет служить фундаментом отправной точкой для соответствующего анализа возмущений.

Эти выводы относительно плотности энергии вакуума, его сложного топологического характера и богатства протекающих в нем физических процессов не противоречат представлениям о вакууме, следующим из квантовой электродинамики. Скорее выводы из анализа на «коротких расстояниях» (10^{-33} см) сами по себе схематичные, и выводы из анализа на «больших расстояниях» (10^{-11} см), по-видимому, могли бы подкрепить друг друга наиболее естественным образом.

Самый очевидный недостаток геометродинамической модели в ее современном виде состоит в том, что в ней нет естественного места для частиц, спина $1/2$ вообще и для нейтрино в частности.»

Попытки отыскать естественное место для спина $1/2$ в стандартной геометродинамике Эйнштейна не увенчались успехом, так как в рамках классической дифференциальной геометрии не видно никакого естественного способа описать изменения связности.

Ядро урана, подвергающееся распаду, сначала имеет одну топологию, но, разделившись, — совсем иную. Оно совершает этот переход от одной топологии к другой абсолютно непрерывным образом, вопреки классической дифференциальной геометрии.

Существует два типа юристов. Одни говорят клиенту, что не следует делать. Другие выслушивают, что должен сделать клиент, и говорят ему, как это осуществить. От первого «юриста» — классической дифференциальной геометрии — клиент уходит разочарованным, все еще в поисках естественного пути для описания квантовых флуктуаций связности пространства. Только следуя этим путем, он может надеяться, что удастся описать электрический заряд как электрические силовые линии, захваченные топологией пространства. Только следуя этим путем, он вправе ожидать, что удастся понять и проанализировать конечные стадии гравитационного коллапса. Размышляя над этой проблемой, он приходит в контору второго «юриста» с вывеской «Предгеометрия» на двери. Полный надежд, он стучится и входит. Что такое предгеометрия и что она может сказать? Рожденная из комбинации надежды и необходимости, философии и физики, математики и логики, предгеометрия приступит к рассказу — незаконченному (так же как и эта книга), но уже полному событий.

19.4. Предгеометрия, а не геометрия — магический строительный материал

В раннем обзоре *) был поставлен вопрос о том, можно ли

*) «Горсть пыли» — ранняя попытка сформулировать понятие предгеометрии [438]: «... какова мыслимая цепочка рассуждений, которая могла бы привести к четырем измерениям — или вообще к любой размерности — на основе более примитивных соображений? В случае атомов можно установить, что линии D натрия имеют желтый цвет, из анализа квантовой динамики системы ни одна часть которой не наделена чем-либо, хотя бы отдаленно напоминающим характерные признаки цвета: Подобно этому любой вывод четырехмерности пространства-времени вряд ли можно начинать с идеи размерности».

«... вспомним понятие множества Бореля. Грубо говоря, множество Бореля представляет собой набор точек («горсть пыли»), еще не объединенных

построить геометрию с помощью квантового принципа, исходя из основных элементов, которые сами по себе не обладают какой-либо специфической размерностью.

В центре внимания этой дискуссии 1964 г. была «размерность без размерности». Однако основными мотивами для размышления о предгеометрии были и остаются две отличительные особенности природы: спин $1/2$ и заряд, которые громогласно о себе заявляют в любой области физики элементарных частиц.

Новая перспектива предгеометрии определяется новой оценкой общей теории относительности. «Геометродинамика вовсе не так важна и не так проста, как кажется. Не берите ее в качестве отправной точки при поисках скрытой простоты. Смотрите глубже, в физику элементарных частиц». Это общий смысл интересных соображений, выдвинутых в [439], которые легко

в многообразии какой-либо определенной размерности... Вспоминая об универсальности квантового принципа, можно представить себе, что амплитуды вероятности для точек множества Бореля сгруппированы по точкам с той или другой размерностью... в случае когда точки группируются в 5-мерной цепочке, следует наложить больше условий на заданное число точек — так, чтобы у каждой точки была ближайшая соседняя, — чем когда те же самые точки собираются в двумерный образец. Таким образом, можно считать, что каждая размерность обладает гораздо большим статистическим весом, чем следующая более высокая размерность. С другой стороны, для многообразий одного, двух и трех измерений геометрия слишком элементарна, как можно предположить, чтобы привести к интересным результатам. Так, например, уравнения поля Эйнштейна, примененные к многообразию такой малой размерности, приводят к плоскому пространству: только начиная с четырех измерений появляются интересные возможности. Можно ли в связи с этим рассматривать размерность 4 как уникальную, которая в одно и то же время достаточно велика, для того чтобы дать реальную физику, и все еще достаточно мала, чтобы иметь большой статистический вес».

«Предполагать, что было допущено достаточное число ошибок в этой области при исследовании подобных идей с любой степенью здравого смысла, было бы слишком смело».

Рассмотрим «ручку» на геометрии. Пусть она сожмется вплоть до точки на половине своей длины. Другими словами, пусть «ручка» разъединится на два согнутых зубца, которые касаются в точке. Пусть эти зубцы разделятся и укоротятся. При этом процессе две точки прерывают связь друг с другом, при которой они когда-то были ближайшими соседями. «Однако каким бы резким ни было это изменение в классической теории, в квантовой теории имеется функция амплитуды вероятности, которая быстро спадает в недоступной классической физике области. Другими словами, имеется остаточная связь между точками, которые расположены явно далеко друг от друга (путешествие от «вершины» вниз по одному зубцу, затем через большое пространство, к которому присоединяются эти зубцы, и затем вверх вдоль другого зубца до его вершины). Но в принципе ничто не выделяет эти две точки, которые случайно оказались в рассмотрении, среди других точек. Таким образом, могло бы показаться, что существует связь... каждой точки со всеми другими точками. При этих условиях понятие ближайшего соседа, по-видимому, не имело бы больше смысла. Таким образом, исчезает механизм, с помощью которого можно было бы попытаться говорить (не-) двусмысленно о размерности».

суммировать так: «Гравитация как метрическая упругость пространства». Короче говоря, как упругость связана с атомной физикой, так и гравитация связана с физикой элементарных частиц. Энергия упругой деформации — не что иное, как энергия, запасенная во взаимодействии между атомами при деформации. Энергия, необходимая для искривления пространства, — не что иное, как возмущение вакуумной энергии полей и частиц, вызванное этой кривизной. Энергия, необходимая для деформации, в одном случае определяется двумя константами упругости, а в другом — одной константой упругости (ньютоновой гравитационной постоянной), но в обоих случаях константы — это не результат смелого росчерка пера на чистом листе бумаги, а результат комбинации множества отдельных сложных эффектов.

Такая точка зрения на гравитацию была воспринята более чем благожелательно, потому что в настоящее время, в отличие от 1915 г., мы знаем, какое богатство для физики представляет вакуум. Во времена Эйнштейна в течение лишь одного десятилетия был пройден путь от идеального *a priori* заданного лоренцевского совершенства — плоского пространства-времени — до искривленного пространства-времени. Необходимо было иметь мужество, чтобы приписать миру геометрии, всегда стоявшему так далеко от физики, хотя бы одну физическую константу. В течение длительного времени вакуум представлялся лишенным структуры, как лист стекла, выходящий из прокатной машины. С открытием позитрона [440] мы приоткрыли завесу над той «жизнью», которую можно с помощью тепла отогреть в «пустом» пространстве. Открытие каждой новой частицы или вида излучения несло с собой увеличение признанного богатства вакуума. Шоссейное покрытие выглядит гладким, но бульдозеру нужно прорезать лишь единственную борозду поперек дороги, чтобы выявить всю сложность его устройства.

Только вообразить, что частица построена из геометрии пространства; только подумать, что частица представляет собой «геометродинамический экзистенс»! Никакая модель не могла бы находиться в меньшей гармонии с природой, за исключением, быть может, атома, построенного из упругости! Теория упругости не объясняет атомы — атомы объясняют упругость. Если аналогично частицы фиксируют постоянную в геометродинамическом законе Эйнштейна, не будет ли неразумным считать, что законы геометродинамики объясняют частицы?

Проведем сравнение между геометрией и упругостью на одну ступень глубже (рис. 60). В сложном кристалле имеются сотни различных связей, и все они дают вклад в константы упругости, некоторые из них обусловлены силами Ван-дер-Ваальса, некоторые — ионными связями, некоторые — гомополярными

связями: они весьма различны по своей силе; но природа их всех лежит в фантастически простой системе положительно и отрицательно заряженных масс, движение которой происходит в соответствии с законами квантовой механики. Никогда не было необходимым или правильным сопровождать каждое усложнение химии и физики множества этих связей соответствующим



Рис. 60. Упругость и геометродинамика, рассматриваемые на трех уровнях анализа.

усложнением принципа. Если мы спустимся на более глубокий уровень анализа, чем анализ сил связи, то попадем в мир света, отличающийся простотой и единством.

Сравним с геометрией. Вакуум оживает за счет активности отдельных полей и множества различных частиц, и они все дают вклад в ньютоновскую постоянную, «константу упругости метрики». Некоторые из них действуют друг на друга через силы слабого взаимодействия, другие — посредством электромагнитных сил, а некоторые — через сильные взаимодействия. Сила этих взаимодействий также отличается огромным разнообразием. Но не должна ли природа всех этих частиц и взаимодействий заключаться в чем-то фантастически простом? И не должно ли это нечто, эта «предгеометрия» так же далеко отстоять от геометрии, как квантовая механика электронов от теории упругости?

Если кто-нибудь когда и задумался о том, что общая теория относительности является путеводной нитью к открытию предгеометрии, то ничто не могло бы казаться столь обескураживающим, как это сравнение с более старой областью физики.

Никто не помышлял о том, чтобы путем изучения законов упругости открыть принципы квантовой механики. Точно так же никто не стал бы исследовать механическое упрочнение металла для того, чтобы изучить атомную физику. Путь изучения шел не по цепочке:

механическое упрочнение (1 см) → дислокации (10^{-4} см) →
→ атомы (10^{-8} см),

а как раз в противоположном направлении:

атомы (10^{-8} см) → дислокации (10^{-4} см) → механическое
упрочнение (1 см).

Чтобы понять дислокации, необходимо знать об атомах, а чтобы понять процесс механического упрочнения, необходимо знать о дислокациях. А потому не является ли безнадежным путь от «упругости геометрии» к пониманию физики частиц, а от физики частиц к открытию предгеометрии? Не должен ли путь нашего продвижения быть снова прямо противоположным? Не будет ли кажущаяся потеря путеводной нити причиной уныния, которое испытывает каждый при отказе от геометродинамики — и не только геометродинамики, но и самой геометрии — как костыля, на который опираются, прихрамывая, на пути вперед? Все же вероятность того, что эта точка зрения на природу правильна, столь велика, что необходимо воспринять ее серьезно и исследовать все ее следствия. Никогда ранее не было такого побудительного мотива исследовать предгеометрию, как в настоящее время.

19.5. Предгеометрия как исчисление высказываний

Что действительно меня интересует — так это то, был ли у творца при сотворении мира какой-либо выбор.

А. Эйнштейн

Оклейте белыми обоями пол комнаты и разграфите его на квадраты со стороной в полметра. Согнитесь и напишите в каждом квадрате какую-нибудь систему уравнений из тех, которым, как вы полагаете, подчиняется физика Вселенной. В конце концов вы окажетесь у выходной двери. Теперь выпрямитесь, окиньте взглядом все эти уравнения — возможно, одни более обнадеживают, чем другие, — властно поднимите палец и отдайте приказ: «Летите!». Ни одна из этих систем уравнений не обретет крылья, не поднимется и не полетит. Тем не менее Вселенная «летит».

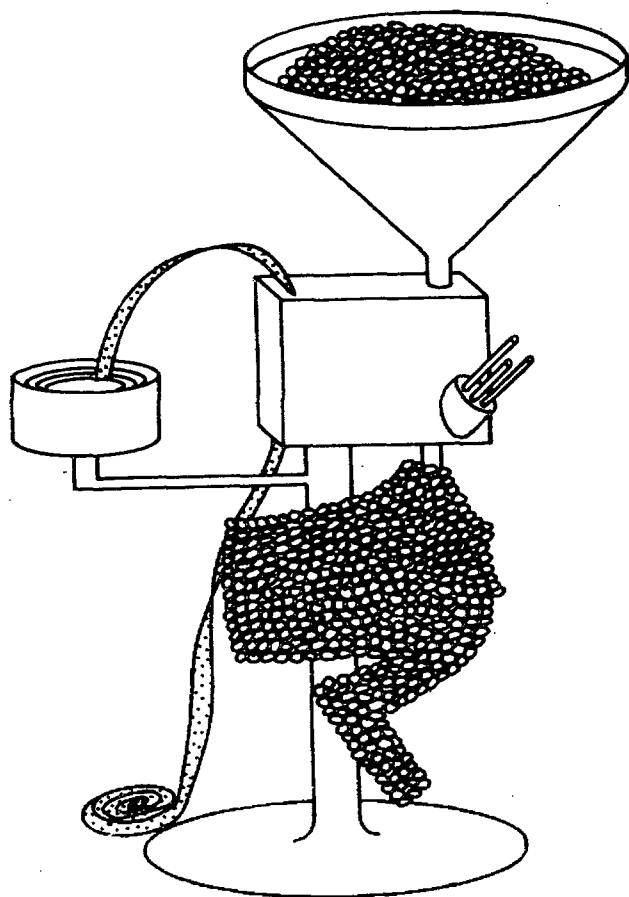


Рис. 61. «Десять тысяч колец», или пример того, как можно ошибочно представлять себе связь между геометрией и предгеометрией; это неправильный образ мыслей, потому что он слишком буквален, а также по другим причинам, о которых говорится в тексте. Согласно Уиллеру (см. [443]), один визирь поведал миру следующую историю:

«Возьмите $N=10\,000$ латунных колец. Возьмите также автоматическое устройство, которое разрезает кольцо, надевает его на другое кольцо и заплавляет разрез. Загрузите эти латунные кольца в бункер машины. Теперь возьмите перфоленту, достаточно длинную, чтобы на ней содержалось $N(N-1)/2$ двоичных чисел. Посмотрите, что записано в программе в (j, R) -м месте этой ленты ($j, k=1, 2, \dots, N, j < k$). Если там стоит 0, то это сигнал для того, чтобы не спаивать j -е и k -е кольца. Если же там 1, то это сигнал к соединению данной пары колец. Введите ленту в машину и нажмите кнопку пуска. Раздастся лязг и грохот. Из машины будет выходить цепочка длиной в 10 тысяч звеньев. Когда цепочка упадет на стол, машина остановится. Загрузите еще 10 000 колец, введите новую перфоленту с программой и снова

нажмите кнопку. На этот раз появляется не одномерная структура, а двумерная: кольчуга с отверстием для головы и рукавами. Возьмите еще одну ленту из библиотеки программ и повторите все сначала. На стол с грохотом падает уменьшенный вариант доспехов, на этот раз сплошь заполненных внутри сеткой колец, — трехмерная структура. Теперь не обращайтесь к библиотеке, а составьте свою собственную программу — случайный ряд нулей и единиц. Управляемая этой программой, машина создаст «елочные украшения»: гирлянды одномерные, двумерные, 3-мерные, 4-мерные, 5-мерные и еще более высокой размерности. Часть из них будет связана вместе, другие будут висеть свободно. Теперь перейдем от программы, записанной на ленте, к амплитуде вероятности — комплексному числу

$$\psi_{\text{ленты}} = \psi(n_{12}, n_{13}, n_{14}, \dots) \quad (n_{ij} = 0, 1). \quad (1)$$

определенному на всей области возможных структур, построенных из 10 000 колец. Не будем задавать эти амплитуды вероятности случайным образом, а установим связь между амплитудами вероятности структур, отличающихся друг от друга одним распаянным кольцом, при помощи линейных формул, для которых все кольца одинаковы. Отдельные ψ , теперь уже не полностью независимые, все же дадут отличные от нуля амплитуды вероятности для «елочных гирлянд». Большой интерес представляют следующие вопросы, касающиеся более гладких частей: 1) какие виды структур наиболее вероятны? 2) какова преобладающая размерность этих структур в пределе надлежащего принципа соответствия? 3) какую форму принимает динамический закон эволюции геометрии в этом квазиклассическом пределе? Ни один принцип не исключает более наглядно эту модель предгеометрии, чем принцип простоты (см. текст).

Какой-то принцип, единственно правильный и в своем роде поразительно простой, когда он станет известен, должен быть также и столь очевидным, что станет ясно, из чего построена Вселенная и из чего она должна быть построена таким и только таким способом и почему она не могла стать иной. Но как открыть этот принцип? Если безнадежно изучать атомную физику, исследуя механическое упрочнение и дислокации, то в равной мере может оказаться безнадежным узнать об основном принципе функционирования Вселенной — называйте его предгеометрией или как вам заблагорассудится, — какой бы объем работы в области общей теории относительности и физики частиц вы ни выполнили.

В одном из своих эссе Томас Манн высказал мысль, которую Нильс Бор, безусловно, назвал бы великой истиной («великая истина — это истина, противоположность которой — также великая истина»): «Наука никогда не сделает ни шага вперед, прежде чем философия не одобрит и не вдохновит ее на это» [441]. Если принцип эквивалентности и принцип Маха считать методологическими крестными отцами общей теории относительности, то справедливо и то, что сущность этих принципов стала понятна только через некоторое время после того, как теория

Эйнштейна уже была создана. Поэтому разумно ожидать, что при поиске предгеометрии первоначальное указание должно исходить от принципа, имеющего как методологический, так и физический характер, причём это, возможно, суждено полностью понять — как по содержанию, так и по приложениям — лишь спустя некоторое время.

Среди всех принципов, которые можно выделить в мире науки, трудно вообразить более привлекательный, чем принцип простоты. И среди всех видов простоты динамики и жизни и движения ни один не является таким совершенным [442], как альтернатива «да—нет» или «истинный—ложный». Эти рассуждения никоим образом не доказывают, что такой выбор начального принципа правилен, но он по крайней мере даёт некоторое утешение — так же как «неклассическая двузначность» Паули или «спин», которые играют доминирующую роль в физике частиц.

Предварительная конструкция предгеометрии — это одна деталь, необходимая для начала; но что делать дальше? Как не надо продолжать, показано на рис. 61. «Швейная машина» создаёт объекты той или иной размерности или разных размерностей в соответствии с программой, записанной на ленте в двоичном коде «да—нет». Некоторые трудности создания структуры на основе двоичного кода — согласно данной модели или любой из десятка других моделей — проявляются тотчас же. 1) Почему $N = 10\,000$ строительных элементов, почему не другое N ? И если с самого начала вводится произвольное число, то почему бы не зафиксировать «вручную» больше характерных признаков? Очевидно, что никакой естественной меры для остановки нет, так же как и какого-либо принципа, который мог бы фиксировать точку остановки. Такой произвол противоречит принципу простоты и тем самым исключает эту модель. 2) Квантовая механика привносится извне, а не присуща самой модели. 3) Переход от предгеометрии к геометрии осуществляется слишком буквально, без всякой разумной оценки необходимости появления в этом процессе частиц и полей. Модель, если говорить словами Бора, высказанными по другому поводу, «сумасшедшая, но недостаточно сумасшедшая, чтобы быть правильной».

Отметив эти трудности и тщетно перспробовав одну за другой модели предгеометрии, чтобы посмотреть, можно ли их преодолеть, внезапно осознаешь, что механизм комбинации элементов «да—нет» или «истинный—ложный» не нужно изобретать — он уже существует. И мы спрашиваем себя, чем ещё может быть предгеометрия, как не исчислением высказываний? (табл. 29).

«Предгеометрия как исчисление высказываний»

Образец высказывания, взятого из стандартного учебника логики почти наугад, выглядит так [444]:

$$\{X \rightarrow ((X \rightarrow X) \rightarrow Y)\} \& (\bar{X} \rightarrow Z) \text{ экв } (\bar{X} \vee Y \vee Z) \& \\ \& (\bar{X} \vee Y \vee \bar{Z}) \& (X \vee Y \vee Z) \& (X \vee \bar{Y} \vee Z).$$

Символы означают следующее:

\bar{A}	не A
$A \vee B$	A или B , или оба
$A \& B$	A и B
$A \rightarrow B$	из A следует B (если A , тогда B)
$A \leftrightarrow B$	B эквивалентно A (B тогда и только тогда, когда A).

Говорят, что формула высказывания \mathcal{A} эквивалентна (экв) формуле предложения \mathcal{B} тогда и только тогда, когда $\mathcal{A} \leftrightarrow \mathcal{B}$ является тавтологией.

Буквы A , B и т. д. служат для соединения одного высказывания с другим. Продолжая указанным способом, можно построить высказывания бесконечно большой длины.

Переключающая схема (см., например, [445, 446]) изоморфна высказыванию.

Сравним короткое высказывание, или элементарную переключающую схему, с молекулярным столкновением. Ни одна идея не казалась столь абсурдной, как идея Даниила Бернулли (1733 г.) о том, что тепло есть проявление молекулярных столкновений. Более того, трехчастичные столкновения трудны для изучения, четырехчастичные еще труднее, а системы из пяти и более молекул совершенно не поддаются описанию. Тем не менее механика приобретает новые элементы простоты в пределе, когда число молекул очень велико и когда можно пользоваться понятием плотности в фазовом пространстве. Статистическая механика в этом пределе дает такие понятия, как температура и энтропия. Если хорошо определена температура системы, то ее энергия не является хорошо определенным понятием; напротив, если хорошо определена энергия, то не определена температура. Эта дополнительность неизбежно присуща основным началам теории. Суньте палец в пламя спички, и ощущение будет такое, с которым ничто не сравнится ни на земле, ни в небесах; и все же это — лишь следствие молекулярных столкновений.

Трудно понять смысл какого-либо предложения, если оно длинное; но еще труднее для понимания содержание группы высказываний. Тем не менее проведем статистический анализ исчисления высказываний в пределе, когда число высказываний велико и они в основном длинные. Спросим, выявляются ли при этом анализе параметры, которые 1) аналогичны (хотя бы в некоторой степени) температуре и энтропии статистической механики, но 2) намного более многочисленны и настолько динамичны по своему характеру, что воспроизводят континуум обычной физики.

С первого взгляда ничто не выглядит таким абсурдным, как мысль о том, что природа построена на таком эфемерном основании, как исчисление высказываний. Все же, помимо побуждения к поиску в этом направлении, определяемому принципом простоты, имеются еще два мотива. Во-первых, основы квантовой механики совершенно естественным образом формулируются на языке исчисления высказываний, о чем в немалой степени свидетельствует книга Джоуча [447]. Если бы квантовый принцип не содержался автоматически в некоторой предложенной модели предгеометрии и если бы, напротив, его надо было специально вводить, то отсюда можно было бы заключить, что эта модель нарушает принцип простоты и от нее следовало бы отказаться. Во-вторых, в погоне за реальностью, по-видимому, всегда отходят от реальности. Кто бы мог предположить, что следует описывать такое обыденное понятие, как гравитация посредством кривизны геометрии пространства-времени? И когда позднее было признано, что эта геометрия динамична, то кто представил бы себе, что действие геометродинамики развертывается на такой эфемерной арене, как суперпространство? Поэтому не следует слишком удивляться, если описание природы приведет нас в конце концов к логике — «воздушному замку» в центре математики.

«Вопрос о логике, которая не имеет ничего общего с физикой», — такой была оценка многих дискуссий и ранее, в частности относительно аксиомы «параллельные линии никогда не пересекаются». Следует ли она из других аксиом евклидовой геометрии, или она независима от них? «Независима», — доказали Больяи и Лобачевский. На основании этого вывода и работ Гаусса Риман развил представление о геометрии, получившей название римановой. Чтобы понять геометрию, советовал он, изучайте природу, а не Евклида. Эйнштейн, следуя этому совету, сделал геометрию частью физики.

«Вопрос о логике, которая не имеет ничего общего с физикой» — это естественная первая оценка поразительных ограничений на логику, открытых Гёделем [448], Коэном [449] и другими (см., например, обзор Каца и Улама [450]). Прямо противоположной должна быть оценка в том случае, если действительная предгеометрия реального физического мира действительно окажется идентичной исчислению предложений.

«Физика как проявление логики» или «предгеометрия как исчисление высказываний» — пока еще [451] даже не идея, а идея для развития идеи. Она изложена здесь только для того, чтобы немного пояснить, что она означает, и чтобы предположить, что порядок развития будет следующий:

предгеометрия → физика,

а не

физика → предгеометрия!

19.6. Черный ящик как модель коллапса: воспроизводство Вселенной

Все поиски «простого выхода» из проблемы гравитационного коллапса оказались безрезультатными, так же как в свое время поиски простого выхода из проблемы коллапса атома. Во время прежнего кризиса физики оказались в конце концов под дулом

пистолета: «Ничего не понимать — или признать квантовый принцип». Нынешний кризис вряд ли может избежать аналогичной коренной перестройки. Не видно никакой альтернативы; единственное, что можно сказать, — это что геометрия не способна пересправить физику через конечные стадии гравитационного коллапса к тому, что произойдет позднее, и предгеометрия должна занять ее место. Этот путь не обозначен вехами, единственный указатель — принцип простоты, примененный к экстремальным длинам.

Сожмется ли Вселенная до планковских размеров (или больших или меньших, чем планковские), прежде чем начнется повторное расширение и динамика станет нормальной, или нет — быть может, несущественно для тех вопросов, которые мы захотим рассмотреть. В физике давно используется понятие «черного ящика», моделирующего ситуации, при которых желательно сконцентрировать внимание на том, что входит внутрь и что выходит наружу, независимо от того, что происходит в самом ящике.

В самом начале научного кризиса, связанного с коллапсом атома, полагали, что электрон направляется по вполне определенному пути к точечному центру притяжения и что он неизбежно перейдет в состояние с бесконечной кинетической энергией за конечное время. Квантовая механика позволяла суммировать взаимодействие между центром притяжения и электроном в «черном ящике». Пусть волновой цуг электронов движется в одном направлении, и пусть электроны покидают его в том или ином направлении с той или иной хорошо определенной амплитудой вероятности (рис. 62). Кроме того, чтобы правильно предсказать эти амплитуды вероятности количественно, достаточно было перевести гамильтониан классической теории на язык волновой механики и решить возникающее при этом переходе волновое уравнение — ключ к «черному ящику».

Применение принципа «черного ящика» к проблеме гравитационного коллапса приведет, как можно ожидать, к «распределению вероятности различных исходов». Однако при этом один исход отличается от другого, причем не единственным параметром, таким, как угол рассеяния электрона, а многими. Заранее известно, что эти параметры определяют такие величины, как размер системы в момент максимального расширения, время от начала этого нового цикла до момента, когда он закончится коллапсом, число имеющихся частиц и тысячи других особенностей. «Вероятности» этих исходов будут подчиняться динамическому закону, аналогичному 1) волновому уравнению Шредингера для электрона или, если вспомнить другую проблему «черного ящика», 2) уравнениям Максвелла для электромагнитных волн в различных волноводах, которые взаимодействуют

друг с другом в месте соединения этих волноводов. Однако вряд ли разумно ожидать, что требуемый динамический закон будет переводить уравнение Гамильтона—Якоби общей теории относительности на язык уравнения Шредингера. Причина проста. Геометродинамика как в классическом, так и в квантовом случае строится на основе стандартной дифференциальной геометрии. Эта стандартная геометрия не оставляет места для любой из тех квантовых флуктуаций связности, которые, по-видимому, неизбежны на малых расстояниях, а поэтому неизбежны



Рис. 62. «Модель черного ящика», применяемая 1) к рассеянию электрона на центре притяжения и 2) к коллапсу самой Вселенной. Вполне определенная в классической теории мировая линия электрона в квантовой теории заменяется амплитудой вероятности, гребни воли которой схематически изображены на рисунке. Вместо неопределенности в классической теории мы имеем вероятности распределения исходов в квантовой теории. Этот же рисунок иллюстрирует ситуацию с «черным ящиком» для случая гравитационного коллапса (см. текст). Арена действия, изображенная на рисунке,— это уже не пространство-время, а суперпространство. Длинная стрелка отмечает теперь не классическую мировую линию электрона в пространстве-времени, а классический «лист истории геометрин», вырезанный в суперпространстве. Волновые гребни не символизируют более волновую функцию электрона, движущегося сквозь пространство-время, а изображают геометродинамическую волновую функцию, распространяющуюся в суперпространстве. Заштрихованная область — уже не область, обращения в бесконечность одночастичного потенциала, а область гравитационного коллапса, где кривизна пространства стремится к бесконечности. Исходящие волны описывают не возможные направления рассеянного электрона, а начала возможных новых историй самой Вселенной после коллапса и «воспроизведения», которыми заканчивается современный цикл.

на конечных стадиях гравитационного коллапса. Не геометрия, а предгеометрия должна занимать «черный ящик» гравитационного коллапса.

И хотя о внутреннем механизме «черного ящика» мы знаем очень мало, единственная разумная картина следующая: Вселенная в период коллапса либо преобразуется, либо превращается,

либо переходит, либо воссоздается вероятностным образом от одного цикла своей истории к другому.

Однако как бы непосредственно и неизбежно эта картина воспроизводства Вселенной не вытекала из основных свойств общей теории относительности и квантового принципа — двух ведущих принципов физики XX в., — все же при пристальном рассмотрении она кажется фантастической. Как можно изменить динамику такой невообразимо гигантской системы всего лишь по прихоти вероятности с одного цикла, длившегося 10^{11} лет, на другой, который будет длиться только 10^6 лет? Однако уже то обстоятельство, что система в ходе своей динамической эволюции сжимается до невероятно малых размеров, примиряет нас с метаморфозой, которая иначе казалось бы абсолютно непостижимой. Затем, увидев вздыбившиеся пласты горных пород или невиданную прежде птицу, мы поражаемся тому, что вся Вселенная столь удивительна:

изменения видов,
метаморфоз пород,
химические реакции,
спонтанное превращение ядер,
радиоактивный распад частиц,
воспроизводство самой Вселенной.

Знание того, что горные породы могут подниматься и опускаться на тысячи метров, а их температура — на сотни градусов, проливает свет на геологию. Каково же тогда значение идеи, что Вселенная время от времени сжимается до такой степени, что проходит сквозь игольное ушко, радикальным образом «перерабатывается» и начинает новый динамический цикл, для физики? Обращают на себя внимание прежде всего три соображения, заключенные в следующих лаконичных фразах:

полное уничтожение всех констант движения при коллапсе, частицы, и сами физические «константы», как «устойчивые метеорологические условия» коллапса,

«биологический» отбор физических констант.

Гравитационный коллапс звезды или группы звезд с образованием черной дыры уничтожает все параметры системы (см. гл. 5), кроме массы, заряда и момента количества движения. Состоит ли она из вещества или антивещества или из излучения, характеризуется ли большой или малой энтропией, обладает ли хаотической турбулентностью или нет, — все говорит о том, что любая коллапсирующая система заканчивает свою эволюцию (если смотреть на нее извне) в одном и том же стандартном состоянии. Законы сохранения барионного и лептонного заряда нарушаются (см. гл. 5, а также [452]). Никакими известными способами не удастся установить происхождение той или иной черной дыры, если только их масса, заряд и момент

количества движения одинаковы. Но в случае замкнутой Вселенной даже эти константы покидают сцену. Полный заряд автоматически обращается в нуль, потому что силовые линии могут заканчиваться только на заряде. Полная масса и полный момент количества движения не имеют в замкнутой Вселенной абсолютно никакого смысла. Этот вывод в немалой степени обусловлен тем, что нет никакого внешнего асимптотически плоского пространства, куда можно было бы поместить пробную частицу, движущуюся по кеплеровой орбите, чтобы определить период вращения и прецессию.

Из всех принципов физики законы сохранения заряда, лептонного и барионного числа, массы и момента количества движения установлены наиболее надежно. Однако в ходе гравитационного коллапса содержание этих законов сохранения также нарушается. Общеизвестное отменяется. Ни одна характеристика движения не могла бы остаться неизменной во Вселенной от цикла к циклу. Более того, если процесс образования частиц имеет динамический характер и если спектр масс частиц тоже поэтому имеет динамическую природу, то, по-видимому, единственный выход — заключить, что и сам спектр масс воспроизводится тогда, когда «Вселенная протискивается сквозь игольное ушко». Каждая молекула этого листа бумаги — «реликтовый остаток» фотосинтеза, протекавшего в дереве несколько лет назад. Каждое ядро кислорода в воздухе — «реликтовый остаток» термоядерных реакций, протекавших при гораздо более высоких температурах в звездах приблизительно 10^9 лет назад. Ископаемым остатком какого еще процесса, кроме как наиболее бурного из всех — гравитационного коллапса, может быть частица?

Тот факт, что геологический пласт на протяжении многих километров имеет один и тот же наклон и удивительно однородную структуру, а другой пласт обладает иным наклоном, до тех пор можно трактовать либо как банальность, воспринимаемую любым прохожим, как нечто само собой разумеющееся, либо как чудо, пока не понят механизм. То, что все электроны имеют одинаковую массу, также либо тривиальный факт, либо чудо. Этот факт тривиален в квантовой электродинамике, поскольку его справедливость постулируется, а не доказывается. Однако при любом подходе, в котором считается, что Вселенная время от времени «воспроизводится заново», — это чудо. Почему электроны в различные моменты времени и в различных местах в данном цикле существования Вселенной могут иметь одинаковую массу, если спектр масс частиц в одном цикле Вселенной отличается от спектра масс в другом цикле?

Изучите строение частицы одного типа, увеличьте ее до чудовищных размеров и вы увидите изображение всей Вселенной

(сравните с понятием монады Лейбница [453]: «У монад нет окон, через которые можно проникнуть или уйти»); теперь сделайте то же самое с другой частицей того же типа. Являются ли частицы одного типа идентичными в данном цикле Вселенной, потому что они дают идентичные представления об одной и той же Вселенной? До сих пор не было выдвинуто ни одного приемлемого объяснения удивительной тождественности частиц. И эту тождественность следует рассматривать не как тривиальную, а как наиболее загадочную в физике.

По-видимому, наиболее разумно считать, что от одного цикла к другому воспроизводится не только спектр масс частиц, но и сами физические «константы». Воспроизводятся по отношению к чему? Например, относительно планковской системы единиц:

$$L^* = (\hbar G/c^3)^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см},$$

$$T^* = (\hbar G/c^5)^{1/2} = 5,3 \cdot 10^{-44} \text{ с},$$

$$M^* = (\hbar c/G)^{1/2} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г},$$

— единственной системы единиц, как указал Планк [454], свободной, как и само излучение абсолютно черного тела, от всех усложнений, следующих из физики твердого тела, молекулярных связей, атомного состава и строения элементарных частиц, и исходящей только из простейших и самых универсальных принципов физики — законов гравитации и излучения абсолютно черного тела. Относительно планковских единиц любая константа из любой другой области физики выражается как безразмерная величина.

В физике нет более впечатляющих безразмерных величин, чем $\hbar c/e^2 = 137,0388$ и так называемых «больших чисел» [424—426, 455—459]:

$$\sim 10^{80} \text{ частиц во Вселенной};$$

$$\sim 10^{40} \sim \frac{10^{28} \text{ см}}{10^{-12} \text{ см}} \sim \frac{\text{Радиус Вселенной в момент максимального расширения}}{\text{«Размер» элементарной частицы}};$$

$$\sim 10^{40} \sim \frac{e^2}{GmM} \sim \frac{\text{Электрические силы}}{\text{Гравитационные силы}};$$

$$\sim 10^{20} \sim \frac{e^2/mc^2}{(\hbar G/c^3)^{1/2}} \sim \frac{\text{«Размер» элементарной частицы}}{\text{Планковская длина}};$$

$$\sim 10^{10} \sim \frac{\text{Число фотонов во Вселенной}}{\text{Число барьонов во Вселенной}}.$$

Было достигнуто [425] некоторое понимание взаимосвязи между этими числами, однако никто никогда не пытался объяснить, почему они столь огромны, но это и не удастся объяснить,

если верно, что при воспроизводстве Вселенной воспроизводятся также и все физические константы. В таком случае эти константы являются не частью законов физики, а частью начальных данных. Эти числа задаются заново в каждом новом цикле расширения Вселенной. Таким образом, искать физическое объяснение «большим числам», по-видимому, значило бы искать правильный ответ на неправильно поставленный вопрос.

В течение недели между двумя последовательными штормами большая часть параметров, описывающих погоду, всегда меняется, но некоторая картина ветров сохраняется всю неделю. И если им подходит термин «установившиеся метеорологические условия», то он, по-видимому, еще больше подходит большим числам, физическим константам и спектру масс частиц в течение цикла между одним последовательным воспроизведением Вселенной и другим.

Согласно Картеру [425], изменение одной из констант $\hbar c/e^2$ приблизительно на 1% в одну сторону приведет к тому, что все звезды будут красными, а соответствующее изменение в другую сторону сделает все звезды голубыми, но в обоих случаях существование Солнца исключено. Картер поднимает вопрос о том, могла ли возникнуть жизнь, если бы факторы, определяющие физические константы, существенно отличались от тех, которые характеризуют данный цикл Вселенной.

Дикке [424, 458] отметил, что существующего во Вселенной порядка вещей могло и не быть без человека, но поскольку есть человек, Вселенная именно такова. Другими словами: 1. Что хорошего во Вселенной, которую некому осознать? Но 2. Осознание предполагает существование жизни. 3. Для жизни требуется присутствие элементов тяжелее водорода. 4. Для образования тяжелых элементов необходимы реакции термоядерного синтеза. 5. Термоядерному горению обычно требуется на «приготовление» элементов в звезде более 10^9 лет. 6. Согласно общей теории относительности, замкнутая Вселенная не располагала бы этими 10^9 лет, если ее радиус при максимальном расширении не будет превышать 10^9 световых лет. Итак, почему при таком подходе размеры Вселенной таковы, как они и есть на самом деле? Потому что только в этом случае в ней может существовать человек!

Короче говоря, соображения Картера и Дикке, казалось бы, поднимают вопрос о «биологическом отборе физических констант». Однако не из чего «выбирать», пока нет выбора. Именно такая возможность выбора, по-видимому, предоставляется впервые только при глобальной картине гравитационного коллапса Вселенной, которая вырисовывается сейчас в общих чертах благодаря *предгеометрической модели «черного ящика»*, в котором воспроизводится Вселенная.

В физике гравитации — от нейтронных звезд до космологии и от постньютоновской небесной механики до гравитационных волн — открываются необозримые перспективы исследований. Геометродинамика Эйнштейна подставляет себя под удар на десятках фронтов за счет тысяч предсказаний, которые из нее вытекают. Никакие предсказания, подвергнутые ранее проверкам, не являются столь многообещающими, как те, в которых описывается образование и свойства черной дыры — в некоторых отношениях «лабораторной модели» того, чем является сама Вселенная. Вряд ли найдется другая столь же плодотворная область науки, как гравитационный коллапс. Никогда серьезно не рассматривались более революционные взгляды на человечество и на Вселенную, чем те, которые возникают из парадокса коллапса, величайшего кризиса в физике за все времена.

«Все эти попытки основаны на убеждении, что само существование должно обладать совершенно гармоничной структурой. Сегодня у нас еще меньше оснований, чем когда-либо прежде, позволить себе отказаться от этого чудесного убеждения».

А. Эйнштейн

ЛИТЕРАТУРА

1. Максвелл Дж. К., Статьи и речи, изд-во «Наука», М., 1968, стр. 23.
2. Эйнштейн А., Собрание научных трудов, т. II, изд-во «Наука», М., 1966, стр. 5.
3. Риман Р., Сочинения, ОГИЗ, М.—Л., 1948, стр. 279.
4. Taylor E. F., Wheeler J. A., Spacetime Physics, W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1966. Ch. 3. (Русский перевод: Э. Тейлор, Дж. Уилер, Физика пространства-времени, изд-во «Мир», М., 1969.)
5. Harrison B. K., Thorne K. S., Wakano M., Wheeler J. A., Gravitation Theory and Gravitational Collapse, University of Chicago Press, Chicago, 1965. (Русский перевод: Дж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакано, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, изд-во «Мир», М., 1967.)
6. Jordan P., Schwerkraft und Weltall, Braunschweig, 1955, Brans C., Dicke R. H., Phys. Rev., 124, p. 925 (1960).
7. Hartle J. B., Thorne K. S., Astrophys. J., 153, p. 807 (1968).
8. Saltona A., Phys. Rev., 154, p. 1218 (1967).
9. Cameron A. G. W., Cohen J. H., Langer W. D., Rosen L. R., Astrophys. Space Sci., 6, No. 2, p. 228 (1970).
10. Brueckner K. A., Phys. Rev., 100, p. 36 (1955).
11. Wang C. J., Rose W. K., Schlenker S. L., Astrophys. Letters, 160, L17 (1970).
12. Reid R. V., Appl. Phys., 50, p. 411 (1968).
13. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С., Астрон. ж., 37, стр. 193 (1960). Wheeler J. A., in Gravitation and relativity, eds. H.-Y. Chiu, W. Hoffman, W. A. Benjamin, New York, 1964. (Русский перевод в сб. «Гравитация и относительность», изд-во «Мир», М., 1965.)
14. Hagedorn R., Thermodynamics of Strong Interactions at High Energy and its Consequences for Astrophysics, Ref. Th. 1027-CERN (1969).
15. Rhoades C. E., Jr., Ruffini R., Bull. Amer. Phys. Soc., Washington, D. C. Meeting, 1970; обсуждение $\rho \sim \rho/\ln \rho$ (предел малых T Хэгедорна) см. в Astrophys. Letters, 163, L83 (1971).
16. Gerlach U., Phys. Rev., 173, p. 1325 (1968).
17. Ruffini R., Bonazzola S., Phys. Rev., 187, p. 1767 (1969).
18. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A., Nature, 217, p. 709 (1968). (Русский перевод в Успехи физ. наук, 95, стр. 705 (1968) и в сб. «Пульсары», изд-во «Мир», М., 1971, стр. 27.)
19. Manchester R. H., Taylor J. H., Astrophys. Letters, 10, 67 (1972). (Русский перевод: Ф. Дэйсон, Д. тер Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, изд-во «Мир», М., 1973, стр. 179.)
20. Radhakrishnan V., Cooke D. J., Komisaroff M., Morris D., Nature, 221, p. 443 (1969). (Русский перевод в сб. «Пульсары», изд-во «Мир», М., 1971, стр. 127.)
21. Minkowski R., Astrophys. J., 96, p. 199 (1942).
22. Boynton P. E., Groth J. E., Hutchinson D. P., Nanos G. P., Partridge R. B., Wikinson D. T., Astrophys. J. Letters, 175, L217 (1972).
23. Richards D. W., Rankin J. M., Counselman C. C., I. A. U. Circular No. 2/64, 1969.

24. *Radhakrishnan V., Manchester R. N.*, Nature, **222**, p. 228 (1969). (Русский перевод в сб. «Пульсары», изд-во «Мир», М., 1971, стр. 71.)
25. *Reichley P. E., Downes G. S.*, там же, p. 229 (1969).
26. *Richards D. W., Pettengill G. H., Counselman C. C., Rankin J. M.*, Astrophys. Letters, **160**, L1 (1970).
27. *Fritz G., Henry R. C., Meekins J. F., Chubb T. A., Friedman H.*, Science, **164**, p. 709 (1969).
28. *Rosseland S.*, Pulsation Theory of Variable Stars, Dover, New York, 1964. *Thorne K. S., Ipser J. R.*, Astrophys. Letters, **152**, L71 (1968). *Faulkner J., Gribbin J.*, Nature, **218**, p. 734 (1968).
29. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.*, Теория поля, изд-во «Наука», М., 1967.
30. Обзор и ссылки см., например, в *Wheeler J. A.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **4**, pp. 393—432 (1966).
31. *Deutsch A.*, Ann. Astrophys., **18**, p. 1 (1955).
32. *Ferrari A., Ruffini R.*, Astrophys. Letters, **158**, L71 (1969).
33. *Ruderman M. A.*, Nature, **218**, p. 1128 (1968).
34. *Киржниц Д. А.*, ЖЭТФ, **11**, стр. 365 (1960).
Обзор литературы и более подробное обсуждение вопроса можно найти в *Ruderman M. A.*, Extreme Regimes of Temperature and Pressure in Astrophysics, in Proceedings of International Conference on Thermodynamics, ed. P. T. Landsberg, Butterworth, London, 1970, p. 429.
35. *Dyson F. J.*, Ann. Phys., New York, **63**, p. 1 (1971).
36. *Гинзбург В. Л., Киржниц Д. А.*, ЖЭТФ, **47**, стр. 397 (1964).
37. *Wolf R. A., Bahcall J. N.*, Phys. Rev., **140**, B1445, B1452 (1965).
38. *Ткаченко В. К.*, ЖЭТФ, **50**, стр. 1573 (1966).
39. *Baum G., Pethick C., Pines D.*, Nature, **224**, p. 673 (1969).
40. *Baum G., Pethick C., Pines D., Ruderman M. A.*, там же, p. 872 (1969).
41. *Oke J. B., Neugebauer G., Becklin E. E.*, Astrophys. Letters, **156**, L41 (1969).
42. *Colgate S. A., White R. H.*, Astrophys. J., **143**, p. 626 (1966).
43. *May M. M., White R. H.*, Relativity Theory and Astrophysics, ed. J. Ehlers, Vol. III, Stellar Structure, American Mathematical Society, 1967. Phys. Rev., **141**, p. 1232 (1966).
44. *LeBlanc J. M., Wilson J. R.*, Astrophys. J., **161**, p. 541 (1970).
45. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*, Теория тяготения и эволюция звезд, изд-во «Наука», М., 1971.
46. *Шкловский И. С.*, Сверхновые звезды, изд-во «Наука», М., 1966.
47. *Colgate S. A.*, Can. J. Physics, **46**, 10, Part 3, S476 (1968) (Proc. Int. Cosmic Rays Conf., Calgary, 1967).
48. *Clayton D. D., Colgate S. A., Fishman G. J.*, Astrophys. J., **155**, p. 75 (1969).
49. *Katgert P., Oort J. H.*, Bull. Astr. Inst. Netherl., **19**, p. 239 (1967).
50. *Oppenheimer J. R., Snyder J.*, Phys. Rev., **56**, p. 455 (1939).
51. *Klein O.*, in Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit, F. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1961.
52. *Thorne K. S.*, in Les Houches Lectures, Vol. III, eds. C. DeWitt, E. Schatzman, P. Véron, Gordon and Breach, 1967.
53. *Beckedorff D. L., Misner C. W.*, 1962 (не опубликовано).
54. *Подурец М. А.*, Астрон. ж., **41**, стр. 1091 (1964).
55. *Kruskal M. D., Fronsdal C.*, Phys. Rev., **119**, p. 1743 (1960); Phys. Rev., **116**, p. 778 (1959).
56. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*, ДАН СССР, **155**, стр. 1033 (1964).
57. *Penrose R.*, Phys. Rev. Letters, **14**, p. 57 (1965).
58. *Wheeler J. A.*, Superspace and the Nature of Quantum Geometrodynamics, in Battelles Rencontres: 1967 Lectures in Mathematics and Physics, eds. C. DeWitt, J. A. Wheeler, W. A. Benjamin, New York, 1968.
59. *Israel W.*, Phys. Rev., **164**, p. 1776 (1967).

60. *Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., ЖЭТФ*, 49, стр. 170 (1965).
61. *Regge T., Wheeler J. A., Phys. Rev.*, 108, p. 1063 (1957).
62. *Price R., Phys. Rev.* D5, p. 2419 (1972).
63. *Гинзбург В. Л., Озерной Л. М., ЖЭТФ*, 47, стр. 1030 (1964). *Anderson J. L., Cohen J. M.*, препринт, 1970.
64. *DeWitt B., Brehme R. W., Ann. Phys.*, 9, p. 220 (1960).
65. *Einstein A., Pauli W., Ann. of Math.*, 44, pp. 131—137 (1943). (Русский перевод: *А. Эйнштейн*, Собрание научных трудов, т. 2, изд-во «Наука», М., 1960.)
66. *Zerilli F., Phys. Rev.*, D2, p. 2411 (1970).
67. *Brill D., in Perspectives in Geometry and Relativity: Essays in Honour of V. Hlavaty*, ed. B. Hoffmann, Indiana University Press, 1966.
68. *Ruffini R., Wheeler J. A., Bull. Amer. Phys. Soc.*, 15, Ser. II, p. 76 (1970).
69. *Reines F., Cowen L., Jr., Goldhaber M., Phys. Rev.*, 96, p. 1157 (1954).
Reines F., Giamati C. C., Phys. Rev., 126, p. 2178 (1962).
Feinberg G., Goldhaber M., Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 45, p. 1301 (1959).
70. *Backenstoss G., Frauenfelder H., Hyams B. D., Koestler L. J., Marin P. C., Nuovo Cim.*, 16, p. 749 (1960).
71. *Feinberg G., Sucher J., Phys. Rev.*, 166, p. 1638 (1968) (Фейнберг ссылается на ранние работы по лептон-лептонным взаимодействиям; история вопроса восходит по меньшей мере к *W. Heisenberg*, Lectures at the Cavendish Laboratory, Cambridge, 1934, не опубликовано).
Hartle J. D., Phys. Rev., D1, p. 394 (1970).
72. *Kerr R. P., Phys. Rev. Letters*, 11, p. 237 (1963).
73. *Newman E. T., Couch E., Chinnapared R., Exton A., Prakash A., Torrence R., J. Math. Phys.*, 6, p. 918 (1965).
74. *Carter B., Phys. Rev.*, 141, p. 1242 (1966); *Phys. Rev.*, 174, p. 1559 (1968).
75. *Boyer R. H., Lundquist R. W., J. Math. Phys.*, 8, p. 265 (1967).
76. *Vishveshwara C. V., J. Math. Phys.*, 9, p. 1319 (1968).
77. *Penrose R., Nuovo Cim.*, I, Special Issue, p. 252 (1969).
78. *Дорошкевич А. Г., Астрофизика*, 1, 255 (1965).
79. *Godfrey B. B., Phys. Rev.*, D1, p. 2721 (1970) (см. также Ph. D. Thesis, Princeton University, 1970, не опубликовано).
80. *Богородский А. Ф., Уравнения поля Эйнштейна и их применение в астрономии*. Изд-во Киевск. универ., Киев, 1962.
81. *Bardeen J., Nature*, 226, p. 64 (1970).
82. *Christodoulou D., Bull. Amer. Phys. Soc.*, 15, Ser. II, p. 661 (1970).
83. Эта оценка — частное сообщение от неизвестного лица. Т. Голду — редактору. *The Nature of Time*, Cornell University Press, Ithaca, New York, 1967.
84. *Lin C. C., Mestel L., Shu F. H., Astrophys. J.*, 142, p. 1431 (1965).
85. *Thorne K. S., Ph. D. Thesis*, Princeton University, 1965, не опубликовано (а также более поздняя работа, находящаяся в печати).
86. *Edgerton H. E., Killian J. R., Flash!*, Cushman and Flint, Boston, 1939.
87. *Strutt J. W., Third Baron Rayleigh, Collected Papers*, Cambridge University Press, 1920.
88. *Bohr N., Proc. Roy. Soc. London*, A84, p. 395 (1910).
89. *Kasner E., Trans. Amer. Math. Soc.*, 27, p. 101 (1925).
90. *Khalatnikov I. M., Lifschitz E. M., Phys. Rev. Letters*, 24, p. 76 (1970).
91. *Misner C. W., Phys. Rev.*, 186, pp. 1319 and 1328 (1969).
92. *Vaade W., Zwicky F., Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 20, p. 254 (1934).
93. *Зельдович Я. Б., Гусейнов О. X., ДАН СССР*, 162, 791 (1965).
94. *Shklovskii I. S., Astrophys. Letters*, 143, L1 (1967).
95. *Trimble V. L., Thorne K. S., Astrophys. J.*, 156, p. 1013 (1969).
96. *Gaposchkin V. F., Handbuch der Physik*, L-225, Springer-Verlag, 1958.
97. *Struve O., Stellar Evolution*, Princeton University Press., 1950. (Русский перевод: *Струве О.*, Эволюция звезд, ИЛ, М., 1954.)

98. Шварцман В. Ф., см. [45].
99. *Prendergast K. H., Burbidge G. R.*, *Astrophys. J. Letters*, **151**, L83 (1968).
100. *Salpeter E. E.*, *Astrophys. J.*, **140**, p. 796 (1964).
101. *Giacconi R., Gursky H., Kellogg E., Murray S., Schreier E., Tananbaum H.*, *The UHURU Catalogue of X-ray sources*, *Astrophys. J.*, **178**, p. 281 (1972).
102. *Lynden-Bell D.*, *Nature*, **223**, p. 690 (1969). *Lynden-Bell D., Rees M. J.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **152**, p. 461 (1971).
103. *Oke J. B.*, *Astrophys. J.*, **147**, p. 901 (1967).
104. *Bahcall J. N., Gunn J. E., Schmidt M.*, *Astrophys. Letters*, **157**, L77 (1969).
105. *Cohen M. H.*, *Ann. Rev. Astrophys.*, **7**, p. 619 (1969), обзор и библиография.
106. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.*, *Ann. Rev. Astrophys.*, **6**, p. 417 (1968), обзор.
107. *Friedman H., Byram E. T.*, *Science*, **158**, p. 257 (1967).
108. *Schmidt M.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **7**, p. 527 (1969).
109. *Kleinmann D. E., Low F. J.*, *Astrophys. J. Letters*, **159**, L165 (1970).
110. *Greenstein J. L., Schmidt M.*, *Astrophys. J.*, **140**, p. 1 (1964).
111. *Einstein A.*, *Sitzber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1916, p. 588; 1918, p. 154.
112. *Weber J.*, *Phys. Rev.*, **117**, p. 306 (1960); см. также [127]. *Gravitational Radiation Experiment, in Relativity, Groups and Topology*, eds. C. DeWitt, B. DeWitt, Gordon and Breach Publ., Inc., New York, 1964.
- Sinsky J., Weber J.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, p. 795 (1967).
- Weber J.*, *Phys. Rev. Letters*, **17**, p. 1228 (1966); *in Physics of the Moon*, ed. S. F. Singer, American Astronautical Soc., Hawthorne, California, 1967; *Phys. Rev. Letters*, **20**, p. 1307 (1968); см. также [114, 117].
113. *Breit G., Yost F. L., Wheeler J. A.*, *Phys. Rev.*, **49**, p. 174 (1936).
114. *Weber J.*, *Phys. Rev. Letters*, **21**, p. 395 (1968).
115. *Weber J.*, *Phys. Rev. Letters*, **24**, p. 276 (1970).
116. *Weber J.*, *Phys. Rev. Letters*, **22**, p. 1320 (1969) (табл. I, строка № 5 для января 1969).
117. *Weber J.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, p. 498 (1967).
- Weber J., Larson J. V.*, *J. Geophys. Res.*, **71**, p. 6005 (1966).
118. *de la Cruz V., Chase J. E., Israel W.*, *Phys. Rev. Letters*, **24**, p. 423 (1970).
119. *Weber J.*, *Phys. Rev. Letters*, **25**, p. 180 (1970).
120. *Eddington A. S.*, *Proc. Roy. Soc.*, **A102**, p. 268 (1922).
121. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.*, *Теория поля*, изд-во «Наука», М., 1973.
122. Там же, стр. 320—323.
123. *Петров А. З.*, *Пространства Эйнштейна*, Физматгиз, М., 1961.
124. См. [121], стр. 326.
125. *Breit G., Wigner E P.*, *Phys. Rev.*, **49**, p. 519 (1936).
126. *Kuhn W.*, *Zeits. Phys.*, **33**, p. 408 (1925).
- Reiche F., Thomas W.*, *Zeits. Phys.*, **34**, p. 510 (1925).
127. *Weber J.*, *in General Relativity and Gravitational Radiation*, p. 128, Interscience Publishers, Inc., New York, 1961. (Русский перевод: *Дж. Вебер*, *Общая теория относительности и гравитационные волны*, ИЛ, М., 1962.)
128. Обзоры см., например, в работах:
- Bolt A.*, *Physics and Chemistry of the Earth*, Vol. V, eds. L. H. Ahrens, F. Press, S. K. Runcorn, Pergamon Press, London, 1964.
- Press F.*, *Resonant Vibrations of the Earth*, *Scient. Amer.*, **213**, No. 5, p. 28 (1965). (см также цитированную работу *C. Pekeris* и др.).
- Backus G. E., Gilbert F.*, *The Rotational Splitting of the Free Oscillations of the Earth*, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **47**, p. 362 (1961).
129. *Dyson F. J.*, *Astrophys. J.*, **156**, p. 529 (1969).
130. *Poincaré H.*, *Acta Math.*, **7**, pp. 259—380 (1885).
- Appel P. E.*, *Traité de mécanique rationnelle*, Vol. V—VI, Gauthier-Villars, Paris, 1937.

- Chandrasekhar S.*, Ellipsoidal Figures of Equilibrium, Yale University Press, 1969. (Русский перевод: С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, изд-во «Мир», М., 1973.)
131. *Jans J. H.*, Astronomy and Cosmology, Cambridge University Press, 1919.
 132. *Smoluchowski R.*, Phys. Rev. Letters, **24**, p. 923 (1970).
Smoluchowski R., Welch D. O., там же, p. 1191 (1970).
 133. *Rhoades C. E., Jr., Ruffini R.*, Astrophys. J. Letters, **163**, p. L83 (1971).
 134. *van de Kamp P.*, Handbuch der Physik, **50**, p. 187 (1958).
Gaposchkin S., там же, p. 225 (1958).
 135. *Kraft R. P., Mathews J., Greenstein J. L.*, Astrophys. J., **136**, p. 312 (1962).
 136. *Zee A., Wheeler J. A.*, цитировано в App. Rev. Astron. Astrophys., **4**, pp. 423—427 (1966).
 137. *Morganstern R. E., Chiu H.-Y.*, Phys. Rev., **157**, p. 1228 (1967).
 138. *Thorne K. S.*, Astrophys. J., **158**, p. 1 (1969).
 139. *Meltzer D. W., Thorne K. S.*, Astrophys. J., **145**, p. 514 (1966).
 140. *Thorne K. S.*, Phys. Rev. Letters, **21**, p. 320 (1968).
 141. *Thorne K. S., Campolattaro A.*, Astrophys. J., **149**, p. 591 (1967); Astrophys. J., **152**, p. 673 (1968).
 142. *Price R., Thorne K. S.*, Astrophys. J., **155**, p. 163 (1969).
 143. *Bohr A., Mottelson B.*, Nuclear Structure, Vol. I, W. A. Benjamin, Inc., New York, 1969.
 144. *Peters P. C., Mathews J.*, Phys. Rev., **131**, p. 435 (1963).
 145. *Halpern L., Laurent B.*, Nuovo Cim., **33**, p. 728 (1964).
 146. *Иваненко Д. Д., Соколов А. А.*, Вестн. МГУ, № 8, 103 (1947).
Иваненко Д. Д., Бродский А., ДАН СССР, **92**, 731 (1953).
Иваненко Д. Д., Соколов А. А., Квантовая теория поля, Физматгиз, М., 1952.
 147. *Bertotti B., Brill D., Krotkov R.*, in Gravitation, An Introduction to Current Research ed., L. Witten, J. Wiley and Sons, New York, 1962.
 148. *Seielstad G. A., Sramek R. A., Weiler K. W.*, Phys. Rev. Letters, **24**, p. 1373 (1970).
 149. *Muhleman D. O., Ekers R. D., Formalont E. B.*, там же, p. 1377 (1970).
 150. *Pound R. W., Snider J. L.*, Phys. Rev., **140B**, p. 788 (1965).
 151. *Dicke R. H., Goldenberg H. M.*, Phys. Rev. Letters, **18**, p. 313 (1967).
 152. *Ingersoll A. P., Spiegel E. A.*, Astrophys. J., **163**, p. 375 (1971).
 153. *Shapiro I. I.*, Radio and Radar Test of General Relativity, report at the Third Cambridge Conference on Relativity, New York, 8 June 1970.
 154. *Shapiro I. I.*, Phys. Rev. Letters, **13**, p. 789 (1964); Scient. Amer., **219**, No. 1, p. 28 (1968).
Muhleman D. O., Reichléy P. E., Space Program Summary 37—29, 37, 31, Vol. IV (Jet Propulsion Laboratory), 1964.
Aoki S., Astron. J., **69**, p. 221 (1964).
Ross D. K., Schiff L., Phys. Rev., **141**, p. 1215 (1965).
Clemence G. M., Astron. J., **72**, p. 1324 (1967).
 155. *Shapiro I. I., Pettengill G. H., Ash M. E., Stone M. L., Smith W. B., Ingalls R. P., Brockelman R. A.*, Phys. Rev. Letters, **20**, p. 1265 (1968).
 156. *Anderson J. D., Pearl G. E., Efron L., Taushworthe R. C.*, Science, **158**, p. 1689 (1967).
 157. *Anderson J. D., Lorell J.*, AIAA Journal, **1**, p. 1372 (1963).
 158. *de Sitter W.*, On Einstein's Theory of Gravitation and its Astronomical Consequences, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **76**, pp. 669—728 (1916).
 159. *Chazy J.*, La Théorie de la Relativité et la Mécanique Céleste, Gauthier-Villars, Paris, 1928.
 160. *Moyer D.*, UCLA MS Thesis, Jet Propulsion Laboratory Technical Mem., 1965, pp. 312—548.
 161. *Tausner M. J.*, MIT Technical Report 425, 1966.

162. *Thorne K. S., Will C. M.*, Comm. Astrophys. and Space Physics, **11**, p. 35 (1970).
163. *Smullin L., Fiocco G.*, Proc. I. R. E., **50**, p. 1703 (1962).
164. *Baierlein R.*, Phys. Rev., **162**, p. 1275 (1967).
Krogh C., Baierlein R., Phys. Rev., **175**, p. 1576 (1968).
165. *Nordtvedt K.*, Phys. Rev., **169**, p. 1014 (1969).
166. *Everitt L. W. F., Fairbank W. M., Schiff L. I.*, in The Significance of Space Research for Fundamental Physics, eds. A. F. Moore, V. Hardy, ESRO book No. SP 52, 1971, p. 33.
167. *Hubble E.*, Proc. Nat. Acad. Sci., **15**, p. 168 (1929); The Realm of the Nebulae, O. U. P., 1936.
168. *Milne E. A., McCrea W. H.*, Quart. J. Math., **5**, p. 73 (1934).
169. *Sandage A. R.*, Astrophys. J., **152**, p. L149 (1968).
170. *Sandage A. R.*, Observatory, **88**, p. 91 (1968).
171. *de Vaucouleurs G.*, Astrophys. J., **159**, p. 435 (1970).
172. *Sandage A. R.*, Pont. Acad. Sci Scripta Varia "Nuclei of Galaxies", ed. D. O'Connell, p. 601 (1971).
173. *Van den Bergh S.*, Nature, **225**, p. 503 (1970).
174. *Fowler W. A.*, Gornow Memorial Volume, в печати.
175. *Bondi H., Gold T.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **108**, p. 252 (1948).
176. *Hoyle F.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **108**, p. 372 (1948).
177. *Scott E. L.*, in "Problems of Extragalactic Research", ed. G. C. McVittie, Macmillan, N. Y., 1961, p. 269.
178. *Spinrad H.*, Publ. Astron. Soc. Pacific, **78**, p. 367 (1966).
179. *Tinsley B. M.*, Astrophys. J., **151**, p. 547 (1968).
180. *Давешский В. М., Зельдович Я. Б.*, Астрон. ж., **41**, стр. 1071 (1964).
181. *Longair M. S.*, Rep. Prog. Phys., **34**, p. 1125 (1971).
182. *Poolley G. C., Ryle M.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **139**, p. 515 (1968).
183. *Gower J. F. R.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **133**, p. 151 (1966).
184. *Grueff G., Vigotti M.*, Astrophys. Letters, **2**, p. 113 (1968).
185. *Shimmins A. J., Bolton J. G., Wall J. V.*, Nature, **217**, p. 818 (1968).
186. *Galt J. A., Kennedy J. E. D.*, Astron. J., **73**, p. 135 (1968).
187. *Bolton J. G., Gardner F., Mackay M. B.*, Austral. J. Phys., **17**, p. 340 (1964).
188. *Macleod J. M., Swenson G. W., Yang K. S., Dickel J. R.*, Astron. J., **70**, p. 756 (1965).
189. *Braccisi A., Ceccarelli M., Fanli R., Giovannini C.*, Nuovo Cim., **41B**, p. 92 (1966).
190. *Ryle M.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **6**, p. 249 (1968).
191. *Scheuer P. A. G.*, in Stars and Stellar Systems, Vol. IX, eds. A. and M. Sandage, Chicago University Press, 1975.
192. *Jauncey D. L.*, Nature, **216**, p. 877 (1967).
193. *Hoyle F.*, Proc. Roy. Soc. A**308**, p. 1 (1969).
194. *Hubble E.*, Astrophys. J., **84**, p. 517 (1936).
195. *Schmidt M.*, Astrophys. J., **162**, p. 371 (1970).
196. *Sandage A. R., Luyten W. J.*, Astrophys. J., **155**, p. 913 (1969).
197. *Braccisi A., Formiggini L.*, Astron. Astrophys., **3**, p. 364 (1969).
198. *Burbidge E. M., Lynds C. R.*, Sci. Amer., **223**, p. 22 (1970).
199. *Longair M. S., Scheuer P. A. G.*, Nature, **215**, p. 919 (1967).
200. *Schmidt M.*, Astrophys. J., **151**, p. 393 (1968).
201. *Rees M. J., Schmidt M.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **154**, p. 1 (1971).
202. *Longair M. S., Scheuer P. A. G.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **151**, p. 45 (1970).
203. *Lynden-Bell D.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **155**, p. 95 (1971).
204. *Rowan-Robinson M.*, Nature, **229**, p. 388 (1971).
205. *DeVeny J. B., Osborn W. H., Janes K.*, Publ. Astron. Soc. Pac., **83**, p. 611 (1970).

206. *Sandage A. R.*, *Astrophys. J.*, **133**, p. 355 (1961).
207. *Miley G. K.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **152**, p. 477 (1971).
208. *Legg T. H.*, *Nature*, **226**, p. 65 (1970).
209. *Longair M. S.*, *Pooley G. C.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **145**, p. 309 (1969).
210. *Baum W. A.*, *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, ed. D. S. Evans, Reidel, Dordrecht, 1971, p. 393.
211. *Penzias A. A.*, *Wilson R. W.*, *Astrophys. J.*, **142**, p. 419 (1965).
212. *Dicke R. H.*, *Peebles P. J. E.*, *Roll P. G.*, *Wilkinson D. T.*, *Astrophys. J.*, **142**, p. 414 (1965).
213. *Gamow G.*, *Phys. Rev.*, **74**, 505 (1948).
214. *Gamow G.*, *Vistas in Astronomy*, **2**, p. 1726 (1956).
215. *Roll P. G.*, *Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Letters*, **16**, p. 405 (1966).
216. *Boynnton P. E.*, *Stokes R. A.*, *Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Letters*, **21**, p. 462 (1968).
217. *Millea M. F.*, *McColl M.*, *Pederson R. J.*, *Vernon F. L.*, *Phys. Rev. Letters*, **26**, p. 919 (1971).
218. *McKellar A.*, *Publ. Dom. Astrophys. Obs.*, **7**, p. 251 (1941).
219. *Herzberg G.*, *Spectra of Diatomic Molecules*, 2nd Edition, Van Nostrand, New York, 1950, p. 496. (Русский перевод, изд. 1939 г.: Герцберг Г., Спектры и строение двухатомных молекул, ИЛ, М., 1949.)
220. *Field G. B.*, *Hitchcock J. L.*, *Astrophys. J.*, **146**, p. 1 (1966).
221. *Bortolot V. J.*, *Clauser J. F.*, *Thaddeus P.*, *Phys. Rev. Letters*, **22**, p. 307 (1969).
222. *Howell T. F.*, *Shakeshaft J. R.*, *Nature*, **216**, p. 753 (1967).
223. *Penzias A. A.*, *Wilson R. W.*, *Astron. J.*, **72**, p. 315 (1967).
224. *Howell T. F.*, *Shakeshaft J. R.*, *Nature*, **210**, p. 1318 (1966).
225. *Stokes R. A.*, *Partridge R. B.*, *Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Letters*, **19**, p. 1199 (1967).
226. *Welch W. J.*, *Keachie S.*, *Thornton D. D.*, *Wrixon G.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, p. 1068 (1967).
227. *Ewing M. S.*, *Burke B. F.*, *Staelin D. H.*, *Phys. Rev. Letters*, **19**, p. 1251 (1967).
228. *Wilkinson D. C.*, *Phys. Rev. Letters*, **19**, p. 1251 (1967).
229. *Пузанов В. И.*, *Саломонович А. Е.*, *Станкевич К. С.*, *Астрон. ж.*, **44**, стр. 1129 (1967).
230. *Кисляков А. Г.*, *Чернышев В. И.*, *Лебский Ю. В.*, *Мальцев В. А.*, *Серов Н. В.*, *Астрон. ж.*, **48**, стр. 39 (1971).
231. *Shivanandan K.*, *Houck J. R.*, *Harwit M. O.*, *Phys. Rev. Letters*, **21**, p. 1460 (1968).
232. *Pipher J. I.*, *Houck J. R.*, *Jones B. W.*, *Harwit M. O.*, *Nature*, **231**, p. 375 (1971).
233. *Muehner D.*, *Weiss R.*, *Phys. Rev. Letters*, **24**, p. 742 (1970).
234. *Mather J. C.*, *Werner M. W.*, *Richards P. L.*, *Astrophys. J.*, **159**, L59 (1971).
235. *Blair A. G.*, *Beery J. G.*, *Edesculy F.*, *Hiebert R. D.*, *Shipley J. P.*, *Williamson K. D.*, *Phys. Rev. Letters*, **27**, p. 1154 (1971).
236. *Conklin E. K.*, *Bracewell R. N.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, p. 614 (1967).
237. *Henry P. S.*, *Nature*, **231**, p. 516 (1971).
238. *Conklin E. K.*, *Nature*, **222**, p. 971 (1969).
239. *Парийский Ю. Н.*, *Пятунина Т. Б.*, *Астрон. ж.*, **47**, стр. 1337 (1971).
240. *Boughn S. P.*, *Fram D. M.*, *Partridge R. B.*, *Astrophys. J.*, **165**, p. 439 (1971).
241. *Penzias A. A.*, *Schraml J.*, *Wilson R. W.*, *Astrophys. J.*, **157**, L49 (1969).
242. *Partridge R. B.*, *Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, p. 557 (1967).
243. *Sciama D. W.*, *Nature*, **211**, p. 277 (1966).
244. *Hazard C.*, *Salpeter E. E.*, *Astrophys. J.*, **157**, L87 (1969).

245. *Gold T., Pacini F.*, *Astrophys. J.*, **152**, L115 (1968).
246. *Паруйский Ю. Н.*, *Астрон. ж.*, **44**, № 5 (1967).
247. *Wolfe A. M., Burbidge G. R.*, *Astrophys. J.*, **156**, p. 345 (1969).
248. *Smith M. G., Partridge R. B.*, *Astrophys. J.*, **159**, p. 737 (1970).
249. *Narlikar J. V., Wickramasinghe N. C.*, *Nature*, **216**, p. 43 (1967).
250. *Hoyle F., Wickramasinghe N. C.*, *Nature*, **214**, p. 969 (1967).
251. *Field G. B.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **144**, p. 411 (1969).
252. *Layzer D.*, *Astrophys. Letters*, **1**, p. 99 (1968).
253. *Setti G., Woltjer L.*, *Nature*, **227**, p. 586 (1970).
254. *Hagedorn R.*, *Cargèse Lectures in Physics*, vol. VI, ed. E. Schatzman, Gordon and Breach, 1973, p. 643.
255. *Kundt W.*, *Springer Tracts in Physics*, No. 49 (1971).
256. *Omnès R.*, *Phys. Reports*, **3C**, p. 1 (1972).
257. *Зельдович Я. Б., Курт В. Г., Сюняев Р. А.*, *ЖЭТФ*, **55**, стр. 278 (1968).
258. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **153**, p. 1 (1968).
259. *Sunyaev R. A., Zeldovich Y. B.*, *Astrophys. and Space Phys.*, **7**, p. 3 (1970).
260. *Peebles P. J. E., Yu J. T.*, *Astrophys. J.*, **162**, p. 815 (1970).
261. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **146**, p. 542 (1966).
262. *Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.*, *Astrophys. J.*, **148**, p. 3 (1967).
263. *Taylor R. J.*, *Rep. Prog. Phys.*, **29**, p. 489 (1966).
264. *Danziger I.*, *J. Amer. Rev. Astron. Astrophys.*, **8**, p. 161 (1970).
265. *Davis R. J., Roger L. C., Radena V.*, представлено на заседании APS, Washington, April 1971.
266. *Christiansen C. J., Nielsen A., Bahnsen A., Brown W. K., Rustad B. N.*, *Phys. Letters*, **26B**, p. 11 (1967).
267. *Taylor R. J.*, *Nature*, **217**, p. 433 (1968).
268. *Wagoner R. V.*, не опубликовано.
269. *Wagoner R. V.*, *Astrophys. J.*, **151**, L103 (1968).
270. *Arnett W. D., Clayton D. D.*, *Nature*, **227**, p. 780 (1970).
271. *Ne'eman Y., Tauber G.*, *Astrophys. J.*, **150**, p. 755 (1967).
272. *Лифшиц Е. М.*, *ЖЭТФ*, **16**, стр. 587 (1946).
273. *Zeldovich Y. B.*, *Adv. Astron. Astrophys.*, **3**, p. 241 (1965).
274. *Harrison E. R.*, *Cargèse Lectures in Physics*, vol. VI, ed. E. Schatzman, Gordon and Breach, 1973, p. 581.
275. *Field G. B.*, in *Stars and Stellar Systems*, vol. IX, eds. A. M. Sandage, Chicago University Press, в печати.
276. *Einstein A., Strauss E. G.*, *Rev. Mod. Phys.*, **17**, p. 120 (1945).
277. *Silk J. I.*, *Astrophys. J.*, **151**, p. 459 (1968).
278. *Peebles P. J. E.*, *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, **63**, p. 4 (1969).
279. *Michie R. W.*, не опубликовано.
280. *Weinberg S.*, *Astrophys. J.*, **168**, p. 175 (1971).
281. *Harrison E. R.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, p. 1011 (1967).
282. *Озерной Л. М., Чернин А. Д.*, *Астрон. ж.*, **44**, стр. 1131 (1967).
283. *Misner C. W.*, *Nature*, **214**, p. 40 (1967).
284. *Misner C. W.*, *Astrophys. J.*, **151**, 431 (1968).
285. *Field G. B.*, *Astrophys. J.*, **165**, p. 29 (1971).
286. *Sunyaev R. A., Zeldovich Y. B.*, *Astrophys. and Space Sci.*, **9**, p. 368 (1970).
287. *Peebles P. J. E.*, *Phys. Rev.*, **D1**, p. 397 (1970).
288. *Озерной Л. М., Чернин А. Д.*, *Астрон. ж.*, **45**, стр. 1137 (1968).
289. *Озерной Л. М., Чибисов Г. В.*, *Астрон. ж.*, **47**, стр. 769 (1970).
290. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. and Space Sci.*, **11**, p. 443 (1971).
291. *Oort J. H.*, *Astron. Astrophys.*, **7**, p. 381 (1970).
292. *Nariai H.*, *Sci. Rept. Tohoku Univ.*, **39**, p. 213 (1965).
293. *Tomita K., Nariai H., Sato H., Matsuda T., Takeda H.*, *Proc. Theor. Phys.*, **43**, p. 1511 (1970).

294. *Edgen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A. R.*, *Astrophys. J.*, **136**, p. 748 (1962).
295. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **157**, p. 1075 (1969).
296. *Peebles P. J. E., Dicke R. H.*, *Astrophys. J.*, **154**, p. 891 (1968).
297. *Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*, *Астрон. ж.*, **44**, стр. 295 (1967).
298. *Peebles P. J. E.*, *Astron. Astrophys.*, **11**, p. 377 (1971).
299. *Arp H. G.*, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, 1966.
300. *Burbidge G. R.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **8**, p. 369 (1970).
301. *Burbidge E. M., Burbidge G. R.*, in *Stars and Stellar Systems*, vol. IX, eds. A. and M. Sandage, Chicago University Press, в печати.
302. *Abell G. O.*, in *Stars and Stellar Systems*, vol. IX, eds. A. and M. Sandage, Chicago University Press, в печати.
303. *Oort J. H.*, *Solvay Conference on Structure and Evolution of the Universe*, 1968, p. 163.
304. *Shapiro S. L.*, *Astron. J.*, **76**, p. 271 (1971).
305. *Arp H. C., Bertola F.*, *Astrophys. J.*, **163**, p. 195 (1971).
306. *Arp H. C.*, *Astrophys. J.*, **142**, p. 402 (1965).
307. *Allen R. J.*, *Nature*, **220**, p. 147 (1968).
308. *Field G. B.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, p. 227 (1972).
309. *Wolf N. I.*, *Astrophys. J.*, **148**, p. 287 (1967).
310. *Turnrose B. E., Rood H. J.*, *Astrophys. J.*, **159**, p. 773 (1970).
311. *Meekins J. F., Fritz G., Chubb T. A., Friedman H., Henry R. C.*, *Nature*, **231**, p. 107 (1971).
312. *Hill J. M., Longair M. S.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **154**, p. 125 (1971).
313. *Zwicky F.*, *Morphological Astronomy*, Springer-Verlag, 1957.
314. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **154**, L121 (1968).
315. *Sungayev R. A., Zeldovich Y. B.*, *Comments on Astrophys. and Space Phys.*, **1**, p. 159 (1969).
316. *Van den Bergh S.*, *Nature*, **224**, p. 891 (1969).
317. *Wolfe A. M., Burbidge G. R.*, *Astrophys. J.*, **161**, p. 419 (1970).
318. *Burbidge E. M., Sargent W. L. W.*, *Pont. Acad. Sci. Scripta Varia*, **35**, *Nuclei of Galaxies*, ed. D. O'Connell, 1971.
319. *Воронцов-Вельяминов В. А.*, *Астрон. цирку.*, № 513, стр. 5 (1965).
320. *Gunn J. E.*, *Astrophys. J.*, **164**, L113 (1971).
321. *Arp H. C.*, *Astrophys. Letters*, **7**, p. 221 (1971).
322. *Penzias A. A., Scott E. H.*, *Astrophys. J.*, **153**, L7 (1968).
323. *Allen R. J.*, *Astron. Astrophys.*, **3**, p. 382 (1969).
324. *Gunn J. E., Peterson B. A.*, *Astrophys. J.*, **142**, p. 1633 (1965).
325. *Scheuer P. A. G.*, *Nature*, **207**, p. 963 (1965).
326. *Field G. B., Solomon P. M., Wampler E. J.*, *Astrophys. J.*, **145**, p. 351 (1966).
327. *Шкловский И. С.*, *Астрон. цирку.*, № 303, стр. 3 (1964).
328. *Bahcall J. N., Salpeter E. E.*, *Astrophys. J.*, **142**, p. 1677 (1965).
329. *Rees M. J., Sciama D. W.*, *Astrophys. J.*, **147**, p. 353 (1967).
330. *Bahcall J. N.*, *Comments on Astrophys. and Space Phys.*, **2**, p. 221 (1970).
331. *Bahcall J. N., May R. M.*, *Astrophys. J.*, **152**, p. 37 (1968).
332. *Bridle A. H.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **136**, p. 219 (1967).
333. *Clark T. A., Brown L. W., Alexander J. K.*, *Nature*, **228**, p. 847 (1970).
334. *Weinberg S.*, *Gravitation and Cosmology*, Wiley, N. Y., 1972. (Русский перевод: *Вейнберге С.*, *Гравитация и космология*, изд-во «Мир», М., 1975.)
335. *Haddock F. T., Sciama D. W.*, *Phys. Rev. Letters*, **14**, p. 1007 (1965).
336. *Weymann R. J.*, *Astrophys. J.*, **147**, p. 887 (1967).
337. *Bergeron J. E.*, *Astron. Astrophys.*, **3**, p. 42 (1969).
338. *Rees M. J., Selti G.*, *Astron. Astrophys.*, **8**, p. 410 (1970).

339. *Arons J., McCray R.*, *Astrophys. Letters*, **5**, p. 123 (1970).
340. *Kurt V. G., Sunyaev R. A.*, IAU symposium No. 36, *Ultraviolet Stellar Spectra*, Reidel and Co., Dordrecht, Holland, 1970.
341. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **151**, p. 45 (1969).
342. *Sofue J., Fujimoto M., Kawabata K.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **20**, p. 388 (1968).
343. *Kawabata K., Fujimoto M., Sofue Y., Fuikui M.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **21**, p. 293 (1969).
344. *Reinhardt M., Thiel M.*, *Astrophys. Letters*, **7**, p. 101 (1970).
345. *Harrison E. R.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **147**, p. 279 (1970).
346. *Ginzburg V. L.*, *Comments on Astrophys. and Space Phys.*, **2**, p. 1 (1970).
347. *Weymann R. J.*, *Astrophys. J.*, **145**, p. 560 (1966).
348. *Zeldovich Y. B., Sunyaev R. A.*, *Astrophys. and Space Sci.*, **4**, p. 301 (1969).
349. *Дорошкевич А. Г., Сюняев Р. А.*, *Астрон. ж.*, **46**, стр. 955 (1969).
350. *Longair M. S., Sunyaev R. A.*, *Astrophys. Letters*, **4**, p. 65 (1969).
351. *Cowsik R., Pal Y., Tondon S. N.*, *Phys. Letters*, **13**, p. 265 (1964).
352. *Герштейн С. С., Зельдович Я. Б.*, *Письма в ЖЭТФ*, **4**, стр. 174 (1966).
353. *Zeldovich Y. B.*, *Comments on Astrophys. and Space Phys.*, **2**, p. 12 (1970).
354. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*, *Астрон. ж.*, **44**, стр. 663 (1967).
355. *Rees M. J.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **154**, p. 187 (1971).
356. *Misner C. W.*, *Phys. Rev. Letters*, **22**, p. 1071 (1969).
357. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*, *Астрон. ж.*, **43**, стр. 758 (1966).
358. *Refsdal S.*, *Astrophys. J.*, **159**, p. 357 (1970).
359. *Reber G.*, *J. Franklin Inst.*, **285**, p. 1 (1968).
360. *Houck J. R., Harwit M. O.*, *Science*, **164**, p. 1271 (1969).
361. *McNutt D. P., Feldman P. D.*, *J. Geophys. Res.*, **74**, p. 4791 (1969).
362. *Walker R. G., Price S. G.*, частное сообщение P. J. E. Peebles (см. [364]).
363. *Harwit M. D., McNutt D. P., Shivanandan K., Zajar B. J.*, *Astron. J.*, **71**, p. 1026 (1966).
364. *Peebles P. J. E.*, *Comments on Astrophys. and Space Phys.*, **3**, p. 20 (1971).
365. *Peebles P. J. E., Partridge R. B.*, *Astrophys. J.*, **148**, p. 713 (1967).
366. *Low F. J., Tucker W. H.*, *Phys. Rev. Letters*, **21**, p. 1538 (1968).
367. *Houck J. R., Harwit M. O.*, *Astrophys. J.*, **157**, L45 (1969).
368. *Roach F. E., Smith L. L.*, *Geophys. J.*, **15**, p. 227 (1968).
369. *Littie C. F.*, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **1**, p. 132 (1969).
370. *Sudbury G. C., Ingham M. F.*, *Nature*, **226**, p. 526 (1970).
371. *Hayakawa S., Yamashita K., Yoshioka A.*, *Astrophys. and Space Sci.*, **5**, p. 493 (1969).
372. *Курт В. Г., Сюняев Р. А.*, *Астрон. ж.*, **44**, стр. 6 (1967).
373. *Low F. J.*, *Astrophys. J.*, **159**, L171 (1970).
374. *Petrosian V., Bahcall J. N., Salpeter E. E.*, *Astrophys. J.*, **155**, p. 157 (1969).
375. *Partidge R. B., Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **148**, p. 377 (1967).
376. *Weymann R. J.*, *Steward Observatory Preprint*, No. 6 (1966).
377. *Code A. D.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **81**, p. 475 (1969).
378. *Code A. D., Savage B. D.*, *Science*, **177**, p. 213 (1972).
379. *Sunyaev R. A.*, *Astrophys. Letters*, **3**, p. 33 (1969).
380. *Silk J. I.*, *Space. Sci. Rev.*, **11**, p. 671 (1970).
381. *Byram E. T., Chubb T. A., Friedman H.*, *Science*, **152**, p. 66 (1966).
382. *Gursky H., Kellogg E. M., Leong C., Tananbaum H., Giacconi R.*, *Astrophys. J.*, **165**, L43 (1971).
383. *Kellogg E. M., Gursky H., Leong C., Schreier E., Tananbaum H., Giacconi R.*, *Astrophys. J.*, **165**, L49 (1971).
384. *Schwartz D. A.*, *Astrophys. J.*, **162**, p. 439 (1970).

385. *Fabian A. C., Sanford P. W.*, Nature Phys. Sci., **231**, p. 52; **234**, p. 20 (1971).
386. *Felten J. E., Morrison P.*, Astrophys. J., **146**, p. 686 (1966).
387. *Bergamini R., Londrillo P., Setti G.*, Nuovo Cimento, **52B**, p. 495 (1967).
388. *Rees M. J., Setti G.*, Nature, **219**, p. 127 (1968).
389. *Felten J. E., Rees M. J.*, Nature, **221**, p. 926 (1969).
390. *Setti G., Rees M. J.*, IAU Symposium No. 37, Non-Solar X-ray and X-ray Astronomy, ed. L. Gratton, Reidel, Dordrecht, Holland, 1970.
391. *Rees M. J., Sciama D. W., Setti G.*, Nature, **217**, p. 326 (1968).
392. *Longair M. S., Sunyaev R. A.*, Astrophys. Letters, **4**, p. 65 (1969).
393. *Vette J. I., Gruber D., Matteson J. L., Peterson L. E.*, Astrophys. J., **160**, L161 (1970).
394. *Clark G. W., Garmire G. P., Kraushaar W. L.*, IAU Symposium No. 37, Non-Solar X-ray and X-ray Astronomy, ed. L. Gratton, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1970, p. 267.
395. *Bratolyubova-Tsulukidze L., Grigorov N. L., Kalinkin L. F., Melioranskii A. S., Priakhin E. A., Savenko I. A., Yafarkin V. Y.*, 13th General Assembly COSPAR, Leningrad, 1970.
396. *Clayton D. D., Silk J. I.*, Astrophys. J., **158**, L43 (1969).
397. *Levich E. V., Sunyaev R. A.*, Astrophys. Letters, **7**, p. 69 (1970).
398. *Бисноватый-Коган Г. С., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А.*, Письма в ЖЭТФ, **12**, стр. 45 (1970).
399. *Stecker F. W.*, Nature, **224**, p. 870 (1969).
400. *Steigman G.*, Cargese Lectures in Physics VI, ed. E. Schatzman, Gordon and Breach, 1973, p. 505.
401. *Караченцев И. Д., Липовецкий В. А.*, Астрон. ж., **45** (1969).
402. *Wagoner R. V.*, Astrophys. J., **149**, p. 465 (1967).
403. *Rees M. J.*, Astrophys. Letters, **4**, p. 113 (1969).
404. *Arons J., McCray R.*, Astrophys. J., **158**, L91 (1969).
405. *Gould R. J., Schreder G. P.*, Phys. Rev., **155**, p. 1408 (1967).
406. *Stecker F. W.*, Cosmic γ -Rays, Mono, 1971.
407. *Sunyaev R. A., Zeldovich Y. B.*, Astrophys. and Space Sci., **7**, p. 3 (1970).
408. *Sachs R. K., Wolfe A. M.*, Astrophys. J., **147**, p. 73 (1967).
409. *Rees M. J., Sciama D. W.*, Nature, **217**, p. 511 (1968).
410. *Partridge R. B.*, Amer. Scientist, **57**, p. 37 (1969).
411. *Rasband S. M.*, Astrophys. J., **170**, p. 1 (1971).
412. *Stewart I. M., Sciama D. W.*, Nature, **216**, p. 748 (1967).
413. *de Vaucouleurs G., Peters W. L.*, Nature, **220**, p. 868 (1968).
414. *Wolfe A. M.*, Astrophys. J., **159**, L61 (1970).
415. *Thorne K. S.*, Astrophys. J., **148**, p. 51 (1967).
416. *Doroshkevich A. G., Novikov I. D., Sunyaev R. A., Zeldovich Y. B.*, Highlights of Astronomy, ed. C. Jager, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1971.
417. *Fowler W. A.*, Comments on Astrophys. and Space Phys., **2**, p. 134 (1970).
418. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.*, ЖЭТФ, **26**, стр. 408 (1968).
419. *Wheeler J. A.*, Particles and Geometry, in Relativity, eds. M. Carmeli, S. I. Fickler, L. Mitten, Plenum Press, New York, 1970.
420. *Parker L.*, Phys. Rev. Letters, **21**, p. 562 (1968).
421. *Sextl R. U., Urbanke H. K.*, Phys. Rev., **179**, p. 1247 (1969).
422. *Зельдович Я. Б.*, Письма в ЖЭТФ, **12**, стр. 307 (1970).
423. *Hawking S. W., Ellis G. F. R.*, Astrophys. J., **152**, p. 25 (1968).
424. *Dicke R. H.*, Nature, **192**, p. 440.
425. *Carter B.*, не опубликовано, preprint, 1968.
426. *Dirac P. A. M.*, Proc. Roy. Soc., **A165**, p. 199 (1938).
427. *Jordan P.*, Die Herkunft der Sterne, Stuttgart, 1947.
428. *Tolman R. C.*, Relativity, thermodynamics and cosmology, Clarendon Press, Oxford, 1934, pp. 429—431. (Русский перевод: *Р. Толман*, Относительность, термодинамика и космология, изд-во «Наука», М., 1974.)

- Papapetrou A., Treder H.*, Ann. der Phys., 3, p. 360 (1959).
Avez A., Acad. Sci., Paris, Comptes rend., 250, p. 3585 (1960).
Papapetrou A., in Les theories relativistes de la gravitation, Editions du centre national de la recherche scientifique, Paris, 1962, pp. 193—198.
429. *Geroch R.*, Singularities in the spacetime of general relativity; their definition, existence, and local characterization, Ph. D. thesis in physics, Princeton University, 1967, не опубликовано, имеются фотокопии в University Microfilms, Ann Arbor, Michigan.
Hawking S. W., Penrose R., Proc. Roy. Soc. London, A314, p. 529 (1970).
430. *Misner C. W.*, Phys. Rev. Letters, 28, p. 994 (1972).
431. *Barber W. C., Gittelman B., O'Neill G. K., Richter D.*, Phys. Rev., 16, p. 1127 (1968); Proc. 14th Int. Conf. High Energy Physics, Vienna, 1968.
432. *Bailey J., Bartl W., von Bochmann G., Brown R. C. A., Farley F. J. M., Jostlein H., Picasso E., Williams R. W.*, Phys. Letters, 28B, p. 287 (1968).
433. *Farley F. J. M.*, Rivista del Nuovo Cim., 1, pp. 50—86 (1969).
434. *Brodsky S. J., Drell S. D.*, The present status of quantum electrodynamics, глава в Ann. Rev. Nuc. Sci., 20, pp. 147—194 (1970).
435. *Wigner E. P.*, Comm. Pure Appl. Math., 13, p. 1 (1960).
436. *Clifford W. K.*, Mathematical papers, ed. R. Tucker, London, 1882, p. 21.
Clifford W. K., Lectures and essays, eds. L. Stephen, F. Pollock, London, Vol. 1, 1879, pp. 244, 322.
437. *Wheeler J. A.*, Geometrodynamics, Academic Press, New York, pp. 88, 129 (1962).
438. *Wheeler J. A.*, Superspace and the nature of quantum geometrodynamics, глава в Battelle rencontres: 1967 lectures in mathematics and physics, eds. C. DeWitt, J. A. Wheeler, Benjamin, New York, 1968.
439. *Сахаров А. Д.*, ДАН СССР, 177, стр. 70 (1967).
440. *Anderson C. D.*, Phys. Rev., 491 (1933).
441. *Mann T.*, Freud, Goethe, Wagner, Knopf, New York, 1937.
442. *Werner F. G.*, частное замечание Дж. А. Уилеру 3 июня 1969, Relativity Conference in the Midwest, Cincinnati, Ohio.
443. *Kilmister C. W.*, More about the King and the Vizier, Gen. Rel. and Grav., 2, pp. 35—36 (1971). Рассказ Уилера о Визире и о том, что он должен сказать о суперпространстве, на который ссылается Килмистер, никогда не публиковался, но частично он воспроизводился в подписи к рис. 61. (Доклад Дж. А. Уилера 18 мая 1970 г.: Gwatt Seminar on the Bearings of Topology upon General Relativity).
444. *Kneebone G. T.*, Mathematical logic and the foundations of mathematics: an introductory survey, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1963, p. 40.
445. *Shannon C.*, Trans. Amer. Inst. Elect. Eng., 57, pp. 713—723 (1938).
446. *Hohn F. E.*, Applied Boolean algebra: an elementary introduction, 2nd ed., Macmillan, New York, 1966.
447. *Jauch J.*, Foundations of quantum mechanics, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1968.
448. *Gödel K.*, Über formal unentscheidbare Sätze der Principia Mathematica und verwandte Systeme I, Monatsch. Math. Phys., 38, pp. 173—198 (1931). (Английский перевод Б. Мелцера о формально неразрешимых высказываниях, с предисловием Р. В. Брейтуэйта: Basic Books, New York, 1962; излагается и обсуждается в *E. Nagel, I. R. Newman, Gödel's proof*, New York University Press, 1958.)
449. *Cohen P.*, Set theory and the continuum hypothesis, W. A. Benjamin, New York, 1966. (Русский перевод: П. Дж. Коэн, Теория множеств и континуум — гипотеза, изд-во «Мир», М., 1969.)
450. *Kac M., Ulam S.*, Mathematics and logic: retrospect and prospects, Praeger, New York; сокращенное издание: Pelican Books, Harmondsworth, Middlesex, 1971.
451. *Wheeler J. A.*, notebook entry, Pregeometry and the calculus of variations,

- 9:10 а. м., April 10, 1971; семинар факультета математики, Kings College, London, May 10, 1971; письмо Л. Томасу "Pregeometry and propositions", 11 июня 1971, не опубликовано.
452. *Wheeler J. A.*, Accademia Nazionale Lincei-Quaderno, **157**, p. 165 (1971).
453. *Leibniz G. W.*, La topologie (1714); английский перевод имеется в нескольких книгах; части включены в *Leibniz selections*, ed. P. P. Wiener, Scribners, New York, 1951.
454. *Planck M.*, Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzungsber., p. 440 (1899).
455. *Eddington A. S.*, Proc. Cambridge Phil. Soc., **27**, p. 15 (1931); Relativity theory of protons and electrons, Cambridge University Press, 1936; Fundamental theory, Cambridge University Press, 1946.
456. *Dirac P. A. M.*, Nature, **139**, p. 323 (1937).
457. *Jordan P.*, Schwerkraft und Weltall, Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1955; Zs. f. Phys., **157**, p. 112 (1959).
458. *Dicke R. H.*, Science, **129**, p. 3349 (1959); The theoretical significance of experimental relativity, Gordon and Breach, New York, 1964, p. 72.
459. *Hayakawa S.*, Prog. Theor. Phys., **33**, p. 538 (1965); Prog. Theor. Phys. Suppl., p. 532 (1965).

ПРИЛОЖЕНИЕ *)

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ НЕКОТОРЫХ РАБОТ ПО ЧЕРНЫМ ДЫРАМ И ГРАВИТАЦИОННЫМ ВОЛНАМ

ОБРАТИМЫЕ И НЕОБРАТИМЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФИЗИКЕ ЧЕРНЫХ ДЫР

Д. Христодулу

D. Christodoulou, Reversible and irreversible transformations in black-hole physics, *Phys. Rev. Letters*, 25, 1596 (1970)

Для черных дыр вводятся понятия неприводимой массы и обратимых и необратимых превращений, приводящие к следующей зависимости для черной дыры, обладающей импульсом p и моментом количества движения L :

$$E^2 = m_{\text{неприв}}^2 + (L^2/4m_{\text{неприв}}^2) + p^2.$$

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЧЕРНЫХ ДЫР

С. У. Хокинг

S. W. Hawking, Gravitational radiation from colliding black holes, *Phys. Rev. Letters*, 26, 1344 (1971)

Показано, что существует некоторая верхняя граница для энергии гравитационного излучения, испускаемой в процессе захвата одного сколлапсировавшего объекта другим. Для случая двух объектов, обладающих одинаковыми массами m и равными нулю собственными моментами количества движения, эта верхняя граница равна $(2 - \sqrt{2})m$.

ОБРАТИМЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Д. Христодулу и Р. Руффини

D. Christodoulou and R. Ruffini, Reversible transformations of a charged black hole, *Phys. Rev.*, 4, 3552 (1971)

Получена формула, выражающая массу черной дыры через ее «неприводимую массу», момент количества движения и заряд. Показано, что для

*) Перевод А. П. Бондарева.

предельного случая заряженной черной дыры может быть превращено в энергию 50% ее массы, а для предельного случая вращающейся черной дыры — 29% массы.

СВЯЗАННЫЕ ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ В МЕТРИКЕ КЕРРА

Д. Уилкинс

D. C. Wilkins, Bound geodesics in the Kerr metric,
Phys. Rev., 5, 814 (1972)

Исследуются связанные геодезические (орбиты) частицы в метрике Керра. (Термин «связанные» означает, что частица движется в некотором конечном интервале значений радиальной координаты, не захватываясь при этом черной дырой и не уходя на бесконечность.) Все орбиты либо лежат в экваториальной плоскости, либо вновь и вновь пересекают ее. Точка, в которой неэкваториальная орбита пересекает экваториальную плоскость, называется узлом орбиты. Узлы сферической (т. е. обладающей постоянным радиусом) орбиты смещаются в направлении вращения черной дыры. Тело, движущееся по сферической орбите, расположенной вблизи поверхности горизонта, вычерчивает спиралевидную траекторию, лежащую на сфере, заключающей внутри себя черную дыру.

ТЕОРИЯ ОБНАРУЖЕНИЯ КРАТКОВРЕМЕННЫХ ВСПЛЕСКОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. У. Гиббонс и С. У. Хокинг

G. W. Gibbons and S. W. Hawking, Theory of the detection
of short bursts of gravitational radiation,
Phys. Rev., 4, 2191 (1971)

Приводятся доводы, свидетельствующие о том, что кратковременные всплески гравитационного излучения, о которых сообщает Вебер, по всей вероятности, являются следствием либо гравитационного коллапса тела массой порядка массы звезды, либо же захвата одного сколлапсировавшего объекта другим. В обоих случаях вся энергия должна испускаться в одном всплеске, длящемся около миллисекунды, причем в процессе излучения знак тензора Римана будет меняться на противоположный от одного до трех раз. Обсуждается отношение «сигнал/шум» в связи с проблемой обнаружения таких всплесков. Показано, что, наблюдая флуктуации фазы или амплитуды броуновских колебаний квадрупольной антенны, можно обнаружить всплески, приносящие с собой в систему энергию порядка долей kT . В применении к антенне Вебера этот метод дает возможность снизить порог надежного обнаружения примерно в 12 раз. Если же использовать антенну с теми же геометрическими размерами, но с гораздо более жесткой электромеханической связью, то можно достигнуть повышения чувствительности в 250 раз. Более жесткая связь позволила бы также определять время прибытия импульсов с точностью до миллисекунды. Такое разрешение по времени дало бы также возможность выяснить, распространяется ли гравитационное излучение со скоростью света, и определить направление на источник.

АНАЛИЗ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕНЗОРНЫХ ГАРМОНИК ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЧАСТИЦЫ, СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ В МЕТРИКЕ ШВАРЦШИЛЬДА

Ф. Дж. Дзерилли

*F. J. Zerilli, Gravitational field of a particle falling
in a Schwarzschild geometry analyzed in tensor harmonics,
Phys. Rev., 2, 2141 (1970)*

В связи с интересом к проблеме испускания импульса гравитационного излучения в процессе падения звезды на черную дыру вблизи центра нашей Галактики рассматривается задача о падении малой частицы на фоне метрики Шварцшильда («черная дыра») и исследуется спектр ее излучения в высокочастотном пределе. В постановке задачи весьма важно наложить правильные граничные условия: гравитационное излучение не только уходит на бесконечность, но также исчезает в направлении черной дыры. Задача исследуется в приближении линейных возмущений «фоновой» метрики Шварцшильда с использованием разложения по сферическим тензорным гармоникам, предложенного Редже и Уилером (1957) и Мэтьюзом (1962). Вклад падающей частицы учитывается членом источника, имеющим вид δ -функции (геодезическое движение на фоне метрики Шварцшильда), который также разлагается по тензорным гармоникам, каждая из которых «управляет» соответствующей гармоникой возмущения. Спектр мощности излучения на бесконечности выражается в высокочастотном пределе через поперечные тензорные гармоники со шпуром, равным нулю, которые Мэтьюз называет «электрическими» и «магнитными».

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦЫ, ПАДАЮЩЕЙ ПО РАДИУСУ НА ШВАРЦШИЛЬДОВСКУЮ ЧЕРНУЮ ДЫРУ

М. Дэвис, Р. Руффини, У. Пресс, Р. Прайс

*M. Davis, R. Ruffini, W. H. Press, R. H. Price,
Gravitational radiation from a particle falling radially
into a Schwarzschild black hole, Phys. Rev. Letters, 27, 1466 (1971)*

Проведен расчет спектра и энергии гравитационного излучения от «точечной пробной частицы» массы m , падающей по радиусу на шварцшильдовскую черную дыру массы $M \gg m$. Полная излученная энергия составляет около $0,0104 mc^2 (m/M)$, т. е. в 4—6 раз больше по сравнению с более ранними оценками. Эта энергия распределена по мультиполям в соответствии с эмпирическим законом $E_{2l}\text{-полю} \approx (0,44 m^2 c^2 / M) e^{-2l}$, а суммарный спектр обладает максимумом при значении угловой частоты $\omega \approx 0,32 c^3 / GM$.

ДЛИННЫЕ ЦУГИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

У. Х. Пресс

*W. Press, Long wave trains of gravitational waves
from a vibrating black hole,
Astrophys. J., 170, L105 (1971)*

Проанализированы с использованием численных методов колебания черной дыры массы M (возмущения сферической симметрии). Начальные возмущения,

соответствующие сферическим гармоникам с высоким порядком ($l \gg 1$) и содержащие фурье-компоненты с большими длинами волн ($2\pi M \gg \lambda \gg 2\pi M/l$), приводят к долго не затухающим колебаниям. Энергия колебаний постепенно испускается в виде длинных, почти синусоидальных волновых цугов гравитационного излучения с угловой частотой $\omega \approx (27)^{-1/2} l/M$.

ИМПУЛЬСЫ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ЧАСТИЦЫ, ПАДАЮЩЕЙ ПО РАДИУСУ НА ШВАРЦШИЛЬДОВСКУЮ ЧЕРНУЮ ДЫРУ

М. Дэвис, Р. Руффини, Дж. Тёмно

M. Davis, R. Ruffini, J. Tiomno, Pulses of gravitational radiation of a particle falling radially into a Schwarzschild black hole, Phys. Rev. D., 12, 2932 (1972)

С помощью формализма Редже—Уилера—Дзерилли для чисто релятивистских линейных возмущений в метрике Шварцшильда анализируется гравитационное излучение частицы массы m , падающей на шварцшильдовскую черную дыру массы $M \gg m$. Приведены детальные графики вида импульса энергии и «приливных» компонент тензора Римана на больших расстояниях от источника, а также распределения излучения по углу. Анализ поведения энергии, уходящей в черную дыру, указывает на наличие расходимости; исследованы следствия из существования этой расходимости, могущие служить для проверки применимости использованного приближения.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ «ФОНОВОЙ» МЕТРИКЕ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Р. Руффини, Дж. Тёмно, К. В. Вишвешвара

R. Ruffini, J. Tiomno, C. V. Vishveshwara, Electromagnetic field of a particle moving in a spherically symmetric black hole background, Lettere al Nuovo Cimento, 3, 211 (1972)

ОРЕОЛЫ ВОКРУГ «ЧЕРНЫХ ДЫР»

В. Ф. Шварцман

Астрон. ж., 48, № 3, 479—488, май—июнь 1971

«Черные дыры» (тела, падающие под гравитационным радиусом) обязаны натягивать на себя межзвездный газ. При $M_{\text{дыры}} > 0,03 M_{\odot}$ в излучение должно превращаться более $0,01 mc^2$ падающего вещества. Соответствующие светимости порядка $10^{82} (M/10M_{\odot})^{3/2} \times (\rho_{\text{газа}}/10^{-24} \text{ г.см}^{-3})$ эрг/с. Они обусловлены синхротронным излучением замагниченной плазмы, нагревающейся в ходе падения до $T \sim 10^{12}$ К. Спектр чрезвычайно пологий и прости-

рается от оптики до радио. Возможные проявления дыр — слабые оптические звезды, лишённые линий; специфические отличия — флуктуации интенсивности с $\Delta t \sim 10^{-5} - 10^{-2}$ с при полном отсутствии периодического компонента. Аккреция на массивные дыры ($10 \leq M \leq 10^4 M_{\odot}$) в ряде случаев должна приводить к жесткому излучению (рентгеновскому и/или γ), имеющему вспышечный характер, — от нескольких месяцев до десятков лет, — и «пиковую» интенсивность, превышающую в 10—100 раз синхротронную. Указанный феномен связан с турбулентностью межзвездной среды; момент вращения газа останавливает его вблизи гравитационного радиуса дыры; «аннигиляция» момента происходит после перехода объекта в соседнюю ячейку турбулентности. Момент газа способен уменьшить поток массы на одиночную дыру (т. е. светимость) лишь для случаев $M > 10^6 M_{\odot}$. В ходе падения на дыры с $M \approx 10^5 M_{\odot}$ газ остается сначала холодным ($T \approx 5000$ K); спектр излучения подобен оптическим спектрам квазаров. Из-за аккреции дыра в звездной паре может представляться видимым вторым компонентом. Указываются наблюдательные отличия аккреции на дыры от аккреции на нейтронные звезды. Примерами наблюдаемых черных дыр, быть может, являются некоторые из белых карликов класса Dc, гамма-звезда Sgr γ -1, вспыхивающие рентгеновские звезды Cen X-2 и Cen X-4, а также объекты типа Sco X-1 и Cyg X-2.

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

С. У. Хокинг

S. W. Hawking, Black holes in general relativity,
Commun. Math. Phys., 25, 152 (1972)

Предполагается, что сингулярности, имеющие место в гравитационном коллапсе, не видны для внешнего наблюдателя, а скрыты за горизонтом событий. Это значит, что вне горизонта событий все еще можно предсказывать будущее. Черная дыра на пространственноподобной поверхности определяется как связный участок этой поверхности, ограниченный горизонтом событий. С течением времени черные дыры могут сливаться вместе, но никогда не могут раздваиваться. Черная дыра должна рассматриваться как находящаяся в стационарном состоянии. Показано, что стационарная черная дыра должна обладать топологически сферической границей, а в случае вращения должна обладать осевой симметрией. Эти результаты совместно с результатами Изразля и Картера в значительной степени подтверждают предположение о том, что любая стационарная черная дыра представляет собой решение Керра. Используя это предположение, а также результат, гласящий, что площадь поверхности черной дыры ни при каких обстоятельствах не убывает, можно наложить определенные ограничения на количество энергии, которое может быть извлечено из черной дыры.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аллен (Allen) 276
 Амбарцумян 28, 29, 272
 Андерсон (Anderson) 173, 174
 Ари (Ari) 268, 270, 272
- Бааде (Baade) 188
 Байерлейн (Baierlein) 175
 Баколл (Baicall) 95
 Бардин (Bardeen) 88
 Баум (Baum) 223
 Бейм (Baum) 46
 Бекедорф (Beckedorff) 54
 Бербидж (Burbidge) 233, 234, 268, 272
 Берг, ван ден (van den Berg) 188, 272
 Бергерон (Bergeron) 281
 Бертола (Bertola) 270
 Бертоцци (Bertocci) 168
 Блейр (Blair) 230
 Бойнтон (Boynnton) 226, 295
 Болтон (Bolton) 201
 Бонаццола (Bonazzola) 31
 Бонди (Bondi) 189, 190
 Бортоло (Bortolot) 230, 295
 Бранс (Brans) 18, 23
 Брачези (Braccisi) 201
 Брейсуэлл (Bracewell) 231, 233
 Бридл (Bridle) 280
 Брилл (Brill) 168
- Вагонер (Wagoner) 246, 247
 Вайнберг (Weinberg) 257
 Вакано (Wakano) 45
 Вебер (Weber) 100, 102, 288
 Вейман (Weymann) 281, 282, 297
 Вейсс (Weiss) 229, 230, 295
 Ветте (Veite) 305
 Виготти (Vigotti) 201
 Викрамасинг (Wickramasinghe) 233
 Вокулёр (Vaucouleurs) 187, 270, 314
 Вольтер (Woltjer) 235
 Вонг (Wang) 28
 Воронцов-Вельяминов 274
 Вулф (Wolfe) 228, 233, 234, 272
- Гамов (Gamow) 226, 248
 Ганн (Gunn) 95, 274
 Галошкин (Gaposhkin) 139
 Гарризон (Harrison) 19, 27, 45, 250, 259, 283
 Генри (Henry) 314
 Герлах (Gerlach) 31
 Герцберг (Herzberg) 228
 Гиззбург 46
 Годфрей (Godfrey) 78
 Голд (Gold) 189, 190
 Голденберг (Goldenberg) 169
 Грюфф (Grueff) 201
 Гювер (Gower) 200
 Гусейнов 91
- Дайсон (Dyson) 46
 Данцигер (Danziger) 240
 Джинс (Jeans) 132, 133
 Дзерилли (Zerilli) 73
 Дикке (Dicke) 18, 23, 24, 169, 226, 248, 350
 Дирак (Dirac) 325
 Дорошкевич 69, 78, 265, 285
 Дэвис (Davis) 246
- Заяр (Zajar) 295
 Зельдович 50, 69, 73, 91, 92, 93, 140, 153, 194, 241, 250, 262, 265, 272, 284, 288, 290, 306, 311, 319, 320
 Зен (Zee) 140, 143
- Израэль (Israel) 69
 Ингерсолл (Ingersoll) 169
 Ингхам (Ingham) 295
 Йошиока (Yoshioka) 295
- Иордан (Jordan) 23, 325
- Казнер (Kasner) 90
 Камерон (Cameron) 28
 Камп, ван де (van de Kamp) 139
 Камполаттаро (Campolattaro) 143
 Караченцев 308
 Картер (Carter) 75, 324, 350
 Керр (Kerr) 75
 Киржниц 46
 Кларк (Clark) 280, 305
 Клаузер (Clauser) 230, 295
 Клейн (Klein) 54
 Клейтон (Clayton) 51, 305
 Клиффорд (Clifford) 333
 Колгейт (Colgate) 48, 49, 50, 51, 68, 307
 Конклин (Concklin) 231, 233, 314
 Коэн (Cohen) 28
 Крог (Krogh) 175
 Кротков (Krotkov) 168
 Крускал (Kruskal) 60
 Кундт (Kundt) 239
 Курт 295
- Лангер (Langer) 28
 Ландау 118
 Лебланк (LeBlanc) 49, 98
 Левич 305
 Легг (Legg) 221
 Лейзер (Layzer) 234
 Лейтен (Luyten) 207
 Лилли (Lillie) 295, 296
 Линден-Белл (Lynden-Bell) 210, 264
 Липовецкий 308
 Липшиц 90, 118, 250
 Лонгейр (Longair) 201, 209, 210, 222, 304
 Лорелл (Lorell) 174
 Лоу (Low) 295
- Майкельсон (Michelson) 9
 Мак-Келлар (McKellar) 228
 Маклеод (MacLeod) 201
 Мак-Натт (McNutt) 295
 Максвелл (Maxwell) 9
 Мей (May) 48, 64, 68
 Мельцер (Meitzer) 145
 Мизнер (Misner) 54, 90, 260, 290, 322
 Милн (Miley) 221
 Миллей (Millican) 226
 Минковский (Minkowski) 36
 Миши (Michie) 262
 Мойер (Moyer) 174
 Моргенстерн (Morgenstern) 142
 Моррисон (Morrison) 300
 Мэтьюс (Matews) 153
 Мьюльнер (Muehner) 229, 230, 295
- Нарликар (Narlikar) 233
 Неэман (Ne'eman) 250, 274
 Новиков 50, 69, 73, 92, 93, 140, 153, 265, 290
 Нордтведт (Nordtvedt) 177
 Ньюман (Newman) 75
- Евклид (Euclid) 11

- Озерной 262, 265
 Омнес (Omnes) 239
 Оорт (Oort) 268
 Оппенгеймер (Oppenheimer) 54, 91
- Пайнс (Pines) 46, 133
 Партридж (Partridge) 233, 295, 296, 297
 Паунд (Pound) 169
 Пензиас (Penzias) 225, 226, 233
 Пенроуз (Penrose) 65, 78, 84
 Петик (Pethick) 46
 Пиблс (Peebles) 262, 263, 264, 283, 295, 296, 297, 315
 Питерс (Peters) 153, 314
 Подурец 59
 Прайс (Price) 70, 143, 295
 Пули (Pooley) 199, 200, 201, 222
- Райл (Ryle) 199, 200, 201
 Ребка (Rebka) 169
 Рефсдал (Refsdal) 291
 Риман (Riemann) 10
 Рнс (Rees) 303
 Родс (Rhoades) 30
 Розен (Rosen) 28
 Ролл (Roll) 226
 Роуз (Rose) 28
 Роуэн-Робинсон (Rowan-Robinson) 210
 Роч (Roach) 295, 296
 Руд (Rood) 271
 Рудерман (Ruderman) 133
 Руффини (Ruffini) 30, 31, 131, 145
 Рэсбанд (Rasband) 313
- Саакян 28, 29
 Садбери (Sudbury) 295
 Салмона (Salmona) 23
 Сетти (Setti) 235, 303
 Силк (Silk) 303, 305
 Ситтер, де (de Sitter) 173
 Смит (Smith) 233, 295, 296
 Смолуховский (Smoluchowski) 133
 Смуллин (Smullin) 175
 Снайдер (Snyder) 54, 91, 169
 Солпитер (Salpeter) 92, 232
 Спинрад (Spinrad) 93
 Стейгман (Steigman) 307
 Стекер (Stecker) 307
 Стоукс (Stokes) 295
 Струве (Struve) 136
 Сэндейдж (Sandadge) 185, 187, 188, 190, 193, 207, 223
 Сюняев 241, 262, 272, 284, 285, 295, 297, 304, 305, 306, 311, 319, 320
- Такер (Tucker) 295
 Таубер (Tauber) 250, 274
 Тауснер (Tausner) 174
 Тейлер (Taylor) 246
 Тернроуз (Turnrose) 271
 Тинсли (Tinsley) 193
 Ткаченко 46
 Торн (Thorne) 19, 27, 45, 89, 91, 143, 145, 174, 316
 Тримбл (Trimble) 91
 Тэддеус (Thaddeus) 228, 230, 295
- Уайт (White) 48, 49, 64, 68
 Уилер (Wheeler) 19, 27, 45, 50, 140, 143, 332, 334
 Уилкинсон (Wilkinson) 226, 295
 Уилл (Will) 174
 Уилсон Дж. Р. (Wilson J. R.) 49, 98
 Уилсон Р. У. (Wilson R. W.) 225, 226
 Уолкер (Walker) 295
- Фаулер (Fowler) 246, 318
 Фелдман (Feldman) 295
 Фелтен (Felten) 300
 Феррари (Ferraro) 131
 Филд (Field) 228, 234, 250, 260, 275
 Фиокко (Fiocco) 175
 Фншмен (Fishman) 51
 Формиджини (Formiggini) 207
- Хаббл (Hubble) 178, 188, 206
 Хагедорн (Hagedorn) 29, 135, 239
 Хазард (Hazard) 232
 Халатников 90
 Хальперн (Halpern) 167
 Харвиг (Harwit) 294, 295
 Хартл (Hartle) 19, 145
 Хаякава (Hayakawa) 295
 Хичкок (Hitchcock) 228
 Хойл (Hoyle) 189, 190, 246
 Хоккинг (Hawking) 323
 Хоуэлл (Howell) 285
 Хук (Houk) 294, 295
 Хьюиш (Hewish) 33, 91
- Цвикки (Zwicky) 91, 272, 308
- Чандрасекар (Chandrasekhar) 132
 Чейзи (Chazy) 173
 Чибисов 265
 Чью (Chiu) 142
- Шама (Sciama) 232
 Шапиро (Shapiro) 170, 171, 269
 Шварцман 93
 Шейкшафт (Shakeshaft) 285
 Шиванандан (Shivanandan) 295
 Шимминс (Shimmins) 202
 Шкловский 50, 91, 277
 Шленкер (Schlenker) 28
 Шмидт (Schmidt) 95, 195, 207, 209
 Шюер (Schueer) 201, 209, 210
 Шпигель (Spiegel) 169
 Штраусс (Strauss) 250
- Эгген (Eggen) 264
 Эддингтон (Eddington) 109
 Эйбелл (Abell) 263, 270
 Эйнштейн (Einstein) 9, 250
 Эллис (Ellis) 223
- Ю (Yu) 262
- Ямашито (Yamashito) 295

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адронная стадия 239, 254, 259
 Аккреция 54, 85, 86, 92, 291
 Ансамбль Вселенных 326
 Антивещество 73, 259, 306, 307
- Бариионное число** 73, 238, 239, 317
 Белые дыры 250
 — Карлики 21, 38, 39, 68, 164, 329
 Брейта — Вигнера формула 108, 121
- Вакуумные флуктуации** 333, 338
 Вирнала теорема 271, 272
 Вселенная, анизотропия 90, 316, 322
 — возраст 104, 188—191, 241
 — горячая 226, 235, 236—248, 249, 254, 270, 285, 288, 316, 324
 — замкнутая 64, 90, 180, 183, 189, 194, 199, 221, 252, 290, 322, 323, 324, 327
 — изотропия 66, 179, 180, 239, 290, 310
 — однородная 66, 90, 179, 180, 197, 235, 244, 252, 290, 310
 — открытая 180, 183
 — пульсирующая 248
 — пылевидная 181, 183, 184, 224, 243, 254
 — радиационно-доминированная 181, 237, 243, 253
 — расширяющаяся 178, 235, 237, 241, 244, 281
 — средняя плотность 245, 267, 288
 — стационарная 189—191, 194, 220, 222, 234
 — Фридмана 54, 55, 181, 199, 222, 224, 225, 242, 251, 254, 310, 321
 — химический состав 247
 — Эйнштейна — де Ситтера 251
Вязкость нейтринная 260, 322
 — фотонная 256, 257, 259, 260, 263, 319
- Галактики** 94, 95, 96, 98, 189, 223, 244, 249, 263, 267—273, 312
 — компактные 268
 — неправильные 267, 273
 — образование 181, 244, 254, 288, 290, 294, 297, 325
 — отношение масса—светимость 270
 — подсчеты 197, 206
 — сейфертовские 95, 98, 195, 235, 268, 294, 300, 304
 — скопления 95, 185, 193, 194, 207, 208, 223, 249, 263, 267—272, 300, 303, 312, 323
 — спиральные 267, 268, 272, 273
 — эллиптические 187, 193, 196, 267, 268, 269
 — N-галактики 195, 268, 274
Гелий 240, 241, 243, 246, 248, 275, 278, 310, 315, 316
- Геометрия Керра** 69, 75—85, 86
 — Римана 330
 — тороидальная 88
 — Фридмана 54, 55, 56, 62, 63
 — Шварцшильда 55, 56, 59, 62, 63, 70, 76, 79, 156
- Геометродинамика** 9, 11, 18, 110, 172, 180, 327, 331, 334, 336
 — квантовая 69
Горизонт событий 75, 89
 — частиц 251, 254, 257, 321
Гравитационная линза 91, 291
Гравитационное излучение 42, 44, 86, 88, 90, 94, 103, 109, 111, 125
 — — вестлоски 90, 147—154, 157, 158, 167
 — — детекторы 100, 103—106, 114, 116, 119, 120, 121—127, 159, 167
 — — интенсивность 100, 103—106, 131, 133
 — — источники 108, 109, 129—147, 160—166
 — — квадрупольное 42, 103, 122, 142
 — — поляризация 115, 119, 120
Гравитационные волны 73, 89, 90, 100, 102, 108, 109, 115, 127, 128, 183, 288, 329, 331
Гравитационный коллапс 9, 10, 48, 54, 65, 68, 69, 73, 86, 88, 97, 98, 157, 195, 270, 290, 327, 329, 331, 333, 347
 — — сферически симметричный 48, 54—59
- Двойные звезды** 91, 92, 93, 136—139, 141, 160, 329
Дейтерий 245, 248, 316, 318
Джинса длина 252
 — масса 252, 265
- Замедленная параметр** 183, 191—194, 297
Звездотрясения 43, 162
- Имплозия** 48, 49, 53
- Квезары** 86, 94, 95—99, 168, 195, 196, 207, 220, 221, 273—275, 277, 278, 291, 294
 — красные смещения 95, 181, 195, 196, 207, 211, 212, 221, 273, 274, 277
 — подсчеты 207
 — природа космологическая 95, 209
 — — локальная 273, 274
 — — эволюция 209, 212, 219, 220
Квантовые флуктуации 11, 69, 333
Киллинга вектор 77
Космологическая постоянная 181
Красное смещение 58, 59, 74, 93, 184, 191, 194, 203, 221, 251
 — гравитационное 169
 «Кротовые норы» 332, 334
Крускала диаграмма 54—64
- Лептонная стадия** 239, 240, 244, 288, 310
Лептонное число 73, 74, 241, 317
- Маха принцип** 313
Межгалактический газ 219, 252, 293, 303, 306, 312
 — — нонизованный 271, 278—283
 — — нейтральный 271, 275—278
Метрика Минковского 177
 — Робертсона — Уокера 179, 180, 249, 315, 321
 — Шварцшильда 250
Момент дипольный 71, 72
 — квадрупольный 69, 70, 71, 72, 88, 89, 90, 115, 125, 126, 130, 147, 157, 158, 162, 289
 — — Солнца 169
- Нейтрино** 68, 73, 183, 240, 260, 287, 312
Нейтронные звезды 10, 23, 24, 31, 33, 37, 39, 44, 49, 53, 87, 90, 91, 94, 131, 133, 134, 137, 140—147, 152, 161—163, 166, 329
Нуклеосинтез 244—248, 305
- Односторонне проводящая мембрана** 75, 76, 78, 84, 85, 88
- Переменяющийся мир** 90, 290, 322, 323
Плазменная стадия 240, 249, 255, 257, 259
Плотности параметр 184
Поверхность бесконечного красного смещения 73, 76, 77, 78, 85, 88
 — ловушечная 65, 68, 77, 323

— последнего рассеяния 244, 311, 312, 321
 Пострекомбинационная стадия 242, 255, 312
 Предгеометрия 335, 336, 339—344, 345
 Приливные силы 53, 86, 114, 116
 Пространство-время 13, 15, 332, 337
 — кривизна 12, 14, 69, 180, 290, 331, 337
 Пульсары 33—47, 91, 131, 133, 140, 142

Радиогалактики 195, 196, 210, 220, 271
 — подсчеты 202, 203, 204—205, 220
 Рассеяние комptonовское 240, 278, 294, 308,
 309, 319
 — обратное 285, 300, 301, 302, 304, 305,
 306
 — рэлеевское 242
 — томсоновское 242, 255, 307, 325
 Рекомбинация стадия 241, 243, 311

Сверхновые 10, 48—52, 96, 98, 307
 — остатки 36, 162
 Сверхскопление 270, 314
 Светимости функция 193, 196, 197, 199, 206,
 209, 210, 218, 222, 268, 269, 270, 300
 Сингулярность 57, 62, 68, 89, 234, 323, 327
 Синхротронное излучение 96, 280, 294, 301,
 302
 Скалярно-тензорная теория 18, 23, 142, 147
 Скотта эффект 193
 Скрытая масса 271, 296
 Сохранение барионов 10, 20, 74, 347
 — лептонов 10, 74, 347
 Сплюснутость Солнца 169
 Странность 73
 Суперпространство 10, 11, 332

Тензор кривизны Римана 109, 111, 129
 — метрический 109
 — энергия—импульса 32
 Тесты космологические 209, 221, 281
 — общей теории относительности 9, 23, 24,
 168—177, 178
 Тормозное излучение 278, 281, 284, 285, 306,
 319

Уравнение геодезического отклонения 12, 14
 — гидростатического равновесия Ньютона
 18, 21
 — — Толмена — Оппенгеймера — Волкова
 18
 — состояния Гаррисона — Уилера 22, 134,
 135, 136
 — Камерона — Коэна — Лангера — Розе-
 на 29, 135, 136, 137
 — политропное 131, 133
 — релятивистского газа 27
 — Хагелдорна 30, 31, 67, 135, 136
 — холодного катализованного вещества
 19, 25

Фиолетовое смещение 307, 312
 Фоновое излучение 225, 226, 284, 285, 287,
 292—309, 312, 313, 318
 — гамма 304—307, 308, 309
 — изотропия 225, 231, 233, 234, 254, 270,
 305, 310, 313, 316, 320
 — инфракрасное 294—296, 308
 — микроволновое 183, 191, 225—236, 243,
 254, 270, 277, 288, 292, 294, 300, 302, 308,
 309, 310, 314, 319, 320
 — миллиметровое 228, 231, 235, 308
 — оптическое 295, 296—297, 308
 — рентгеновское 292, 296—304, 314
 — сантиметровое 232, 233
 — спектр 228, 231, 233, 293, 305, 319
 — ультрафиолетовое 297, 308

Хаббла закон 185, 300, 314
 — постоянная 104, 183, 184—188, 313

Черные дыры 10, 48, 53—94, 96, 137, 154,
 164, 166, 269, 272, 290—291, 329, 347
 — — вращающиеся 75
 — — голые 61
 — — компоненты двойных 91, 92, 93, 139

Шварцшильда радиус 53, 59, 68, 70, 93,
 137, 154, 290

Энтропия 238, 259, 310, 318, 324, 347
 Эргосфера 75, 76, 84, 85

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редакции	5
Предисловие	7
Выражение признательности	8
Глава 1. Введение	9
1.1. Двойной вызов — повышение точности измерения известных эффектов, поиск новых эффектов	9
1.2. Пространство от Римана до Эйнштейна	10
1.3. Локальный характер гравитации	11
1.4. Приливное ускорение и кривизна пространства-времени	12
1.5. Пространство-время вместо пространства	13
1.6. Кривизна и плотность	14
1.7. Уравнения Эйнштейна, связывающие кривизну и плотность	15
Глава 2. Физика сверхплотных звезд	17
2.1. Результаты ньютоновского подхода	20
2.2. Равновесные конфигурации в общей теории относительности	21
2.3. Скалярно-тензорная теория и равновесные конфигурации	23
2.4. Уравнение состояния	24
Глава 3. Пульсары	33
3.1. Пульсары — нейтронные звезды	37
3.2. Кора и недра нейтронной звезды	44
Глава 4. Сверхновые	48
Глава 5. Черные дыры	53
5.1. Коллапс сферически симметричного пылевого облака	54
5.2. Диаграмма Крускала	59
5.3. «Никакого разлета»	64
5.4. Малые отклонения от сферической симметрии	69
5.5. Вращение и геометрия Керра	75
5.6. Выделение энергии при падении массы на черную дыру	86
5.7. Конечный результат коллапса вращающегося тела	86
5.8. Поиски черных дыр и производимых ими эффектов	91
Глава 6. Квазизвездные объекты	95
Глава 7. Гравитационное излучение	100
7.1. Угловое распределение гравитационного излучения	111
7.2. Детектор гравитационного излучения	121
7.3. Стержень как детектор колебаний с большим числом мод	125
7.4. Колебания Земли как детектор гравитационных волн	126
7.5. Сейсмическая реакция Земли на гравитационное излучение с частотой 1 Гц	127
7.6. Изменения расстояний в Солнечной системе — неподходящий детектор гравитационных волн	128
7.7. Источники гравитационного излучения	129
7.8. Всплеск гравитационного излучения	147
7.9. Низкочастотная часть всплеска излучения	149
7.10. Излучение на эллиптических орбитах, рассматриваемое как последовательность всплесков	153
7.11. Падение на шварцшильдовскую черную дыру	154

7.12. Излучение при гравитационном коллапсе	157
7.13. Землетрясения и падение метеоритов	159
7.14. Микроскопические процессы	167
Глава 8. Три традиционных способа проверки общей теории относительности	168
Глава 9. Запаздывание радиосигнала при прохождении вблизи Солнца на пути к Венере и обратно	171
Глава 10. Релятивистские эффекты в движении планет и Луны	173
10.1. Орбиты планет	173
10.2. Поиск предсказанных Байерлейном релятивистских эффектов в движении Луны с помощью установленного на ее поверхности уголкового отражателя	175
Глава 11. Расширяющаяся Вселенная	178
11.1. Метрика и уравнения поля для однородной и изотропной Вселенной	178
11.2. Постоянная Хаббла	184
11.3. Возраст Вселенной	188
11.4. Определение параметра замедления	191
Глава 12. Вселенная в развитии	195
12.1. Подсчеты источников в радио- и оптическом диапазоне	196
12.2. Добавочная информация по красным смещениям квазаров: тест «светимость—объем»	207
12.3. Физическая природа эволюции	218
12.4. Тест угловые размеры—красное смещение. Вселенная как линза	221
12.5. Резюме	224
Глава 13. Микроволновое фоновое излучение. Горячая Вселенная	225
13.1. Наблюдения и истолкования микроволнового фонового излучения	225
13.2. Каноническая теория горячей Вселенной	236
13.3. Нуклеосинтез в горячей Вселенной	244
Глава 14. Судьба флуктуаций: образование галактик	249
14.1. Гравитационная неустойчивость фридмановских моделей с идеальной жидкостью	250
14.2. Возмущения в течение плазменной стадии	253
14.3. Процессы после рекомбинации	263
Глава 15. Проблема скрытой массы: население Вселенной	267
15.1. Галактики и скопления галактик	267
15.2. Квазары	273
15.3. Диффузный газ за пределами скоплений	275
15.4. Электромагнитное излучение	286
15.5. Нейтрино и другие	287
15.6. Гравитационные волны	288
15.7. Черные дыры в межгалактическом пространстве	290

Глава 16. Космическое фоновое излучение	292
16.1. Радиодиапазон: $10^6 \leq \nu \leq 10^9$ Гц	293
16.2. Микроволновый и миллиметровый диапазоны частот: $10^9 \leq \nu \leq 3 \cdot 10^{11}$ Гц	294
16.3. Инфракрасная область: $3 \cdot 10^{11} \leq \nu \leq 10^{14}$ Гц	294
16.4. Оптическая область: $3 \cdot 10^{14} \leq \nu \leq 10^{15}$ Гц	296
16.5. Близкая ультрафиолетовая область: $10^{15} \leq \nu \leq 3 \cdot 10^{15}$ Гц	297
16.6. Далекая ультрафиолетовая область: $3 \cdot 10^{15} \leq \nu \leq 3 \cdot 10^{16}$ Гц	297
16.7. Рентгеновский диапазон: $3 \cdot 10^{16} \leq \nu \leq 3 \cdot 10^{20}$ Гц	298
16.8. γ -излучение: $\nu \geq 3 \cdot 10^{20}$ Гц	304
16.9. Влияние непрозрачности на фоновое излучение	307
Глава 17. «Неканонические» модели и начальные стадии Вселенной	310
17.1. Данные об изотропии и крупномасштабной однородной Вселенной	310
17.2. Образование гелия в неканонических моделях	315
17.3. Процессы диссипации до стадии рекомбинации	319
17.4. Ранние стадии Вселенной	321
Глава 18. «Большие числа»: совпадение или следствие?	324
Глава 19. За границей времени	327
19.1. Гравитационный коллапс как величайший кризис физики	327
19.2. Оценка теории, предсказывающей коллапс	330
19.3. Вакуумные флуктуации: их распространенность и преобладание	333
19.4. Предгеометрия, а не геометрия — магический строительный материал	335
19.5. Предгеометрия как исчисление высказываний	339
19.6. Черный ящик как модель коллапса: воспроизводство Вселенной	344
Литература	352
Приложение. Краткое содержание некоторых работ по черным дырам и гравитационным волнам	365
Именной указатель	370
Предметный указатель	372

ИБ 32

М. Рис, Р. Руффини, Дж. Уилер

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И КОСМОЛОГИЯ

Редактор *М. Я. Рутковская*Художник *И. А. Шакурова.*Художественный редактор *В. К. Бисенгалиев.*Технический редактор *Ф. Х. Третьякова.*Корректор *А. Ф. Рыбальченко*

Сдано в набор 28/VII 1975 г. Подписано к печати 29/XII 1976 г. Бумага тип. № 2
60×90/16=11,75 бум. л. Печ. л. 23,50. Уч.-изд. л. 24,18. Изд. № 27/7154. Цена 2 р. 72 к. Зак. 317.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР», Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ленинградская типография № 8 Союзполиграфпрома при Государственном комитете
Совета Министров СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.