

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

Искажения спектра реликтового излучения при рекомбинации первичной плазмы в ранней Вселенной

В.Г. Курт, Н.Н. Шахворостова

В настоящее время практически все физические процессы, происходившие в эпоху рекомбинации водорода и гелия в интервале красных смещений $900 < z < 7000$, хорошо изучены. Теоретические работы последнего десятилетия по этой теме восстанавливают полную картину рекомбинации и различных эффектов, обусловленных ею. Наиболее важный с точки зрения будущих наблюдений эффект — это уникальные искажения чернотельного спектра реликтового излучения (РИ), связанные с излучением фотонов в процессе рекомбинации. Совокупность этих фотонов образует космологический рекомбинационный спектр, накладывающийся на планковский трёхградусный спектр РИ. Динамика рекомбинации водорода определяется двумя процессами: двухфотонным переходом $2s \rightarrow 1s$ и выходом L_α -фотонов из профиля линии в результате многократного рассеяния в расширяющейся среде. Около 57% всего водорода во Вселенной при $z \lesssim 1400$ рекомбинировало через двухфотонный канал, так что именно этот процесс является определяющим для динамики рекомбинации водорода. Отношение концентраций фотонов РИ и барионов огромно, поэтому дополнительные "рекомбинационные" фотоны составляют всего около $10^{-9} - 10^{-8}$ от общего количества, и вызываемые ими искажения спектра РИ малы. Наиболее перспективными для будущих наблюдений представляются относительные искажения в рэлей-джинсовской области спектра РИ, на дециметровых волнах. Так, на частоте 300 МГц ожидаются относительные искажения интенсивности порядка $10^{-7} - 10^{-6}$. Бальмеровская и пашеновская серии водорода попадают в диапазон максимума РИ. В виновской части спектра наблюдениям будет сильно мешать космический инфракрасный и субмиллиметровый фон, практически делая невозможными прямые наблюдения. Измерение искажений вблизи максимума также пока невозможно при современном уровне развития аппаратуры (относительные искажения там менее 10^{-8}). Однако ряд исследователей считает, что точность 10 нК вполне достижима в ближайшем будущем. Поскольку спектр РИ одинаков во всех направлениях, для наблюдений можно выбрать любой участок неба, причём желательно, чтобы влияние различных космических фонов и помех там было минимальным (например, вблизи галактического пояса). Существенно также, что искомым сигнал должен быть неполяризованным — это можно использовать для отделения его от сигналов других источников.

PACS numbers: 52.40.Db, 98.70.Vc, 98.80.Es

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404f.0423

Содержание

1. Введение (424).
 - 1.1. Реликтовое излучение как инструмент изучения эволюции Вселенной. 1.2. До и после эпохи рекомбинации: краткий экскурс в эволюцию Вселенной.
 2. Реликтовое излучение и его свойства (426).
 - 2.1. Открытие реликтового излучения. 2.2. Анизотропия реликтового излучения. 2.3. Спектральные характеристики реликтового излучения.
 3. Тепловая история Вселенной до рекомбинации первичной плазмы (428).
 - 3.1. Эволюция состава вещества в ранней Вселенной. 3.2. Искажения спектра реликтового излучения при энерговыделении в ранней Вселенной.
 4. Рекомбинация первичной водородно-гелиевой плазмы (430).
 - 4.1. Излучение плазмы при рекомбинации. 4.2. Физика рекомбинации первичной водородной плазмы. 4.3. Основные методы численного расчёта кинетики рекомбинации первичной плазмы. 4.4. Рекомбинация первичной гелиевой плазмы и современные численные расчёты кинетики рекомбинации.
 5. Искажение спектра реликтового излучения в процессе рекомбинации первичной плазмы (436).
 - 5.1. Искажения в коротковолновой области спектра реликтового излучения. 5.2. Излучение при переходах между высокими уровнями атомов водорода и гелия. 5.3. Замечания о возможной методике будущих наблюдений.
 6. Заключение (440).
 7. Приложение. Сравнение рекомбинационного излучения первичной плазмы с излучением газовых туманностей (441).
- Список литературы (442).

В.Г. Курт, Н.Н. Шахворостова. Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: vkurt@asc.rssi.ru, nadya@asc.rssi.ru

Статья поступила 3 марта 2014 г.

1. Введение

1.1. Реликтовое излучение как инструмент изучения эволюции Вселенной

XX век ознаменовался бурным развитием космологии — науки о строении и эволюции Вселенной. Эта сравнительно молодая теоретическая наука в течение нескольких десятков лет обрела прочный наблюдательный фундамент, заложенный многочисленными наземными, баллонными и космическими экспериментами. Не будет преувеличением сказать, что в связи с развитием наблюдательной техники в настоящее время космология становится всё более точной наукой. В круг её задач теперь входят не только развитие теоретических представлений об эволюции Вселенной и интерпретация экспериментальных данных, но и максимально точное измерение различных космологических параметров. Это стало возможным благодаря современным космическим экспериментам WMAP¹ и Planck², направленным на изучение характеристик реликтового излучения (РИ), или космического микроволнового фонового излучения (СМБР) в англоязычной литературе, с очень высокой точностью. Поскольку это излучение присутствовало во Вселенной начиная с самых первых секунд её жизни, современный микроволновый фон несёт в себе отпечатки физических процессов, происходивших в различные периоды её эволюции.

Современная картина эволюции Вселенной и физических процессов, происходивших в ней на всех этапах её развития, представляет собой так называемую стандартную космологическую модель. Наблюдательный базис этой модели составляют карта температурных неоднородностей реликтового излучения, по которой мы судим о распределении материи в "догалактическую" эпоху, и обширные каталоги галактик, демонстрирующие современное трёхмерное распределение вещества во Вселенной (например, каталог SDSS³). Эти данные позволяют на основе известных законов развития гравитационной неустойчивости вычислить начальный спектр возмущений плотности в ранней Вселенной и ряд космологических параметров, непосредственно влияющих на эволюцию этих возмущений вплоть до момента образования современной крупномасштабной структуры. Так, открытие и измерение температурной анизотропии реликтового излучения свидетельствует о том, что в ранней Вселенной не существовало галактик, а относительные флуктуации плотности вещества тогда составляли всего 10^{-5} . Между тем современная карта распределения галактик показывает, что контраст неоднородностей существенно изменился: в результате роста начальных возмущений, обусловленного гравитационной неустойчивостью, образовались гравитационно-связанные структуры — гало материи. Эти гало со временем эволюционировали с увеличением масштаба неоднородности. Средний масштаб, на котором современное распределе-

ние материи во Вселенной становится линейным, т.е. пропорциональным кубу радиуса, составляет около 10 Мпк. Однако в различных областях Вселенной этот масштаб может быть меньше или больше, в зависимости от массы вещества в конкретной области (см., например, монографию [1], а также недавние обзоры [2–5]).

Итак, карта температурной анизотропии РИ — важнейший инструмент исследования Вселенной. Однако с точки зрения понимания физических условий, имевших место во Вселенной в различные периоды, не менее важным инструментом является спектр РИ. Спектральные характеристики РИ содержат в себе информацию о тепловой истории Вселенной, т.е. о состоянии материи в прошлом и её взаимодействии с излучением. Спектр РИ с высокой точностью соответствует распределению Планка, и это свидетельствует о том, что в прошлом материя и излучение находились в состоянии термодинамического равновесия (ТДР). Любые физические процессы, приводящие к отклонению от ТДР или к выделению энергии, оставили бы след в спектре РИ, а характеристики этих спектральных особенностей однозначно указывали бы на красное смещение z , при котором произошёл выброс энергии, и на механизм энерговыделения.

Детальная теория взаимодействия вещества и излучения в ранней Вселенной впервые была развита в работах Я.Б. Зельдовича, В.Г. Курта и Р.А. Сюняева [6–8] и П.Дж.Е. Пиблса [9] (см. также монографию [10]). В этих работах впервые были исследованы искажения спектра РИ вследствие излучения при рекомбинации первичной плазмы, детально рассмотрено отклонение спектра РИ от равновесного при комптон-эффекте на горячих электронах, изучено искажение спектра РИ при выделении энергии в различные периоды. Все эти вопросы более подробно будут рассмотрены в данном обзоре, а особое внимание будет уделено искажениям спектра РИ при рекомбинации плазмы. Отметим, что с возрастанием точности измерений температурной анизотропии и спектра РИ интерес к этой теме сильно возрос и было инициировано большое число работ разных авторов, в которых развивалась и уточнялась теория рекомбинации, детально исследовались различные типы искажений спектра РИ. Но основные идеи, сформулированные в работах [6–9], остались неизменными (см. раздел 4).

В настоящее время все физические процессы, происходившие в эпоху рекомбинации первичной плазмы, детально описаны и с высокой точностью воспроизведены в ряде численных кодов (см. раздел 4.4). Эти численные коды могут быть использованы как при интерпретации данных по анизотропии РИ, так и для предсказания амплитуды и формы искажений спектра РИ при планировании экспериментов. В первом случае точность численных расчётов кинетики рекомбинации плазмы, а значит и учёт разнообразных тонких эффектов, диктуется высокой точностью экспериментов по измерению анизотропии. Так, для успешной интерпретации данных космической обсерватории Planck необходимо в численных расчётах воспроизвести зависимость степени ионизации вещества от времени с точностью до 0,01 %. Во втором случае мы имеем дело с крайне малой амплитудой искажений спектра РИ (иначе эти искажения были бы уже обнаружены); относительное изменение интенсивности РИ вследствие этих искажений по теоретическим расчётам составляет не более 10^{-8} . Таким образом, здесь точность теории намного опере-

¹ Wilkinson Microwave Anisotropy Probe — космический аппарат, запущенный НАСА для измерения температурной анизотропии реликтового излучения. Работал на орбите с 2001 по 2010 год.

² Космический аппарат Европейского космического агентства, предназначенный для получения карты анизотропии РИ с очень высокой точностью. Работал на орбите с 2009 по 2013 год.

³ Каталог Sloan Digital Sky Survey (<http://www.sdss.org>).

жает возможности эксперимента в настоящее время. Тем более заманчивым представляется будущее обнаружение космологического рекомбинационного спектра (т.е. совокупности фотонов, излучённых в процессе рекомбинации первичной плазмы). Это, во-первых, станет прямым подтверждением существования фазы рекомбинации вещества в ранней Вселенной, а во-вторых, даст независимый метод измерения барионной плотности во Вселенной и ряда других космологических параметров.

Итак, ситуация на данный момент такова, что имеется полное понимание физики всех процессов в рассматриваемую эпоху и того, как должны проявляться в наблюдениях следствия этих процессов. Теперь дело за экспериментом, возможности которого, безусловно, возрастают, давая надежду на то, что в недалёком будущем предсказания теории будут подтверждены экспериментально (см. раздел 5.3).

1.2. До и после эпохи рекомбинации: краткий экскурс в эволюцию Вселенной

Период рекомбинации первичной водородно-гелиевой плазмы, который является одним из ключевых периодов в истории Вселенной, соответствует интервалу красных смещений $900 \lesssim z \lesssim 7000$. Вследствие расширения Вселенной температура материи уменьшается, плазма рекомбинирует и излучение отделяется от вещества, т.е. начиная с момента рекомбинации фотоны уже не взаимодействуют с веществом (барионами) и распространяются свободно, подвергаясь только красному смещению. Фотоны достигают наблюдателя при красном смещении $z = 0$, и именно их мы наблюдаем как реликтовое излучение. Обычное вещество (барионы) при этом переходит из ионизованного состояния в нейтральное, наступает так называемый период нейтрального водорода (и гелия). Именно в этот период во Вселенной из малых возмущений плотности вещества начинают образовываться гравитационно-связанные структуры. С рекомбинацией заканчивается эра доминирования излучения и наступает эпоха доминирования тёмной небарионной материи, в которую частицы тёмной материи образуют гравитационно-связанные структуры — гало, а остывшие барионы оседают к центрам гало и формируют галактические диски. На рисунке 1 этот момент соответствует переходу от периода, обозначенного как r , к периоду m . Остановимся на этом рисунке подробнее.

Как известно, материя во Вселенной включает в себя несколько компонентов, вносящих разный вклад в общую плотность, — по последним данным эксперимента Planck это [11] тёмная энергия ($\Omega_A/\Omega_0 \sim 68,3\%$), тёмная (небарионная) материя ($\Omega_m/\Omega_0 \sim 26,8\%$), обычное (барионное) вещество ($\Omega_b/\Omega_0 \sim 4,9\%$), массивные нейтрино ($\Omega_\nu/\Omega_0 \sim 0,1\%$) и излучение ($\Omega_r/\Omega_0 \sim 0,01\%$). Здесь $\Omega_i = \rho_i/\rho_{cr}$ — отношение плотности i -го компонента к критической плотности. Сумма всех составляющих Ω_0 , равная единице с высокой точностью, определяет геометрические свойства Вселенной и её эволюцию. Согласно стандартной космологической модели Вселенная расширяется, и на больших масштабах мы наблюдаем так называемый хаббловский поток, т.е. разлёт, растаскивание вещества. Динамика этого разлёта может быть описана как зависимость масштабного фактора $a(t)$ от нормированного хаббловского радиуса H_0/H , где $H_0 = 67,3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ — современное значение постоянной

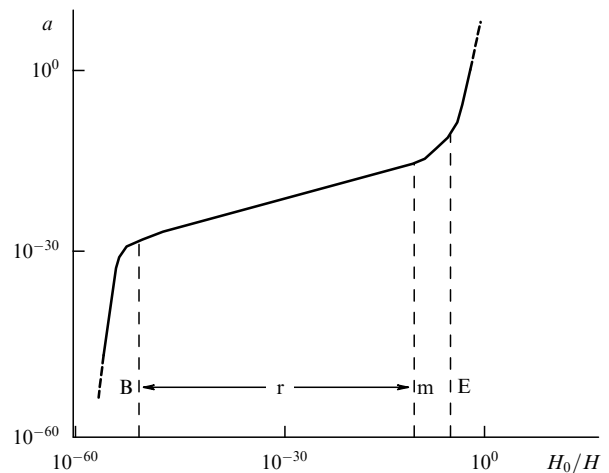


Рис. 1. Масштабный фактор Вселенной a как функция нормированного хаббловского радиуса H_0/H . Здесь $H_0 = 67,3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ — современное значение постоянной Хаббла. Отмечены эпохи Большого взрыва (B), доминирования радиации (r), материи (m) и тёмной энергии (E). Границы между этими периодами соответствуют моментам времени 10^{-36} с (B), 380 тыс. лет (r), 10 млрд лет (m) от начала расширения. (Из монографии [1].)

Хаббла [11]. Эта зависимость представлена на рис. 1. Степенной наклон этой функции $\gamma^{-1} \equiv -(d \ln a)/(d \ln H)$ больше единицы на стадиях инфляции (B) и доминирования тёмной энергии (E) и меньше единицы на радиационной (r) и материальной (m) стадиях. Как видно из рис. 1, за время радиационно-доминированной и материальной стадий Вселенная расширилась на 30 порядков. В то же время наблюдаемый размер Вселенной порядка 10^{28} см, что превышает планковский радиус $r_p \sim 10^{-33}$ см более чем на 60 порядков! Следовательно, размер современной Вселенной не может быть объяснён без введения инфляционной (экспоненциальной) стадии расширения.

В настоящее время идея инфляционного расширения Вселенной на самой ранней стадии её существования считается общепризнанной [12]. Идея инфляции, которая впервые была высказана Э.Б. Глинером [13, 14] (см. также [15, 16]), поддержана и развита в работах А.А. Старобинского [17, 18], а затем в работах А.Д. Линде [19, 20] и А. Гуса [21], заключается в том, что в очень ранней Вселенной уравнение состояния материи выражалось в виде закона $p = -\rho$. Такое состояние материи, характеризующееся отрицательным давлением⁴ (антигравитация), приводит к ускоренному расширению Вселенной, при котором масштабный фактор возрастает со временем экспоненциально: $a(t) \sim \exp(Ht)$, где $H(t) = \dot{a}/a$ — постоянная Хаббла. На стадии инфляции H остаётся постоянной, но после окончания инфляции H начинает изменяться со временем; дальнейшее расширение Вселенной происходит по закону, следующему из уравнений Фридмана: $a(t) \sim t^\alpha$, где $\alpha < 1$, и формируется так называемый хаббловский поток. Таким образом, первопричиной возникновения хаббловского потока является антигравитация, инфляционное разлетание вещества [22–25].

⁴ В общем случае $p = w\rho$, при этом параметр w может быть переменным во времени.

Инфляционная модель позволяет преодолеть две принципиальные трудности классической фридмановской космологии. Первая из них — это проблема причинности, заключающаяся в однородности и изотропности крупномасштабного распределения вещества и свойств реликтового излучения. Физический размер причинно-связанной области на момент рекомбинации вещества соответствует 2 угловым градусам на небесной сфере. Поскольку свойства реликтового излучения одинаковы на всех угловых масштабах, в том числе больших 2° , возникает вопрос: почему причинно-несвязанные области совпадают по своим свойствам? Вторая трудность — это проблема плоскостности Вселенной, заключающаяся в том, что плотность нашей Вселенной очень близка к критической ($\Omega_0 = 1$), а кривизна равна нулю на всех стадиях эволюции вплоть до очень ранних. Обе эти трудности легко устраняются введением инфляционной стадии расширения Вселенной, начавшейся через 10^{-42} с после Большого взрыва и длившейся всего 10^{-36} с. Инфляция приводит к тому, что размер причинно-связанной области в прошлом намного превышает размер современного горизонта. При этом независимо от начальной кривизны мира инфляция приводит к тому, что Вселенная при экспоненциальном расширении становится плоской.

Состояние вещества с отрицательным давлением неустойчиво, и в результате вещество распадается, образуя обычную гравитирующую материю. Частицы материи находятся в термодинамическом равновесии, и справедливо уравнение состояния для релятивистской материи (радиационно-доминированная фаза): $p = \epsilon/3$, где ϵ — плотность энергии. В этот же момент возникает так называемая барионная асимметрия Вселенной, т.е. избыток барионов по сравнению с антибарионами. В результате мы живём во Вселенной без антивещества, с малым по сравнению с числом фотонов количеством барионов: $n_b/n_\gamma \sim 10^{-9}$. Эта эпоха называется эпохой горячего бариосинтеза, для неё характерны энергии частиц до $\sim 10^{16}$ ГэВ.

При понижении температуры вещества до $\sim 10^{16}$ К (энергия частиц ~ 1 ТэВ) происходит электрослабый фазовый переход, в результате которого слабые и электромагнитные взаимодействия, бывшие до этого едиными, расщепляются на электромагнитные взаимодействия, основным квантом которых является фотон, и слабые взаимодействия с участием нейтрино, основными квантами которых являются W_\pm - и Z_0 -бозоны. Далее при температуре 10^{12} К (энергия частиц ~ 100 МэВ) происходит конфайнмент (невыветание) кварков, т.е. в свободном состоянии кварки уже не могут существовать, они соединяются и образуют протоны и нейтроны. Через 1 с после Большого взрыва, после эпохи образования протонов и нейтронов, наступает эпоха нуклеосинтеза, которая продолжается вплоть до момента 200 с после Большого взрыва. В этот период синтезируются лёгкие ядра: гелий ${}^4\text{He}$, доля которого в результате составила $Y_{\text{He}} \approx 0,25-0,26$, небольшое количество ядер ${}^3\text{He}$, дейтерия и лития. Более тяжёлые ядра синтезируются в значительно более позднюю эпоху в звёздах. Примерно через 300 с после начала расширения Вселенной температура становится недостаточно велика для протекания ядерных реакций образования гелия и других лёгких ядер, т.е. относительная концентрация ядер уже не изменяется. Температура в эту эпоху составляла $T \sim (1-5) \times 10^9$ К,

что соответствует энергии частиц $\sim 100-500$ МэВ. При красном смещении $z \approx 7000$, когда температура $T \approx 2 \times 10^4$ К, эволюция Вселенной переходит в фазу рекомбинации, которая обсуждалась выше. А период нейтрального водорода (образно называемый "тёмные века") заканчивается при $z \sim 10-20$ реионизацией вещества на стадии нелинейной эволюции объектов (галактик, скоплений, сверхскоплений).

2. Реликтовое излучение и его свойства

2.1. Открытие реликтового излучения

Явление расширения Вселенной было единственным экспериментальным тестом космологии до середины 1960-х годов. Новая эра началась в 1965 г., когда А. Пензиас и Р. Вильсон открыли реликтовое излучение. Как было сказано в разделе 1, фотоны РИ приходят к нам с поверхности последнего рассеяния, когда Вселенная вследствие расширения охладилась до температуры 3000 К, что привело к рекомбинации вещества. Возраст Вселенной на тот момент составлял около 380 тыс. лет, и с тех пор фотоны распространялись свободно и практически не взаимодействовали с веществом. Сам факт существования РИ является прямым свидетельством в пользу горячей модели эволюции Вселенной, предложенной Г. Гамовым в 1946 г. [26] (см. также [27]). История предсказания и открытия РИ, которая изобилует интересными фактами, сама по себе увлекательна. Описание её можно найти, например, в монографии [28]. Здесь мы кратко остановимся лишь на основных событиях.

Реликтовое излучение было открыто А. Пензиасом и Р. Вильсоном, сотрудниками американской фирмы Bell Telephone Laboratories. В 1964 г., измеряя излучение Галактики с помощью рупорного рефлектора, исследователи настроили приёмник на волну $\lambda = 7,3$ см, чтобы уточнить уровень шума. При этом они направили антенну на тёмный участок Галактики, но измеренный сигнал оказался неожиданно большим. После многократных проверок было установлено, что измеряемый сигнал не зависит от направления и он не связан с земными источниками. А. Пензиас и Р. Вильсон опубликовали эти результаты в *Astrophysical Journal* [29]. В это же время другая группа в составе Р. Дикке, П. Дж. Пиблса, П. Ролла и Д. Уилкинсона готовила аналогичный эксперимент сознательно, намереваясь проверить выводы теории Большого взрыва. Теоретическая статья упомянутых авторов была опубликована в том же номере журнала [30]. Впоследствии обе группы провели наблюдения на волне $\lambda = 3$ см и подтвердили существование РИ. За открытие реликтового излучения А. Пензиас и Р. Вильсон в 1978 г. получили Нобелевскую премию.

Следует отметить, что первые предсказания существования РИ как следствия горячего прошлого Вселенной были сделаны Г. Гамовым. Однако Гамов пришёл к выводу, что реликтовое излучение, температура которого по его расчётам не могла превышать 5–6 К в современную эпоху, невозможно наблюдать из-за фонового излучения звёзд и галактик. Впоследствии в работе [31] было указано на то, что в радиодиапазоне РИ должно превосходить по интенсивности все другие фоновые излучения.

Интересно, что косвенные указания на существование РИ были известны задолго до его открытия. Так, в 1941 г. канадский астроном Э. Мак-Келлар обнаружил, что межзвёздные молекулы циана (CN) поглощают излучение звёзд, находясь во вращательном состоянии с температурой возбуждения около 2,3 К [32]. Объяснение этому явлению было дано только после открытия реликтового излучения. А в середине 1950-х годов советский астроном Т. Шамонов с помощью рупорной антенны обнаружил фоновый радиосигнал космического происхождения на волне 3,2 см. Свои результаты он опубликовал [33], но, поскольку точность измерений была невысока, никто не придал этой работе должного значения.

2.2. Анизотропия реликтового излучения

Взаимодействие РИ с материей до рекомбинации и в процессе рекомбинации вплоть до поверхности последнего рассеяния оставляет следы как в пространственном распределении РИ (анизотропия), так и в энергетическом спектре РИ (искажения спектра). Под поверхностью последнего рассеяния понимается "фотография" Вселенной в момент последнего рассеяния фотонов на свободных электронах. Красное смещение поверхности последнего рассеяния соответствует моменту времени, в который оптическая толщина по томсоновскому рассеянию достигает единицы, $\tau_{\text{rec}}(z_r) = 1$. Величину z_r можно получить из аппроксимации результатов численных расчётов кинетики рекомбинации, т.е. зависимости степени ионизации вещества от времени (или красного смещения). Например, в работе [34] получено следующее приближение:

$$z_r \approx 1089 \left(\frac{\Omega_m h^2}{0,14} \right)^{0,0105} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,024} \right)^{-0,028}. \quad (1)$$

В основном следы взаимодействий обусловлены эффектом Сакса–Вольфа [35], эффектом Силка [36] и эффектом Доплера в результате рассеяния на движущихся электронах [37]. Перечисленные эффекты формируют первичную пространственную анизотропию РИ, которая отпечаталась на поверхности последнего рассеяния непосредственно перед окончанием эпохи рекомбинации. В дальнейшем возникла вторичная анизотропия РИ, обусловленная интегральным эффектом Сакса–Вольфа и гравитационным линзированием, а также произошло замывание первичной анизотропии в результате рассеяния фотонов РИ на движущихся электронах после реионизации при $z \leq 10-30$ (подробнее см. монографию [28] и обзор [38]).

Анизотропия РИ была открыта в экспериментах COBE⁵ [39] и "Реликт-1"⁶ [40, 41], и за это открытие руководителям эксперимента COBE Дж. Смуту и Дж. Мазеру была присуждена Нобелевская премия в 2006 г. Флуктуации температуры РИ после вычитания диполя составляют $\Delta T/T \sim 10^{-5}$. Эти флуктуации и акустические пики в угловом спектре анизотропии РИ предсказывались Я.Б. Зельдовичем и Р.А. Сюняевым ещё в 1970 г.

⁵ COsmic Background Explorer — космический аппарат NASA, предназначенный для исследований реликтового излучения. Работал на орбите с 1989 по 1992 год.

⁶ Советский эксперимент по изучению реликтового излучения. Аппарат "Реликт-1" работал на орбите с 1983 по 1984 год.

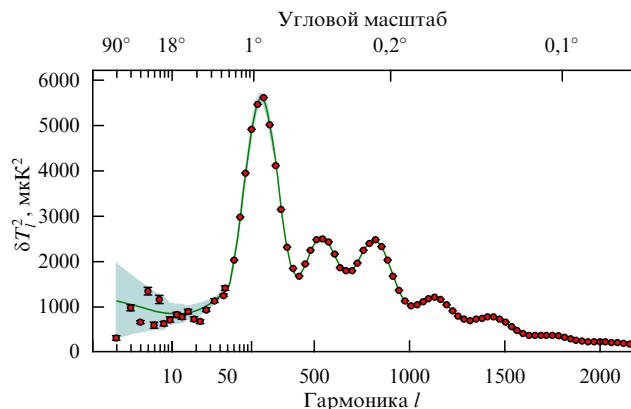


Рис. 2. Угловой спектр мощности флуктуаций температуры реликтового излучения по данным космической обсерватории Planck [11]. По оси абсцисс отложен угловой масштаб в градусах дуги и соответствующая ему гармоника l , а по оси ординат — квадрат амплитуды флуктуаций $\delta T_l^2 = l(l+1)C_l/(2\pi)$ на этом масштабе.

[37], но только благодаря проведению многочисленных наземных (CBI (Cosmic Background Imager), ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver), VSA (Very Small Array)), баллонных (BOOMERANG (Ballon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation And Geophysics), MAXIMA (Millimeter Anisotropy eXperiment IMaging Array), Archeops) и космических экспериментов (WMAP, Planck) мы знаем их характеристики с высокой точностью. Угловой спектр мощности флуктуаций температуры РИ по данным эксперимента Planck представлен на рис. 2.

2.3. Спектральные характеристики реликтового излучения

После открытия РИ в 1965 г. его температура многократно измерялась и уточнялась в различных экспериментах на протяжении нескольких десятилетий. Сводку результатов этих измерений можно найти, например, в монографии [28]. Здесь лишь отметим, что к началу 1990-х годов было проведено более 60 экспериментов в диапазоне длин волн от 1 мм до 73,5 см. Подавляющее большинство этих экспериментов не отличалось высокой точностью. Рывок в этом отношении произошёл с запуском аппарата COBE. По данным COBE спектр РИ с точностью 10^{-4} соответствует чернотельному распределению Планка:

$$B_\nu = \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{\exp(hv/k_B T) - 1}, \quad (2)$$

где k_B — постоянная Больцмана, с температурой в современную эпоху $T_0 = 2,725 \pm 0,001$ К [42]. Эти данные получены с помощью инструмента FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer), установленного на спутнике COBE, в диапазоне длин волн 0,1 мм–1 см. На рисунке 3 изображён планковский спектр РИ по измерениям с помощью инструмента FIRAS/COBE и для сравнения приведены результаты соответствующих измерений другими инструментами.

Космическое микроволновое фоновое излучение равномерно заполняет пространство и по плотности энергии превосходит все другие фоновые излучения (см. таблицу). Реликтовое излучение является основной составляю-

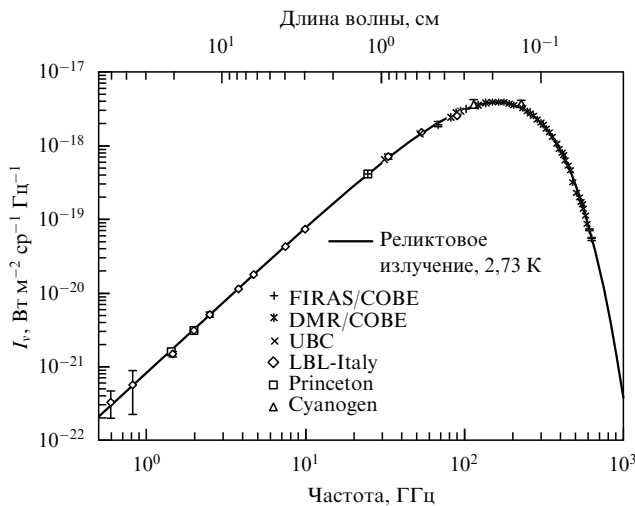


Рис. 3. Спектр реликтового излучения по измерениям различными экспериментами [43]. По оси абсцисс отложена частота и соответствующая ей длина волны. I_ν — интенсивность излучения.

Таблица. Распределение энергии в различных диапазонах космического электромагнитного излучения [28]

Частотный диапазон	Интенсивность, Вт м ⁻² ср ⁻¹	Доля плотности энергии
Радиодиапазон	$1,2 \times 10^{-12}$	$1,1 \times 10^{-6}$
РИ-диапазон	$9,96 \times 10^{-7}$	0,93
ИК-диапазон	$(4-5,2) \times 10^{-8}$	0,04-0,05
Оптический	$(2-4) \times 10^{-8}$	0,02-0,04
Рентгеновский	$2,7 \times 10^{-10}$	$2,5 \times 10^{-4}$
Гамма-диапазон	3×10^{-11}	$2,5 \times 10^{-5}$

щей яркости неба в диапазоне длин волн от метровых до субмиллиметровых. Плотность фотонов РИ в современную эпоху составляет $n_{\text{ph}} = 411 \text{ см}^{-3}$, что соответствует плотности энергии $0,25 \text{ эВ см}^{-3}$. Максимум функции Планка при температуре $T_0 = 2,725 \text{ К}$ находится на частоте $\nu_0 = 1,6 \times 10^{11} \text{ Гц}$. Вследствие изотропного расширения Вселенной температура РИ уменьшается по закону $T(z) = T_0(1+z)$, где T_0 — современное значение температуры РИ, z — красное смещение. При этом чернотельный характер спектра реликтового излучения сохраняется, так что выполняется соотношение $T_1/(1+z_1) = T_2/(1+z_2)$, где T_1 и T_2 — значения температуры РИ при красных смещениях z_1 и z_2 соответственно.

3. Тепловая история Вселенной до рекомбинации первичной плазмы

3.1. Эволюция состава вещества в ранней Вселенной

Начиная с эпохи нуклеосинтеза при $z \sim 10^8 - 10^9$ и вплоть до окончания эпохи рекомбинации при $z \sim 10^3$ изменение состава вещества определяется отношением концентраций барионов и фотонов $\eta_{\text{b}\gamma} = n_{\text{b}}/n_{\gamma}$, а также соотношением между скоростями различных процессов в плазме и скоростью расширения Вселенной. Величины этих параметров полностью определяют динамику синтеза лёгких ядер, термализацию фонового излучения и кинетику рекомбинации плазмы, а также спектральные особенно-

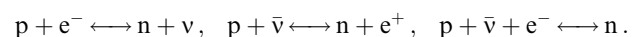
сти фонового излучения, которые возникают в указанные периоды.

Величина $\eta_{\text{b}\gamma}$ в ходе расширения Вселенной остаётся постоянной, за исключением периодов, в которые происходила аннигиляция частиц различного сорта либо действовал какой-то другой механизм вброса дополнительной энергии в поле излучения. Действительно, плотность числа фотонов в равновесном излучении $n_{\gamma} \propto T^3 \propto (1/a)^3 \propto (1+z)^3$, где T — температура излучения. С другой стороны, концентрация барионов $n_{\text{b}} \propto 1/a^3 \propto (1+z)^3$. Таким образом, в ходе расширения отношение $n_{\gamma}/n_{\text{b}} = \text{const}$, причём с точностью до численного коэффициента это отношение по сути представляет собой энтропию излучения в расчёте на один барион: $S_{\gamma}/n_{\text{b}} = (4/3)aT^3/n_{\text{b}}$, где $a = 7,57 \times 10^{-15} \text{ эрг см}^{-3} \text{ К}^{-4}$ — постоянная плотности излучения. При адиабатическом расширении эта удельная энтропия сохраняется. В периоды аннигиляции пар частица — античастица энтропия, заключённая в парах, переходила к фотонам, распределение которых при этом оставалось равновесным.

В настоящее время из анализа пространственного спектра анизотропии реликтового излучения получена оценка $\eta_{\text{b}\gamma} \sim 10^{-9}$, которая очень хорошо согласуется с оценкой $\eta_{\text{b}\gamma}$ согласно теории первичного нуклеосинтеза [44]. Это означает, что отношение n_{b}/n_{γ} существенно не изменялось при $z \lesssim 10^8$, причём его постоянство на поздних стадиях эволюции Вселенной после рекомбинации вещества обусловлено сохранением числа фотонов, которые уже не взаимодействуют с веществом.

Малостью параметра $\eta_{\text{b}\gamma}$ определяется момент начала синтеза первичных элементов, поскольку лёгкие ядра формируются только после того, как температура станет меньше энергии связи каждого ядра. В противном случае огромное количество фотонов, электронов и позитронов, находящихся в равновесии друг с другом, будет эффективно разрушать вновь образующиеся ядра. Ядерное статистическое равновесие сохраняется до тех пор, пока скорость соответствующих ядерных реакций для каждого ядра не станет меньше скорости расширения Вселенной. В этот момент относительная концентрация ядер замораживается и далее остаётся постоянной.

После аннигиляции нуклонов и антинуклонов при температуре $10^{12} - 10^{13} \text{ К}$ основной ассортимент частиц составляют электроны, позитроны, фотоны (причём $n_{e^-} \sim n_{e^+} \sim n_{\gamma}$), нейтрино, мюоны и небольшая примесь нуклонов. Равновесие между протонами и нейтронами поддерживается за счёт реакций слабого взаимодействия:



Здесь p — протон, e^- — электрон, e^+ — позитрон, ν — электронное нейтрино, $\bar{\nu}$ — антинейтрино, n — нейтрон.

По мере уменьшения температуры доля протонов возрастает вследствие того, что отношение равновесных концентраций нейтронов и протонов $N(n)/N(p) = \exp(-\Delta Mc^2/k_B T)$, где ΔM — разность масс нейтрона и протона. При этом уменьшается эффективность реакций слабого взаимодействия, и в конечном итоге отношение концентраций нейтронов и протонов замораживается, по разным оценкам, на уровне $N(n)/N(p) = 0,15 - 0,19$. Далее нейтроны, соединяясь с протонами, образуют ядра дейтерия, $n + p \rightarrow D + \gamma$, а энергии и концентрации фотонов уже не хватает для разрушения

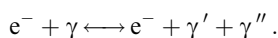
образовавшихся ядер дейтерия. Происходит накопление ядер и идут дальнейшие реакции с образованием ядер гелия ${}^4\text{He}$, доля которого в результате составила $Y_{\text{He}} = 0,25 - 0,26$. Также образовалось небольшое количество ядер ${}^3\text{He}$, D , Li , Be . Примерно через 300 с после начала расширения Вселенной температура становится недостаточно велика для протекания ядерных реакций образования гелия и других лёгких ядер, т.е. их относительная концентрация уже не изменяется. К этому времени аннигилировали мюоны, электроны и позитроны, в результате чего возросла энтропия излучения. Спектр излучения при этом остаётся равновесным. Температура в эту эпоху составляла $T \sim (1-5) \times 10^9$ К. Электроны, оставшиеся после аннигиляции, в дальнейшем сыграли важную роль в формировании спектра РИ. Подробнее о физических процессах в ранней Вселенной можно прочитать, например, в классических обзорах и монографии Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова [10].

3.2. Искажения спектра реликтового излучения при энерговыделении в ранней Вселенной

Изучение деталей спектра реликтового излучения позволяет восстановить тепловую историю Вселенной, поскольку этот спектр определяется взаимодействием фотонов с веществом на прошлых стадиях эволюции. Предположение о существенном отклонении спектра РИ от планковского, которое могло быть обусловлено мощными дополнительными источниками энергии в ранней Вселенной или сильным отклонением состояния вещества от термодинамически равновесного, было отвергнуто после проведения эксперимента COBE [45]. Измерения показали, что спектр РИ описывается функцией Планка с точностью порядка 10^{-4} , и этот факт свидетельствует, что в прошлом имело место полное термодинамическое равновесие между плазмой и фотонами. Теоретически было показано [10], что это равновесие должно было соблюдаться начиная с самых ранних этапов расширения Вселенной при температурах вплоть до порогового значения, соответствующего рождению электрон-позитронных пар, $T_{e^+e^-} \sim 2m_e c^2 / k_B \approx 10^{10}$ К, что отвечает красному смещению $z \sim 5 \times 10^9$.

В самом деле, условием установления термодинамического равновесия можно считать выполнение неравенства $t_{\text{rel}} \ll t_{\text{exp}}$, где t_{rel} — время релаксации распределения частиц по энергии к равновесному распределению, t_{exp} — характерное время изменения параметров плазмы, по порядку величины равное времени расширения Вселенной. В электрон-позитронной плазме время t_{rel} определяется скоростью аннигиляции частиц, которая оказывается на 17 порядков больше скорости расширения, т.е. $t_{\text{rel}}/t_{\text{exp}} \sim 10^{-17}$. Так что равновесие в плазме обеспечивается за счёт процессов $e^+ + e^- \longleftrightarrow 2\gamma$.

Во Вселенной с малым отношением $\eta_{\text{b}\gamma}$ основным процессом, термализующим излучение, является двойное комптоновское рассеяние на электронах:

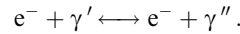


Скорость этого процесса становится недостаточно большой для поддержания равновесного распределения фотонов при красном смещении [46]

$$z_{\text{th}} = 2,0 \times 10^6 \left(1 - \frac{Y_{\text{He}}}{2}\right)^{-2/5} \left(\frac{\Omega_{\text{b}} h^2}{0,02}\right)^{-2/5}, \quad (3)$$

где Y_{He} — массовая доля гелия. Поэтому вплоть до эпохи $z \approx 2 \times 10^6$ возможные нарушения планковского спектра РИ должны размываться вследствие двойного комптоновского рассеяния фотонов на свободных электронах, оставшихся после аннигиляции. Этот процесс, а также образование и поглощение фотонов при свободно-свободных переходах происходят с большими скоростями и эффективно разрушают искажения, обусловленные возможным энерговыделением в эпоху с $z \gtrsim 10^7$.

Высокая степень близости спектра РИ к чернотельному распределению накладывает ограничения на возможные источники энерговыделения в ранней Вселенной при $z < 10^7$. В качестве таких источников в разных работах рассматривались распады нестабильных частиц, аннигиляция частиц, диссипация акустических волн, аккреция вещества на первичные чёрные дыры и др. Форма искажений спектра РИ, образующихся в период $10^5 \lesssim z \lesssim 10^7$ при наличии источников энерговыделения, определяется комптоновским рассеянием, которое устанавливает полное кинетическое равновесие между фотонами и электронами:



Этот процесс всё ещё является достаточно быстрым по сравнению с расширением, так как водород полностью ионизован. Поскольку при данной температуре концентрация фотонов планковского поля излучения фиксированна, при поступлении дополнительной энергии комптоновское рассеяние приводит к бозе-эйнштейновской функции распределения фотонов с химическим потенциалом m [8]:

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 \{ \exp[(h\nu + m)/k_B T] - 1 \}}, \quad (4)$$

где $m = -\mu k_B T$ зависит от концентрации и температуры фотонов, безразмерный коэффициент $\mu \geq 0$. Отличие спектра РИ от планковского в этом случае называют μ -искажением. Наиболее заметно такое искажение в рэлей-джинсовской части спектра, где изменяется степень зависимости интенсивности излучения от частоты: $I_\nu \propto \nu^3$ вместо $I_\nu \propto \nu^2$. Напомним, что в приближении Рэля–Джинса при $h\nu \ll k_B T$ чернотельная интенсивность излучения $B_\nu \propto \nu^2 k_B T$. В результате обработки данных COBE для безразмерного химического потенциала получена оценка $\mu < 9 \times 10^{-5}$ [47].

В период $10^3 \lesssim z \lesssim 10^5$ комптоновское рассеяние не устанавливает полного кинетического равновесия между излучением и электронами, а спектр, получающийся в результате этого рассеяния, характеризуется параметром [7]

$$y = \int \frac{k_B(T_e - T_\gamma)}{m_e c^2} d\tau_e, \quad (5)$$

где T_e , T_γ , τ_e — электронная температура, температура излучения и оптическая толщина по комптоновскому рассеянию соответственно, m_e — масса электрона. В процессе комптонизации перераспределение энергии происходит таким образом, что низкочастотные фотоны в рэлей-джинсовской части спектра получают энергию от электронов за счёт эффекта Доплера второго порядка. Такие искажения называют y -искажениями. В результате обработки данных COBE получена оценка

$|y| < 1,5 \times 10^{-5}$ [47]. Процесс комптонизации постепенно приводит к тому, что в результате многократных рассеяний спектр излучения принимает бозе-эйнштейновскую форму, т.е. приводит к μ -искажениям. Однако начиная с некоторого красного смещения z_c выделение энергии будет приводить только к y -искажениям, так как распределение Бозе–Эйнштейна не будет достигнуто. Этот переходный момент наступает, когда оптическая толщина по комптоновскому рассеянию равна единице, $\tau_c(z_c) = 1$ [44]:

$$z_c \approx 5,1 \times 10^4 \left(1 - \frac{Y_{\text{He}}}{2}\right)^{-1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,02}\right)^{-1/2}. \quad (6)$$

Эра радиационно-доминированной плазмы заканчивается с наступлением эпохи рекомбинации первичной плазмы, занимающей интервал красных смещений $900 \lesssim z \lesssim 7000$. В процессе рекомбинации вещества первичная плазма излучает фотоны, которые искажают равновесный спектр РИ. Совокупность этих "сверхравновесных" фотонов называется космологическим рекомбинационным спектром. В разделе 5 дано подробное описание механизмов образования такого типа искажений спектра РИ.

Для полноты картины следует упомянуть о том, что в пострекомбинационную эпоху также могут иметь место процессы, приводящие к искажению планковского спектра фонового излучения. Так, в период реионизации вещества при $z \sim 20-50$ комптоновское рассеяние уже не эффективно, поскольку плотность вещества невелика. Поэтому излучаемые при свободно-свободных переходах фотоны не термализуются, и они должны исказить спектр РИ [7, 48]. Кроме того, имеет место тепловой эффект Сюняева–Зельдовича, т.е. комптоновские искажения спектра при рассеянии РИ на горячем межгалактическом газе и горячем газе скоплений галактик с температурой $T_e \sim 10^7$ К при $z \lesssim 10$. Этот эффект, который проявляется на угловых масштабах порядка 1 минуты дуги, был зарегистрирован в ряде экспериментов [49].

4. Рекомбинация первичной водородно-гелиевой плазмы

4.1. Излучение плазмы при рекомбинации

По мере расширения Вселенной температура вещества и излучения уменьшается и плазма начинает рекомбинировать. При $z \approx 5000-7000$ протекает фаза рекомбинации двукратно ионизованного гелия, $\text{HeIII} \rightarrow \text{HeII}$, далее при $z \approx 1500-3000$ происходит рекомбинация однократно ионизованного гелия $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ и, наконец, при $z \approx 900-1600$ — рекомбинация водорода, $\text{HII} \rightarrow \text{HI}$. К концу эпохи рекомбинации при $z \sim 1000$ температура вещества и излучения уменьшается до $T \sim 3000$ К и излучение "отделяется" от вещества. Этот момент называют эпохой последнего рассеяния или эпохой просветления. В дальнейшем излучение свободно распространяется в пространстве, поскольку вещество становится прозрачным для излучения. Как указывалось в разделе 1.2, фотоны достигают наблюдателя при $z = 0$, подвергаясь по пути только красному смещению, именно их мы наблюдаем как реликтовое излучение.

Фотоны, образующиеся при переходах в атомах водорода и гелия в эпоху рекомбинации, частично дожи-

вают до современной эпохи [50, 51] и тем самым искажают равновесный реликтовый фон. Расчёту подобных спектральных искажений РИ посвящены многочисленные работы [52–63]. Измерения длины волны, интенсивности и формы рекомбинационных линий позволяют получить информацию о температуре плазмы, барионной плотности вещества, красном смещении, соответствующем эпохе рекомбинации, и продолжительности этой эпохи. С экспериментальной точки зрения основная трудность состоит в том, что рекомбинационный спектр является очень слабым по сравнению с основным тепловым фоном. Это является прямым следствием малости отношения числа рекомбинирующих атомов и числа фотонов равновесного реликтового излучения, $\eta_{\text{b}\gamma} \sim 10^{-9}$. Однако возможности эксперимента в настоящее время возрастают, так что задача является актуальной. Обнаружение рекомбинационных искажений РИ станет, во-первых, ещё одним свидетельством существования фазы рекомбинации вещества в ранней Вселенной. И во-вторых, будет получен ещё один независимый метод оценки барионной плотности во Вселенной, поскольку космологический рекомбинационный спектр водорода и гелия непосредственно зависит от этой величины.

Расчёт интенсивностей и профилей рассматриваемых рекомбинационных линий в общем случае требует решения нестационарной системы дифференциальных уравнений для населённостей уровней атомов совместно с уравнением, описывающим перенос излучения в этих линиях. Однако в эти уравнения входят два малых безразмерных параметра: $n_{\text{b}\gamma}$ и $t_{\text{rel}}/t_{\text{rec}}$ — отношение времени релаксации населённостей уровней атомов (с главным квантовым числом $n \geq 2$) к характерному времени рекомбинации (изменения степени ионизации) [64]. Малость этих параметров позволяет разбить задачу о вычислении космологического рекомбинационного спектра на три подзадачи, которые можно решать независимо.

Первая подзадача состоит в расчёте кинетики рекомбинации, т.е. зависимости степени ионизации от времени (красного смещения), и входными параметрами здесь будут постоянная Хаббла (скорость расширения Вселенной), плотность барионного вещества и температура излучения. В пионерских работах Я.Б. Зельдовича и др. [6] и П.Дж.Е. Пиблса [9] был сформулирован основной вывод о том, что Вселенная практически полностью непрозрачна в резонансных линиях и лаймановском континууме водорода и что накопление нейтральных атомов в плазме происходит в основном за счёт двухфотонного распада состояния $2S$. Так как вероятность этого процесса мала, населённость основного состояния атома водорода сильно отличается от равновесной и в результате происходит затягивание рекомбинации по сравнению с её равновесным ходом по закону Саха–Больцмана. Более детально вопросы, связанные с расчётами кинетики рекомбинации, обсуждаются в разделах 4.2–4.4.

Вторая подзадача заключается в расчёте скорости возникновения сверхравновесных, т.е. дополнительных к равновесному фону РИ, фотонов. Если бы плазма и излучение находились в состоянии полного ТДР, то, естественно, такие фотоны не образовывались бы. Но поскольку некоторое отклонение от равновесия есть (о чём пойдёт речь ниже), не все переходы между уровнями

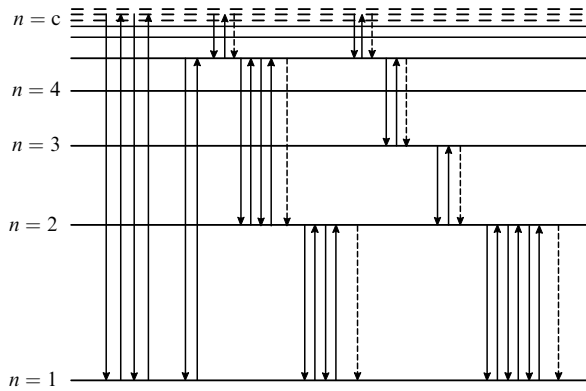


Рис. 4. Схема уровней атома водорода. Стрелками показаны многочисленные переходы между энергетическими уровнями атома водорода в эпоху космологической рекомбинации. Сплошные стрелки — переходы, которые в конечном итоге компенсируются. Штриховые стрелки демонстрируют, что малая часть переходов между различными состояниями не компенсируется обратными переходами вследствие небольшого отклонения концентраций атомов в этих состояниях от равновесных.

атомов компенсированны, т.е. $R_{ij}N_i \neq R_{ji}N_j$, где R_{ij} и R_{ji} — коэффициенты радиационных переходов между состояниями i и j , N_i и N_j — населённости соответствующих состояний. В состоянии ТДР мы имеем равновесные концентрации N_i^0 и N_j^0 , так что в соответствии с принципом детального баланса $R_{ij}N_i^0 = R_{ji}N_j^0$. Наглядно это представлено на рис. 4, где схематично изображены уровни атома водорода, а стрелками показаны переходы между ними. Штриховые стрелки демонстрируют, что малая часть переходов между различными состояниями не компенсируется обратными переходами вследствие малого отклонения концентраций атомов в этих состояниях от равновесных. Причиной этого отклонения является расширение Вселенной, о чём подробнее говорится в разделе 4.2. Совокупность фотонов, излучённых при некомпенсированных переходах, представляет собой космологический рекомбинационный спектр, обсуждаемый в данном обзоре. Надо отметить, что понятие некомпенсированных переходов (или актов безвозвратной рекомбинации на определённый уровень), впервые введённое в работе [52], не отражает какого-то особого физического процесса, ответственного за такие переходы. Это понятие отражает тот факт, что совокупность физических условий в плазме и элементарных процессов в рассматриваемую эпоху приводит к неполной компенсации переходов между уровнями и излучению сверхравновесных квантов. Кроме того, этим понятием очень удобно оперировать при расчётах [54, 57, 64].

Третья часть задачи по вычислению искажений спектра РИ — это задача о переносе излучения в рекомбинационных линиях. Интенсивность таких искажений очень мала, поэтому их обратное влияние на кинетику рекомбинации несущественно, что позволяет упростить задачу и фактически просто интегрировать по всей области рекомбинации функцию, зависящую от величин, полностью определённых на первых двух этапах решения задачи [54, 64].

Рассмотрим теперь подробнее описанные выше этапы. Исторически вначале изучалась рекомбинация водорода, гелий был рассмотрен несколько позднее, поэтому для удобства изложения мы поступим так же.

4.2. Физика рекомбинации первичной водородной плазмы

Эпоха рекомбинации водорода соответствует интервалу красных смещений $900 < z < 1600$, в котором температура изменяется примерно от 2200 до 4400 К. В течение этого периода полностью ионизованный водород становится нейтральным с некоторой остаточной плотностью электронов. Рассмотрим основные процессы, определяющие ход рекомбинации. Более подробное описание процессов, происходящих в водородной плазме в рассматриваемую эпоху, можно найти, например, в монографиях [10, 28] и работе [65].

Ещё в работах [6, 9] было указано, что имеет место "затягивание" процесса рекомбинации первичного водорода по сравнению с равновесным процессом по закону Саха – Больцмана:

$$\frac{n_e n_p}{n_{\text{HI}}} = \frac{g_e g_p}{g_{\text{HI}}} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{I}{k_B T}\right), \quad (7)$$

где n_e , n_p , n_{HI} — концентрации электронов, протонов и нейтральных атомов водорода соответственно, g_e , g_p , g_{HI} — статистические веса, I — потенциал ионизации из основного состояния атома водорода. В качестве иллюстрации приведём рис. 5, на котором показаны две функции степени ионизации от красного смещения: по формуле Саха – Больцмана (7) и по численным расчётам с помощью кода Recfast [66] (см. раздел 4.4).

Причина затягивания состоит в том, что характерное время установления равновесной концентрации нейтральных атомов водорода оказывается больше, чем характерное время изменения параметров плазмы (или по порядку величины время расширения Вселенной). С очень большой степенью точности можно считать, что концентрация нейтральных атомов равна концентрации атомов, находящихся в основном состоянии: $n_{\text{HI}} \approx n_1 = n_1^0 + \delta n_1$. Здесь n_1^0 — равновесная населённость первого уровня, δn_1 — отклонение населённости первого уровня от равновесной. Скорость изменения n_1 со временем

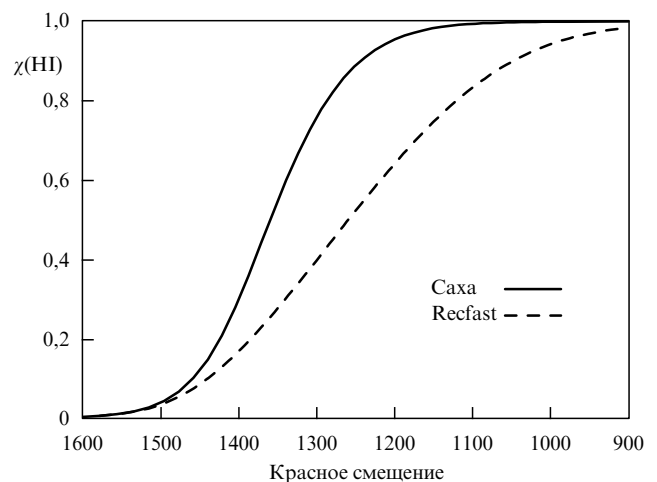


Рис. 5. Затягивание рекомбинации водорода по сравнению с равновесным ходом рекомбинации. На рисунке представлена зависимость доли нейтральных атомов водорода $\chi(\text{HI})$ от красного смещения z , вычисленная по равновесной формуле Саха – Больцмана (сплошная кривая) и с помощью пакета Recfast [66] (штриховая кривая).

выражается как

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_1^0}{dt} + \frac{d(\delta n_1)}{dt}. \quad (8)$$

В случае $\delta n_1 = 0$ мы имеем равновесную кинетику рекомбинации в соответствии с законом Саха, так как

$$\left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{\delta n_1=0} = \frac{dn_1^0}{dt}. \quad (9)$$

Величина $n_1^0/(dn_1^0/dt)$ по порядку равна характерному времени расширения Вселенной t_{exp} в рассматриваемую эпоху. Теперь если мысленно "остановить" расширение, то скорость изменения концентрации атомов в основном состоянии будет определяться скоростью релаксации первого уровня к равновесию:

$$\left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{H(t)=0} = \frac{d(\delta n_1)}{dt}, \quad (10)$$

где $H(t)$ — параметр Хаббла, характеризующий скорость расширения Вселенной. Тогда выполнение неравенства

$$\left| \frac{dn_1^0}{dt} \right| \gtrsim \left| \frac{d(\delta n_1)}{dt} \right|_{H(t)=0} \quad (11)$$

означает, что населённость первого уровня не успевает "подстроиться" под изменяющиеся условия среды и равновесная концентрация n_1^0 не устанавливается. В результате происходит затягивание рекомбинации, что и имеет место в нашей ситуации. Рассмотрим подробнее механизм рекомбинации водорода, и тогда станет понятно, почему в действительности выполняется неравенство (11).

При красном смещении $z \gtrsim 2000$ температура вещества и излучения составляла $T \gtrsim 5500$ К и концентрации электронов, протонов и нейтральных атомов в водородной плазме распределялись в соответствии с законом Саха (7). В эту эпоху число ионизирующих квантов с энергией, большей энергии ионизации $I_0 = 13,6$ эВ, было велико, более одного кванта на барион. Каждый акт рекомбинации атома сопровождался ионизацией, так что поддерживалось равновесие, $p + e \leftrightarrow \text{H} + \gamma$, и нейтральные атомы практически не накапливались в плазме. По мере убывания температуры число ионизирующих фотонов быстро уменьшалось, что легко увидеть из формулы для концентрации энергичных квантов с $E \geq I_0$:

$$n_\gamma = \int_{I_0}^{\infty} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} d\nu. \quad (12)$$

Кроме того, при температуре $T < 10^4$ К перестаёт играть сколько-нибудь существенную роль столкновительная ионизация [65]. Таким образом, по мере расширения Вселенной вероятность ионизации из основного состояния атома водорода убывала. Здесь важно отметить, что, по мере того как равновесная концентрация энергичных квантов с $E \geq I_0$ уменьшается из-за общего охлаждения Вселенной, начинается процесс рекомбинации водорода, в результате которого производятся такие кванты (при рекомбинации в основное состояние). Тем самым их концентрация должна несколько увеличиться

по сравнению с равновесной. Но поскольку сечение поглощения фотонов лаймановского континуума L_c нейтральным водородом очень велико, излучённые при прямой рекомбинации L_c -фотоны сразу же поглощаются имеющимися в плазме нейтральными атомами водорода. Таким образом, прямая рекомбинация в основное состояние в конечном итоге не приводит к образованию нейтральных атомов.

Более вероятной является рекомбинация через промежуточные состояния по одному из следующих каналов:

- 1) $p + e \rightarrow \text{H}_1^* + \gamma_c, \quad \text{H}_1^* \rightarrow \text{H}_2 \pm \gamma_l, \dots,$
 $\text{H}_k^* \rightarrow \text{H}_{2p} + \gamma_l, \quad \text{H}_{2p} \rightarrow \text{H}_{1s} + \gamma_\alpha;$
- 2) $p + e \rightarrow \text{H}_1^* + \gamma_c, \quad \text{H}_1^* \rightarrow \text{H}_2^* \pm \gamma_l, \dots,$
 $\text{H}_k^* \rightarrow \text{H}_{2s} + \gamma_l, \quad \text{H}_{2s} \rightarrow \text{H}_{1s} + 2\tilde{\gamma}.$

Здесь через $\text{H}_{1,\dots,k}^*$ обозначены атомы водорода в возбуждённых состояниях, $\text{H}_{1s}, \text{H}_{2s}$ и H_{2p} — атомы в состояниях 1s, 2s и 2p соответственно, γ_c — фотон континуума серии, γ_l — фотон субординатной линии, γ_α — L_α -фотон с энергией 10,2 эВ, $\tilde{\gamma}$ — кванты двухфотонного континуума, образующиеся при распаде метастабильного уровня 2s. Запись "... $\pm \gamma_l$ " указывает, что соответствующий переход может происходить как в излучении, так и в поглощении.

Для всех возбуждённых состояний устанавливается практически полное ионизационное равновесие, $p + e \leftrightarrow \text{H}^* + \gamma_c$, поскольку в эпоху рекомбинации фотонов с энергией 3,4 эВ или меньшей достаточно много. Здесь необходимо сделать оговорку: малые отклонения от равновесия всё же есть и они возникают из-за сильной неравновесности основного состояния, с которым возбуждённые состояния взаимодействуют посредством радиационных переходов.

Как было сказано выше, сечение поглощения фотонов лаймановской серии водорода и фотонов лаймановского континуума нейтральным водородом велико. Поэтому кванты с энергией $E > E(L_\alpha) = 10,2$ эВ будут поглощаться нейтральными атомами с последующим дроблением на более низкоэнергичные фотоны вплоть до L_α -фотонов. В результате реализуется ситуация, при которой происходит многократное излучение и поглощение L_α -квантов и возникает их избыток по отношению к равновесному фону. Именно избыточная концентрация L_α -квантов приводит к тому, что весь процесс космологической рекомбинации водорода затягивается. В конечном итоге необратимая рекомбинация водорода происходит в результате двух процессов: двухфотонного перехода $2s \rightarrow 1s$ и выхода L_α -фотонов из профиля линии в результате доплеровской диффузии и красного смещения по частоте в расширяющейся Вселенной. Кратко поясним суть второго процесса.

Рассеяние L_α -фотона атомом происходит в два этапа. Вначале атом поглощает фотон в линии, а затем через некоторое небольшое время переизлучает фотон в этой же линии. Вследствие теплового движения рассеивающих атомов частота фотона после рассеяния, измеряемая в сопутствующей системе отсчёта, отличается от частоты фотона до рассеяния. Изменение частоты составляет в среднем величину порядка доплеровской

ширины линии. Кроме того, между рассеяниями частота фотонов уменьшается в результате красного смещения. При смещении фотонов в красное крыло линии путь свободного пробега и тем самым изменение частоты линии между рассеяниями из-за космологического красного смещения возрастают и в конечном итоге фотоны перестают взаимодействовать с нейтральными атомами.

Следует отметить, что для резонансных фотонов с энергией $E > E(L_\alpha)$ также имеет место процесс выхода из профиля соответствующей линии, вероятность которого определяется вероятностью Соболева p_{ij} , как и для L_α -фотонов (см. формулу (13)). Однако вследствие того что населённость уровней атома водорода с $n \geq 3$ намного меньше населённости уровня $n = 2$ ($N_3/N_2 \sim 10^{-3}$), скорость этого процесса, фактически пропорциональная населённости соответствующего уровня, оказывается малой, так что выходом резонансных квантов, кроме L_α -квантов, можно пренебречь.

Соболевская вероятность убегания фотонов в результате их рассеяний в среде с градиентом скорости [67] (например, в движущихся оболочках звёзд) является очень хорошим инструментом описания процесса выхода фотонов из профиля линии в расширяющейся Вселенной. В общем виде эта вероятность определяется как $p_{ij} = \exp(-\tau(v_{ij}))$, где $\tau(v_{ij})$ — оптическая толщина по поглощению фотонов с частотой ν_{ij} вдоль луча. Физический смысл величины p_{ij} состоит в следующем: в случае $p_{ij} = 0$ (когда $\tau(v_{ij}) \gg 1$) все соответствующие фотоны будут поглощены атомами, а при $p_{ij} = 1$ (когда $\tau(v_{ij}) \ll 1$) фотоны не поглощаются, а формально "уходят на бесконечность". Сигер и др. [65] получили следующее выражение для соболевской вероятности убегания:

$$p_{ij} = \frac{1 - \exp(-\tau_S)}{\tau_S}, \quad (13)$$

где τ_S — соболевская оптическая толщина по поглощению фотонов с длиной волны λ_{ij} в расширяющейся Вселенной,

$$\tau_S = \frac{A_{ji}\lambda_{ij}^3 [N_i(g_j/g_i) - N_j]}{8\pi H(z)}. \quad (14)$$

В квазистационарном приближении для диффузии L_α -фотонов по частоте в крыле линии (характерное время диффузии гораздо меньше характерного времени рекомбинации) Грачёв и Дубрович [68] получили вероятность выхода фотонов из процесса многократных рассеяний в расширяющейся Вселенной, решая стационарное уравнение переноса в линии L_α . Тогда скорость выхода L_α -фотонов даётся выражением [68]

$$R_p = \frac{8\pi H}{\lambda_\alpha^3} \left[\frac{N_{2p}}{3N_1} - \exp\left(-\frac{h\nu_\alpha}{k_B T}\right) \right] \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (15)$$

где N_i — населённость i -го состояния, λ_α и ν_α — соответственно длина волны и частота L_α -фотонов, T — температура, H — постоянная Хаббла. Очевидно, что при полном термодинамическом равновесии $R_p = 0$, поскольку населённости всех уровней атома водорода соотносятся друг с другом в соответствии с законом Больцмана:

$$\frac{N_i}{N_{1s}} = \frac{g_i}{g_{1s}} \exp\left(-\frac{h\nu_{i1}}{k_B T}\right). \quad (16)$$

Однако вследствие расширения Вселенной равновесие нарушается, населённость основного состояния оказывается много меньше равновесной, т.е. $N_{1s} \ll N_{1s}^0$. Что касается населённостей возбуждённых состояний, то они очень близки к равновесию с континуумом, т.е. с хорошей точностью выполняется следующее равенство: $R_{ic}N_i = \alpha_i^c n_e n^+$, левая часть которого обозначает число фотоионизаций с уровня i , а правая часть — число рекомбинаций на этот уровень. Но небольшое отличие от равновесия с континуумом всё же есть. Этот факт и является причиной возникновения рекомбинационного спектра РИ.

Рассмотрим теперь двухфотонные переходы $2s \rightarrow 1s$. Уровень $2s$ атома водорода является метастабильным, поскольку однофотонные переходы между состояниями $2s$ и $1s$ запрещены в соответствии с правилами отбора по дипольным переходам. В результате перехода $2s \rightarrow 1s$ испускаются два фотона, сумма энергий которых в точности равна энергии перехода. Вероятность данного процесса равна $8,227 \text{ с}^{-1}$. Обратный переход $1s \rightarrow 2s$ (двухфотонное поглощение) также имеет место, хотя его скорость гораздо меньше скорости переходов $2s \rightarrow 1s$. Это объясняется тем, что населённость основного состояния намного меньше равновесной, $N_{1s} \ll N_{1s}^0$, и, следовательно, $A_{1s \rightarrow 2s} N_{1s} \ll A_{2s \rightarrow 1s} N_{2s}$. Очевидно, что при полном термодинамическом равновесии эти скорости равны, т.е. $A_{1s \rightarrow 2s} N_{1s}^0 = A_{2s \rightarrow 1s} N_{2s}^0$.

Двухфотонные распады имеют место не только для уровня $2s$, но и для более высоких уровней атома водорода. В работе [69] проведены оценки вероятности подобных распадов и сделан вывод о их большой роли при расчёте кинетики рекомбинации гелия [70]. В дальнейшем было показано [71], что влияние двухфотонных распадов уровней с $n > 2$ при расчёте кинетики рекомбинации водорода не столь велико, и получено [71], что их вклад в скорость рекомбинации водорода составляет несколько процентов (см. также раздел 4.4).

Резюмируя, можно сказать, что основные процессы, приводящие к возрастанию концентрации атомов водорода в основном состоянии, — это выход L_α -квантов из профиля линии при переходах $2p \leftrightarrow 1s$ и двухфотонные распады состояния $2s$: $2s \rightarrow 1s$. Скорости этих процессов малы по сравнению со скоростью изменения равновесной степени ионизации плазмы, так что они не могут обеспечить установление равновесной населённости основного уровня атома водорода и рекомбинация идёт медленнее, чем по равновесному закону Саха.

4.3. Основные методы численного расчёта кинетики рекомбинации первичной плазмы

Методы численного расчёта кинетики рекомбинации условно можно разделить на два типа. Суть методов первого типа сводится к решению дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию функции распределения атомов по энергетическим состояниям в процессе рекомбинации в расширяющейся Вселенной. При этом в разных работах могут различаться число уравнений, а также предположения относительно того, как учитывать влияние на кинетику верхних уровней, явно не входящих в уравнения. Например, в работах Зельдовича и др. [6] и Пиблса [9] в уравнение явным образом входил только второй уровень атома водорода, а верхние состояния учитывались с помощью введения аппроксимаций для полного коэффициента рекомбинации на все уровни. В

полных расчётах [65] для 300 уровней атома водорода решалась система дифференциальных уравнений для населённости каждого уровня в совокупности с дифференциальными уравнениями для температуры вещества и интенсивности излучения. А в численном коде Recfast [66, 72] кинетика вычислялась на основе трёхуровневой модели атома (1-й, 2-й уровни + континуум), а влияние верхних возбуждённых состояний учитывалось посредством введения коэффициента рекомбинации, для которого использовалось другое, отличное от принятого в предыдущих работах, приближение.

В основе второго типа методов лежит так называемое квазистационарное приближение [52]. Суть его состоит в том, что вместо системы дифференциальных уравнений решается система уравнений баланса населённости дискретных уровней с главным квантовым числом $n \geq 2$. Действительно, релаксация распределения атомов, находящихся в возбуждённом состоянии, происходит за характерное время порядка времени разрешённых переходов между этими уровнями — $t_{\text{rel}} \sim 10^{-8}$ с. С другой стороны, характерное время изменения скоростей процессов, связывающих рассматриваемый ансамбль атомов с основным состоянием атома и континуумом, составляет величину порядка характерного времени расширения Вселенной в тот период $t_{\text{exp}} \sim 10^5$ лет. Поэтому отношение $t_{\text{rel}}/t_{\text{exp}}$ оказывается настолько малым, что можно считать распределение атомов по уровням с $n \geq 2$ стационарным. Тогда для каждого уровня $n = i$ можно записать уравнение баланса его населённости и решать систему таких уравнений на каждом шаге по времени в течение эпохи рекомбинации [64]:

$$\sum_{j=1}^K R_{ji}N_j - L_iN_i + B_i = 0, \quad (17)$$

где N_i — населённость i -го уровня, слагаемое $R_{ji}N_j$ описывает переходы внутри ансамбля атомов с $n \geq 2$, L_iN_i — процессы, приводящие к уходу из ансамбля (фотоионизация, переходы в состояние, явно не присутствующие в системе уравнений), B_i — процессы, приводящие к появлению новых атомов в ансамбле, K — число уравнений в системе.

В такой постановке задачи населённость основного состояния атома водорода определяется малой скоростью "стока" атомов со второго уровня на первый вследствие двухфотонных распадов $2s \rightarrow 1s$ и выхода L_α -квантов из профиля линии. Именно этот сток является причиной неравновесности распределения атомов по возбуждённым состояниям.

Квазистационарное приближение позволяет существенно упростить задачу с вычислительной точки зрения. Впервые это приближение использовали Бернштейн и др. [52] при расчётах интенсивности субординатных линий водорода, образующихся при рекомбинации. В упоминавшейся в разделе 4.2 работе Грачёва и Дубровича [68], по всей видимости, также использовалось это приближение, поскольку в [68] решались уравнения статистического равновесия для уровней с $n \geq 2$.

4.4. Рекомбинация первичной гелиевой плазмы и современные численные расчёты кинетики рекомбинации

В период, когда температура материи во Вселенной была больше 10^5 К, вещество представляло собой протонно-

электронную плазму с некоторым количеством ядер гелия, погружённую в поле излучения чрезвычайно большой интенсивности. Максимум в распределении энергии фотонов в этот период соответствует энергии, значительно превышающей потенциал ионизации гелия из основного состояния $I_{\text{He}} \approx 54,4$ эВ и тем более потенциал ионизации водорода из основного состояния $I_{\text{H}} \approx 13,6$ эВ. Таким образом, до определённого момента в плазме не могли содержаться нейтральные атомы, поскольку огромное количество ионизирующих фотонов сразу бы их разрушало. Однако с уменьшением температуры плазма начала постепенно рекомбинировать и в первую очередь произошла рекомбинация гелия с образованием сначала HeI, а затем HeII. Эпоха рекомбинации гелия лежит в интервале красных смещений $z = 7000 - 1500$, а температура вещества в этот период изменяется от 20000 К до 4000 К.

В отличие от расчётов в первых работах, например [73], где они проводились на основе модели атома HeI с тремя энергетическими уровнями, современные численные расчёты проводятся на многоуровневой модели атомов HeI и HeII (до нескольких сотен уровней) с учётом тонкой структуры. Это позволяет корректно учесть как синглетные, так и триплетные энергетические состояния. Результаты численных расчётов показывают, что рекомбинация HeIII \rightarrow HeII идёт фактически в соответствии с законом Саха – Больцмана:

$$\frac{(\chi_e - 1 - f_{\text{He}})\chi_e}{1 + 2f_{\text{He}} - \chi_e} = \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3 n_{\text{H}}} \exp\left(-\frac{I_{\text{HeII}}}{k_B T}\right), \quad (18)$$

где $\chi_e = n_e/n_{\text{H}}$ — степень ионизации вещества, $f_{\text{He}} = n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ — отношение концентрации гелия к концентрации водорода, I_{HeII} — потенциал ионизации HeII, n_{H} — полная концентрация водорода. Такой же результат для кинетики HeII получен и в более ранних работах. В работе [65] указывается, что с точки зрения образования ионов HeII рекомбинация прямо в основное состояние неэффективна, поскольку фотоны, образующиеся в результате такого свободно-связанного перехода, будут практически сразу поглощаться уже имеющимися в плазме ионами HeII. То же самое можно сказать и о других резонансных фотонах, оптическая толщина по поглощению для них очень велика. Более эффективна рекомбинация через промежуточные состояния, включая уровень $n = 2$. В конечном итоге главным механизмом, ответственным за рекомбинацию, будет двухфотонный распад состояния $2s$, вероятность которого $A_{2s \rightarrow 1s}^{\text{HeII}} = 526,5 \text{ с}^{-1}$. Скорость этого процесса, равная $N_{2s} A_{2s \rightarrow 1s}^{\text{HeII}}$, где N_{2s} — населённость уровня $2s$, определяет скорость рекомбинации HeIII \rightarrow HeII. А поскольку последняя оказывается больше скорости рекомбинации электронов на уровень $n = 2$, электроны не задерживаются в этом состоянии и быстро переходят в основное состояние.

Итак, рекомбинация HeIII \rightarrow HeII идёт в равновесном режиме и заканчивается при красном смещении $z \approx 5000$. Что касается HeI, то здесь современные численные расчёты дают результаты, существенно отличающиеся от результатов первых работ по кинетике рекомбинации. Во-первых, оказалось, что рекомбинация HeI идёт в режиме, сильно отличающемся от равновесного по закону Саха. Имеет место замедление рекомбинации HeI, и при этом она заканчивается почти одновременно с

началом рекомбинации водорода при $z \approx 1500$. Заметим, что в первых работах, посвящённых этому вопросу, гелий становился полностью нейтральным задолго до начала рекомбинации водорода.

Первоначально считалось [65], что основными механизмами, определяющими скорость рекомбинации $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$, являются двухфотонные распады $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$, вероятность которых составляет $A_{2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0}^{\text{HeI}} = 51,3 \text{ с}^{-1}$, и переходы $2^1P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$. Скорость эффективной рекомбинации за счёт этих процессов в обоих случаях мала по сравнению со скоростями других радиационных процессов (переходы между возбуждёнными состояниями, а также между возбуждёнными состояниями и континуумом). В результате происходит замедление рекомбинации по сравнению с равновесным законом Саха для HeI . Тот факт, что эпоха рекомбинации гелия вплотную примыкает по времени к эпохе рекомбинации водорода, объясняется схожим механизмом, приводящим к образованию нейтральных атомов HeI и H , а также тем, что энергии ионизации указанных атомов из состояния $n = 2$ одного порядка. В дальнейшем Дубрович и Грачёв [70] пересмотрели процесс рекомбинации HeI с учётом двухфотонных распадов высоких уровней парагелия и переходов в интеркомбинационной линии ортогогелия $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$ (однофотонный переход между триплетным и нижним синглетным состояниями с вероятностью $177,58 \text{ с}^{-1}$). Учёт этих эффектов существенно ускорил рекомбинацию гелия HeI по сравнению с таковой согласно результатам работы [65], и по расчётам [70] степень ионизации гелиевой плазмы 50 % достигается примерно при $z \approx 2200$ (для сравнения, та же величина в работе [65] достигается при $z \approx 1800$). Однако авторы [70] переоценили вклад двухфотонных распадов, и, как впоследствии было показано Хиратой и Свитцером [74], этот процесс не даёт значимого вклада в скорость рекомбинации гелия. Тем не менее корректный учёт триплетных переходов гелия заметно приближает кинетику рекомбинации HeI к равновесной, хотя по-прежнему имеет место затягивание по сравнению с адиабатической рекомбинацией по закону Саха. Если говорить о степени ионизации всей водородно-гелиевой плазмы, а не только о гелиевой компоненте, то изменение степени ионизации вследствие учёта переходов $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$ при $z \approx 1800$ составит немного более 1 %, как было вычислено в работе Вонг и Скотта [75].

В дальнейшем численные расчёты Сигер и др. [66], реализованные в виде программного кода Recfast, были модифицированы Вонг с соавторами [72] с учётом поглощения резонансных квантов HeI нейтральным водородом, которое приводит к ускорению рекомбинации $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ [76]. Под влиянием этого процесса рекомбинация гелия HeI заканчивается при $z \approx 1800$, т.е. существенно раньше, чем в работе [66]. Этот же эффект подробно рассматривался в работе [77], в которой было найдено аналитическое решение для учёта частичного перераспределения резонансных квантов по частоте при описании влияния нейтрального водорода на кинетику рекомбинации $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$. Упомянутые эффекты влияют на степень ионизации первичной водородно-гелиевой плазмы на уровне до 2–3 %, что особенно важно при интерпретации данных по анизотропии РИ, для чего широко используется код Recfast. Что касается степени ионизации чисто гелиевого компонента, то учёт влияния нейтрального водорода кардинально меняет кинетику

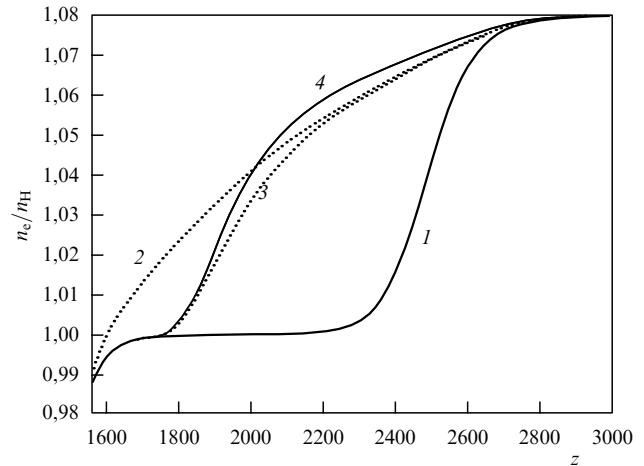


Рис. 6. Кинетика рекомбинации гелия HeI по результатам работы [78]. По оси ординат отложена степень ионизации плазмы n_e/n_H . Кривая 1 соответствует равновесной рекомбинации HeI по закону Саха. Кривая 2 соответствует рекомбинации HeI , вычисленной с помощью кода Recfast [66]. Кривая 3 получена с учётом влияния нейтрального водорода, кривая 4 — с учётом как влияния нейтрального водорода, так и обратного поглощения резонансных квантов.

рекомбинации гелия: при $z \approx 1900$ степень ионизации гелия HeI уменьшается на 100 % [78]. Следует отметить, что определённый вклад в скорость рекомбинации гелия вносит также эффект обратного поглощения нейтральными атомами гелия и водорода резонансных квантов, вышедших из крыла соответствующей резонансной линии в результате красного смещения: этот процесс несколько замедляет рекомбинацию на начальной стадии.

Резюмируя, приведём рис. 6 из работы Свитцера и Хираты [78], на котором показаны кривые степени ионизации плазмы при рекомбинации $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$, вычисленные с учётом обсуждаемых процессов, без их учёта по программе Recfast и по равновесному закону Саха.

К настоящему времени несколькими группами авторов разработаны численные коды, реализующие вычисления степени ионизации первичной гелиево-водородной плазмы в зависимости от красного смещения. Перечислим их: Recfast [66, 72], RICO [79], RecSparse [80], HyRec [81], CosmoRec [82, 83], Atlant [84], SPDCBR [85–87]. Все эти численные коды основываются на определённой физической модели рекомбинации. Такая модель включает в себя систему кинетических уравнений, описывающую изменение населённостей возбуждённых состояний атомов и степени ионизации плазмы со временем, уравнения переноса излучения в линиях, а также учитывает ряд тонких эффектов, влияющих в конечном итоге на скорость рекомбинации и космологический рекомбинационный спектр на уровне до 1 %. Различия между моделями, лежащими в основе разных численных кодов, может заключаться в количестве уровней, явно учтённых при расчётах, аналитической аппроксимации коэффициента рекомбинации на верхние уровни, близкие к континууму, количестве учтённых эффектов, влияющих как на перенос излучения в различных линиях, так и на населённости уровней.

С запуском экспериментов WMAP и Planck произошёл большой прогресс в наблюдениях анизотропии РИ, существенно возросла точность экспериментальных данных. Поэтому требования к предсказаниям теории, на

основе которой производится интерпретация полученных данных, также усилились. В частности, для успешной интерпретации наблюдений спутника Planck минимальная точность численных расчётов степени ионизации плазмы должна составлять 0,1 % для эпохи рекомбинации водорода и 1 % для рекомбинации гелия, а лучше, если эта точность будет на порядок выше [84]. Именно это обстоятельство является причиной появления довольно большого числа работ, в которых уточняется теория рекомбинации в результате учёта различных тонких эффектов. Кратко остановимся на рассмотрении некоторых из них.

В работах [88, 89] обсуждается поправка к скорости двухквантовых переходов $2s \leftrightarrow 1s$, связанная с влиянием индуцированных переходов. При этом в работе [89] было корректно учтено влияние на эти переходы L_α -излучения, рождающегося в процессе рекомбинации водорода. В целом, по оценке авторов [89], эти уточнения приводят к поправке степени ионизации 0,5 % при $z \lesssim 1200$ в сторону замедления рекомбинации. В работе [90] учитывалась отдача при рассеянии в линии L_α , которая приводит к ускорению рекомбинации водорода, и при $z = 900$ поправка к степени ионизации составила 1,3 %. В работе [91] изучалось влияние ударных переходов $2s \leftrightarrow 2p$ на населённости состояний $2s$ и $2p$ и было показано, что в эпоху космологической рекомбинации эти переходы не устанавливают равновесного распределения по подуровням уровня $n = 2$ и их влиянием можно пренебречь. В ряде работ рассматривались двухфотонные переходы с верхних уровней атома водорода [70, 71, 75]. Было показано, что процесс двухфотонных каскадных переходов может внести поправки к степени ионизации плазмы порядка нескольких долей процента. В дальнейшем эти переходы были подробно рассмотрены в работе [92], где изучалось поведение крыльев линий, которые могут играть существенную роль в отклонении хода рекомбинации от стандартной картины. Также изучалось обратное поглощение нейтральными атомами водорода и гелия резонансных фотонов, вышедших из крыла соответствующей резонансной линии в результате красного смещения [93, 94]. Эффект от включения этого процесса в расчёты кинетики рекомбинации даёт поправку к степени ионизации водорода $\sim 0,2\%$ и $\sim 0,12\%$ для гелия.

Перейдём теперь к обсуждению искажений спектра РИ (космологического рекомбинационного спектра РИ), возникающих в результате излучения плазмы в процессе рекомбинации.

5. Искажение спектра реликтового излучения в процессе рекомбинации первичной плазмы

5.1. Искажения в коротковолновой области спектра реликтового излучения

Принято разделять искажения спектра РИ в коротковолновом и длинноволновом диапазонах спектра. Такое разделение обусловлено не какими-то принципиальными различиями формирования искажений в этих диапазонах, а различием искажений в данных диапазонах с точки зрения будущих наблюдений. В коротковолновой области спектра реликтового излучения (на длинах волн $\lambda \lesssim 300$ мкм) наблюдения будут существенно усложняться из-за присутствия интенсивного инфракрасного космического фона, обусловленного излучением

далёких галактик (рис. 7). В то же время на сантиметровых и дециметровых волнах таких мощных фоновых излучений нет, что облегчает задачу. Кроме того, наблюдения в этом диапазоне можно проводить с помощью наземных инструментов, поскольку нет влияния атмосферы Земли. При этом относительное изменение интенсивности реликтового излучения вследствие искажений в этой области может составить до 10^{-5} [51]. Также важно отметить, что интенсивность реликтового микроволнового фона в сантиметровом диапазоне на несколько порядков выше, чем в коротковолновом диапазоне при $\lambda \lesssim 200$ мкм.

Впервые формирование искажений в виновской части спектра РИ изучали Зельдович и др. [6] и Пиблс [9]. В их работах было отмечено, что в силу специфики процесса рекомбинации водорода в ранней Вселенной современный спектр реликтового излучения в области длин волн $\lambda \lesssim 200$ мкм должен быть искажён за счёт двухквантового излучения и L_α -излучения. Это искажение выражается в том, что при $\lambda \lesssim 200$ мкм интенсивность микроволнового фона возрастает по сравнению с планковской на несколько порядков. Например, в рамках плоской космологической модели ($\Omega = 1$) было вычислено, что изменение интенсивности реликтового излучения при $\lambda = 100$ мкм составляет от $\sim 10^{-26}$ эрг (см² с Гц ср)⁻¹ [9] до $\sim 10^{-24}$ эрг (см² с Гц ср)⁻¹ [6]. При этом планковская интенсивность на этой длине волны $B_\nu \approx 4 \times 10^{-33}$ эрг (см² с Гц ср)⁻¹. Общее представление о форме рассматриваемых искажений можно получить из рис. 8, взятого из работы [53].

В самом деле, в результате многократных актов поглощения и излучения, а также космологического красного смещения в расширяющейся Вселенной фотоны L_α смещаются в область более низких частот и в конечном итоге выходят из крыла линии. Тем самым эти фотоны уже не могут возбудить нейтральный атом водорода в основном состоянии, так чтобы он перешёл на уровень $n = 2$, а процесс "убегания" L_α -квантов становится одним из механизмов рекомбинации водорода. Конечно, смещённые по частоте ("покрасившие") L_α -фотоны могут быть поглощены атомом водорода, находящимся в возбуждённом состоянии, но такая возможность пренебрежимо мала вследствие того, что число атомов в возбуждённом состоянии на много порядков меньше числа атомов в основном состоянии ($n_2/n_1 \sim 10^{-14}$ в эпоху рекомбинации). Таким образом, оптическая толщина по поглощению L_α нейтральными атомами водорода оказывается очень малой, и эти фотоны становятся "избыточными" по отношению к равновесному фону излучения. Так как длина волны L_α составляет $\lambda_0 \approx 0,12$ мкм, а пик скорости выхода L_α -квантов из профиля линии соответствует красному смещению $z \approx 1400$ [65], в современную эпоху пик линии L_α расположен на длине волны $\lambda = \lambda_0 \times 1400 = 170$ мкм.

Расчёты искажения спектра РИ за счёт L_α -излучения производились многими авторами после 1968 г. Так, в [68] был рассмотрен процесс переноса излучения в линии L_α с учётом частичного перераспределения по частоте и отдаче при рассеянии. В результате для различных космологических моделей авторы [68] получили интенсивность линии L_α на длине волны $\lambda = 100$ мкм в диапазоне $I_\nu \sim 10^{-26} - 5 \times 10^{-25}$ эрг (см² с Гц ср)⁻¹. В работе [53] были вычислены искажения спектра РИ за счёт L_α -излучения и двухфотонного излучения при пере-

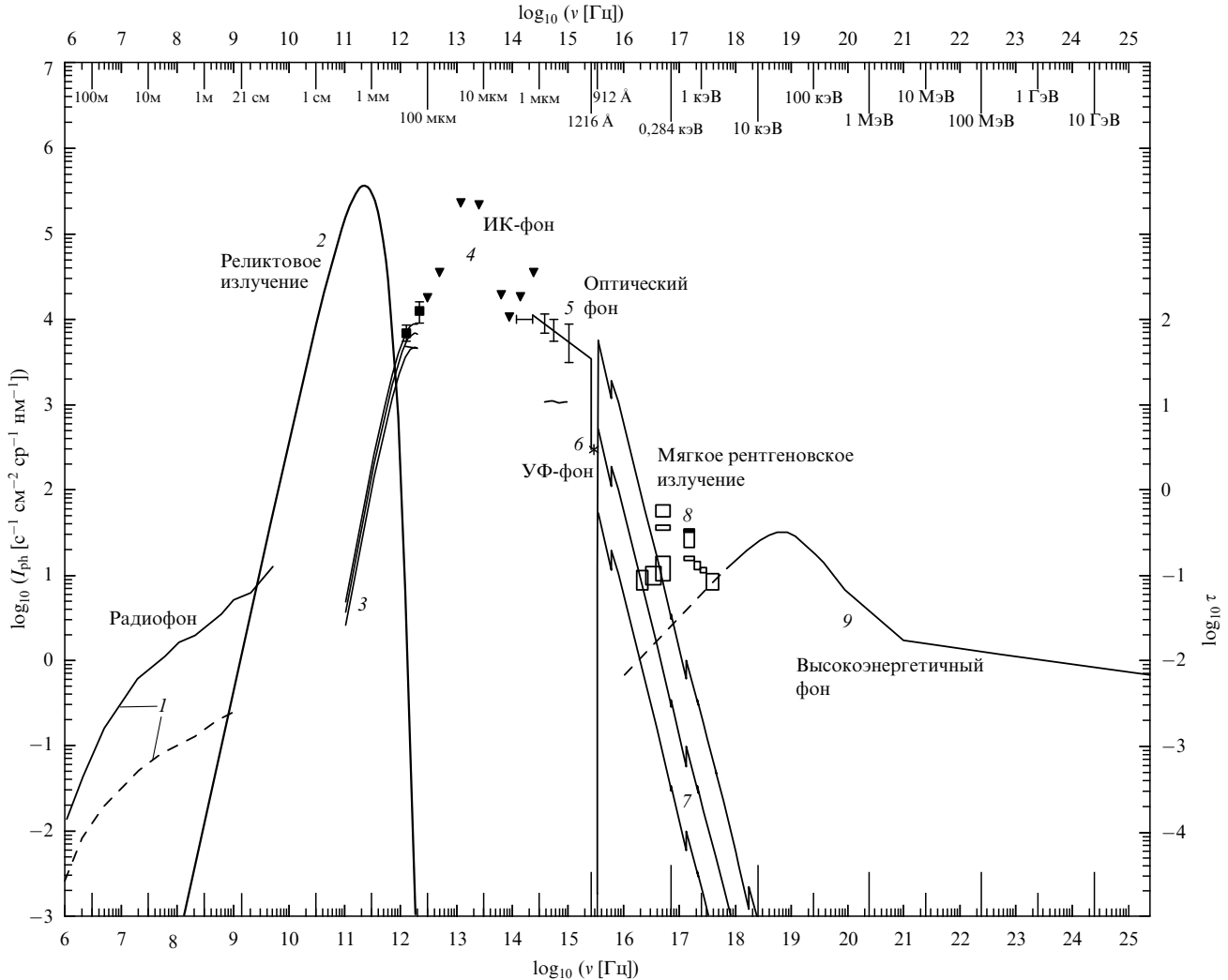


Рис. 7. Спектр электромагнитного фонового излучения Вселенной. I_{ph} — интенсивность потока фотонов, ν — частота, τ — оптическая толщина. 1 — радиотфон в направлении галактических полюса (пунктирная кривая) и плоскости (сплошная кривая); 2 — спектр РИ, измеренный FIRAS/COBE; 3 — спектр внегалактического микроволнового фонового излучения, избыточный по отношению к чернотельному спектру с температурой 2,72 К (по данным FIRAS/COBE); 4 — инфракрасный (ИК) фон: чёрные квадраты с ошибками — измерения на длинах волн 140 и 240 мкм, чёрные треугольники — верхние пределы интенсивности фона по различным измерениям; 5 — оптический фон: кружки с ошибками — соответствующие измерения фона, сплошная линия, проходящая через эти кружки, — экстраполяция ультрафиолетового (УФ) фона в сторону больших длин волн, короткий, почти горизонтальный отрезок ниже кружков — интегральная яркость галактик в глубоком обзоре телескопа "Хаббл"; 6 — УФ-фон: звездочка — верхний предел по измерениям аппарата Voyager, сплошная вертикальная линия — модельный спектр L_{α} -излучения от ионизованных межгалактических облаков на больших красных смещениях; 7 — оптическая толщина по поглощению жёсткого УФ-излучения межзвёздной средой для столбцовой плотности водорода 10^{19} , 10^{18} и 10^{17} см^{-2} справа налево соответственно; 8 — мягкое рентгеновское излучение: прямоугольники — различные измерения фона, ширина прямоугольников не имеет значения, а высота соответствует интервалу измеренных значений интенсивности фона; 9 — высокоэнергетичный фон: штриховая косая линия — экстраполяция в сторону больших длин волн. (По данным работы [95].)

ходе $2s \rightarrow 1s$. Результаты представлены на рис. 8, который демонстрирует вклад искажений за счёт L_{α} -излучения и двухфотонного излучения и суммарные искажения планковского спектра РИ при космологических параметрах $\Omega = 1$, $\Omega_b = 0,06$, $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

В дальнейшем несколько групп авторов пересмотрели эту задачу, используя более точные расчёты кинетики рекомбинации [58, 59]. Результаты расчёта L_{α} - и 2γ -искажений в работе [58] приведены на рис. 9. Из-за того что двухфотонный спектр имеет гораздо более широкий профиль по сравнению с профилем линии L_{α} , эти искажения лежат практически в одной области длин волн, т.е. перекрываются.

Таким образом, изменение интенсивности РИ, вызванное избытком L_{α} -фотонов и двухфотонным спек-

тром, составляет порядка $10^{-24} \text{ эрг (см}^2 \text{ с Гц ср)}^{-1}$ в большинстве работ, а интенсивность реликтового излучения возрастает примерно в два раза! Однако такое заметное увеличение интенсивности не упрощает задачу по обнаружению рассматриваемых рекомбинационных искажений, поскольку в соответствующий диапазон длин волн попадает фоновое излучение от разных источников. Космический инфракрасный фон (Cosmic Infrared Background — CIB) превосходит по интенсивности реликтовый фон вместе с его искажениями в диапазоне $\lambda \lesssim 200 \text{ мкм}$. Однако искажения спектра РИ имеют особую форму, благодаря которой они должны выделяться на более гладком ИК-фоне. Но в любом случае задача о разложении полного сигнала на составляющие, в том числе искажённый фон РИ, крайне трудна, и её

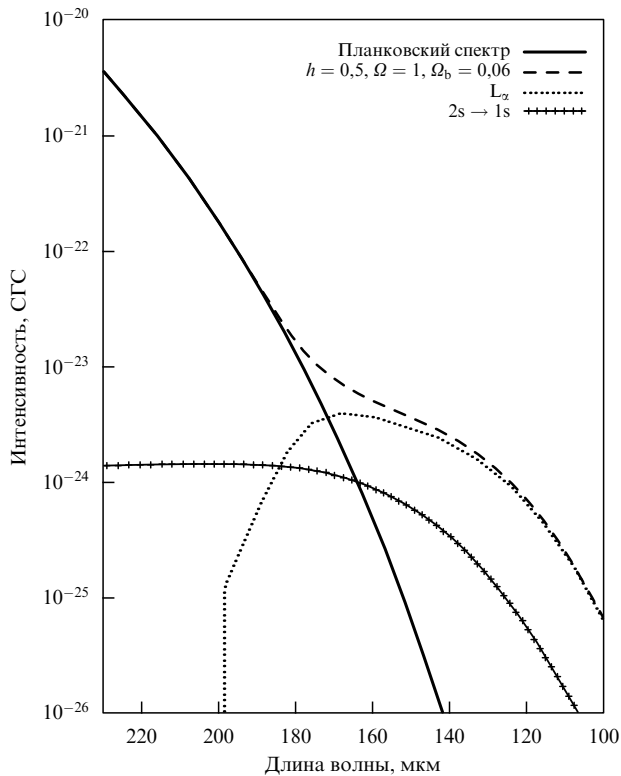


Рис. 8. Искажения реликтового излучения за счёт избыточных L_α -квантов и двухфотонного излучения по результатам работы [53]. Космологические параметры указаны на рисунке, $h = H_0/100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, где H_0 — современное значение параметра Хаббла.

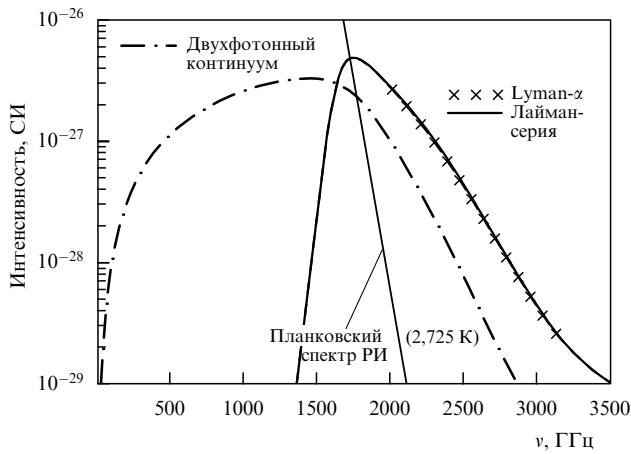


Рис. 9. Искажения реликтового излучения за счёт избыточных квантов лаймановской серии водорода (сплошная жирная кривая) и двухфотонного излучения по результатам работы [58]. Наибольший вклад в лаймановские искажения вносит линия L_α (помеченная косыми крестами кривая, которая практически совпадает со сплошной кривой), интенсивность которой в пике составила $4,8 \times 10^{-27} \text{ Вт м}^{-2} \text{ ср}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$. Расчёты проведены в рамках стандартной космологической модели с параметрами: $\Omega_b = 0,044$, $\Omega_m = 0,268$, $\Omega_\Lambda = 0,732$, $h = 0,71$.

решение будет возможным, когда уровень наблюдательной техники станет ещё выше.

5.2. Излучение при переходах

между высокими уровнями атомов водорода и гелия

Рассмотрим теперь излучение плазмы при переходах между высокими уровнями атомов водорода с $n \geq 2$.

Впервые идею об излучении атомов в субординатных сериях в процессе рекомбинации высказал В.К. Дубрович [50], но первые численные расчёты интенсивности искажений РИ, обусловленных этим излучением, были сделаны позднее [54, 57, 58].

Выше говорилось о том, что в каждый момент времени поддерживается динамическое равновесие между возбуждёнными состояниями и континуумом за счёт большого числа переходов: $p + e \rightleftharpoons H^* + \gamma_c$, $H_i \rightleftharpoons H_j + \gamma_c$. Здесь H^* , $H_{i,j}$ — соответственно атом водорода в некотором возбуждённом состоянии и в состояниях $n = i, j$, γ_c — фотон континуального спектра. В результате населённости возбуждённых уровней находятся в состоянии, очень близком к равновесию с континуумом. Однако вследствие расширения Вселенной возникают небольшие отклонения населённости уровней от равновесных, поскольку не все переходы $i \leftrightarrow j$ взаимно компенсируются в конечном итоге. Малая часть от общего числа переходов оказывается некомпенсированной, в результате чего излучаются избыточные по отношению к равновесному фону фотоны и, собственно, происходит рекомбинация водорода. Эта картина проиллюстрирована на рис. 4. Штриховыми стрелками показан один из возможных каскадов, в результате которого атом окончательно оказывается в основном состоянии, т.е. происходит акт "безвозвратной" рекомбинации. Фотоны, излучённые при таком каскаде, оказываются некомпенсированными и становятся избыточными по отношению к равновесному фону РИ.

Для характеристики эффективности образования избыточных фотонов в линии $i \rightarrow j$ удобно использовать впервые введённую в работе [52] величину, называемую коэффициентом полезного действия (КПД) или эффективностью соответствующего перехода: $\eta_{ij} = Z_{ij}/Z_{12}$, где Z_{ij} — скорость некомпенсированных переходов с уровня i на уровень j (которая обычно выражается в единицах $\text{см}^{-3} \text{ с}^{-1}$), Z_{12} — соответственно скорость некомпенсированных переходов со второго на первый уровень. Физический смысл этой величины заключается в следующем: η_{ij} — это среднее число фотонов, излучаемых при переходе $i \rightarrow j$ в расчёте на один акт некомпенсированной рекомбинации в основном состоянии. Достаточно полно задача расчёта эффективности переходов была решена в работе [64], где также были вычислены отклонения населённостей возбуждённых состояний от равновесных и получены выражения для чисел некомпенсированных переходов в линиях. Численные расчёты были реализованы М.С. Бургиным в программной библиотеке SPDCBR [85–87], которая использовалась в работе [54] для вычисления интенсивности излучения рекомбинационных линий водорода H_α и P_α . Результаты расчётов представлены на рис. 10 и 11. Все расчёты проводились для плоской космологической Λ CDM-модели с параметрами $\Omega_\Lambda = 0,7$, $\Omega_b = 0,04$ и $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. На рисунке 10 показаны линии H_α , H_β , P_α , континуумы H_c , P_c и крыло двухфотонного континуума 2γ . Наиболее интенсивной является линия H_α , её интенсивность в пике $6 \times 10^{-24} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ Гц}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. На рисунке 11 показаны искажения, для наглядности увеличенные в 10^8 раз и наложенные на равновесный спектр реликтового излучения.

В рамках физической модели, использованной в [64], Е.Е. Холупенко и др. [57] также вычислили эффективность различных переходов, получив при этом такие

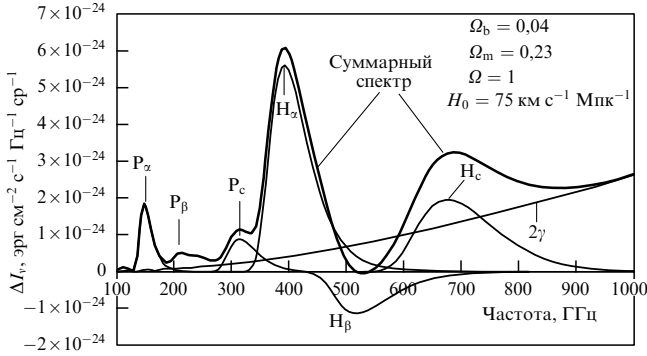


Рис. 10. Линии Бальмера H_α , H_β и Пашена P_α в космологическом рекомбинационном спектре водорода. Параметры Λ CDM-модели, в рамках которой был вычислен спектр, указаны на рисунке.

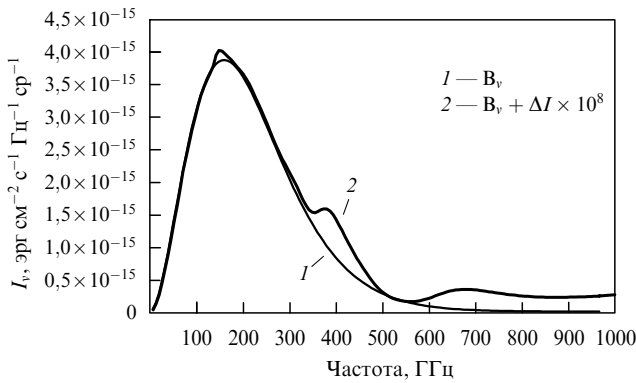


Рис. 11. Космологический рекомбинационный спектр водорода (увеличенный по интенсивности в 10^8 раз), наложенный на планковский спектр реликтового излучения. ΔI — изменение планковской интенсивности B_ν вследствие рекомбинационных искажений спектра РИ. Расчёты проведены в рамках Λ CDM-модели, $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_b = 0,04$, $\Omega_m = 0,23$.

же результаты с точностью до 1%. Для искажений реликтового излучения в диапазоне частот, таких, что $h\nu_{ij} \ll k_B T$ (рэлей-джинсовская область спектра), авторы [57] вычислили относительное изменение температуры равновесного реликтового фона:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{c^3}{8\pi\nu_{ij}^3} (1+z) \frac{dx_p}{dz} \frac{h\nu_{ij}}{k_B T(z)} N_{\text{tot}}(z) \eta_{ij}, \quad (19)$$

где x_p — доля свободных протонов в плазме, $N_{\text{tot}}(z)$ — полная концентрация водорода. В результате в диапазоне частот 1–100 ГГц относительные искажения РИ составили $\Delta T/T \lesssim 3 \times 10^{-7}$, причём отношение $\Delta T/T$ убывает с возрастанием частоты и при частоте 100 ГГц составляет порядка 10^{-10} , а сами искажения имеют довольно малоконтрастный характер. Необходимо отметить, что такое достаточно резкое уменьшение относительных искажений РИ объясняется тем, что в рассматриваемом диапазоне частот интенсивность самого реликтового излучения изменяется более чем на три порядка.

Интересно, что при учёте тонкой структуры атома водорода для ряда линий КПД η_{ij} становится отрицательным. Этот факт означает, что при рекомбинации водорода фотоны определённых частот в большей степени поглощаются, чем излучаются, а значит, в космо-

логическом рекомбинационном спектре должны появиться "абсорбционные" особенности. Другими словами, на определённых частотах интенсивность реликтового фона будет несколько меньше, чем равновесная интенсивность, в то время как на других частотах возникнет уярчение фона, связанное с избыточными фотонами. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Предположим, что "выключены" каналы необратимой рекомбинации в основное состояние за счёт нескомпенсированных переходов $2s \leftrightarrow 1s$ и $2p \leftrightarrow 1s$. Тогда, очевидно, установится полное равновесие между всеми возбуждёнными уровнями атома водорода, плазмой и излучением. В этом случае в силу принципа детального равновесия все каскады переходов будут компенсироваться, потому что будут компенсироваться любые пары переходов между уровнями $i \leftrightarrow j$. Пусть теперь "включатся" каналы необратимой рекомбинации со второго уровня на первый. Эти каналы являются причиной неравновесности, потому что среди множества возможных каскадов появятся такие, которые оканчиваются в основном состоянии, т.е. являются нескомпенсированными. Фотоны, излучённые при таких каскадах, будут также нескомпенсированными, т.е. избыточными по отношению к равновесному фону.

Рассмотрим ситуацию, при которой произошла рекомбинация электрона на уровень $2p$ атома водорода (прямо или через промежуточные уровни). Тогда возможны следующие три варианта дальнейшего пути электрона.

Во-первых, в результате фотоионизации электрон может перейти в свободное состояние прямо или через промежуточные состояния. Однако при этом не произойдёт образования нейтрального атома водорода, и в конечном итоге в результате таких каскадов не появятся избыточные фотоны, поскольку в среднем все такие каскады будут взаимно компенсироваться (см. выше).

Во-вторых, электрон может перейти в основное состояние в результате рассеяния и выхода L_α -кванта из профиля линии, и тогда образуется нейтральный атом, а также избыточные фотоны.

Наконец, в-третьих, электрон может в результате нескольких переходов через вышележащие уровни попасть в состояние $2s$, а из него — на уровень $1s$ в результате необратимой рекомбинации посредством двухфотонного распада. Две (наиболее простые) из возможных разрешённых правилами отбора траекторий, реализующих третий случай, изображены на рис. 12. Как

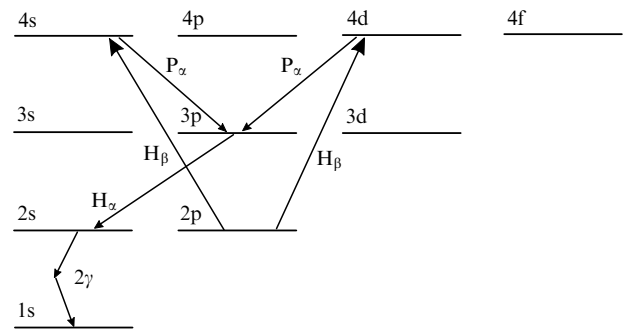


Рис. 12. Схема двух наиболее простых траекторий электрона по уровням атома водорода, в результате которых в конечном итоге из равновесного фона поглощаются фотоны.

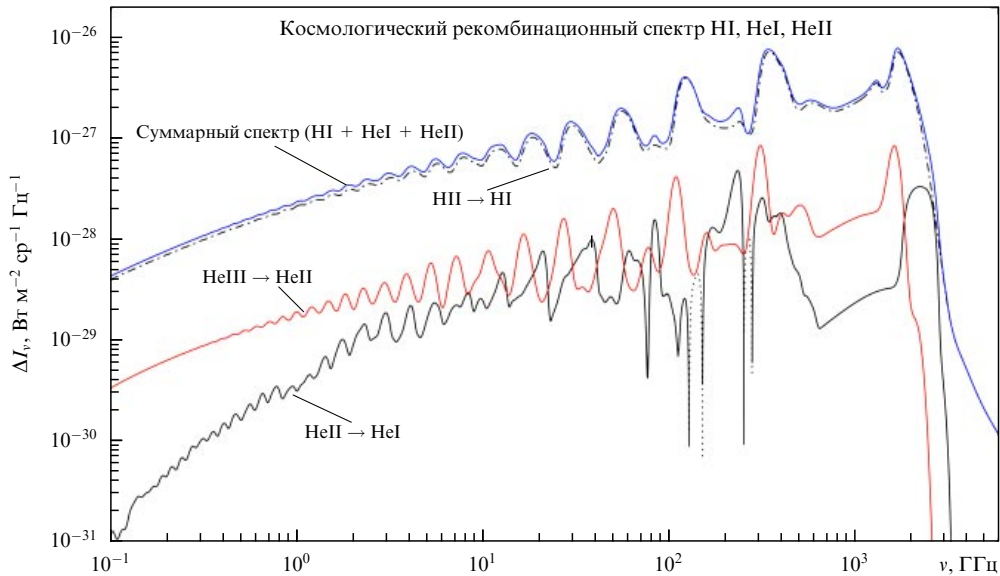


Рис. 13. Космологический рекомбинационный спектр водорода и гелия по данным работы [63]. Отдельно показан вклад рекомбинационных спектров водорода и гелия в суммарный спектр. Пунктирными линиями показаны детали спектра в поглощении. Расчёты выполнены в рамках стандартной космологической модели.

видно, при таком каскаде будет поглощён фотон серии Бальмера H_β и излучены фотон серии Пашена P_α и фотон серии Бальмера H_γ .

Таким образом, если учесть расщепление уровней по орбитальному моменту l , то в результате некомпенсированных переходов в основное состояние фотоны различных частот будут не только излучаться, но и поглощаться.

К такому же выводу пришли и авторы работы [58], а также [63], в которой тоже вычислялся космологический рекомбинационный спектр с учётом зависимости населённости состояний атома водорода от орбитального квантового числа l . Были вычислены искажения спектра реликтового излучения в диапазоне частот от 1 ГГц до 3500 ГГц. Было показано, что учёт расщепления уровней на подуровни по моменту l существенно влияет на форму и интенсивность рекомбинационных линий водорода. Результат представлен на рис. 13, взятом из работы [63]. Здесь необходимо сделать важное замечание относительно рекомбинационного спектра гелия. В разделе 4.4 обсуждалось ускорение рекомбинации гелия HeI , обусловленное поглощением резонансных квантов гелия атомами нейтрального водорода, присутствующими в плазме в малом количестве. Это существенно влияет на формирующиеся при рекомбинации гелия искажения спектра РИ, так как ускорение рекомбинации приводит к увеличению контраста рекомбинационных линий гелия (линии становятся более узкими). Кроме того, фотоны, поглощённые нейтральным водородом, в дальнейшем переизлучаются в линии L_α и формируется соответствующая спектральная особенность на частоте около 1100 ГГц [63]. Таким образом, помимо основной рекомбинационной линии водорода L_α в спектре будет присутствовать более слабая линия L_α , излучаемая водородом в период рекомбинации гелия HeI (на рис. 13 она расположена правее основной линии L_α).

Точность измерения искажений, необходимая для хорошего отождествления космологического рекомбинационного спектра с целью определения Ω_b , должна

быть на порядок лучше, чем точность измеряемой интенсивности рекомбинационных линий. То есть измерения интенсивности должны быть на уровне точности $\Delta I \sim 10^{-25}$ эрг см^{-2} с^{-1} ГГц^{-1} sr^{-1} .

5.3. Замечания о возможной методике будущих наблюдений

Поскольку спектр РИ одинаков во всех направлениях, для наблюдений можно выбрать любой участок неба, причём желательно, чтобы влияние различных источников космического фона и разных помех там было минимальным. Существенно также то, что искомым сигнал должен быть неполяризованным, и это можно использовать для его отделения от сигналов других источников. Для поисков искажений спектра РИ нужно будет сканировать спектр по частоте, охватывая достаточно широкий частотный диапазон. При этом даже не требуется измерять абсолютное значение интенсивности излучения, достаточно искать именно отклонения интенсивности от равновесного значения, т.е. "модулированный" сигнал с амплитудой 10–30 нК и $\Delta\nu/\nu \sim 0,1$. Ряд исследователей в настоящее время считает, что точность 10 нК вполне достижима при современном уровне развития аппаратуры.

По-видимому, наилучшим методом будет поиск максимума корреляции между наблюдаемым спектром и предсказанным спектром, представленным на рис. 10, 13. На наш взгляд, для этой цели наиболее перспективным является модуляционный фурье-спектрометр для частотного диапазона 100–1000 ГГц (от 3 мм до 300 мкм) с разрешением $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 10$.

6. Заключение

Предсказание и дальнейшее измерение температурных флуктуаций РИ стали важнейшим шагом как в исследовании ранней Вселенной, так и в развитии наблюдательной техники. За последние 15 лет в результате прогресса экспериментальных технологий уровень точности изме-

рений реликтового фона возрос на порядки. С одной стороны, это позволило определять различные космологические параметры (или ограничения на них) с высокой точностью, тем самым картина эволюции Вселенной стала намного более детальной. С другой стороны, такой прогресс предъявил новые требования к точности предсказаний теории, на основе которой интерпретируются наблюдательные данные. В частности, в последние годы появилось много работ, в которых детально рассматривалась космологическая рекомбинация первичной плазмы — важнейший этап в эволюции Вселенной, в результате которого водород и гелий стали нейтральными, а излучение отделилось от вещества. Фактически мы можем изучать РИ в момент последнего рассеяния фотонов на свободных электронах и извлекать из особенностей его пространственного и спектрального распределения информацию о той эпохе.

В настоящее время практически все физические процессы, происходящие в эпоху рекомбинации водорода и гелия в интервале красных смещений $900 < z < 7000$, хорошо изучены и можно считать, что работы последнего десятилетия по этой теме восстанавливают полную картину рекомбинации и эффектов, обусловленных ею. После открытия температурных флуктуаций РИ теперь стоит задача о наблюдении уникальных отклонений спектра РИ от планковского распределения, связанных с излучением фотонов в процессе рекомбинации первичной плазмы. Измерение этих искажений спектра РИ позволит уточнить такие параметры, как температура РИ (монополярная составляющая), отношение плотностей барионов и фотонов РИ, обилие первичного гелия. Принципиально также то, что избыточные по отношению к равновесному фону РИ фотоны, излучённые при рекомбинации, образуются не вблизи поверхности последнего рассеяния, когда формируется картина температурной анизотропии РИ ($z_{\text{rec}} \approx 1000$), а в более ранние эпохи. Так, пик плотности фотонов, излучённых при рекомбинации водорода и гелия (HeI и HeII), приходится соответственно на красные смещения $z \sim 1300-1400$, $z \sim 1800-1900$ и $z \sim 6000$, что позволяет нам "заглянуть" за поверхность последнего рассеяния.

Обнаружение рекомбинационных искажений спектра РИ станет не только прямым наблюдательным свидетельством фазы рекомбинации первичной плазмы, но и инструментом исследования тепловой истории Вселенной в рассматриваемую эпоху. В частности, все физические процессы (не только хорошо известные и изученные теоретически, но и возможные неожиданные явления), имевшие место в тот период, определённым образом влияют на космологический рекомбинационный спектр. Таким образом, точные измерения этого спектра позволят судить об условиях и процессах, происходивших в эпоху космологической рекомбинации. Ввиду того что ожидаемый сигнал крайне слаб (по порядку величины составляет $10^{-9} - 10^{-8}$ от полного фонового сигнала РИ), задача его экспериментального обнаружения очень трудна. Однако ряд исследователей полагает, что такая беспрецедентно высокая точность измерений может быть реализована в недалёком будущем. Рекомбинационный спектр имеет особенности, которые должны облегчить задачу поиска искомого слабого сигнала, и наиболее принципиальные из них — независимость сигнала от направления, отсутствие поляризации и характерный волнообразный характер этого спектра.

7. Приложение.

Сравнение рекомбинационного излучения первичной плазмы с излучением газовых туманностей

С методической точки зрения интересно сравнить физические условия в газовых туманностях и плазме в эпоху рекомбинации, поскольку теория образования спектра газовых туманностей имеет много общего с задачей о формировании космологического рекомбинационного спектра. Однако гораздо более существенны различия, которые не позволяют в полной мере использовать достижения теории излучения газовых туманностей в рассматриваемой здесь задаче.

Как известно, свечение газовых туманностей вызывается излучением горячих звёзд ранних спектральных классов, находящихся в центре этих туманностей. Туманность поглощает высокочастотное излучение звезды и перерабатывает его в кванты меньших частот. Этот факт свидетельствует о сильном отклонении состояния туманностей от термодинамически равновесного. В самом деле, в каждую точку туманности излучение от звезды приходит сильно ослабленным — это ослабление характеризуется фактором диллюции $W = \Omega/4\pi$, где Ω — телесный угол, под которым видна звезда из данной точки туманности. При типичных размерах газовых туманностей и их ядер фактор (коэффициент) диллюции порядка 10^{-14} . Таким образом, плотность излучения внутри туманности ρ_v будет чрезвычайно низкой: $\rho_v = W\rho_v^*$, где ρ_v^* — плотность излучения звезды в предположении, что она излучает как абсолютно чёрное тело. При этом спектральный состав поля излучения в туманности соответствует очень высокой температуре звезды, т.е. имеется огромное несоответствие между плотностью излучения и его спектральными характеристиками. В результате происходит перераспределение фотонов по частотам — высокоэнергичные кванты превращаются в кванты меньших частот.

Таким образом, основное отличие физических условий в газовых туманностях от условий в космологической плазме состоит в том, что в последнем случае мы имеем равновесное поле излучения с чрезвычайно большой плотностью и температурой порядка $T \approx 3500$ К, а в туманностях поле излучения является неравновесным и имеет низкую интенсивность, при этом его спектральный состав соответствует температуре $T \sim 20000$ К.

В туманностях вследствие очень малой плотности излучения все нейтральные атомы находятся в основном состоянии (заметим, что степень ионизации плазмы при этом может быть очень большой: малость плотности излучения компенсируется относительно малой концентрацией свободных электронов, $n_e \approx 10^4$ см⁻³). Поэтому туманности непрозрачны для излучения в лаймановской серии и прозрачны для излучения во всех субординатных сериях. Так что бальмеровские кванты и кванты других субординатных серий свободно выходят из туманности. Все каскадные переходы вниз по уровням водорода практически не прерываются, поскольку нет достаточного количества мягких фотонов, способных ионизовать водород из возбуждённых состояний. Это означает, что возбуждённые уровни атома водорода *не находятся* в равновесии с плазмой и излучением.

Совсем иная картина имеет место в космологической водородной плазме. В этом случае в планковском поле излучения с температурой порядка 3000–4000 К существует большое количество мягких фотонов с энергиями порядка 3,4 эВ и менее, способных поддерживать статистическое равновесие между возбужденными состояниями атома водорода, плазмой и излучением.

Если сравнивать степень неравновесности состояния вещества в туманностях и космологической плазме, то в туманностях отношение $n_e n^+ / n_1$ отличается от равновесного значения по формуле Саха наличием множителя порядка коэффициента диллюции $W \sim 10^{-14}$. В то же время, как показано в разделе 4.2, степень ионизации космологической плазмы в эпоху рекомбинации водорода отличается от равновесной по Саха не более чем в два раза. Принимая во внимание всё сказанное выше, можно заключить, что теория образования спектра газовых туманностей не может быть использована для построения теории космологического рекомбинационного спектра. Тем не менее в этих двух теориях терминология в большой степени является общей, поскольку механизмы рекомбинационного излучения в них сходны между собой.

Список литературы

1. Лукаш В Н, Михеева Е В *Физическая космология* (М.: Физматлит, 2010)
2. Лукаш В Н, Михеева Е В, Малиновский А М *УФН* **181** 1017 (2011) [Lukash V N, Mikheeva E V, Malinovsky A M *Phys. Usp.* **54** 983 (2011)]
3. Дорошкевич А Г, Лукаш В Н, Михеева Е В *УФН* **182** 3 (2012) [Doroshkevich A G, Lukash V N, Mikheeva E V *Phys. Usp.* **55** 3 (2012)]
4. Гурбатов С Н, Саичев А И, Шандарин С Ф *УФН* **182** 233 (2012) [Gurbatov S N, Saichev A I, Shandarin S F *Phys. Usp.* **55** 223 (2012)]
5. Березинский В С, Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *УФН* **184** 3 (2014) [Berezinsky V S, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Usp.* **57** 1 (2014)]
6. Зельдович Я Б, Курт В Г, Сюняев Р А *ЖЭТФ* **55** 278 (1968) [Zel'dovich Ya B, Kurt V G, Syunyaev R A *Sov. Phys. JETP* **28** 146 (1969)]
7. Зельдович Я Б, Сюняев Р А *Astrophys. Space Sci.* **4** 285 (1969) [Zeldovich Ya B, Sunyaev R A *Astrophys. Space Sci.* **4** 301 (1969)]
8. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astrophys. Space Sci.* **7** 20 (1970)
9. Peebles P J E *Astrophys. J.* **153** 1 (1968)
10. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975); Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **84** 377 (1964) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **7** 763 (1965)]; Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **86** 447 (1965) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **8** 522 (1966)]
11. Ade P A R et al. (Planck Collab.), arXiv:1303.5076
12. Черепашук А М *УФН* **183** 535 (2013) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **56** 509 (2013)]
13. Глинер Э Б *ЖЭТФ* **49** 542 (1966) [Gliner E B *Sov. Phys. JETP* **22** 378 (1966)]
14. Глинер Э Б *ДАН СССР* **192** 771 (1970) [Gliner É B *Sov. Phys. Dokl.* **15** 559 (1970)]
15. Глинер Э Б, Дымникова И Г *Письма в Астрон. журн.* **1** 7 (1975) [Gliner É B, Dymnikova I G *Sov. Astron. Lett.* **1** 93 (1975)]
16. Глинер Э Б *УФН* **172** 221 (2002) [Gliner É B *Phys. Usp.* **45** 213 (2002)]
17. Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979) [Starobinskii A A *JETP Lett.* **30** 682 (1979)]
18. Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **91** 99 (1980)
19. Linde A D *Phys. Lett. B* **108** 389 (1982)
20. Линде А Д *Физика элементарных частиц и инфляционная космология* (М.: Наука, 1990) [Linde A *Particle Physics and Inflationary Cosmology* (Chur: Harwood Acad. Publ., 1990)]
21. Guth A H *Phys. Rev. D* **23** 347 (1981)
22. Лукаш В Н, Михеева Е В, Строков В Н *УФН* **182** 216 (2012) [Lukash V N, Mikheeva E V, Strokov V N *Phys. Usp.* **55** 204 (2012)]
23. Лукаш В Н, Михеева Е В, Строков В Н *УФН* **182** 894 (2012) [Lukash V N, Mikheeva E V, Strokov V N *Phys. Usp.* **55** 831 (2012)]
24. Болотин Ю Л, Ерохин Д А, Лемец О А *УФН* **182** 941 (2012) [Bolotin Yu L, Erokhin D A, Lemets O A *Phys. Usp.* **55** 876 (2012)]
25. Чернин А Д *УФН* **183** 741 (2013) [Chernin A D *Phys. Usp.* **56** 704 (2013)]
26. Gamow G *Phys. Rev.* **70** 572 (1946)
27. Чернин А Д *УФН* **164** 889 (1994) [Chernin A D *Phys. Usp.* **37** 813 (1994)]
28. Насельский П Д, Новиков Д И, Новиков И Д *Реликтовое излучение Вселенной* (М.: Наука, 2003)
29. Penzias A A, Wilson R W *Astrophys. J.* **142** 419 (1965)
30. Dicke R H et al. *Astrophys. J.* **142** 414 (1965)
31. Дорошкевич А Г, Новиков И Д *ДАН СССР* **154** 809 (1964) [Doroshkevich A G, Novikov I D *Sov. Phys. Dokl.* **9** 111 (1964)]
32. McKellar A *Publ. Dominion Observ. Ottawa* **7** 15 (1941)
33. Шамонов Т А *Приборы и техника эксперимента* (1) 83 (1957)
34. Hu W, in *Observing Dark Energy, Proc. of a Meeting, 18–20 March 2004, Tucson, Arizona, USA* (ASP Conf. Series, Vol. 339, Eds S C Wolff, T R Lauer) (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2005) p. 215; astro-ph/0407158
35. Sachs R K, Wolfe A M *Astrophys. J.* **147** 73 (1967)
36. Silk J *Astrophys. J.* **151** 459 (1968)
37. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astrophys. Space Sci.* **7** 3 (1970)
38. Hu W, Dodelson S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 171 (2002)
39. Smoot G F et al. *Astrophys. J. Lett.* **396** L1 (1992)
40. Струков И А и др. *Письма в Астрон. журн.* **13** 163 (1987) [Strukov I A et al. *Sov. Astron. Lett.* **13** 65 (1987)]
41. Strukov I A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **258** 37P (1992)
42. Fixsen D J, Mather J C *Astrophys. J.* **581** 817 (2002)
43. Smoot G F, Scott D "Cosmic background radiation", http://www.astro.ubc.ca/people/scott/cbr_review.ps (2000); *Eur. Phys. J. C* **15** 145 (2000)
44. Hu W, arXiv:0802.3688
45. Mather J C et al. *Astrophys. J.* **420** 439 (1994)
46. Danese L, De Zotti G *Astron. Astrophys.* **107** 39 (1982)
47. Fixsen D J et al. *Astrophys. J.* **473** 576 (1996)
48. Зельдович Я Б, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **6** 545 (1980) [Zeldovich Ya B, Syunyaev R A *Sov. Astron. Lett.* **6** 285 (1980)]
49. Carlstrom J E, Holder G P, Reese E D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 643 (2002)
50. Дубрович В К *Письма в Астрон. журн.* **1** 10 3 (1975)
51. Dubrovich V K, Stolyarov V A *Astron. Astrophys.* **302** 635 (1995)
52. Бернштейн И Н, Бернштейн Д Н, Дубрович В К *Астрон. журн.* **54** 727 (1977) [Bernshtein I N, Bernshtein D N, Dubrovich V K *Sov. Astron.* **21** 409 (1977)]
53. Boschan P, Biltzinger P *Astron. Astrophys.* **336** 1 (1998)
54. Дубрович В К, Шахворостова Н Н *Письма в Астрон. журн.* **30** 563 (2004) [Dubrovich V K, Shakhvorostova N N *Astron. Lett.* **30** 509 (2004)]
55. Дубрович В К, Грачев С И *Письма в Астрон. журн.* **30** 723 (2004) [Dubrovich V K, Grachev S I *Astron. Lett.* **30** 657 (2004)]
56. Rubiño-Martín J A, Hernández-Monteagudo C, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **438** 461 (2005)
57. Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Grav. Cosmology* **11** 161 (2005)
58. Rubiño-Martín J A, Chluba J, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **371** 1939 (2006); astro-ph/0607373
59. Wong W Y, Seager S, Scott D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 1666 (2006)
60. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **458** L29 (2006); astro-ph/0608120
61. Chluba J, Rubiño-Martín J A, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **374** 1310 (2007); astro-ph/0608242
62. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **475** 109 (2007)
63. Rubiño-Martín J A, Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **485** 377 (2008)
64. Бургин М С *Астрон. журн.* **80** 771 (2003) [Burgin M S *Astron. Rep.* **47** 709 (2003)]
65. Seager S, Sasselov D D, Scott D *Astrophys. J. Suppl.* **128** 407 (2000)
66. Seager S, Sasselov D D, Scott D *Astrophys. J.* **523** L1 (1999)

67. Соболев В В *Движущиеся оболочки звезд* (Л.: Изд-во Ленингр. гос. ордена Ленина ун-та, 1947) [Sobolev V V *Moving Envelopes of Stars* (Cambridge: Harvard Univ. Press, 1960)]
68. Грачев СИ, Дубрович В К *Астрофизика* **34** 249 (1991) [Grachev S I, Dubrovich V K *Astrophysics* **34** 124 (1991)]
69. Дубрович В К *Оптика и спектроскопия* **63** 439 (1987) [Dubrovich V K *Opt. Spectrosc.* **63** 256 (1987)]
70. Дубрович В К, Грачев С И *Письма в Астрон. журн.* **31** 403 (2005) [Dubrovich V K, Grachev S I *Astron. Lett.* **31** 359 (2005)]
71. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **480** 629 (2008); arXiv:0705.3033
72. Wong W Y, Moss A, Scott D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386** 1023 (2008)
73. Matsuda T, Satō H, Takeda H *Prog. Theor. Phys.* **42** 219 (1969)
74. Hirata C M, Switzer E R *Phys. Rev. D* **77** 083007 (2008)
75. Wong W Y, Scott D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375** 1441 (2007)
76. Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **378** L39 (2007); astro-ph/0703438
77. Холупенко Е Е, Иванчик А В, Варшалович Д А *Письма в Астрон. журн.* **34** 803 (2008) [Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Astron. Lett.* **34** 725 (2008)]
78. Switzer E R, Hirata C M *Phys. Rev. D* **77** 083006 (2008)
79. Fendt W A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **181** 627 (2009)
80. Grin D, Hirata C M *Phys. Rev. D* **81** 083005 (2010)
81. Ali-Haïmoud Y, Hirata C M *Phys. Rev. D* **83** 043513 (2011); arXiv:1011.3758
82. Chluba J, Thomas R M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 748 (2011); arXiv:1010.3631
83. Chluba J, Thomas R M "CosmoRec: Cosmological Recombination code", Astrophysics Source Code Library record ascl:1304.017; http://asterisk.apod.com/wp/?page_id=12
84. Kholupenko E E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **417** 2417 (2011); arXiv:1104.3050
85. Бургин М С "Библиотека SPDCBR для расчета космологического рекомбинационного спектра", <ftp://ftp.asc.rssi.ru/outgoing/spdcbr/>
86. Бургин М С *Краткие сообщ. по физ. ФИАН* **36** (4) 26 (2009) [Burgin M S *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **36** 110 (2009)]
87. Бургин М С *Краткие сообщ. по физ. ФИАН* **37** (9) 30 (2010) [Burgin M S *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **37** 280 (2010)]
88. Chluba J, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **446** 39 (2006)
89. Холупенко Е Е, Иванчик А В *Письма в Астрон. журн.* **32** 883 (2006) [Kholupenko E E, Ivanchik A V *Astron. Lett.* **32** 795 (2006)]
90. Грачев С И, Дубрович В К *Письма в Астрон. журн.* **34** 483 (2008) [Grachev S I, Dubrovich V K *Astron. Lett.* **34** 439 (2008)]
91. Бургин М С, Кауц В Л, Шахворостова Н Н *Письма в Астрон. журн.* **32** 563 (2006) [Burgin M S, Kauts V L, Shakhvorostova N N *Astron. Lett.* **32** 507 (2006)]
92. Каршенбойм С Г, Иванов В Г *Письма в Астрон. журн.* **34** 323 (2008) [Karshenboim S G, Ivanov V G *Astron. Lett.* **34** 289 (2008)]
93. Kholupenko E E, Ivanchik A V, Varshalovich D A *Phys. Rev. D* **81** 083004 (2010)
94. Chluba J, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 1221 (2010)
95. Henry R C *Astrophys. J.* **516** L49 (1999)

CMB spectral distortions during the recombination of the primeval plasma in the early Universe

V.G. Kurt, N.N. Shakhvorostova

*Astro-Space Center, Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: vkurt@asc.rssi.ru, nadya@asc.rssi.ru*

Virtually all physical processes occurring during hydrogen and helium recombination ($900 < z < 7000$) are currently well understood. The theoretical work of the last decade on this topic provides a comprehensive picture of recombination and related processes. Of particular observational interest is the fact that the CMB spectrum experiences a unique distortion from the blackbody due to the release of photons during this epoch. These additional photons form a cosmological recombination spectrum imposed on thermal CMB spectrum. The recombination dynamics of hydrogen is controlled by two processes — the two-photon decay $2s \rightarrow 1s$ and the L_α photon escape due to multiple scattering in an expanding medium — of which the first process is dominant. About 57% of all hydrogen atoms in the Universe at $z \lesssim 1400$ recombined through two-photon decay channel. Because the ratio of CMB photon and baryon number densities is extremely large, the additional photons make only a small ($10^{-8} - 10^{-9}$) fraction of the total amount, so that their distorting effect of the CMB spectrum is small. Of most promise for future observations are relative distortions in the Rayleigh-Jeans range of the CMB spectrum (the decimeter range). For example, at 300 MHz, relative intensity distortions of the order of $10^{-8} - 10^{-9}$ are expected. The Balmer and Paschen hydrogen series fall into the range of maximum CMB. In the Wien range, observations will be strongly hampered — and indeed made impossible — by the infrared and submillimeter cosmic background. It is not possible yet — given the current level of instrumentation — to measure small ($< 10^{-8}$) distortions near the maximum. Some researchers believe, however, that an accuracy of ~ 10 nK can soon be achieved. Because the CMB spectrum does not depend on the direction, any region of the sky can be chosen for observation, it being desirable that the contribution of various cosmic backgrounds and noises be minimal there (for example, near the Galactic pole). It is also essential that the signal sought for should be nonpolarized in order that it could be separated from signals from other sources.

PACS numbers: 52.40.Db, 98.70.Vc, 98.80.Es

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404f.0423

Bibliography — 95 references

Received 3 March 2014

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (4) 423–443 (2014)

Physics–Uspekhi **57** (4) (2014)