

## Г Л А В А 8

### РАДИАЦИОННО-ДОМИНИРОВАННАЯ ПЛАЗМА И РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ \*)

#### § 1. Введение и общий обзор

Мы приступаем к описанию последних, наиболее близких к настоящему времени этапов эволюции Вселенной.

На первом этапе (РД — радиационно-доминированная плазма) пространство заполнено фотонами с небольшой примесью электронов, протонов и ядер гелия. Этот этап начинается после аннигиляции позитронов и заканчивается рекомбинацией водорода:  $e^- + p = H$ . На втором этапе пространство заполнено фотонами и нейтральными атомами  $H I$  и  $He I$ .

В соответствии с общим планом книги мы рассматриваем здесь эволюцию идеализированной однородной модели Вселенной, откладывая рассмотрение возмущений однородности до следующего раздела.

Насколько такое рассмотрение соответствует действительности? Ответ зависит как от предположений о возмущениях, так и от рассматриваемого момента времени.

В настоящее время заведомо возмущения отнюдь не малы и физическое состояние вещества не имеет ничего общего с предсказаниями строго однородной модели.

С другой стороны, свободный пробег фотонов реликтового излучения велик и поэтому РИ с хорошей точностью остается однородным и изотропным (как показывают наблюдения) даже при наличии сильных неоднородностей в распределении обычного вещества.

Поэтому влияние возмущений на РИ можно частично рассмотреть в рамках однородной модели.

Возмущения — например, вкрапления антивещества или peculiarные движения вещества на фоне общего расширения — можно рассматривать как источники энергии. Выделяется энергия аннигиляции, или кинетическая энергия упорядоченного движения превращается в тепло.

Эти источники энергии неоднородно распределены в пространстве, однако в силу быстрого перемешивания фотонов эта неодно-

\*) Эта глава написана совместно с Р. А. Сюняевым.

родность не существенна. Изменение спектра РИ можно рассматривать так, как будто выделение энергии происходит повсеместно, с одинаковой интенсивностью в каждой точке. Это приближение будет рассмотрено ниже. Итак, рассматриваем период  $t > 10^3$  сек,  $z < 10^8$ , после окончания ядерных реакций и аннигиляции  $e^+$ .

На первый взгляд этот период не интересен, потому что рассматривается однородная Вселенная. Нужно попросить читателя быть терпеливым и не уснуть на следующих двух страницах, после которых рассматриваются некоторые современные и интересные вопросы.

В совершенно однородной Вселенной этот период характеризуется монотонным падением температуры от  $\sim 3 \cdot 10^8$  °К до современных 2,7 °К. Эти температуры даются для излучения, спектр которого все время имеет равновесную планковскую форму.

Вначале ядра и электроны совсем не связаны друг с другом, но позднее из-за охлаждения происходит рекомбинация. В первом приближении она определяется термодинамическим равновесием.

Вместо того, чтобы брать время в качестве независимой переменной, мы предпочитаем пользоваться соответствующим красным смещением  $z$ , связанным с температурой по формуле  $T = (1+z) \cdot 2,7$  °К \*). Итак, при  $T \sim 16\,000$  °К будет следующий состав: 50% He III, 50% He II по отношению ко всему He и 100% H II по отношению ко всему водороду; при  $T \sim 7000$ ° уже будет 50% He II, 50% He I и 0% He III, 100% H II.

Наиболее интересен момент, когда  $T = 4000$  °К,  $z = 1500$ . В этот момент состав таков: 100% He I, 50% H II, 50% H I.

Все вычисления проводятся по хорошо известной формуле Саха (см. § 2 этой главы). Эта формула предсказывает быстрое исчезновение H II и свободных электронов. В равновесии при  $T = 3000$  °К,  $z = 1100$  остается 0,1% H II и свободных электронов и 99,9% нейтрального H I (и, конечно, 100% He I).

Поведение нейтрального газа сильно отличается от поведения ионизованного. Взаимодействие вещества и излучения поддерживается свободными электронами. Без них нейтральный газ практически не взаимодействует с излучением.

При расширении нейтральный газ охлаждается с показателем адиабаты  $5/3$  (вместо  $4/3$  для излучения), и для нашего времени простое вычисление дало бы температуру вещества, равную 0,003 °К при  $z = 0$  (сегодня), что явно не соответствует действительности. Вещество, входящее в звезды, имеет температуру выше  $10^6$  °К. Газ в галактиках частично входит в холодные облака с  $T \sim 100$  °К. Но в пространстве между галактиками заведомо нет холодного нейтрального водорода.

\*) Связь  $z$  и  $t$  зависит от величин плотности и постоянной Хаббла, см. § 4 гл. 3.

Рекомбинация очень важна для роста возмущений и для peculiarных движений вещества; до рекомбинации излучение влияло на эти процессы, сильно препятствуя им (эти вопросы полностью разобраны в следующих главах).

Форма спектра излучения имеет в настоящее время равновесный вид не столько из-за того, что процессы, ведущие к равновесию, сильны, а скорее из-за того, что в однородной Вселенной нет процессов, вызывающих отклонение от равновесия.

Есть только одно исключение, обсуждаемое далее, в § 2 этой главы, а именно процесс рекомбинации водорода.

Детальные вычисления показывают, что рекомбинация отстает от равновесия. Первое очевидное следствие — это конечная концентрация протонов и электронов — порядка  $10^{-2}$ — $10^{-3}\%$  — при низкой температуре, тогда как равновесная концентрация должна быть пренебрежимо малой. Положение подобно ситуации в теории аннигиляции кварков или антибарионов (см. предыдущий раздел). Менее очевидно заметное искажение спектра излучения из-за рекомбинации в высокочастотной области  $h\nu/kT > 30$ , что на сегодняшний день соответствует  $\nu > 1,5 \cdot 10^{12}$  гц,  $\lambda < 0,02$  см. Интенсивность излучения возрастает в несколько раз по сравнению с планковской при  $T = 2,7$  °К.

Это неожиданно, так как общая концентрация протонов и электронов в  $10^8$  раз меньше, чем концентрация фотонов. Однако с результатом можно примириться, если учесть, что относительно большое возрастание интенсивности излучения происходит только в той области спектра, которая содержит очень малую часть фотонов ( $10^{-10}$  от всех фотонов имеют  $h\nu > 30 kT$ ). Нет большой надежды, что это предсказание теории будет проверено наблюдениями, потому что есть много источников фонового излучения с  $h\nu/kT \gg 1$ ; главным образом это излучение ядер галактик и пыли (последнее является наиболее сильным в области  $\lambda < 300\mu$ ). В этой же области много излучают квазары. Есть также и другие процессы, ведущие к искажению высокочастотной области спектра.

Теория совершенно однородной Вселенной ведет к картине холодного однородно распределенного атомарного водорода, погруженного в равновесное излучение.

Эта скучная картина очень далека от наблюдаемого мира, состоящего из звезд, галактик, квазаров, с активными процессами ядерного горения, гравитационным взаимодействием, с крупномасштабными движениями и взрывами, ведущими к излучению радиоволн, света, рентгеновских и космических лучей.

Мы понимаем, что вся эта активность — это результат начальной неоднородности, ведущей к возникновению астрономических объектов. На ранних стадиях эволюции можно предполагать другие типы источников энергии: 1) неоднородное распределение антибарионов, ведущее к задержке аннигиляции, — аннигиляция

происходит неравновесно, или же 2) неоднородности общего распределения плотности, вызывающие звуковые и ударные волны.

В литературе рассматриваются вихревые (турбулентные) движения РД-плазмы; существуют, наконец, однородные анизотропные космологические модели; превращение их в изотропную модель также сопровождается выделением энергии, точнее, ростом энтропии.

Как отмечено вначале, применительно к воздействию на излучение большая часть рассматриваемых проблем может быть заключена в рамки однородной теории, даже если источники энергии возникают в результате неоднородностей.

Когда энергия рассеивается в окружающем пространстве (в форме излучения, космических лучей или ударных волн), она распределяется однородно за сравнительно короткое время. Превращения одного вида энергии в другие рассматриваются в рамках однородной теории.

Некоторые источники энергии вначале дают энергию свободным электронам — прямо или после ионизации нейтральных атомов. Теоретическая основа всего дальнейшего обсуждения — это взаимодействие плазмы с излучением. Мы имеем дело с очень разреженной плазмой. Излучение и поглощение фотонов вследствие  $p^+e^-$  и  $\alpha e^-$ -столкновений менее важно, чем комптон-эффект — рассеяние фотонов на электронах. Поэтому § 3 этой главы посвящен изложению общей теории распределения по скоростям электронов, находящихся в произвольном поле излучения. Показано, что электроны имеют максвелловское распределение с определенной температурой. Потом мы рассмотрим кинетическое уравнение для фотонов, считая, что рассеяние происходит на максвелловских электронах. Эта теория развилась главным образом на основе работ Компанейца (1956) и Веймана (1965); см. § 4 и обзор Зельдовича (19756).

Переходя к реальной космологии, мы можем ожидать три различных ситуации.

1) Энергия выделяется очень рано ( $z > 10^8$ ), концентрация электронов (и позитронов) достаточно высока, чтобы создать новое равновесие, неотличимое от начального, начинающегося при  $z = \infty$ .

Такова ситуация с аннигиляцией  $e^+$  и  $e^-$ : энтропия излучения возрастает ( $S_\gamma$  после аннигиляции  $= S_\gamma + S_{e^+} + S_{e^-}$  до нее), но спектр остается планковским.

2) Энергия выделяется в интервале  $10^4 < z < 10^8$ . Вклад рассеяния достаточно большой, чтобы создать равновесие, но новые фотоны рождаются недостаточно быстро. Температура электронов всегда несколько больше, чем температура излучения. Ясно, что рассеяние перераспределяет фотоны по спектру, но не изменяет их концентрации. Следовательно, в этом случае достигается только ограниченное равновесие с данной плотностью квантов. Это ведет

(см. § 5) к бозе-эйнштейновскому спектру

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 (e^{(h\nu+\mu)/kT} - 1)} \quad (8.1.1)$$

(заметим, что в экспоненте  $\mu > 0!$ ) вместо настоящего планковского спектра

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 (e^{h\nu/kT} - 1)}. \quad (8.1.2)$$

Отклонения от формулы Планка наиболее резко выражены в рэлей-джинсовской части ( $h\nu < kT$ ). Эта область спектра реликтового излучения сегодня изучена лучше всего, и существующими методами такие отклонения не были обнаружены. Такой результат дает верхний предел на раннее выделение энергии.

3) Энергия выделяется при  $z < 1500$ , т. е. после рекомбинации. Газ быстро ионизируется вторично. Для ионизации водородной плазмы электронными ударами требуется температура электронов выше, чем  $10^4$  °К, что много больше температуры реликтового излучения в то время. Вследствие малой плотности электронов и малого числа рассеяний равновесие не успевает установиться. Кинетическое уравнение для фотонов предсказывает определенные искажения спектра, главным образом при  $h\nu > 2kT$ . Экспериментальные данные в этой части спектра долгое время были противоречивы. В настоящее время нет указаний на искажение, но точность еще мала. Эти вопросы обсуждаются в § 6.

Общее заключение §§ 4—6 сводится к следующему.

В первое время после открытия реликтового излучения вопрос не был изучен детально и полагали, что излучение должно быть в точности планковским. Теперь стало ясно, что отклонения от спектра (не найденные, впрочем, в настоящее время) не противоречат горячей модели Вселенной; скорее, они могут дать добавочную информацию о физических процессах и балансе энергии.

Физические условия в межгалактическом газе (и в газе вне скоплений галактик) представляют явный интерес. Исследование излучения этого газа необходимо для оценок плотности диффузного вещества во Вселенной. Этот вопрос рассмотрен в § 7.

Хорошо известно, что концентрация нейтрального газа (H I) пренебрежимо мала.

Для далеких квазаров ( $z > 2$ ) линия Ly- $\alpha$  приходится на область длин волн ( $\lambda = (1+z)\lambda_0 > 3600$  Å), проходящих свободно через атмосферу Земли. Изучение спектров квазаров говорит об отсутствии атомов нейтрального водорода — его концентрация оказывается  $< 10^{-11}$  см $^{-3}$ . С меньшей точностью те же выводы делаются по радиоастрономическим наблюдениям (линия H I с  $\lambda = 21$  см).

В теоретической работе Гинзбурга и Озерного (1965) показано, что космические лучи могут ионизовать и нагревать межгалакти-

ческий газ. Потери энергии газом и скорость рекомбинации при современных условиях ( $\rho < 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>) малы, так что полная ионизация очень вероятна.

Излучение полностью ионизованного водорода (и, возможно, также гелия), составляющего межгалактический газ, исследовалось во многих работах. Есть два неизвестных параметра — плотность газа и его температура. При высокой температуре преобладает рентгеновское излучение, а при более низкой — ультрафиолетовые эмиссионные линии. Непрерывное распределение газа в пространстве с учетом красного смещения делает линии эмиссии подобными широким полосам.

Есть также непрерывное радиоизлучение с плоским спектром, сильно отличающимся от планковского.

Детальный анализ наблюдений, проведенный Сюняевым (1969б), приводит к заключению, что плотность газа меньше, чем 0,3—0,2  $\rho_c$  ( $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> при  $H_0 = 100$  км/сек·Mpc). В дальнейшем мы будем использовать уже известный нам параметр  $\Omega = \rho/\rho_c$ .

Эти выводы основываются на измерениях Курта ультрафиолетового фона на советских космических зондах и на анализе Сюняевым разреженного водородного гало Галактики, являющегося очень чувствительным детектором жесткого ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения [см. Курт, Сюняев (1967а, б), Сюняев (1969б)].

В этом цикле работ был сделан очень принципиальный вывод о том, что Вселенная, вероятно, является открытой, гиперболической (см. гл. 2).

За истекшие годы исходный факт, касающийся оценки ионизирующего излучения, падающего на галактики, остался в силе. Возможно, что, проследивая более тщательно гало в области малой плотности  $H I$ , удастся даже снизить верхний предел потока излучения.

Однако конечный вывод, касающийся открытой Вселенной, в настоящее время под вопросом в связи с пересмотром значения постоянной Хаббла. В оригинальной работе Сюняева (1969б) расчеты проделаны применительно к  $H = 100$  км/сек·Mpc. Если же принять другое крайнее значение, встречающееся в литературе в настоящее время,  $H = 50$  км/сек·Mpc, то критическая плотность окажется в четыре раза меньше. Поэтому рассмотрение гало галактик не исключает плоскую модель Вселенной, в которой основная масса вещества находится в виде полностью ионизованного разреженного газа, более или менее равномерно распределенного между скоплениями галактик.

В следующем § 8 исследуется вопрос о периоде эволюции Вселенной после рекомбинации водорода и до появления активных

источников энергии, нагревающих газ и могущих ионизовать его. Этот период носит название периода нейтрального водорода. Однако различные гипотетические причины могут задержать рекомбинацию плазмы и наступление периода нейтрального водорода. Какие наблюдения могут помочь установить, был ли в действительности период нейтрального водорода? Оказывается, здесь чрезвычайно важно радиоизлучение ионизованного газа. Анализу этих вопросов и посвящен восьмой параграф.

Наконец, в последнем § 9 рассматривается вопрос, стоящий особняком, — о взаимодействии космических лучей с общим фоном излучения и, в первую очередь, с реликтовым излучением, составляющим подавляющую долю в усредненной плотности энергии.

Потери энергии космическими лучами ограничивают максимальную энергию частиц, составляющих космические лучи; это ограничение зависит от возраста частицы. В период 1969—1971 гг. ракетные опыты давали в 20—100 раз завышенную полную плотность реликтового излучения. Наблюдение космических лучей с энергией до  $10^{22}$  эв было известным противовесом ракетным опытам.

В настоящее время противоречие в значительной мере снято после опытов Лос-Аламосской группы и других наблюдений, см. § 3 гл. 5.

Другой вывод состоит в том, что космические лучи являются молодой составной частью Вселенной, они не могут иметь реликтовое происхождение. Сильный обмен энергией между заряженными частицами и фотонами в прошлом (ср. гл. 6) исключает большие энергии заряженных частиц в РД-плазме на ранних этапах, до рекомбинации.

## § 2. Рекомбинационное равновесие и кинетика

Запишем равновесную формулу Саха:

$$\frac{n_e n_1}{n_a} = \frac{g_e g_1}{g_a} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{I}{kT}\right); \quad (8.2.1)$$

для  $p + e^- \rightleftharpoons H$  энергия ионизации  $I = 13,6$  эв, так что  $I/k = 158\,000$  °К; статистические веса сокращаются,  $\frac{g_e g_1}{g_a} = 1$ ; для указанной реакции заменяем индексы «i» на «p», «a» на H. Численно получаем

$$\frac{n_e n_p}{n_H} = 2,4 \cdot 10^{15} T^{3/2} \exp\left(-\frac{158\,000}{T}\right). \quad (8.2.2)$$

Введем степень ионизации  $\alpha = \frac{n_p}{n_p + n_H}$ . Плотность выражается