ГЛАВА 3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА И НЕЙТРИНО; МЕТОДЫ ПРОВЕРКИ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ТЕОРИЙ НАБЛЮДЕНИЯМИ

§ 1. Красное смещение и уменьшение импульса

В этой главе мы будем говорить о движении в модели Фридмана частиц с массой покоя, равной нулю. Примером таких частиц являются фотоны и нейтрино. При этом мы будем говорить о свободном их движении, т. е. без учета их возможного взаимодействия с веществом (рассеяния, поглощения).

Выводы, приведенные в этой главе, применяются для анализа наблюдений далеких небесных тел — галактик, квазаров; для расчета их видимой яркости, видимых размеров и т. п. в расширяющейся Вселенной. Все эти наблюдения осуществляются с помощью электромагнитных волн, приходящих от этих тел (видимого света, радиоволн, рентгеновского излучения и т. д.). Естественно, что, наблюдая источник, мы видим именно тот свет, который пришел к нам от него, не поглотившись или рассеявшись. Вот почему рассматриваемый вопрос о свободном движении квантов столь важен для сравнения теории с наблюдениями. Заметим, что в эпоху, близкую к нашей, бóльшая часть фотонов, путешествующих во Вселенной, не поглощается и не рассеивается, так как средняя плотность вещества во Вселенной очень мала. На более ранних этапах расширения Вселенной ситуация была совсем иной. Но об этом мы будем подробно говорить в III разделе книги.

Что касается нейтрино, то, за исключением первых долей секунды после начала космологического расширения (см. об этом также в III разделе), они распространяются свободно, Вселенная для них прозрачна.

В дальнейшем, говоря о движении ультрарелятивистских частиц, мы будем называть их фотонами, имея в виду, что выведенные формулы применяются на практике к свету далеких объектов, т. е. именно к фотонам; но полученные выводы применимы к любым ультрарелятивистским частицам.

Начнем с рассмотрения красного смещения света.

Красное смещение света в расширяющейся Вселенной является результатом эффекта Доплера. Пусть квант испущен в момент t_1

в точке l_1 с частотой ω_1 и к моменту t_2 пришел в близкую точку l_2 с частотой ω_2. Изменение его частоты дается формулой

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_1 \frac{u_{21}}{c}, \qquad (3.1.1)$$

где u_{21} есть скорость движения вещества в точке 2 относительно вещества в точке 1. Формула справедлива для случая, когда скорость движения вещества мала и направлена по линии l_{21}, соединяющей точки 1 и 2, т. е. по линии распространения кванта. Так как l_{21} мало́, то и u_{21} мало́, $u_{21} \ll c$. В хаббловском распределении скорости $u_{21} = Hl_{21}$, так что

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{1}{c} H l_{21} \omega_1.$$

Это выражение является асимптотически точным в пределе малого l_{21}, так как все поправки — учет кривизны пространства и релятивистские поправки к простой формуле (3.1.1) — оказываются порядка $(u/c)^2$, т. е. более высокого порядка в l_{21}. Поэтому в дифференциальном виде имеем точное равенство ($\omega_2 - \omega_1 = d\omega$; $l_{21} = dl$):

$$d\omega = -\frac{1}{c} H \omega \, dl. \qquad (3.1.2)$$

Не существенно, был ли квант с частотой ω_1 испущен в точке l_1 или он пришел в эту точку откуда-то издалека и имеет частоту ω_1 в точке l_1. Важно только то, что ω_1 измерено в системе, движущейся вместе с веществом, находящимся в l_1, а ω_2 — аналогично в точке 2 в соответствующей системе.

Равенство (3.1.2) можно рассматривать как дифференциальное уравнение, с помощью которого шаг за шагом можно проследить за изменением частоты кванта, в частности, и в том случае, когда пройденный им путь и изменение частоты отнюдь не малы.

Запишем $dl = c\, dt$ и $H = \frac{1}{a}\frac{da}{dt} = \frac{d \ln a}{dt}$. В последней формуле a есть радиус мира, но с тем же успехом можно написать $H = \frac{1}{l_{12}} \frac{dl_{12}}{dt}$, где l_{12} — расстояние между двумя фиксированными частицами, пропорциональное $a(t)$. Подставляя выражения для dl и H в (3.1.2), получим

$$d\omega = -\omega \frac{d \ln a}{dt} dt, \qquad \ln \omega + \ln a = \text{const},$$

$$a\omega = \text{const}, \qquad \omega = \omega_0 \frac{a_0}{a}. \qquad (3.1.3)$$

Таким образом, частота изменяется обратно пропорционально радиусу мира.

Совершенно аналогично можно рассмотреть движение материальной частицы. Под ее скоростью w будем понимать скорость движения относительно среднего хаббловского движения вещества в той точке пространства, в которой находится частица в данный момент. Для простоты рассмотрим нерелятивистское движение, $w \ll c$. Тогда по закону сложения скоростей

$$w_2 = w_1 - u_{21} = w_1 - Hl_{21}, \qquad w_2 - w_1 = dw = -H\,dl.$$

Подставим $dl = w\,dt, H = \frac{1}{a}\frac{da}{dt}$, получим

$$dw = -\frac{1}{a}\frac{da}{dt} w\,dt$$

и снова

$$w = \mathrm{const}/a. \tag{3.1.4}$$

В нерелятивистском случае количество движения частицы $p = mw$, так что $p \sim 1/a$. В общем случае, когда w сравнимо со скоростью света, применяя релятивистский закон сложения, можно убедиться, что закон $p \sim 1/a$ остается в силе, хотя теперь $p = \frac{m_0 w}{\sqrt{1 - w^2/c^2}}$ и скорость w уже не будет обратно пропорциональна a.

Красное смещение квантов, очевидно, также согласуется с законом изменения количества движения; для кванта $p = \hbar\omega/c$. Длина волны кванта $\lambda = 2\pi c/\omega = 2\pi\hbar/p$. Так же выражается через p и квантовомеханическая (дебройлевская) длина волны любого тела. Таким образом, оба закона — закон красного смещения для квантов и закон изменения количества движения произвольного тела — можно совместно сформулировать так: в расширяющейся однородной модели Вселенной все длины волн меняются пропорционально изменению всех расстояний, т. е. пропорционально радиусу мира. Полезна следующая аналогия. Представим себе случай замкнутого мира: пусть в нем находится одна стоячая электромагнитная волна. Мир мы рассматриваем в данном случае как полый резонатор, в котором возбуждено определенное колебание (определенная гармоника), например, с n узлами. При расширении мира номер гармоники и число узлов остаются неизменными: естественно поэтому, что длина волны растет пропорционально радиусу шара. Такая трактовка неоднократно отмечалась раньше [Лауэ (1931), Паули (1958), Уилер (1958, 1960)].

Рассматривая изменение частоты при последовательном прохождении малых отрезков пути dr, мы могли не учитывать гравитационное изменение частоты, которое здесь порядка $(dr)^2$. После интегрирования в (3.1.3) получен точный результат для немалых отрезков. Если бы мы проводили вычисления не как в (3.1.3), а прямым интегрированием по пути фотона, то при непосредственном вычислении изменения частоты на конечном пути r_{12} гравитационное изменение частоты нужно было бы, очевидно, учесть (см. § 4 этой главы). Важно, что частота измеряется наблюдателями, движущимися подобно свободным частицам, без влияния градиента давления. В локальной системе отсчета таких наблюдателей гравитационное ускорение исчезает в начале координат, и поэтому гравитационный потенциал, нормированный на нуль в начале координат, порядка $(dr)^2$ на расстоянии dr от начала координат.

Вычисление красного смещения как интеграла по доплеровским красным смещениям между соседними свободными частицами (3.1.2) является точной процедурой. Она применима не только для однородной изотропной Вселенной, но также и в присутствии возмущений, неоднородности и анизотропии.

§ 2. Наблюдаемые величины и горизонт

Сопоставление предсказаний теории расширяющейся Вселенной с данными наблюдений является трудной, до конца не разрешенной и в настоящее время проблемой.

При изучении космологических вопросов мы имеем дело с расстояниями, на которых уже сказывается кривизна пространства. Интерес к большим расстояниям в особенности возрос после открытия квазаров с большими красными смещениями. Поэтому нельзя пользоваться евклидовой геометрией с ее наглядными привычными представлениями *). Само понятие «расстояния» не имеет определенного однозначного смысла. Необходима предварительная математическая работа для получения соотношений между наблюдаемыми величинами **). Во все формулы теории входят постоянная Хаббла и плотность материи. Постоянная Хаббла может считаться известной с точностью хотя бы $\pm 50\%$ (см. § 9 настоящей главы). Плотность материи может находиться в пределах $3\cdot 10^{-31}$—10^{-28} *г/см*^{3} за счет возможных больших количеств трудно наблюдаемых форм материи. Поэтому в ряде работ приводятся соотношения между наблюдаемыми величинами при различных предположениях о ρ_0 и H_0***). Ниже будет приведена сводка соответствующих формул и кривых. В принципе сравнение с наблюдениями формул, зависящих от плотности как параметра, должно привести к определению плотности. Однако параметры источников известны недостаточно хорошо. Кроме того, от далеких источников мы наблюдаем свет, испущенный давно, т. е. испущенный объектами, находящимися на более ранней стадии развития, по сравнению с близкими объектами. Поэтому обработка наблюдений зависит от предположений об эволюционном эффекте и до сих пор выводы остаются очень неопределенными.

---

*) Ниже, в § 4 этой главы будет специально рассмотрен вопрос о пределах применимости евклидова приближения.

**) Эта принципиальная постановка вопроса особенно подчеркнута в известных обзорах Мак-Витти (1959а, 1962а), см. также работы Сэндиджа (1961), Маттига (1958, 1959).

***) Следует упомянуть о возможности $\Lambda\neq 0$. Этот случай будет обсуждаться в гл. 4.