

нарного состояния» опровергается и доказательством эволюции радионисточников, приведенным выше (§ 8).

Вопрос о прямом методе определения средней плотности вещества во Вселенной рассмотрен в § 11 гл. 14.

§ 10. Наблюдаемые величины во Вселенной, однородной лишь в среднем

Вселенная однородна в больших масштабах, включающих много галактик. Однако неоднородность распределения вещества во Вселенной в меньших масштабах очевидна: именно этой неоднородности мы обязаны существованием отдельных звезд, галактик, скоплений галактик. Влиянию неоднородности на динамику (геометрию и движение) мира и на распространение света посвящен третий раздел книги. Однако один частный вопрос общей проблемы неоднородности целесообразно изложить уже здесь; речь идет о неоднородности малого пространственного масштаба l , но большой амплитуды т. е. неоднородности с местной плотностью, во много раз отличающейся от средней.

Почему именно этот частный вопрос можно и нужно рассматривать в части, посвященной теории «строго» однородной Вселенной? Дело в том, что неоднородности малого масштаба практически не влияют на динамику Вселенной как целого и на красное смещение далеких объектов.

Совсем грубо можно считать, что закон изменения расстояния R между двумя объектами зависит от массы вещества в шаре диаметром R . Если $R \gg l$, то в этом шаре находится много «неоднородностей», их число $N \approx (R/l)^3$ и отклонение плотности от средней мало *).

Однако необходимо подробнее проследить за распространением того пучка лучей, который приносит энергию от далекого объекта (галактики, квазара) земному наблюдателю. На распространение этого пучка специфически влияют неоднородности, расположенные вблизи лучей, в частности вещество, оказывающееся внутри конуса лучей, принимаемых наблюдателем. Объем этого конуса ничтожно мал по сравнению с объемом шара диаметра R . Именно поэтому неоднородности, которые можно не учитывать в общей картине движения, оказываются существенными для некоторых наблюдаемых величин.

В частности, рассмотрение неоднородной задачи позволит глубже понять физический смысл того, что происходит в строго однородной Вселенной.

*) Прimitивная оценка для случайных неоднородностей есть $\frac{\Delta N}{N} \approx \frac{1}{\sqrt{N}}$,

но в третьем разделе мы увидим, что отклонение от средней плотности может быть еще меньше,

В данном параграфе рассматривается влияние неоднородности Вселенной на угловой размер и видимую величину далеких объектов. Для однородной Вселенной эти величины уже получены нами в зависимости от расстояния или, точнее, от красного смещения. Оказывается, что для применимости этих формул нужно, чтобы однородность удовлетворяла требованиям более строгим, чем те, которые должны быть выполнены для справедливости закона расширения однородной модели.

Изложение в данном параграфе основано на нескольких советских работах: Зельдович (1964а), Дашевский, Зельдович (1964), Дашевский, Слыш (1965). Во время симпозиума в Бюракане (1966) американские астрономы сообщили, что соображения, аналогичные приведенным в указанных работах, высказывал Фейнман. Недавно подробные формулы привели Кантовский (1969), Дайер и Редер (1973).

Напомним замечательный факт: угол, под которым виден далекий объект, с увеличением расстояния проходит через минимум, при приближении к горизонту угол неограниченно возрастает (см. § 3 этой главы). Наглядно объяснить этот факт можно, рассматривая гравитационное фокусирующее действие на свет вещества, находящегося внутри конуса лучей, сходящихся в точку наблюдения O , от объекта AB (рис. 21, сверху). Речь идет об искривлении лучей того же происхождения, что и знаменитое отклонение лучей на $1,75''$ около диска Солнца. Непосредственно видно, что искривление лучей OA и OB увеличивает угол между лучами в точке O при данном размере AB . При этом рассматривается действие вещества внутри конуса, которое отклоняет луч AO вниз (по ходу луча справа налево), а луч BO — вверх. Вещество, находящееся снаружи конуса OAB , при наличии осевой симметрии не влияет на угол θ , как бы много этого вещества ни было *).

Из приведенного наглядного объяснения непосредственно следует условие применимости формул для угла, относящихся к однородной Вселенной: нужно, чтобы плотность внутри конуса не отличалась от средней плотности. Если большая часть плотности связана с нейтрино, межгалактическим газом и пылью, то это условие может быть выполнено. Но рассмотрим противоположный случай: предположим, что все вещество сконцентрировано в отдельных галактиках (рис. 21, внизу). Тогда либо в конус попадает галактика целиком или

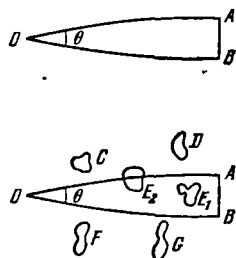
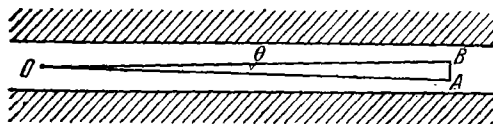


Рис. 21. Схема измерения углового размера θ объекта AB в однородной Вселенной (вверху) и во Вселенной, состоящей из отдельных скоплений материи (внизу).

*) Неоднородное распределение вещества вне конуса лучей также влияет на наблюдаемую величину. Расчеты эффекта проделаны Пенроузом (1966), Бертоцци (1966), Ганном (1967).

частично (E_1 или E_2), либо в конусе нет ни одной галактики. Заметим, что в действительности мы наблюдаем чаще именно такие объекты AB , которые не закрыты по лучу зрения другими галактиками.

Все эффекты интересуют нас для далеких объектов: внутри сферы с центром в O , на которой лежит AB , находится огромное число галактик, и отклонение этого



числа от среднего ничтожно. Однако если объект AB мал, то объем конуса OAB также мал; соответственно велика вероятность того, что плотность в конусе окажется отличной от средней и, в частности, что конус окажется пустым.

Рис. 22. Схема, поясняющая расчет углового размера объекта во Вселенной, однородной лишь в среднем. В незаштрихованной области плотность вещества равна нулю.

Угол в случае пустого конуса удалось рассчитать следующим приемом [Зельдович (1964a)]. Пространство, заполненное веществом с плотностью $\rho = \bar{\rho}(t)$ вне цилиндра (рис. 22) и пустое ($\rho = 0$) внутри него, можно представить как однородную Вселенную, на которую наложено возмущение $\delta\rho = -\bar{\rho}(t)$ внутри цилиндра. Для однородной Вселенной задача распространения лучей решена точно, с учетом нестационарности Вселенной.

Возмущенная область мала, поэтому в ней применимо ньютоновское приближение для гравитационного потенциала. Поскольку мал угол θ , то радиус цилиндра мал по сравнению с длиной OA и локально поле обладает цилиндрической симметрией. Для применимости теории возмущений нужно, чтобы угол поворота луча $\Delta\theta$ был мал абсолютно, $\Delta\theta \ll 1$, но не обязательно мал по сравнению с углом θ в однородной Вселенной. Отсылая за деталями расчета к цитированной выше статье Зельдовича, приводим результат для случая критической плотности *), т. е. $\rho = \rho_c$, $\Omega = 1$. Угол в зависимости от красного смещения в полностью однородной Вселенной дается выражением (см. § 3 этой главы).

$$\theta = \frac{lH}{c} [2(1-\Delta)(1-\sqrt{1-\Delta})]^{-1} = \frac{lH}{cf(\Delta)}. \quad (3.10.1)$$

В случае пустого конуса оказывается

$$\theta_1 = \frac{lH}{c} \left\{ \frac{2}{5} [1 - (1-\Delta)^{5/2}] \right\}^{-1} = \frac{lH}{cf_1(\Delta)}. \quad (3.10.2)$$

Кривые для функций f и f_1 показаны на рис. 23, на этом же рисунке дана для сравнения кривая для функции f_0 , соответствующая пол-

*) Случай $\Omega > 1$ и $\Omega < 1$ рассчитаны в работе Дашевского и Зельдовича (1964).

ностью однородной модели с $\rho=0$ как внутри конуса лучей, так и вне его (модель Милна). Кривая f_1 не имеет максимума. Это подтверждает качественные соображения о физической причине минимума угла θ в полностью однородной Вселенной.

С другой стороны (в случае вещества, сосредоточенного в галактиках), кривую для θ (3.10.1) следует рассматривать как среднюю. Для одних объектов — с пустым конусом — угол дается кривой θ_1 (3.10.2), для других, в конусе которых есть галактики (как E_1 и E_2 на рис. 21), угол гораздо больше θ , вследствие того что эти галактики действуют как гравитационные линзы [согласно Цвикки (1959), см. также Климов (1963)].

В действительности между галактиками имеется материя. По-видимому, в основном это межгалактический газ. Плотность его предположительно оценивается в 10^{-29} — 10^{-32} г/см³. Вероятно, газ распределен более или менее равномерно. Если это так, то этот газ всегда будет попадать в конус лучей. Тем же методом, что и выше, легко получить формулы для данного случая [Дашевский, Слыш (1965)]. Пусть плотность ρ^* межгалактической среды, распределенная равномерно, составляет долю γ всей плотности ρ , так что $\rho^*=\gamma\rho$. Давление газа пренебрежимо мало, $\rho c^2 \gg P$, поэтому полагаем $P=0$.

Тогда, как показывают вычисления, для $\Omega=1$

$$\bar{\theta} = \frac{IH_0}{c\bar{f}(\Delta)}, \quad \bar{f} = \frac{2}{k} (1-\Delta)^{\frac{5-k}{4}} \left[1 - (1-\Delta)^{\frac{k}{2}} \right],$$

где $k = \sqrt{25-24\gamma}$. Это выражение имеет максимум при любых $\gamma \neq 0$ и на горизонте обращается в нуль. Максимум расположен тем ближе к горизонту, чем меньшая доля вещества входит в равномерно распределенную межгалактическую среду.

Заметим, наконец, что все сказанное относится также к вычислению количества света, получаемого наблюдателем от далекого объекта. Количество света равно произведению яркости на телесный угол. Яркость объекта определяется его свойствами и красным смещением, а телесный угол пропорционален θ^2 . Поэтому в выражение видимой величины входит в случае объекта с пустым конусом поправочный множитель $(\theta_1/\theta)^2$ или, соответственно, $(\bar{\theta}/\theta)^2$, если между

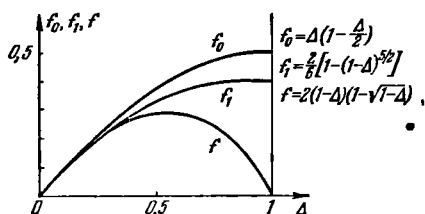


Рис. 23. Безразмерное расстояние, измеренное по угловым размерам объекта с известным диаметром, как функция красного смещения Δ : f_0 —для пустого мира; f —для однородной Вселенной со средней плотностью $\Omega=1$; f_1 —для неоднородной Вселенной со средней плотностью $\Omega=1$, но с плотностью, равной нулю в конусе лучей от объекта к наблюдателю.

галактиками есть газ. Такая поправка нужна и в том случае, если сами θ и θ_1 так малы, что не разрешаются телескопом.

При определении q_0 по кривой $m - z$ эффект неоднородности несколько занижает наблюдаемое значение q_0 . Теоретические кривые с учетом этого эффекта дают большее m , а сравнение теории с наблюдениями дает большее q_0 . Количественная оценка эффекта весьма затруднительна.

§ 11. Кинетическое уравнение для фотонов

До сих пор для расчета наблюдаемых величин мы рассматривали распространение света от отдельных источников к наблюдателю. Однако для многих целей важно знать среднюю плотность излучения в пространстве от всех источников и его спектральное распределение. Речь идет о средней плотности излучения вдали от отдельных источников.

К вопросу о средней плотности излучения от отдельных источников можно подойти совсем иначе, не рассматривая распространение света от них к наблюдателю. В однородной и изотропной Вселенной излучение также должно быть в среднем однородным и изотропным. Следовательно, его можно характеризовать функцией двух переменных — частоты ω и времени t . Число квантов в данном интервале частоты $d\omega$ в единице объема есть

$$dn = \varphi(\omega, t) d\omega; \quad (3.11.1)$$

соответственно плотность энергии, приходящейся на $d\omega$,

$$d\bar{E}_1 = \hbar\omega dn = \hbar\omega\varphi(\omega, t) d\omega = e_\nu(\omega, t) d\omega. \quad (3.11.2)$$

В изотропном поле излучения обмен квантами между соседними объемами, очевидно, ничего не меняет, поскольку их спектр и плотность в любом месте одинаковы. Следовательно, возможен локальный подход к вычислению функции φ .

Составим дифференциальное уравнение в частных производных для $\varphi(\omega, t)$. Это уравнение является частным случаем кинетического уравнения для функции распределения частиц по координатам и скоростям (или импульсам). Такое уравнение оказывается весьма сложным в общем случае с учетом кривизны пространства и времени, а также влияния рассеяния, поглощения и испускания рассматриваемых частиц. Однако уравнение и его вывод становятся простыми для частного случая, когда метрика пространства-времени соответствует однородной и изотропной модели и частицы (в данном случае фотоны) также распределены в пространстве однородно, а в каждой точке скорости их изотропно распределены по направлениям. Из общих соображений ясно, что если в какой-то момент распределение обладает этими свойствами, то они не нарушатся и позже, так что все