

на порядок или полтора слабее того ограничения, которое вытекает из исследования анизотропии РИ. Однако большим преимуществом метода красных смещений галактик является то, что используется много отдельных измерений (практически около 100), тогда как скорость по РИ измеряется для одного только объекта. Поэтому представляется, что метод красных смещений хоть и менее чувствителен, но более надежен (правда, это интуитивное ощущение нелегко выразить в числах).

### § 6. Спектр возмущений и гиперболическая модель с малой плотностью

Измерения РИ приводят к важнейшему выводу относительно малости амплитуды наиболее длинноволновых возмущений:  $\delta(M) \leq \leq 10^{-3}$  для  $M \sim 10^{23} M_{\odot}$ ,  $\lambda \sim ct_0$ ;  $\delta(M) \leq 10^{-2}$  для  $M \sim 10^{20} M_{\odot}$ ,  $\lambda \sim 0,1 ct_1$ ;  $\delta(M) \leq 10^{-1}$  для  $M = 10^{17} M_{\odot}$ ,  $\lambda \sim 0,01 ct_1$ , причем  $ct_0 \sim 5000 Mpc$ . Наконец, для  $10^{14} M_{\odot}$  получим  $\delta(M) \leq 1$ .

Здесь возмущения плотности  $\delta(M)$  приведены для настоящего времени. Но скопления галактик с массами порядка  $10^{13} - 10^{14} M_{\odot}$ , несомненно, существуют и достаточно рельефно выделяются на картах неба в настоящее время. Есть основания полагать, что они образовались не позднее  $z_{ск} \sim 2$  или 4. Это означало бы, что в линейной теории  $\delta(M_{ск}) \sim 1$  при этом  $z_{ск}$  (здесь  $M_{ск}$  — масса скопления), а значит, сегодня ( $z=0$ ) экстраполированное по линейной теории  $\delta(M_{ск}, z=0) \geq 3-5$ .

Таким образом, на первый взгляд налицо противоречие (хотя и не очень надежное) между оценками  $\delta(M)$  по 24-часовым флуктуациям РИ и прямыми наблюдениями структуры Вселенной.

Вопрос о надежности наблюдений и их статистическом весе кратко обсуждался в предыдущем параграфе. Насколько надежна теория?

В основу были положены два предположения: а) малость возмущений, б) плоская модель с  $\Omega=1$ . Если возмущения не малы, то при  $\delta \approx 1$  в соответствующем масштабе возникают гравитационно связанные образования; будем называть их скоплениями. В скоплениях скорости составляющих его меньших структурных единиц подчинены теореме вириала, не возрастают с течением времени, так как рост возмущений прекращается, но и не убывают в ходе расширения. Таким образом, вывод линейной теории при  $\delta > 1$ , очевидно, уже неприменим и никакого противоречия не возникает.

После образования скоплений нужно рассматривать в рамках линейной теории возмущения большего масштаба, но еще малой амплитуды, для которых скопления являются атомами газа.

Однако еще более важно изменение теории при отказе от рассмотрения плоской модели. Напомним, что оценка массы вещества

в звездах и в газе неизменно дает значения плотности меньше критической (см. § 11 гл. 14).

Отказ от второго предположения ( $\Omega=1$ ) и учет особенностей гиперболической Вселенной ( $\Omega \ll 1$ ), по-видимому, объясняют соотношение между скоростью, измеренной по РИ (и по диаграмме Хаббла), и возмущениями плотности. Характерным для возмущений в мире с  $\Omega \ll 1$  является то, что, начиная с  $z+1 \sim \frac{0,4}{\Omega}$ , возмущения плотности не растут, а пекулярная скорость падает с течением времени (см. гл. 11) в линейной теории.

Значит, в этом предположении можно совместить образование скоплений [т. е.  $\delta(M_{\text{ск}}) \approx 1$  при  $z_{\text{ск}} > 1$ ] с тем фактом, что для больших масштабов ( $M > M_{\text{ск}}$ ), где  $\delta(M) < 1$  при  $z = z_{\text{ск}}$ , возмущения скорости малы. После  $z+1 \sim \frac{0,4}{\Omega}$ , т. е. после выхода на милновское расширение, скорость падает обратно пропорционально радиусу мира, т. е. пропорционально  $z+1$ .

Таким образом, появляется аргумент в пользу выбора  $\Omega \ll 1$ , не зависящий от традиционных методов определения массы скоплений, плотности газа или искривления линии на диаграмме Хаббла. Этот аргумент перекликается с высказыванием Сэндиджа (1972б, в); см. также Сэндидж, Тамман (1974д, е).

В этих работах Сэндидж весьма скептически отзывается о возможности определения параметра ускорения  $q_0$  ( $q_0 = \frac{\Omega}{2}$  для  $P=0$ , см. § 9 гл. 3). Он подчеркивает [см. также доклад Таммана (1973а)], что при средней плотности  $\bar{\rho} = \rho_c$ , соответствующей  $\Omega=1$ , в областях с плотностью больше средней отклонения от хаббловского закона были бы весьма велики. Солнечная система и галактики действительно не расширяются (их плотности на много порядков больше средней), между тем в группах, где  $\rho \sim (3-5)\bar{\rho}$ , наблюдается слабо-возмущенное хаббловское расширение.

На другом языке, этот аргумент совпадает с тем, что было изложено выше с помощью свойств решений теории возмущений.

## § 7. Угловое распределение флуктуаций РИ

Реликтовое излучение, вероятно, приходит к земному наблюдателю, не испытывая рассеяния после рекомбинации плазмы, при  $z_{\text{рек}} \sim 1400$ . Поэтому угловое распределение температуры реликтового излучения дает возможность непосредственно «увидеть» (в радиодиапазоне) дозвездную плазму на ранней стадии эволюции.

В частности, можно выяснить, насколько однородной была плотность плазмы на этой стадии, насколько точно скорость соответствовала модели Фридмана.