

УДК: 524.4—54

## ЭВОЛЮЦИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

С. Г. СИМАКОВ, С. Ф. ШАНДАРИН

Поступила 24 октября 1987

Принята к печати 8 мая 1988

Обсуждается проблема эволюции ансамбля скоплений галактик. Иерархический и блинный сценарии образования крупномасштабной структуры предсказывают быстрое уменьшение характерной массы скоплений с ростом  $z$ . При этом иерархическая модель предсказывает рост числа скоплений с увеличением  $z$ , а блинная модель — его уменьшение, что, в принципе позволяет выбрать модель на основе наблюдений. В обеих моделях эволюция столь быстрая, что ее, по-видимому, можно наблюдать даже при  $z \leq 0.5$ .

**1. Введение.** Исследование эволюции интегральных параметров скоплений галактик (таких, как их числа в единице сопутствующего объема, характерной массы и т. п.) должно дать важные сведения об образовании структуры Вселенной и о природе скрытой массы.

Скопления галактик, среди которых наиболее четко и однозначно выделяется класс богатых скоплений, или скоплений Эйбелла, являются наиболее массивными объектами, обособленными от общего (хаббловского) расширения Вселенной. Очень грубо богатое скопление характеризуется радиусом Эйбелла  $r_A = 3h_{50}^{-1}$  Мпк, где  $h_{50}$  — безразмерная постоянная Хаббла, выраженная в единицах  $50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , и массой, заключенной внутри этого радиуса  $\sim 10^{15} M_{\odot}$ . При этом основная доля массы скопления заключена в скрытом веществе, о чем говорит большое отношение массы к светимости  $M/L \sim 200 (M/L)_{\odot} h_{50}$  [1].

Богатые скопления галактик являются протяженными рентгеновскими источниками, в которых основной вклад в рентгеновскую светимость дает горячий межгалактический газ скоплений.

Этой статьей мы хотим привлечь внимание к важнейшей особенности богатых скоплений, а именно — к их эволюции. Наряду с эволюцией, связанной с внутренними динамическими процессами релаксации, существенен процесс роста массы скоплений, который будет обсуждаться в данной работе.

Проблема эволюции скоплений и наблюдательного проявления этой эволюции обсуждалась в работе [2]. Отличие настоящей статьи состоит в более подробном анализе эволюции модели блинов, которая реализуется, когда в спектре малых возмущений плотности на линейной стадии присутствует крутой спад на масштабе богатых скоплений. Типичным примером такой модели является нейтринная Вселенная [3].

Рост характерной массы скоплений определяется двумя принципиально различными процессами: притоком темного вещества в виде галактик или газа, которые до этого не входили в скопления, и слиянием более мелких скоплений, образовавшихся на предшествующей стадии. Хотя оба процесса, вообще говоря, могут идти одновременно, приток вещества более характерен для сценария блинов на стадии хорошо развитой ячеистой структуры, тогда как слияние скоплений более типично для иерархической модели. В иерархической модели происхождение горячего газа в скоплениях, по-видимому, связано в основном со взрывами сверхновых в галактиках, входящих в скопления. Истечение газа из скопления, так же, как и аккреция первичного газа на скопления в этой модели, вероятно, играет менее важную роль.

Вначале будут даны простые оценки среднего числа скоплений в модели блинов, затем для сравнения мы приведем оценки числа и характерной массы скоплений в иерархической модели, в предположении, что спектр на линейной стадии имел простой степенной вид.

2. Скопления в модели блинов. Модель блинов описывает образование структуры при условии, что в спектре возмущений на линейной стадии на некотором масштабе образуется резкий спад со стороны коротких волн (больших  $k$ ). Типичным примером блинного сценария является образование структуры в нейтринной модели Вселенной [3—5]. Все качественные черты блинного сценария сохраняются и в модели с нестабильными частицами [6], однако обсуждаемая здесь эволюция идет заметно медленнее.

В рамках приближенного решения Зельдовича с помощью расчетов, описанных в [7, 8], можно довольно хорошо оценить долю массы  $\mu$ , вошедшую в блины, в зависимости от  $z$  и амплитуды возмущений, которая здесь характеризуется величиной  $\delta_0 = \langle (\delta\rho/\rho)_{\text{лин.}} \rangle^{1/2}$  — возмущением плотности, рассчитанным по линейной теории, в момент  $z = 0$ . При этом стоит упомянуть, что доля массы, вошедшей в блины, нейтринного компонента  $\mu_\nu$ , вообще говоря, немного отличается от соответствующей доли массы барионного компонента  $\mu_b$  (в начале процесса зарождения блинов  $\mu_\nu \approx 1.5 \mu_b \ll 1$ ), но здесь мы не делаем различия между  $\mu_\nu$  и  $\mu_b$  и считаем их примерно равными,  $\mu_\nu \approx \mu_b \approx \mu$ .

На рис. 1 показано, как  $\mu$  эволюционирует с изменением  $z$  при разных  $\delta_0$ . Обращаем внимание на довольно сильную зависимость  $\mu_0 = \mu(z=0)$  от  $\delta_0$ : при  $\delta_0 = 1$  в блины входит более 20% вещества, а при  $\delta_0 = 3$   $\mu_0 > 0.85$ . Зависимость от  $z$  также очень сильная: при  $z = 0.6$  при  $\delta_0 = 1$  в блины входит только 1% массы, что, очевидно, очень трудно совместить с существованием галактик при  $z \gtrsim 1$ .

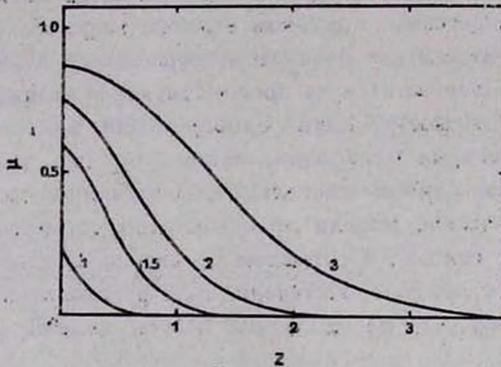


Рис. 1. Зависимость доли массы, вошедшей в блины  $\mu$  от  $z$  при различной амплитуде неоднородностей при  $z = 0$ , рассчитанной по [линейной теории ( $\Omega_0 = 1$ )] Цифры у кривых — величина  $\delta_0$ :  $\delta_0 = \langle (\delta\rho/\rho)_{\text{лин.}} \rangle_{z=0}^{1/2}$ .

Следует подчеркнуть, что в блинной теории  $\mu$  является абсолютно верхней границей доли массы, которая может содержаться в галактиках или скоплениях, так как галактики и скопления образуются только из вещества, испытавшего сжатие в блины. В действительности, учитывая, что от 50% (в барионной Вселенной) до 80% (в нейтринной Вселенной) барионного газа остается горячим ( $T > 10^8$  К) после сжатия в блинах, на долю галактик приходится значительно меньше барионного вещества,  $\approx (0.1 \div 0.3) \mu$ .

Немного позднее масса в блинах (т. е. скрытое вещество, галактики и барионный газ, не входящий в состав галактик) начинает перераспределяться, образуя ступени в виде нитевидных структур, а затем и компактных концентраций — протоскоплений галактик [9].

Хорошо известно, что блины начинают образовываться в окрестности точек максимумов (в лагранжевых координатах) наибольшего главного значения тензора деформации  $\alpha$  [10]. Как показано в работе [9], положения скоплений галактик (снова лагранжевы координаты), по-видимому, сильнее коррелируют с максимумами наименьшего главного значения  $\gamma$  (в каждой точке  $\alpha \geq \beta$ ,  $\beta \geq \gamma$ ). Блины зарождаются в момент времени когда

$$B(z) \cdot \alpha_m = 1, \tag{1}$$

где  $\alpha_m B(z)$  — функция, определяющая рост возмущений в растущей моде линейной теории гравитационной неустойчивости (при  $\Omega_0 = 1$ ,  $B(z) = (1+z)^{-1}$ ),  $\alpha_m$  — величина максимума. Аналогично, условие для момента зарождения скопления можно приближенно записать как

$$B(z) \cdot \gamma_m = 1, \tag{2}$$

где  $\gamma_m$  — величина максимума наименьшего собственного значения.

Если известны средние плотности максимумов  $\alpha$  и  $\gamma$  различной высоты, то с помощью формул (1), (2) можно рассчитать среднюю плотность (число штук в единице объема) образовавшихся блинов или скоплений в зависимости от  $z$ . Плотность максимумов  $\alpha$  была рассчитана в работах [7, 8],  $\gamma$  — в [11]. Для удобства соответствующие соотношения приведены в приложении.

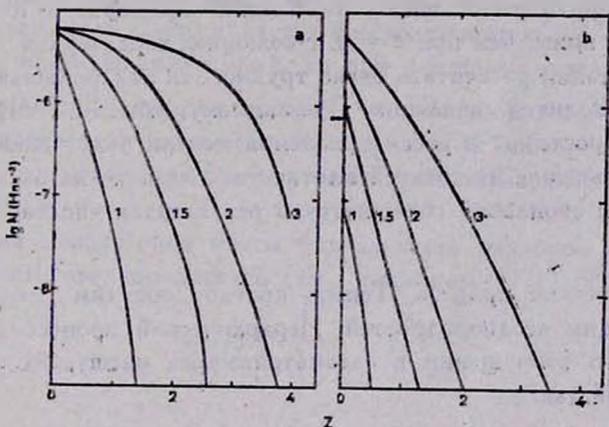


Рис. 2. Средняя плотность числа блинов (максимумов  $\alpha$ ) (рис. 2a) и скоплений (максимумов  $\gamma$ ) (рис. 2b) в  $1 \text{ Мпк}^3$  в зависимости от  $z$ . Цифры у кривых так же, как и на рис. 1, обозначают амплитуду возмущений. Стрелка у вертикальной оси обозначает наблюдаемое число скоплений Эйбелла в  $1 \text{ Мпк}^3$ .

На рис. 2 показана зависимость средней плотности числа образовавшихся блинов и «скоплений» — максимумов  $\gamma$  — в  $1 \text{ Мпк}^3$ , в зависимости от  $z$ , при различной амплитуде неоднородностей  $\delta_0$ , в модели с  $\Omega_0 = 1$ . В представленном диапазоне амплитуды  $1 \leq \delta_0 \leq 3$  к моменту  $z = 0$  образовались практически все блины, поэтому плотность числа блинов при  $z = 0$  во всех трех случаях отличается мало:  $N_p(\delta_0 = 1) \approx 3.6 \cdot 10^{-6} \text{ Мпк}^{-3}$ , а  $N_p(\delta_0 = 3) \approx 6.3 \cdot 10^{-6} \text{ Мпк}^{-3}$ .

Совсем иная ситуация в случае скоплений (максимумов  $\gamma$ ). Их плотность при  $z = 0$  изменяется почти на два порядка: при изменении  $\delta_0$  от 1 до 3 она минимальная при  $\delta_0 = 1$   $N_c \approx 9 \cdot 10^{-8}$ , что примерно на порядок меньше плотности скоплений Эйбелла, а при  $\delta_0 = 3$   $N_c \approx 5.5 \cdot 10^8$ , что примерно в 8 раз больше плотности эйбелловских скоплений ( $R \geq 1$ ). Согласие с наблюдениями достигается при  $\delta_0 = 1.5$ , что согласуется с данными численных расчетов [19]. Однако нужно отметить, что двухточечная корреляционная функция богатых скоплений, согласно численным расчетам [9], примерно в 10 раз меньше наблюдаемой даже при  $\delta_0 = 2$ .

Благодаря отмеченной высокой чувствительности плотности числа скоплений к амплитуде неоднородностей, можно с большой точностью указать амплитуду  $\delta_0 = 1.5$ . При этом  $\delta_0 < 1.2$  и  $\delta_0 > 2$  исключаются практически наверняка.

Эволюция плотности числа скоплений при  $\delta_0 = 1.5$  с  $z$  происходит очень быстро: при  $z = 0.5$  число скоплений примерно в 10 раз, а при  $z = 1$  в 100 раз ниже, чем при  $z = 0$ . Эволюцию характерной массы скоплений на этой стадии рассчитать очень трудно, так как большая часть массы блинов не входит в скопления. По-видимому, убывание типичной массы скоплений с ростом  $z$  в рассматриваемой модели будет даже более быстрым, чем уменьшение их средней плотности. Указание на очень быструю эволюцию массы скоплений содержится в результатах численного моделирования [9, 13].

3. *Иерархический процесс.* Теперь кратко обсудим иерархическую картину эволюции неоднородностей. Иерархический процесс осуществляется, если спектр возмущений в рассматриваемых масштабах имеет сравнительно пологий наклон

$$\delta_k^2 \propto k^n, \quad -1 \leq n \leq 1. \quad (3)$$

Часто и при более крутых наклонах  $-3 \leq n \leq -1$  и  $1 < n \leq 4$  (3) считают, что процесс сгущивания является иерархическим, однако это не совсем точно, хотя некоторые черты иерархического процесса сохраняются и при  $-3 \leq n \leq -1$ , рассматривая нелинейную эволюцию всех меньших масштабов, нужно учитывать организующее влияние большого масштаба, где наклон спектра становится более пологим [14]. При отсутствии излома в спектре при малых  $k$  нарушается однородность по возмущениям потенциала, так как  $\Delta_k^2 \propto k^{-4} \delta_k^2 \propto k^{n-4}$  растет слишком круто при  $k \rightarrow 0$ , если  $n < -1$  (здесь  $\Delta_k$  — спектр потенциала начальных возмущений  $\delta\Phi$ ,  $\delta\rho/\rho \propto (\partial^2/\partial q^2)\delta\Phi$ ).

При более строгом рассмотрении иерархическое образование крупных структур из мелких естественно разделяется на два случая:

1) Спектр длинных волн достаточно слаб,  $\delta_k^2 \propto k^n$ ,  $n > 1$ , так что нелинейный процесс генерации длинных волн из коротких является более сильным, чем линейный рост неоднородностей, имеющихсх в этих масштабах.

2) Спектр длинных волн убывает сравнительно медленно при  $k \rightarrow 0$  или даже растет, но также не слишком быстро  $\propto k^n$ ,  $-1 \leq n \leq 1$  (3). В этом случае структуры определенного масштаба возникают постольку и тогда, когда первичные возмущения в данном масштабе  $\delta M/M$  достигают амплитуды порядка единицы. Это согласуется с общепринятой квазилинейной теорией иерархического процесса.

На каждом этапе иерархического процесса более крупные объекты образуются путем слияния менее массивных объектов, образовавшихся ранее. При этом, если среда является бесстолкновительной (слабо взаимодействующие частицы, галактики), то при слиянии отдельные объекты быстро ( $t \sim (G\rho)^{-1/2}$ ) теряют свою индивидуальность, растворяясь в гладком распределении плотности, имеющем один максимум плотности в центре [15, 16]. Здесь мы не обсуждаем, как образуются самые первые объекты.

Эволюция характерной массы определяется наклоном спектра (3) и скоростью роста неоднородностей (см., например, [17]), ( $\Omega_0 = 1$ )

$$\frac{M_c(z)}{M_0} \approx (1+z)^{-\frac{6}{n+3}}, \quad (4)$$

где  $M_0$  — характерная масса объектов в настоящее время ( $z = 0$ ). Поскольку основная масса вошла в объекты еще на стадии образования самых маломассивных образований, то в рамках иерархического сценария основным источником роста характерной массы скоплений является слияние скоплений друг с другом. Поэтому в рассматриваемом случае рост характерной массы скоплений сопровождается соответствующим уменьшением их числа в единице сопутствующего объема, так что  $M_c(z) \cdot N_c(z) \approx \text{const}$ ,

$$\frac{N_c(z)}{N_0} \approx (1+z)^{\frac{6}{n+3}}, \quad (5)$$

где  $N_0$  — средняя плотность скоплений при  $z = 0$ .

В модели холодного скрытого вещества в масштабе скоплений спектр имеет наклон  $n = -1$ , поэтому в этой модели (при  $\Omega_0 = 1$ )  $M_c(z) \propto$

$\propto (1+z)^{-3}$ , а  $N_c(z) \propto (1+z)^{-3}$  [2]. Таким образом, при  $z \approx 1$  характерная масса скоплений должна быть в 8 раз меньше современного значения, а средняя плотность в единице сопутствующего пространства в 8 раз больше.

4. *Обсуждение.* Богатые скопления галактик являются наибольшими объектами Вселенной, которые уже полностью обособились от общего расширения Вселенной. При их образовании и эволюции главную роль играют гравитационные процессы. Газодинамические и тепловые процессы важны для газового компонента скоплений и рентгеновских свойств, но мало влияют на их общую эволюцию. Важнейшей чертой скоплений является чрезвычайно быстрый темп эволюции (см. также [2]).

Обе рассмотренные здесь модели образования структуры Вселенной (блинная и иерархическая) предсказывают уменьшение характерной массы скоплений с ростом  $z$ , но в блинной модели эволюция массы происходит быстрее. Однако средняя плотность скоплений в единице сопутствующего объема в обсуждаемых моделях эволюционируют различно: в иерархической модели в прошлом число скоплений было значительно больше, чем сейчас, а в модели блинов — значительно меньше. Темп эволюции настолько быстрый, что эволюцию ансамбля скоплений, по-видимому, можно заметить при сравнительно малых  $z \approx 0.3 \div 0.5$ .

Характерной чертой эволюции скоплений в иерархической модели является постоянство общей массы скоплений. Действительно, легко убедиться, что  $M_c(z) \cdot N_c(z) = \text{const}$ . Это, естественно, объясняется, если предположить, что еще на ранней стадии вся масса оказалась сосредоточенной в компактных сгущениях (например, галактиках), которые затем растут по массе только благодаря слияниям друг с другом.

Однако это предположение довольно приближено, свидетельством чему является современная структура Вселенной — далеко не вся барионная масса галактики и газ сосредоточены в скоплениях галактик. Таким образом, гипотеза автомодельности, на которую опирается Кайзер в своей работе [2], требует дополнительного обоснования.

Как видим, простой подсчет числа скоплений (особенно богатых скоплений), т. е. установление зависимости  $N_c(z)$ , позволяет сделать выбор того или иного космологического сценария формирования крупномасштабной структуры. Например, путем сравнения результатов теоретического (численного) расчета с наблюдаемыми значениями  $N_c(z)$ . При этом необходимо более строго определить, как соотносятся «модельные скопления» с наблюдаемыми при различных  $z$ .

Трудности, возникающие при попытке количественного описания эволюции характеристик (параметров, массы, плотности и др.) скоплений галактик в рамках адиабатической модели на современном этапе, не позво-

ляют сделать сколько-нибудь точные и простые предсказания наблюдаемых свойств скоплений. Поэтому попытаемся найти их, исходя из наблюдаемых данных.

Рентгеновские наблюдения скоплений галактик говорят, по-видимому, о том, что их светимость в рентгеновском диапазоне не возрастает с ростом  $z$ , т. е.

$$L_x(z) \propto (1+z)^{-m}, \quad m \geq 0. \quad (6)$$

Использование этой зависимости позволяет наложить ряд ограничений на поведение других параметров скоплений: массы  $M$ , радиуса  $R_c$ , температуры газа  $T_{\text{gas}}$  и дисперсии скоростей галактик  $\sigma_{\text{gal}}$ .

По-видимому, можно считать, что средняя по ансамблю плотность вещества в скоплениях меняется с течением времени пропорционально средней плотности Вселенной [2, 15],

$$\rho \propto (1+z)^3. \quad (7)$$

В пользу этой гипотезы можно привести следующий аргумент. Хотя плотность отдельно взятого скопления после завершения процесса бурной релаксации изменяется слабо вследствие внутренней эволюции, однако скопления эволюционируют благодаря столкновению и слиянию с другими. При этом, как уже было сказано, их средняя масса растет, а средняя плотность скопления убывает.

Рентгеновская светимость скоплений оценивается известным соотношением

$$L_x \propto \rho_{\text{gas}} M_{\text{gas}} T_{\text{gas}}^{1/2}. \quad (8)$$

Естественно предположить, что газ и галактики находятся в одной и той же потенциальной яме (об этом говорят и наблюдения); следовательно,  $T_{\text{gas}}$  есть одновременно и вириальная температура  $T_{\text{gas}} \propto \sigma_{\text{gal}}^2$ , и поэтому (8) переписывается в виде

$$L_x \propto \rho_{\text{gas}} M_{\text{gas}} (M_t/R_c)^{1/2} = \rho_{\text{gas}}^{5/2} R_c^4. \quad (9)$$

Здесь  $M_t = M_{\text{gas}} + M_{\text{gal}} + M_{DM}$  — полная масса скопления,  $M_{\text{gas}} = \alpha' M_t$  ( $\alpha' = 0.03 \div 0.1$ ). Подчеркнем, что речь идет о величинах, усредненных по ансамблю. Из (6), (8) и (9) следует, что характерный размер скоплений изменяется с  $z$  как

$$R_c \propto (1+z)^{\frac{2m+15}{8}}. \quad (10)$$

Соответственно масса, температура и дисперсия скоростей галактик скопления будут

$$M_t \propto (1+z)^{\frac{3,2m+7}{5}},$$

$$T_{\text{ра}} \propto \sigma_{21}^2 \propto (1+z)^{-\frac{2m+3}{4}}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что полученные ограничения, характеризующие ансамбль скоплений, носят довольно грубый предварительный характер, поскольку основная доля рентгеновской светимости обеспечивается центральными областями скоплений, где довольно большую роль могут играть различные процессы нагрева и охлаждения газа (см. подробности в работах [2, 18]).

Из приведенных формул видно, что при всех более или менее приемлемых  $m$  ( $0 \leq m \leq 1$ ) характерный размер скоплений убывает в прошлое, что следует учитывать при интерпретации наблюдений. Действительно, процедура отбора скоплений (с классом богатства  $R \geq 1$ ) сводится к подсчету числа галактик в пределах фиксированного (эйбелловского) радиуса  $r_A = 3h_{50}^{-1}$  Мпк, так как скопления в прошлом были меньше (в среднем по ансамблю), то в число богатых зачисляются скопления с  $R < 1$ , просто потому, что относительный объем, в котором ведется подсчет, для них больше, чем для богатых скоплений.

В данной работе мы не затрагиваем важный вопрос о влиянии байсинга на процесс образования скопления галактик. По-видимому, можно считать, что наибольшие концентрации скрытой массы одновременно являются и самыми богатыми скоплениями галактик при различных формах байсинга [19]. Поэтому выводы, относящиеся в большей мере к свойствам скоплений скрытой массы, остаются в силе и по отношению к богатым скоплениям галактик.

В заключение приведем еще раз основные выводы:

1) Существует сильная временная эволюция плотности скоплений галактик, которая носит качественно различный характер в различных космологических сценариях.

2) Существует заметная эволюция усредненных по ансамблю характеристик скоплений.

3) Эволюционные эффекты ансамбля богатых скоплений во всех моделях структуры, основанных на гравитационной неустойчивости гауссовых возмущений плотности, столь сильны, что их можно обнаружить при сравнительно небольших  $z \lesssim 0.5$ .

Авторы пользуются случаем выразить благодарность Я. Б. Зельдовичу и Р. А. Сюняеву за полезные обсуждения работы.

Приложение

Пространственная плотность максимумов  $\alpha$  была рассчитана в [7, 8], где была приведена следующая аппроксимационная формула, используемая в данной работе,

$$n_\alpha(\alpha) = n_1 \chi(\alpha) \cdot \alpha^3 e^{-\alpha^2/2},$$

$$n_1 = \frac{\sqrt{15}}{7\sqrt{7}} \pi^{-2} r_c^{-3} \approx 0.02 r_c^{-3},$$

$$\chi(\alpha) \approx 0.65 + 0.22 \operatorname{arc} \operatorname{tg}(3\alpha - 13).$$

Для высоких максимумов  $\alpha \rightarrow \infty$ ,  $\chi(\alpha) \rightarrow 1$ , и (3) представляет собой асимптотический закон; при  $\alpha \sim 1$   $\chi(\alpha)$  приближенно аппроксимирует численные расчеты функции распределения  $n_\alpha(\alpha)$ . Аналогично [11]

$$n_\gamma(\gamma) \approx n_3 (\gamma^4 - 4\gamma^3 + 4\gamma^2 + 2\gamma + 1) \cdot e^{-0.9\gamma^2},$$

$$n_3 = \frac{709}{875} \cdot \frac{68}{9} \cdot \sqrt{\frac{3}{7}} (2\pi)^{-5/2} r_c^{-3} \approx 0.04 r_c^{-3}.$$

Выражение в скобках снова дает правильную асимптотику  $n_\gamma(\gamma) \propto \gamma^4 \cdot e^{-0.9\gamma^2}$  при  $\gamma \gg 1$  и аппроксимирует численные расчеты  $n_\gamma(\gamma)$  при  $\gamma \approx 1$ . Величины  $\alpha$  и  $\gamma$  приведены в единицах дисперсии компонентов тензора деформации, который фигурирует в формулах приближенной нелинейной теории. Масштаб  $r_c$  определяется формулой

$$r_c^2 = 3 \frac{\int_0^\infty \delta_k^2 k^3 dk}{\int_0^\infty \delta_k^2 k^4 dk},$$

где  $\delta_k^2$  — спектр возмущений плотности;  $r_c$  зависит не только от масштаба затухания  $R_\nu$ , но и от вида начального спектра в длинных волнах. При начальном спектре типа Зельдовича-Гаррисона ( $n = 1$ )  $r_c \approx 17.6 m_{30}^{-1}$  Мпк, где  $m_{30}$  — масса нейтрино в единицах 30 эВ.

Институт физических  
проблем АН СССР

Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга

## EVOLUTION OF CLUSTERS OF GALAXIES

S. G. SIMAKOV, S. F. SHANDARIN

The problem of the evolution of galaxy cluster ensemble is discussed. Both hierarchical clustering and pancake scenarios predict fast decrease of a typical cluster mass. However, the hierarchical model envisages the increase of the mean number of clusters in unit comoving volume in contrast to the pancake model predicting its decrease. The latter can be used as observational test discriminating the models. The evolution in both models is so quick that it can be observed at  $z$  as small as  $z \leq 0.5$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. O. Abell, *Astrophys. J.*, 213, 327, 1977.
2. N. Kaiser, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 222, 323, 1986.
3. A. G. Doroshkevich, M. Yu. Khlopov, R. A. Sangaev, A. S. Szalay, Ya. B. Zel'dovich, *Proc. X-th Texas Symp. Relativ. Astrophys.*, 1980.
4. Я. Б. Зельдович, *Итоги науки и техн., Астрономия*, 22, 4, 1983.
5. С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, *Успехи физ. наук*, 139, 83.
6. А. Г. Дорошкевич, А. А. Клыпин, Э. В. Коток, *Астрон. ж.*, 63, 417, 1986.
7. A. G. Doroshkevich, S. F. Shandarin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 182, 27, 1978.
8. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрон. ж.*, 55, 1144, 1978.
9. С. Ф. Шандарин, А. А. Клыпин, *Астрон. ж.*, 61, 837, 1984.
10. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 319, 1970.
11. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. ж.*, 61, 434, 1984.
12. А. А. Клыпин, S. F. Shandarin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 891, 1983.
13. S. D. White, M. Davis, C. S. Frenk, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 209, 27, 1984.
14. С. И. Гурбаев, А. Н. Саичев, С. Ф. Шандарин, *Докл. АН СССР*, 285, 323, 1985.
15. S. D. M. White, M. J. Rees, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 341, 1978.
16. T. A. McGlinn, A. C. Fabian, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 208, 709, 1984.
17. Ф. Дж. Э. Пиблс, *Структура Вселенной в больших масштабах*, Мир, М., 1983.
18. C. L. Sarazin, *Rev. Mod. Phys.*, 56, 1, 1986.
19. E. Braan, A. Dekel, P. R. Shapiro, *Prepr. WIS-87/61*, 1987.