

УДК: 52—423

КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ В ГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

И. К. РОЗГАЧЕВА

Поступила 10 февраля 1987

Принята к печати 31 апреля 1987

Рассматривается эволюция неоднородности плотности в гравитирующей среде с учетом влияния окружающих неоднородностей. Показано, что коллективное гравитационное поле флуктуаций может существенно изменить темп эволюции контрастов плотности: в пространственно плоской модели Фридмана $\delta \sim t^{5/3}$.

1. *Введение.* Рассмотрим космологическую задачу об образовании наблюдаемой структуры распределения вещества. Пусть в однородной и изотропной модели Вселенной, заполненной средой с паскалевым давлением, имеются флуктуации плотности $\delta\rho$. Вероятность возникновения, например, тепловой флуктуации плотности пропорциональна [1]:

$$f(\delta) \sim \exp(-R_{\min}/kT), \quad (1)$$

где T — температура, $R_{\min}$ — минимальная работа, необходимая для создания обратимым образом контраста плотности $\delta \equiv \delta\rho/\rho$ в гравитирующей среде, $R_{\min} \sim \delta^2$ [2]. В классической работе Лифшица [3] показано, что гравитационно неустойчивы неоднородности плотности, пространственные масштабы которых превышают характерные масштабы тепловых процессов в среде. Крупномасштабный контраст плотности благодаря самогравитации растет: в случае пространственно плоской модели, заполненной пылью (давление среды равно нулю), $\delta_1 \sim t^{2/3}$, t — космологическое время модели. Наряду с растущей модой δ_1 имеется убывающая мода $\delta_2 \sim t^{-1}$ [3]. Самогравитация флуктуаций не изменяет распределение $f(\delta)$. Считается, что имеет место эргодичность, т. е. усредненное по пространству значение δ совпадает со средним по реализации [1]. Это действительно так, когда флуктуации рассматриваются как независимые.

Усложним задачу. Пусть имеется ансамбль неоднородностей, локализованных в различных точках пространства. Пока неоднородности малы,

их парным гравитационным взаимодействием можно пренебречь, как эффектом второго порядка малости по δ . Потенциал коллективного гравитационного поля этих флуктуаций в точке с радиус-вектором $\vec{r}$ пропорционален (в ньютоновском приближении)

$$\frac{\delta}{r} + \sum_l \frac{\delta_l \cdot W_l}{R_l}, \quad R_l = |\vec{r} - \vec{r}_l|. \quad (2)$$

Здесь функция W_l описывает вероятность того, что у флуктуации δ , локализованной в окрестности точки с радиус-вектором $\vec{r}$, имеется соседняя флуктуация δ_l , локализованная в окрестности точки с радиус-вектором $\vec{r}_l$. Если требовать выполнения условия эргодичности, то сумма в (2) должна быть равна нулю, а эволюция контрастов плотности описывается тогда модами δ_1, δ_2 . Это условие упрощает задачу, но вместе с тем исключает из рассмотрения важные эффекты, связанные с коллективной динамикой флуктуаций. Благодаря коллективному полю может измениться темп эволюции контрастов плотности и возникнуть пространственная корреляция между ними [4]. Пусть в некоторый начальный момент t_0 распределение амплитуд δ совпадало с [1]. С течением времени коллективные эффекты приводят к изменению этого распределения, причем, как будет показано в настоящей работе, наиболее вероятные контрасты плотности в пылевой среде растут пропорционально $t^{5/3}$. Рост такого контраста происходит более эффективно за счет не учитываемого в линейной теории [3] убывания неоднородности плотности, которая находится в пространственной области, соседней к рассматриваемому контрасту. Так что наиболее вероятными оказываются те флуктуации, которые при движении в коллективном поле попадают в области, где плотность убывает быстрее, чем в однородном и изотропном фоне. Тогда следует ожидать, что области повышенной плотности будут окружены «пустотами». Ситуация напоминает явление перемежаемости [5]. Количественно эффект важен для малых флуктуаций $\delta \ll 1$, участвующих еще в общем расширении модели. На нелинейной стадии, когда $\delta \gg 1$, коллективное поле не влияет на индивидуальную эволюцию неоднородностей, но может обеспечивать эффективную пространственную релаксацию ансамбля неоднородностей плотности (см., например, [6]).

Заметим, что закон $\delta \sim t^{5/3}$ качественно понятен. Действительно, согласно неравенству Чебышева для вероятности того, что контраст плотности $\delta r/\rho$ превысит $\delta > 0$, имеем:

$$P(|\delta\rho/\rho| \geq \delta) \leq \frac{\sigma}{\delta^2},$$

где σ — постоянная. Тогда для независимых растущей $\delta_1 \sim t^{2/3}$ и падающей $\delta_2 \sim t^{-1}$ линейных мод имеем соответственно: $P_1(|\delta\rho/\rho| = \delta_1) \sim t^{-4/3}$, $P_2(|\delta\rho/\rho| = \delta_2) \sim t^2$. Учтем теперь коллективные эффекты и найдем вероятность существования растущего контраста плотности, если имеются соседние области пространства, где неоднородность плотности убывает — условная вероятность P_{12} . По формуле полной вероятности имеем:

$$P_1 = P_{12} \cdot P_2.$$

Поэтому

$$P(|\delta\rho/\rho| = \delta) \equiv P_{12} = \frac{P_1}{P_2} \sim t^{-10/3}.$$

Применяя опять соотношение Чебышева, найдем $\delta \sim t^{5/3}$.

Ниже анализируется коллективная динамика флуктуаций плотности в пространственно плоской модели Фридмана. Предполагается, что модель заполнена средой с пренебрежимо малым давлением. Последнее условие на давление позволяет исключить из рассмотрения тепловые эффекты (флуктуационное возникновение неоднородностей плотности, акустические волны), а распределение (1) принять в качестве начального.

2. Уравнения движения для ансамбля флуктуаций. Развитие неоднородностей плотности будем описывать относительно фоновой модели с синхронной метрикой:

$$ds^2 = a^2 (d\eta^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2) = g_{ij} dx^i dx^j,$$

где масштабный фактор $a \sim \eta^2$, η — конформное время модели, $a \cdot d\eta = c \cdot dt$, $\eta \sim t^{1/3}$; латинские индексы пробегают значения 0, 1, 2, 3, греческие — 1, 2, 3. Движение вещества описывается уравнениями поля:

$${}^*T_{ij} = G_{ij}, \quad (3)$$

где *x — гравитационная постоянная Эйнштейна, T_{ij} — тензор энергии-импульса среды, G_{ij} — тензор Эйнштейна. Пусть имеется ансамбль флуктуаций плотности, локализованных в различных точках пространства $x_{(l)}^a$, $l = 1, 2, \dots, N$, N — число флуктуаций. Используя принцип суперпозиции для малых возмущений, подставим в (3) следующие выражения:

$$T_{ij} = T_{ij}^{(0)} + T_{ij}^{(1)}(\gamma, x^2) + \sum_{l=1}^N T_{ij(l)}^{(1)}(\gamma, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l,$$

$$G_{ij} = G_{ij}^{(0)} + G_{ij}^{(1)}(\gamma, x^2) + \sum_{l=1}^N G_{ij(l)}^{(1)}(\gamma, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l,$$

где значком (0) обозначены невозмущенные значения, для которых выполняются уравнения $xT_{ij}^{(0)} = G_{ij}^{(0)}$. Тогда получим уравнения:

$$\begin{aligned} & x \left[T_{ij}^{(1)}(\gamma, x^2) + \sum_{l=1}^N T_{ij(l)}^{(1)}(\gamma, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l \right] = \\ & = G_{ij}^{(1)}(\gamma, x^2) + \sum_{l=1}^N G_{ij}^{(1)}(\gamma, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь, без ограничения общности, принято, что начало системы координат находится в точке $x_{(0)}^2 = 0$. Вторые члены в обеих частях уравнений (4) описывают коллективное поле в окрестности начала координат.

Уравнения (4) для пылевой среды разбиваются на две группы уравнений. Первая группа для $T_{00}^{(1)}$ и $T_{0\alpha}^{(1)}$ определяет связь контрастов плотности и возмущений скорости со скалярными возмущениями метрики (см. ниже формулы (12), (13)). Предметом анализа является вторая группа уравнений, описывающая динамику скалярных возмущений метрики. Для пылевой среды $T_{\alpha\beta}^{(1)} = 0$. Следуя [3], представим скалярные возмущения в виде совокупности плоских волн $e^{in_\alpha x^2}$ с амплитудами

$$(\mu_n, \lambda_n)_\beta^a = \frac{1}{3} \mu_n \delta_\beta^a + \left(\frac{1}{3} \delta_\beta^a - \frac{n^\alpha n_\alpha}{n^2} \right) \lambda_n,$$

n^α — волновой вектор, $n^2 = n^\alpha n_\alpha$. Тогда из уравнений (4) для изотропной μ_n и анизотропной λ_n амплитуд получим систему:

$$\begin{aligned} \ddot{\mu}_n + \frac{4}{\eta} \dot{\mu}_n + \frac{n^2}{3} (\mu_n + \lambda_n) &= \Phi_1, \\ \ddot{\lambda}_n + \frac{4}{\eta} \dot{\lambda}_n - \frac{n^2}{3} (\mu_n + \lambda_n) &= \Phi_2, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= - \sum_{l=1}^N e^{-in_\alpha x_{(l)}^2} \cdot W_l \cdot \left[\ddot{\mu}_{n(l)} + \frac{4}{\eta} \dot{\mu}_{n(l)} + \frac{n^2}{3} (\mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \right], \\ \Phi_2 &= - \sum_{l=1}^N e^{-in_\alpha x_{(l)}^2} \cdot W_l \cdot \left[\ddot{\lambda}_{n(l)} + \frac{4}{\eta} \dot{\lambda}_{n(l)} - \frac{n^2}{3} (\mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \right], \end{aligned}$$

точка над буквой означает дифференцирование по τ , амплитуды $\mu_{n(l)}$ и $\lambda_{n(l)}$ соответствуют волне $e^{in_a(x^a - x_{(l)}^a)}$.

Решение уравнений (5), очевидно, есть

$$\begin{aligned}\mu_n + \sum_{l=1}^N \mu_{n(l)} e^{-in_a x_{(l)}^a} W_l &= C_1 \left(1 - \frac{n^2 \tau^2}{15}\right) - \frac{C_2}{(n\tau)^3}, \\ \lambda_n + \sum_{l=1}^N \lambda_{n(l)} e^{-in_a x_{(l)}^a} W_l &= C_1 \left(1 + \frac{n^2 \tau^2}{15}\right) + \frac{C_2}{(n\tau)^3},\end{aligned}\quad (6)$$

где постоянные C_1 и C_2 определяются начальными условиями задачи: в начальный момент τ_0

$$\mu_n(\tau_0) = \mu^0, \quad \lambda_n(\tau_0) = \lambda^0, \quad \mu_{n(l)}(\tau_0) = \mu_{(l)}^0, \quad \lambda_{n(l)} = \lambda_{(l)}^0.$$

Введем в ортогональном пространстве переменных $\{\mu_n, \lambda_n\}$ функцию распределения $f(\mu_n, \lambda_n | \mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)})$ амплитуд μ_n, λ_n при условии, что имеется еще одна волна $e^{in_a(x^a - x_{(l)}^a)}$ с амплитудой $(\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)})^a$. Уравнение непрерывности для f есть

$$\dot{f} + \frac{\partial}{\partial \mu_n} (\dot{\mu}_n f) + \frac{\partial}{\partial \lambda_n} (\dot{\lambda}_n f) = 0. \quad (7)$$

По формуле полной вероятности находим уравнение для функции распределения амплитуд μ_n, λ_n с учетом всех $\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}$:

$$\begin{aligned}F(\mu_n, \lambda_n) &= \sum_{l=1}^N W_l \int f(\mu_n, \lambda_n | \mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}) \times \\ &\times F(\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}) f_0(\mu_{(l)}^0, \lambda_{(l)}^0) d\mu_{n(l)} d\lambda_{n(l)} d\mu_{(l)}^0 d\lambda_{(l)}^0,\end{aligned}\quad (8)$$

где интегрирование по $\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}$ охватывает все допустимые значения $|\mu_{n(l)}| \leq \mu^* \ll 1$, $|\lambda_{n(l)}| \leq \lambda^* \ll 1$, $f_0(\mu_{(l)}^0, \lambda_{(l)}^0)$ — функция распределения начальных значений амплитуд. Перейдем от суммирования по l к интегрированию по плоскому пространству $\{x_{(l)}^a \equiv \tilde{x}^a\}$: $\sum W_l \rightarrow \int \omega d^3 \tilde{x}$. Уравнение для ω получим следующим образом. С одной стороны число возмущений есть

$$N = 1 + \int \omega(\tilde{x}) d^3 \tilde{x},$$

а с другой стороны $N = \int F d\mu_n d\lambda_n$, так что уравнение для ω есть

$$1 + \int \omega d^3x = \int F d\mu_n d\lambda_n. \quad (9)$$

Уравнения (4)—(9) являются уравнениями движения для ансамбля флуктуаций и описывают самосогласованно поставленную задачу.

3. *Пример.* Рассмотрим в качестве примера начального распределения амплитуд μ^0 и λ^0 распределение Гаусса:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\Delta}} \exp \left\{ -\frac{(\mu^0 - \bar{\mu})^2}{2\Delta_\mu} - \frac{(\lambda^0 - \bar{\lambda})^2}{2\Delta_\lambda} \right\},$$

где $\bar{\mu}$ и $\bar{\lambda}$ — средние значения, Δ_μ и Δ_λ — дисперсии, $\Delta = \Delta_\mu \cdot \Delta_\lambda$. Легко показать, что на характеристиках уравнения (7) $f = \text{const} = f_0$. Используя (6), находим

$$\mu^0 = \alpha \mu_n + \beta \lambda_n + \varphi_1,$$

$$\lambda^0 = (1 - \alpha) \mu_n + (1 - \beta) \lambda_n + \varphi_2.$$

Функции α , β , φ_1 и φ_2 выписаны в приложении. Затем по (7) и (9) можно найти f и F . Динамика наиболее вероятных флуктуаций описывается уравнениями экстремума:

$$\frac{\partial F}{\partial \mu_n} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \lambda_n} = 0.$$

Оценим поведение F вблизи максимума. Решение уравнений (8) есть

$$F(\mu_n, \lambda_n) = F_0 \exp \left\{ \int f \cdot f_0 \cdot \omega \cdot d\mu_{n(l)} d\lambda_{n(l)} d\mu_{(l)}^0 d\lambda_{(l)}^0 d^3x \right\},$$

где F_0 — постоянная нормировки. При фиксированных μ_n и λ_n представим f в виде ряда по степеням $\mu_{n(l)}$ и $\lambda_{n(l)}$, сохраним члены первого порядка. Выполнив интегрирование, можно найти:

$$\begin{aligned} & \int f f_0 \omega d\mu_{n(l)} d\lambda_{n(l)} d\mu_{(l)}^0 d\lambda_{(l)}^0 d^3x \approx \\ & \approx 2\psi \left\{ \mu^* \lambda^* \int \omega d^3x - \left[(\xi_1 - \xi_2) \varphi + \mu^* \lambda^* \frac{\mu^* + \lambda^*}{2} \xi_2 \right] \cdot \int e^{-in_a x^2} \omega d^3x \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\psi = \frac{1}{2\pi\sqrt{\Delta}} \exp \left\{ -\frac{\Delta_\mu}{2} \xi_1^2 - \frac{\Delta_\lambda}{2} \xi_2^2 \right\},$$

а выражения для ξ_1 , ξ_2 , φ выписаны в приложении.

Пусть F нормирована так, что $2F_0\mu^*\lambda^* = 1$, тогда уравнение (9) будет:

$$\zeta \int \omega d^3x = \int e^{-in_x x^a} \omega d^3x, \quad (10)$$

где

$$\zeta = + \sqrt{\frac{\pi \Delta_\lambda}{2}} \frac{(\eta/\tau_0)^2 + 1}{\frac{\mu^* + \lambda^*}{2} + \varphi\left(\sqrt{\frac{\Delta_\lambda}{\Delta_\mu}} - 1\right)}$$

и предполагается, что интеграл в правой части (9) набирается вблизи достаточно узкого максимума подинтегральной функции. Используя (10), можно найти для наиболее вероятных флуктуаций:

$$\begin{aligned} \mu_n &= \frac{1-\beta}{\alpha-\beta} \mu - \frac{\beta}{\alpha-\beta} \bar{\lambda} + \left(\frac{\mu^* + \lambda^*}{2} \beta - \frac{\varphi}{\mu^*\lambda^*} \right) \frac{\zeta}{\alpha-\beta} \\ \lambda_n &= -\frac{1-\alpha}{\alpha-\beta} \mu + \frac{\alpha}{\alpha-\beta} \bar{\lambda} - \left(\frac{\mu^* + \lambda^*}{2} \alpha - \frac{\varphi}{\mu^*\lambda^*} \right) \frac{\zeta}{\alpha-\beta}. \end{aligned} \quad (11)$$

Первые члены в правых частях (11) соответствуют линейной теории [3], вторые слагаемые связаны с описанным коллективным эффектом. В пределе $\Delta_\lambda \rightarrow 0$ вторые слагаемые исчезают, а при $\Delta_\lambda/\Delta_\mu \gg 1$ эти слагаемые убывают с ростом η . Наиболее интересен случай $\Delta_\lambda = \Delta_\mu$, который будет рассмотрен ниже.

Амплитуда контраста плотности δ_n равна:

$$\chi a^2 \rho c^2 \delta_n = \frac{2}{\eta} \dot{\mu}_n - \frac{\pi^2}{3} (\mu_n + \lambda_n). \quad (12)$$

Амплитуда возмущения скорости $(\delta u_x)_n$ равна:

$$3\chi a^2 \rho c^2 \left(\frac{\delta u_x}{a} \right)_n = -n_x (\dot{\mu}_n + \dot{\lambda}_n). \quad (13)$$

Оценим пространственную корреляцию флуктуаций плотности. Интегральному уравнению (10) удовлетворяет, например, линейная комбинация дельта-функций:

$$\omega \sim \delta(\tilde{x}^2) + \delta(\tilde{x}^2 - b^2),$$

где $b^2 = c^a + id^a$ — некоторый комплексный вектор, причем $n^a c_a = 0$, $c^a c_a = d^a d_a$. Из (10) находим оценку для $|d|$ — масштаба пространственной корреляции флуктуаций:

$$n_x d^2 = \ln |2\zeta - 1|.$$

Рассмотрим случай $\Delta_\mu = \Delta_\lambda$, тогда выражение для ζ упрощается:

$$\zeta = + \sqrt{2\pi\Delta_\lambda} \frac{(\eta/\eta_0)^3 + 1}{\mu^* + \lambda^*}.$$

В этом случае найдем для наиболее вероятных контрастов плотности

$$\begin{aligned} \kappa \rho_0 c^2 a_0^2 \gamma_0^2 \cdot \partial_n = & -\frac{7}{15} (\bar{\mu} + \bar{\lambda}) (n\eta)^2 - 3 \left[\left(1 + \frac{n^2 \gamma_0^2}{15}\right) \bar{\mu} - \left(1 - \frac{n^2 \gamma_0^2}{15}\right) \bar{\lambda} \right] \times \\ & \times \left(\frac{\eta_0}{\eta}\right)^3 + \sqrt{2\pi\Delta_\lambda} \left\{ \left(\frac{1}{2} - \frac{\bar{\mu} + \bar{\lambda}}{\mu^* + \lambda^*}\right) \frac{(n\eta)^2}{3} \left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^3 + 3 \frac{\mu^* - \bar{\mu} - \bar{\lambda}}{\mu^* + \lambda^*} \left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^3 + \right. \\ & + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{5} \frac{\bar{\mu} + \bar{\lambda}}{\mu^* + \lambda^*}\right) (n\eta)^2 + \\ & \left. + \left(\frac{n^2 \gamma_0^2}{10} - 3 \frac{\bar{\mu} - \bar{\lambda} + (\bar{\mu} + \bar{\lambda}) \frac{(n\eta_0)^2}{15}}{\mu^* + \lambda^*}\right) \left(\frac{\eta_0}{\eta}\right)^3 \right\}, \end{aligned}$$

где $\rho_0 = \rho(\eta_0)$, $a_0 = a(\eta_0)$. Первый член в фигурных скобках пропорционален $\eta^5 \sim t^{5/3}$, он является главным при $\Delta_\mu = \Delta_\lambda \neq 0$. Таким образом, наиболее вероятные контрасты плотности поддерживаются коллективным полем флуктуаций и растут более эффективно. Растет и масштаб пространственной корреляции флуктуаций:

$$n_\lambda d^2 = \ln \left\{ \frac{\sqrt{2\pi\Delta_\lambda}}{\mu^* + \lambda^*} \left[\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^3 + 1 \right] - 1 \right\}.$$

Нетрудно показать, что найденное решение устойчиво по Ляпунову относительно небольших нарушений условия $\Delta_\lambda = \Delta_\mu$. Действительно, в области применимости линейного приближения $\eta_0 \leq \eta < \eta^*$, где η^* определяется условием $\delta_n(\eta^*) = 1$, для любого $\varepsilon > 0$ всегда найдется такое $\gamma(\varepsilon) > 0$, что, если в начальный момент η_0 близки два решения

$$|\delta_n(\Delta_\lambda = \Delta_\mu) - \delta_n(\Delta_\lambda = \Delta_\mu + \sigma)| < \gamma(\sigma),$$

$|\sigma| < \Delta_\mu$, то и для $\eta_0 \leq \eta < \eta^*$ разность этих решений не будет отличаться более чем на заданное $\varepsilon > 0$.

Приложение

В основном тексте статьи использованы следующие функции:

$$\begin{aligned} \tau &= n\eta, \quad \tau_0 = n\eta_0, \\ \alpha &= \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^3 \left[1 + \frac{\tau^2}{15} + \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^3 \left(1 - \frac{\tau_0^2}{15}\right) \right], \end{aligned}$$

$$\alpha - \beta = \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3,$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 = & -\frac{1}{2} e^{-in_a \tilde{x}^2} \left[\mu_{(l)}^0 \left(1 + \frac{\tau_0^2}{15} \right) - (\lambda_{(l)}^0 + \mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \left(1 - \frac{\tau_0^2}{15} \right) \right] - \\ & -\frac{1}{2} e^{-in_a \tilde{x}^2} (\mu_{(l)}^0 + \lambda_{(l)}^0 + \mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3 \left(1 - \frac{\tau^2}{15} \right) + \\ & + e^{-in_a \tilde{x}^2} \mu_{n(l)} \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3, \end{aligned}$$

$$\varphi_2 = (\mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) e^{-in_a \tilde{x}^2} - \varphi_1,$$

$$\xi_1 = \frac{\alpha \mu_n + \beta \lambda_n - \bar{\mu}}{\Delta_\mu},$$

$$\xi_2 = \frac{(1-\alpha) \mu_n + (1-\beta) \lambda_n - \bar{\lambda}}{\Delta_\lambda},$$

$$\begin{aligned} \frac{\varphi}{\mu^* \lambda^*} = & -\frac{1}{2} \left[\bar{\mu} - \bar{\lambda} + (\bar{\mu} + \bar{\lambda}) \frac{\tau_0^2}{15} \right] - \frac{1}{2} (\bar{\mu} + \bar{\lambda}) \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3 \left(1 - \frac{\tau^2}{15} \right) + \\ & + \frac{1}{4} (\mu^* + \lambda^*) \left[1 - \frac{\tau_0^2}{15} - \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3 \left(1 - \frac{\tau^2}{15} \right) \right] + \frac{1}{2} \mu^* \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3. \end{aligned}$$

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

COLLECTIVE DYNAMICS OF THE DENSITY FLUCTUATIONS IN GRAVITATING FLUID.

I. K. ROZGACHEVA

The evolution of the density fluctuation in gravitating fluid is considered and it takes into account the influence of other density fluctuations. It has been shown that the collective gravitation field of density fluctuations can essentially change the increase rate of the density contrast: in a spatially flat isotropic homogeneous cosmological model $\delta \sim t^{5/3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, т. 5, Статистическая физика, ч. 1, § 112, Наука, М., 1976.
2. И. К. Розгачева, Астрон. ж., 61, 654, 1984.
3. Е. М. Лифшиц, Ж. эксперим. и теор. физ., 18, 587, 1946.
4. I. K. Rozgacheva, Proc. 11-th Int. Conf. General Relativ. and Gravit., Sweden, 1, 156, 1986.
5. Я. Б. Зельдович, С. А. Молчанов, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, Ж. эксперим. и теор. физ., 89, 2061, 1985.
6. V. G. Garzadgan, G. K. Savvidy, Astron. and Astrophys., 160, 203, 1986.