

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.11

ЭВОЛЮЦИЯ ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОСЛЕРЕКОМБИНАЦИОННУЮ ЭПОХУ. I. ЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ

А. С. ЗЕНЦОВА, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 26 декабря 1978

Рассматривается линейная стадия эволюции первичных энтропийных возмущений в переходную эпоху, следующую за рекомбинацией, когда существенно гравитационное влияние ультрарелятивистской компоненты метagalактической среды.

1. Взаимодействие вещества и излучения в горячей Вселенной прекращается в эпоху, характеризуемую красным смещением $z_{REC} \approx 1000$, когда происходит рекомбинация метagalактической плазмы. Приблизительно в ту же эпоху сравниваются между собой плотности этих двух компонентов среды; соответствующее красное смещение

$$z_* = \frac{\rho_0}{\rho_{ph}} \approx 10^4 \Omega h^2 \quad (1)$$

определяется современными значениями средней плотности вещества ρ_0 и 3-градусного фона реликтовых фотонов ρ_{ph}^0 (здесь Ω — космологический параметр плотности, h — постоянная Хаббла, измеренная в единицах 50 км/с·Мпс). При вероятном значении $\Omega = 0.1$, на которое указывают как подсчеты галактик, так и анализ первичного нуклеосинтеза (см., например, [1, 2]), и $h = 1$ значения z_{REC} и z_* совпадают. До сих пор не ясно, есть ли в этом совпадении нечто закономерное или оно в каком-то смысле случайно.

Кроме фотонов в горячей Вселенной должны иметься и другие реликтовые ультрарелятивистские частицы — нейтрино, а возможно и гравитоны. Плотность нейтрино ρ_ν^0 (их температура около 2К) вдвое меньше

плотности фотонов; реликтовые нейтрино не могут пока регистрироваться непосредственно, и оценка их плотности делается на основе общей теории [1]. Что касается гравитонов, то для них возможность регистрации представляется еще более отдаленной и даже теоретическая оценка делается с большой неопределенностью: в принципе, нельзя исключить, что их плотность ρ_g^0 превышает плотность фотонов ρ_γ^0 или даже плотность вещества ρ_0 [2]. Полная плотность всех ультрарелятивистских частиц $\rho_r(z)$ сравнивается с плотностью вещества $\rho(z)$ при красном смещении

$$z_r = \frac{z_s}{1.5} = 6.9 \cdot 10^{11} \cdot \Omega_m^2, \quad (2)$$

где γ — отношение полной плотности ультрарелятивистской компоненты $\rho_r = \rho_\gamma + \rho_\nu + \rho_g$ к суммарной плотности реликтовых фотонов и нейтрино; скорее всего, значение γ лежит, как можно ожидать, в интервале $1 \leq \gamma < 3$. Момент равенства плотностей $\rho_r(z)$ и $\rho(z)$ относится, как видно из (2), к послерекомбинационной эпохе при указанных выше вероятных значениях космологических параметров Ω и h .

Ультрарелятивистская компонента метagalактической среды определяла при $z \geq z_r$ общую динамику и геометрию Вселенной; вместе с тем она оказывала существенное влияние на локальные процессы в среде, управляющие эволюцией дозвездной, догалактической структуры Вселенной. Эта структура существовала на ранних стадиях космологического расширения в форме малых по амплитуде отклонений от однородности и изотропии в распределении и движении вещества. В линейном приближении возмущения такого рода распадаются, как известно [2—4], на три независимые моды: слабые потенциальные и вихревые движения и малые вариации энтропии. «Изначальные» вихри невозможны в изотропном мире [3, 5], а потенциальные (адиабатические) и энтропийные возмущения совместимы с асимптотически полной изотропией мира при $z \rightarrow \infty$.

2. В настоящей работе рассматриваются особенности эволюции возмущений энтропийного типа. В условиях горячей Вселенной они представляют собой малые по амплитуде флуктуации плотности плазмы на фоне однородного распределения ультрарелятивистской компоненты среды. В астрофизике такого рода возмущенное состояние среды впервые рассматривалось в работе [6], в космологии — в работе [7].

Энтропийные возмущения привлекают к себе особое внимание в связи с недавним сообщением группы Парийского [8] о весьма жестких ограничениях возможных отклонений от изотропии реликтового радиодна. Верхний предел флуктуаций температуры можно представить, на основе этих данных, простой интерполяционной формулой

$$\frac{\delta T}{T} < 1.6 \cdot 10^{-4} (\theta')^{-1/2}, \quad (3)$$

справедливой с хорошей точностью (не хуже 10%) для наиболее интересных угловых масштабов $5' < \theta < 20'$. Новые данные для еще меньших угловых масштабов, $2' < \theta < 5'$ (устное сообщение Парийского, 1978), также хорошо аппроксимируются этой формулой. Видимый угловой масштаб θ связан с массой вещества M в области возмущения соотношением (см., например, [1, 2])

$$\theta' = 10 \Omega^{2/3} M_{15}^{1/3}, \quad (4)$$

где $M_{15} = M/10^{15} M_{\odot}$. Оказывается [9], что только энтропийные возмущения, если им принадлежала главная роль в эволюции догалактической структуры, не противоречат этим наблюдениям: они столь слабо искажают реликтовый фон, что флуктуации остаются ниже наблюдательного порога (3). Сходный вывод получен затем и в работе [10] (для $\Omega \sim 1$).

Ниже мы рассмотрим эволюцию энтропийных возмущений в переходную эпоху, следующую за рекомбинацией, когда еще существенно гравитационное влияние ультрарелятивистской компоненты среды.

3. Неоднородности плотности плазмы, вмороженные в фон излучения, испытывают диффузионное расплывание лишь в относительно малых масштабах, которым соответствуют массы $M \lesssim 10 M_{\odot}$. Во всех больших масштабах диссипативные процессы незначительны для возмущений такого рода, и исходный контраст плотности $(\delta\rho/\rho)_0 = b$ остается в энтропийных возмущениях неизменным вплоть до эпохи рекомбинации $z = z_{\text{REC}} \approx 1000$. В эту раннюю эпоху $z > z_{\text{REC}}$ развиваются лишь «вторичные» потенциальные движения, усиливаемые гравитационной неустойчивостью в масштабах $l(M)$, превосходящих расстояние до горизонта $\lambda_J \sim ct$. Можно видеть, что связанный с этим дополнительный контраст плотности среды возрастает по закону [9, 11]

$$\left(\frac{\delta\rho_r}{\rho_r}\right)_A = \frac{1}{2} b \left(\frac{M}{M_*}\right)^{1/3} \gamma, \quad \left(\frac{\delta\dot{\rho}}{\rho}\right)_A = \frac{3}{4} \left(\frac{\delta\rho_r}{\rho_r}\right), \quad z > z_1, \quad (5)$$

где $z_1 = z_*(M/M_*)^{1/3}$ — красное смещение в эпоху, когда $l = l_J = ct$, M — масса вещества в области возмущения, $M_* = 4 \cdot 10^{16} \Omega^{-2} M_{\odot}$ — масса вещества в пределах горизонта при $z = z_*$, γ — безразмерное космологическое время, связанное с возрастом мира t и масштабным фактором метрики Фридмана $a(t)$ (нормированным на массу M) соотношением $cdt = a d\eta$. Возмущение скорости в этих возмущениях не меняется со временем:

$$v_A = \frac{1}{4} cb \left(\frac{M}{M_0} \right)^{1/3} = \text{const.} \quad (6)$$

Возмущение, описываемое формулами (5), (6), совпадает по временной зависимости с одной (промежуточной) из возможных мод малых потенциальных возмущений в ультрарелятивистской среде [3]; совпадает и закон изменения соответствующих возмущений метрики, так что возможна такая комбинация вторичного потенциального возмущения (5), (6) и потенциального возмущения указанной моды, что (в первом порядке по отношению γ_{ij}) существует лишь исходный контраст плотности вещества, а вторичное возмущение плотности, скорости и метрики компенсировано [11]. «Компенсированные» энтропийные возмущения вписываются в изначально изотропный мир: возмущения же метрики, связанные с самим контрастом плотности $(\delta\rho/\rho)_0$, стремятся к нулю при $t \rightarrow 0$, $z \rightarrow \infty$, так как стремятся к нулю отношение $\delta\rho/(\rho + \rho_0) \simeq \delta\rho/\rho_0 \sim z^{-1}$.

Область возмущения с массой M становится прозрачной для реликтовых фотонов в ходе рекомбинации при красном смещении [12]

$$z = z_0 = 2 \cdot 10^4 [19 + \lg (\Omega^{1/2} M_{15})]^{-1}, \quad (7)$$

а при

$$z_0 = 10^4 [1 - 0.1 \lg (0.2 \Omega^{-1})] \quad (8)$$

прекращается и трение вещества об излучение. После этого вещество взаимодействует с излучением только гравитационно (вплоть до возможной вторичной ионизации вещества при малых z).

Отделение от излучения приводит к резкому падению джинсовой длины, так что гравитационная неустойчивость развивается теперь в масштабах $M > 10^5 - 10^6 M_\odot$; последнему неравенству удовлетворяют шаровые скопления, галактики, скопления галактик. Неустойчивость усиливает контраст плотности в исходных возмущениях и вместе с тем вызывает появление соответствующих возмущений скорости; так первоначальное энтропийное возмущение порождает гидродинамические движения, способные — после дальнейшего усиления — привести к ударным волнам масштаба галактик и скоплений галактик.

4. Развитие гравитационной неустойчивости происходит в основном в эпоху, когда плотность вещества превышает плотность ультрарелятивистской компоненты среды — фотонов, нейтрино, гравитонов: $z < z_*$. Это, однако, не означает, что наличие такого фона (с которым возмущения вещества взаимодействуют лишь гравитационно) несущественно. В действительности сильное влияние ультрарелятивистского фона как на возмущение

ния, так и на динамику космологического расширения продолжается не только до $z = z_1 < z_{\text{ЛСР}}$, но и вплоть до

$$z = z_4 = \frac{1}{15} z_1. \quad (9)$$

Последнее непосредственно следует из точного решения уравнений Фридмановской космологии для среды, состоящей из ультрарелятивистской (давление равно одной трети плотности энергии) и нерелятивистской (давление много меньше плотности энергии покоя) компонент. Для открытого мира ($\Omega < 1$) решение имеет вид [13]:

$$a(\eta) = a_m (\text{ch } \eta - 1) + a_r \text{sh } \eta, \quad (10)$$

$$ct(\eta) = a_m (\text{sh } \eta - \eta) + a_r (\text{ch } \eta - 1). \quad (11)$$

Здесь $a(\eta)$ — радиус кривизны мира, совпадающий (с точностью до неопределенного постоянного коэффициента) с масштабным фактором метрики Фридмана; безразмерный параметр η играет ту же роль, что и, например, в формуле (5), а константы a_m и a_r отражают вклад вещества и излучения и связаны с современными значениями их плотностей:

$$a_m = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{x} \right)^{1/2} \frac{\rho_0}{\rho_c^{3/2}}, \quad a_r = \left(\frac{3}{x} \right)^{1/2} \frac{(\rho_0)^{1/2}}{\rho_c}, \quad x = \frac{8\pi G}{c^2} \quad (12)$$

($\rho_c = 5 \cdot 10^{-10} \text{ г}^2/\text{см}^3$ — текущая критическая плотность).

Кроме того

$$\rho = \frac{6}{x} \frac{a_m}{a^3}, \quad \rho_r = \frac{3}{x} \frac{a_r^2}{a^4}. \quad (13)$$

При $\eta < 1$ решение (10) — (11) принимает вид

$$a(\eta) = \frac{1}{2} a_m \eta^2 + a_r \eta, \quad (14)$$

$$ct(\eta) = \frac{1}{6} a_m \eta^3 + \frac{1}{2} a_r \eta^2. \quad (15)$$

соответствующий — в согласии с общими свойствами модели Фридмана — параболической динамике расширения. Моменту $\eta = 1$ отвечает красное смещение

$$z(\eta = 1) = 4\Omega^{-1} \quad (16)$$

и возраст мира

$$l(\gamma = 1) = 0.1 \Omega t_0, \quad (17)$$

где $t_0 = 18$ млрд. лет — современный космологический возраст (для $h = 1$).

В соотношениях (14) и (15) ультрарелятивистский член преобладает над нерелятивистским соответственно при

$$\eta > \eta_4 = 2 \frac{a_r}{a_m} \quad \text{и} \quad \gamma_1 > \gamma_3 = 3 \frac{a_r}{a_m}. \quad (18)$$

Значения красного смещения для $\gamma = \gamma_4$ и $\gamma = \gamma_3$ находятся по общей формуле

$$1 + z = \frac{a_r}{a(\gamma)}, \quad (19)$$

где

$$a_0 = a(t_0) = \left(\frac{3}{2} \frac{a_r^2}{\rho_r^0} \right) = \left(\frac{3}{2 \gamma_4} \right)^{1/2} \quad (20)$$

— современный радиус кривизны мира. Так как, согласно (12), (20),

$$a_m = \frac{1}{2} a_0^{\Omega}, \quad a_r = a_0 \left(\frac{\rho_r^0}{\gamma_4} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

то из (15), (18) имеем

$$a(z_4) = 2a_r \gamma_4 = 4 \frac{a_r^2}{a_m}, \quad a(z_3) = \frac{5}{2} a_r \gamma_4 = \frac{15}{2} \frac{a_r^2}{a_m}. \quad (22)$$

Тогда (и при $\Omega = 0.1$, $\gamma = 1$, $h = 1$)

$$1 + z_4 = \frac{1}{8} \frac{\rho_r^0}{\rho_r} = \frac{1}{8} z_r \approx 100, \quad (23)$$

$$1 + z_3 = \frac{1}{15} \frac{\rho_r^0}{\rho_r} = \frac{1}{15} z_r \approx 50. \quad (24)$$

Ультрарелятивистская компонента метагалактической среды доминирует, как видим, в динамике общего космологического расширения не только в условиях, когда она преобладает по плотности над веществом, но и в существенно более позднюю эпоху. Это определяет в свою очередь и специфику развития гравитационной неустойчивости в переходную эпоху $z_3 > z > z_4$. Решение Лифшица [3] неприменимо буквально (оно учитывает лишь одну из компонент среды), и можно ожидать, что присутствие ультрарелятивистского фона, не участвующего в гравитационной неустойчивости, должно замедлять развитие последней. Такой вывод получен в

работе [14] для картины потенциальных возмущений в результате численного решения задачи на основе решения (10) — (13) в случае $a_r = a_m$, когда это решение существенно упрощается [15].

5. Для картины исходных энтропийных возмущений такой эффект также, очевидно, должен иметь место, и ниже мы оценим (не ограничиваясь предположением $a_r = a_m$) величину контраста плотности и собственной скорости среды, достигаемых к моменту $z = z_1$. До этого момента, которому отвечает возраст мира

$$t_1 = 10^{-2} \left(\frac{\rho_r^0}{\rho_s} \right)^{3/2} t_0 \approx 10^{-3} t_0, \quad (25)$$

с хорошей точностью применимо, согласно сказанному выше, приближенное решение для динамики расширения

$$a(t) = (2a_1 ct)^{1/2}, \quad (26)$$

$$\rho_r = \frac{3}{32\pi G t^2}, \quad \rho_s = \rho_0 \left(\frac{\rho_r}{\rho_s^0} \right)^{2/3},$$

определяемое ультрарелятивистской компонентой среды. Что же касается возмущений, то, по методу [16], их поведение можно изучать, считая область возмущения однородной сферой радиуса $R(M, t)$ в которой плотность вещества отличается от средней на малую величину $\delta\rho(M, t) \ll \rho(t)$. Временное поведение возмущений, которым мы интересуемся, в линейном приближении по $\delta\rho/\rho$ не зависит, как известно, от геометрии области возмущения, так что результат, полученный применением этого простого приема, справедлив и в общем случае.

Уравнение для изменения со временем радиуса сферы $R(M, t)$, то есть уравнение движения, определяется при $z < z_1$ одной лишь гравитацией; оно учитывает только гравитирующую массу, заключенную в объеме области возмущения, M_G , и имеет ньютоновский вид

$$\ddot{R}(M, t) = -\frac{GM_G}{R^2} = -\frac{4\pi}{3} G[\rho(M, t) + 2p_r] R(M, t), \quad (27)$$

где плотность энергии ультрарелятивистской компоненты входит удвоенной, так как эффективная гравитирующая масса M_G и плотность, $\rho_{eff} = \rho_r + 3p_r/c^2$, определяются не только плотностью, но и давлением $p_r = \rho_r c^2/3$. В возмущениях, размер которых меньше расстояния до горизонта (что во всяком случае справедливо для масштабов галактик и скоплений), ультрарелятивистская компонента остается невозмущенной, так что ее плотность ρ_r изменяется в (27) по соотношению (26) при $z > z_1$.

Варьируя в (27) плотность и радиус, а затем исключая невозмущенные величины, находим

$$\delta \dot{R} = -\frac{G\delta M}{R^2} - \frac{G\delta M_r}{R^2} + \frac{2G(M + M_r)}{R^2} \frac{\delta R}{R}. \quad (28)$$

Здесь

$$\frac{\delta M_r}{M_r} = 3 \frac{\delta R}{R}, \quad M_r = \frac{8\pi}{3} \rho_r R^3. \quad (29)$$

Величина δM связана с исходным контрастом плотности в первичном энтропийном возмущении:

$$b = \frac{\delta M}{M}. \quad (30)$$

Учитывая, что невозмущенный радиус $R \sim t^{1/2}$ (см. (26)), имеем

$$\delta \dot{R} = -\frac{GMb}{R^2(z_1)} \frac{t_1}{t} - \frac{1}{4} \frac{\delta \dot{R}}{R}. \quad (31)$$

Интегрирование дает решение

$$\delta R = A \left(\frac{t}{t_1} \right)^{1/2} + B \left(\frac{t}{t_1} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{t}{t_1} \right) - C \left(\frac{t}{t_1} \right), \quad (32)$$

где

$$C = 4 \frac{GMbt_1^2}{R^2(z_1)}, \quad (33)$$

а константы A и B находятся из условий для радиуса шара и его производной по времени при $z = z_1$:

$$\begin{aligned} \delta R &= \delta R(z_1), \\ \delta \dot{R} &= v(z_1). \end{aligned} \quad (34)$$

Значение величин $\delta R(z_1)$ и $v(z_1)$ для „некомпенсированных“ энтропийных возмущений можно оценить по формулам (5), (6). Так как для галактик и скоплений масса $M \ll M_*$, возмущения радиуса и скорости, соответствующие вторичным адиабатическим возмущениям, таковы, что относительные величины $\delta R/R$ и v_A/R малы по сравнению с b при $z > z_1$, когда применимы формулы (5), (6). При $z_1 > z > z_2$ вторичные адиабатические возмущения имеют характер акустических колебаний с той же амплитудой δR и v , а при $z_2 > z > z_3$ действует трение об излучение, уменьшающее эти величины в масштабах [17]

$$M < M_D \simeq 5 \cdot 10^{12} \Omega^{-1/2} M_\odot. \quad (35)$$

При $\Omega = 0.1$ последнее условие выполняется для галактик и даже скоплений. Поэтому при $z = z_2$ во всяком случае $\delta R/R \ll b$, $vt/R \ll b$, и с достаточной точностью можно считать в (34), что $\delta R(z_2) = v(z_2) = 0$. С не меньшей точностью последнее применимо, очевидно, и к „компенсированным“ энтропийным возмущениям. Тогда

$$A \simeq C, \quad B \simeq \frac{1}{2} C. \quad (36)$$

Из (32), (35) находим поведение относительного возмущения плотности

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = b - 3 \frac{\delta R}{R} = b + \frac{3C}{R} \left(\frac{t}{t_2} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{t}{t_2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{t}{t_2} \right) - 1 \right] \quad (37)$$

и скорости

$$v = \delta \dot{R} = \frac{C}{t_2} \left[\left(\frac{t}{t_2} \right)^{-1/2} \left(1 + \frac{1}{4} \ln \frac{t}{t_2} \right) - 1 \right]. \quad (38)$$

Из (38) следует, что скорость, равная нулю при $t = t_2$, далее растет по абсолютной величине и при $t \gg t_2$ выходит на постоянное значение

$$v(z_2) = \frac{C}{t_2} = 4 \frac{GM_{t_2}}{R^2(z_2)} b = 4 \frac{GM_{t_2}}{R^2(z_2)} b \simeq \frac{2}{3} v_H(z_2) b. \quad (39)$$

Здесь $v_H(z_2)$ — хаббловская скорость при $z = z_2$; учтено также, что (при $\Omega = 0.1$, $\gamma = 1$, $h = 1$)

$$\frac{t_1}{t_2} = \left(\frac{1+z_2}{1+z_4} \right)^2 \simeq 100, \quad (40)$$

и для $t > t_2$, $z < z_2$ использовано космологическое решение без учета излучения:

$$R \sim t^{2/3}, \quad \rho \sim t^{-2}, \quad z \leq z_2. \quad (41)$$

Как видно из (37) и (40), контраст плотности возрастает за время от z_2 до z_1 приблизительно на порядок. Это заметно более медленный рост, чем по закону [3] $\delta \rho/\rho \sim (1+z)$, справедливому в отсутствие фона ультрарелятивистской компоненты метагалактической среды. Из сопоставления величин $(\delta \rho/\rho)_2$ и $(\delta \rho/\rho)_{z_1}$ следует, в частности, что к моменту $z = z_1$ скорость собственных движений среды, порождаемых гравитационной неустойчивостью, не успевает еще достичь значения $v \simeq v_H(t_2/\gamma)$, характерного для растущих потенциальных возмущений:

$$v \approx 0.1 v_{cl} \frac{\delta \rho}{\rho}, \quad z = z_0 \quad (42)$$

6. Дальнейшее развитие возмущений в эпоху, когда роль ультрарелятивистской компоненты среды становится несущественной, $z < z_0$, происходит по закону [18]:

$$\begin{aligned} \frac{\delta \rho}{\rho} &= A_1 t^{2.3} + A_2 t^{-1}, \\ v &= B_1 t^{1.3} + A_2 t^{-4.3}, \end{aligned} \quad (43)$$

где константы A, B определяются из условий при $z = z_0$. Соотношения (43) применимы, пока космологическое расширение еще можно считать параболическим, то есть при $z < z_0$ ($\eta = 1$) $\simeq 4\Omega^{-1}$ (см. (16)). Затем усиление малых возмущений замедляется и, наконец, полностью прекращается [3], когда расширение переходит в инерциальный режим:

$$R \sim t, \quad \rho \sim t^{-3}, \quad z < 0.4 \Omega^{-1}. \quad (44)$$

Следовательно, еще до этого должны быть достигнуты немалые значения локальной скорости возмущений, близкие к величине хаббловской скорости в том же масштабе и сравнимые с единицей значения относительной неоднородности плотности. Усиление возмущений до этого уровня переводит их эволюцию в нелинейный режим, для которого характерно прежде всего возникновение разрывных гидродинамических потоков массы в масштабах галактик и скоплений.

В следующей работе этого цикла мы проанализируем некоторые черты нелинейной стадии развития энтропийных возмущений и кратко обсудим на этой основе возможную космогоническую схему, в которой первичным энтропийным возмущениям принадлежит ведущая роль.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

THE EVOLUTION OF ENTROPY PERTURBATIONS AT THE POST-RECOMBINATION EPOCH. I. THE LINEAR STAGE

A. S. ZENTSOVA, A. D. CHERNIN

The linear stage of the evolution of primordial entropy perturbations is studied at the transitional epoch just after recombination when gravitational effect of the ultrarelativistic component of the cosmic medium is still essential.

* Малым изменением величин в промежутке $z_0 > z > z_1$ можно пренебречь.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Пиблс, Физическая космология, Мир, М., 1975.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1976.
3. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 16, 587, 1946.
4. А. Э. Гуревич, А. Д. Черним, Введение в космогонию, Наука, М., 1978.
5. Л. М. Озерной, А. Д. Черним, Астрон. ж., 44, 1131, 1967; 45, 1137, 1968.
6. А. Э. Гуревич, Вопросы космогонии, 2, 151, 1954.
7. Я. Б. Зельдович, УФН, 89, 647, 1966.
8. Ю. Н. Парийский, Э. Е. Петров, А. Н. Чертков, Письма АЖ, 3, 483, 1977.
9. А. С. Зенцова, А. Д. Черним, Письма АЖ, 3, 488, 1977.
10. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Препринт ИПМ, № 110, 1977.
11. Г. В. Чибисов, Астрон. ж., 49, 74, 286, 1972.
12. Ya. B. Zeldovich, R. A. Sunyaev, Astrophys. Space Sci., 4, 301, 1969; 6, 348, 1970.
13. А. Д. Черним, Астрон. ж., 42, 1124, 1965.
14. M. Gouf, Ya. B. Zeldovich, Astron. Astrophys., 9, 227, 1970.
15. A. D. Chernin, Nature, 220, 250, 1968.
16. Ya. B. Zeldovich, Adv. Astron. Astrophys., 3, 241, 1965.
17. Г. В. Чибисов, Диссертация, ФИАН, 1972.
18. А. П. Грищук, Я. Б. Зельдович, Астрон. ж., 55, 209, 1978.