Письма в АЖ, т. 11, № 9, 1985

УДК 524.8

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ И КРУПНОМАСШТАБНАЯ АНИЗОТРОПИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. А. КОФМАН и А. А. СТАРОБИНСКИЙ

Рассчитана величина крупномасштабной анизотропии температуры реликтового электромагнитного излучения, вызванной адиабатическими возмущениями с плоским начальным спектром в плоской модели Фридмана с космологической постоянной. Показано, что введение космологической постоянной позволяет преодолеть трудности модели с холодными слабовзаимодействующими частицами (аксионами, гравитино и др.). Ожидаемое значение квадрупольной анизотропии в модели с холодными частицами и космологической постоянной $\Delta T/T \sim 10^{-5}$.

COSMOLOGICAL CONSTANT AND THE LARGE-SCALE ANISOTROPY OF THE BACKGROUND RADIATION, by L. A. Kofman and A. A. Starobinskij. The large-scale anisotropy of the temperature of the relic electromagnetic radiation generated by adiabatic perturbations with flat initial spectrum in the flat Friedmann model with the cosmological constant is calculated. It is shown that the cosmological constant helps to overcome the difficulties of the model with cold weakly interacting particles (axions, gravitino etc.). The estimated value of the quadrupole anisotropy in the cold particle model with the cosmological constant is $\Delta T/T \sim 10^{-5}$.

История космологической постоянной драматична. Со времени Эйнштейна к ней неоднократно обращались, чтобы с ее помощью справиться с различными трудностями, возникавшими в космологии. Когда же эти трудности удавалось преодолеть другим путем или оказывалось, что в действительности никакой проблемы вообще не существует, то о космологической постоянной забывали до следующего раза. Причина очередного возникновения интереса к ней в настоящее время состоит в следующем. Имеются веские причины полагать, что видимая нами часть Вселенной описывается моделью Фридмана с плоским сопутствующим пространством, так что суммарная плотность энергии всех видов материи равна (или почти равна) критической ($\Omega_{\mathrm{tot}} = 1$). С теоретической точки зрения значение $|\Omega_{\mathrm{tot}} - 1| \ll 1$ предсказывается сценарием Вселенной с де-ситтеровской (инфляционной) стадией. С точки зрения практической космологии все существующие модели открытой Вселенной с $\Omega \lesssim 0.3$ сталкиваются с неустранимой трудностью: мелкомасштабные (на углах $\theta \sim 10'$) флуктуации температуры реликтового излучения

$\Delta T/T$ для них должны быть $\geqslant 10^{-4}$ (независимо от формы спектра начальных возмущений), что не менее чем в 3 раза превышает современный наблюдательный верхний предел.

Однако непосредственное предположение о том, что плотность вещества (в долях критической плотности) $\Omega \equiv 8\pi G\rho/3H^2$, включая и слабовзаимодействующие частицы типа массивных нейтрино или аксионов, равна 1, приводит к следующим двум трудностям. Во-первых, непосредственные оценки Ω по вириальным скоростям дают величину, существенно меньшую единицы: $\Omega = 0.1 \div 0.3$ независимо от современного значения постоянной Хаббла H (Эйнасто и Каасик, 1973; Эйнасто и др., 1974; Дэвис и Пибблс, 1983; Бин и др., 1983). Во-вторых, если $H \geqslant 50$ км/с·Мпс, то при $\Omega = 1$ возраст Вселенной не превышает 13 млрд. лет, в то время как имеются указания на то, что возраст шаровых скоплений не менее 15 млрд. лет (см., например, данные Харриса и др. (1983)).

Обе эти трудности можно преодолеть, если вернуться к гипотезе о существовании космологической постоянной $\Lambda > 0$, дополняющей плотность энергии вещества до критической:

$$\Omega_{\mathrm{tot}} = \Omega + \Omega_\Lambda = 1; \quad \Omega_\Lambda = \Lambda c^2/3H^2. \tag{1}$$

Различные аспекты этого варианта в последние годы обсуждались в работах Зельдовича и Сюняева (1980), Тернера и др. (1984) и Пибблса (1984). Цель настоящей работы — расчет крупномасштабной анизотропии температуры реликтового излучения $\Delta T/T$ в модели (1) и исследование совместимости космологической постоянной с различными видами пылевидной материи *.

Закон эволюции масштабного фактора для модели (1) на стадии доминирования вещества имеет вид

$$a(t) = a_1\left(\operatorname{sh}\frac{3}{2}H_0 t\right)^{2/3}, \ H_0 = c\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} < H, \tag{2}$$

где a_1 — значение масштабного фактора при $Z = Z_\Lambda$, когда $\rho = \rho_\Lambda$. Величина Z_Λ невелика:

$$Z_\Lambda = \left(\frac{1-\Omega}{\Omega}\right)^{1/3} - 1 \tag{3}$$

(см. таблицу), так что космологическая постоянная начала доминировать уже после образования галактик и их скоплений. Далее мы будем последовательно сравнивать модель (1) со стандартной моделью без космологической постоянной ($\Omega = 1$, $\Lambda = 0$) при том же значении H.

Космологическая постоянная приводит к увеличению возраста Вселенной по сравнению со стандартной моделью:

$$t_0 = \frac{2}{3H}K_t(\Omega) = 13h_{50}^{-1}K_t(\Omega) \ \text{ млрд лет;} \tag{4}$$

* Мелкомасштабные флуктуации $\Delta T/T$ при $\Lambda > 0$ рассматривались Заботиным и Насельским (1983) и Бланчардом (1984) для случая закрытого мира Фридмана с $\Omega_{\mathrm{tot}} \geqslant 1$.

$$h_{50}=\frac{H}{50\ \text{км/с}\cdot\text{Мпс}};\quad K_t(\Omega)=\frac{1}{2\sqrt{1-\Omega}}\ln\frac{1+\sqrt{1-\Omega}}{1-\sqrt{1-\Omega}}>1.$$

Значения $K_t(\Omega)$ приведены в таблице. Если принять данные о возрасте шаровых скоплений и считать, что $t_0 > 15$ млрд. лет, то $\Omega \leqslant 0.64$ при $h_{50}=1$ и $\Omega \leqslant 0.043$ при $h_{50}=2$ (последнее ограничение на Ω вряд ли является допустимым, так что предположение о том, что $H=100$ км/с·Мпс встречается с трудностями и в этой модели).

Крупномасштабная ($l<\sqrt{Z_{\text{rec}}}\sim 30$; $\theta>2^\circ$) анизотропия $\Delta T/T$ вызвана непосредственно возмущениями метрики и дается формулой Сакса и Вольфа (1967). Для непадающей адиабатической моды удобно выбрать такую калибровку, чтобы возмущение метрики $h^n_m = -\delta g_{mn}/a^2 \to h(\mathbf{r})\,\delta^n_m$ при $t\to 0$; $m, n = 1, 2, 3$. Во всех разновидностях инфляционного сценария предсказывается, что фурье-компоненты h_k являются независимыми гауссовыми случайными величинами, причем

$$\langle h(\mathbf{k})\rangle = 0;\quad \langle h(\mathbf{k})\,h(\mathbf{k}_1)\rangle = \frac{A^2}{k^3}\,\delta^{(3)}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1), \tag{5}$$

где величина A слабо (логарифмически) зависит от $k=|\mathbf{k}|$. Для наших целей ее достаточно считать постоянной.

Введем калибровочно-инвариантное возмущение метрики в терминах лифшицевских величин λ и μ:

$$W=\lambda''-\frac{1}{3}\Delta(\lambda+\mu);\quad W_k=\lambda_k''+\frac{k^2}{3}(\lambda_k+\mu_k), \tag{6}$$

где Δ — лапласиан, а штрих означает дифференцирование по $\eta = \int dt/a(t)$. В обозначениях Бардина (1980): $W=2\Delta(\Phi_A-\Phi_H)$. Величина W непосредственно определяет четырехмерный конформный тензор Вейля $C_{\xi\nu\sigma\rho}$, в частности $C_{\xi\nu\sigma\rho}C^{\xi\nu\sigma\rho}=W^2/3a^4$. Известно, что для непадающей моды основной вклад в $\Delta T/T$ вносит период, когда длина волны возмущения порядка горизонта (если этот период наступает позже рекомбинации). В терминах сферических мультиполей $\Delta T/T$ соответствующий характерный момент времени есть $\eta\sim\eta_0/l$, где $\eta_0=\eta(t_0)$. Поэтому при $l \ll \left(\frac{\min(Z_{\text{rec}},\ \Omega/\Omega_\gamma)}{1+Z_\Lambda}\right)^{1/2}$ можно пренебречь влиянием излучения и начинать интегрирование в формуле Сакса — Вольфа от момента $t=\eta=0$, используя закон расширения в виде (2). Получаем, что при $l\geqslant 2$ (случай дипольной анизотропии будет рассмотрен отдельно):

$$\frac{\Delta T}{T}=-\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int d^3k\left[\frac{1}{10}h_k\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{n}\eta_0)+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{2k^2}\int_0^{\eta_0}d\eta\cdot\frac{dW_k}{d\eta}\cdot\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{n}(\eta_0-\eta))\right], \tag{7}$$

где $\mathbf{n}$ — единичный радиус-вектор наблюдателя.

Ω	K_t	Z_Λ	K_ρ	K_v	K_2	K_3	K_4	B	$A\times$ $\times10^3<$
0.03	2.48	2.19	0.420	0.056	2.140	1.951	1.810	10.91	0.7
0.05	2.23	1.67	0.487	0.088	1.934	1.778	1.661	8.454	0.8
0.1	1.92	1.08	0.591	0.161	1.635	1.531	1.449	5.325	0.9
0.2	1.61	0.59	0.707	0.288	1.341	1.290	1.245	2.707	1.0
0.3	1.45	0.33	0.779	0.399	1.190	1.167	1.143	1.530	1.1
0.4	1.33	0.14	0.831	0.501	1.102	1.095	1.083	0.887	1.2
1	1	–	1	1	1	1	1	0	1.3

Примечание. K_t — коэффициент увеличения возраста Вселенной в (4); Z_Λ — красное смещение в момент, когда $\rho=\rho_\Lambda$; K_ρ — коэффициент ослабления возмущений плотности в (14); K_v — коэффициент уменьшения пекулярной скорости в (17); K_2, K_3, K_4 — коэффициенты усиления мультипольной анизотропии $\Delta T/T$ в (10) для $l=2$, 3, 4 соответственно; B — коэффициент в асимптотической формуле (12) для высших мультиполей. В последнем столбце дан верхний предел на амплитуду начальных возмущений A, следующий из условия $\langle\Delta T_1\Delta T_2\rangle\leqslant 0.01$ (мК)^2 в интервале углов $6°\leqslant\theta\leqslant180°$. В последней строке для сравнения приведены значения соответствующих величин при $\Lambda=0$, $\Omega=1$.

Для стандартной модели ($a(t)\propto t^{2/3}$) величина $W=\mathrm{const}$ и второе слагаемое в подынтегральном выражении обращается в нуль. Космологическая постоянная приводит к отклонению закона расширения от степенного и к изменению $\Delta T/T$ по сравнению со стандартной моделью.

Эволюция возмущений в модели (1) рассматривалась неоднократно, начиная с работы Бялко (1968). Точное решение для W_k, удовлетворяющее указанным выше начальным условиям, имеет вид:

$$W_k(t)=2k^2h_k\left(1-\frac{\dot a}{a^2}\int_0^t a\,dt\right)\equiv 2k^2h_kf(t),\qquad(8)$$

где $a(t)$ дано в (2). Величина $f(0)=3/5$; $f\propto e^{-H_0t}$ при $t\to\infty$. Разложим $\Delta T/T$ по нормированным сферическим гармоникам:

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta,\varphi)=\sum_{lm}\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{lm}Y_{lm}(\theta,\varphi).\qquad(9)$$

Выражение для $(\Delta T/T)_{lm}$ следует из (7), если разложить плоскую волну по сферическим волнам. Случайные величины $(\Delta T/T)_{lm}$ оказываются гауссовскими с нулевым средним и дисперсиями

$$\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle=\frac{A^2}{100\pi l(l+1)}K_l^2;\qquad(10)$$

$$K_l^2=200l(l+1)\int_0^\infty\frac{dk}{k}\left[\frac{1}{10}j_l(k\eta_0)+\int_0^{\eta_0}d\eta\frac{df}{d\eta}j_l(k(\eta_0-\eta))\right]^2=$$

$$=1-20\int_0^{\eta_0}d\eta\cdot\frac{df}{d\eta}\cdot\frac{\eta_0^2-(\eta_0-\eta)^2}{2\eta_0(\eta_0-\eta)}Q_l^1\left(\frac{\eta_0^2+(\eta_0-\eta)^2}{2\eta_0(\eta_0-\eta)}\right)+$$

$$+200\int_0^{\eta_0} d\eta_1 \frac{df(\eta_1)}{d\eta_1}\int_0^{\eta_1} d\eta \frac{df(\eta)}{d\eta}\frac{(\eta_0-\eta_1)^2-(\eta_0-\eta)^2}{2(\eta_0-\eta_1)(\eta_0-\eta)} Q_l^1 \times$$

$$\times\left(\frac{(\eta_0-\eta_1)^2+(\eta_0-\eta)^2}{2(\eta_0-\eta_1)(\eta_0-\eta)}\right);$$

$$Q_l^1(y)=\sqrt{y^2-1}\,\frac{dQ_l(y)}{dy};\quad j_l(y)=\sqrt{\frac{\pi}{2y}}\,J_{l+\frac{1}{2}}(y),$$

где $Q_l(y)$ и $Q_l^1(y)$ — функции Лежандра второго рода. Заметим, что величины $df/d\eta$ и Q_l^1 отрицательны. Отсутствие зависимости от m есть следствие изотропии. Для стандартной модели $K_l = 1$ (Пибблс, 1982; Шандарин и др., 1983; Старобинский, 1983; Эбботт и Вайс, 1984). В интересующей нас области $\Omega < 0.5$ второе слагаемое в выражении для K_l^2 в (10) мало по сравнению с третьим, так что $K_l > 1$. Поэтому космологическая постоянная приводит к увеличению $\Delta T/T$ по сравнению со стандартной моделью при одинаковых начальных амплитудах возмущений *.

Результаты численного расчета K_l при $l = 2, 3, 4$ даны в таблице 1. В наиболее интересной области $0.03 < \Omega < 0.3$ они с погрешностью менее 2% могут быть аппроксимированы следующим простым выражением:

$$K_l = 1 + D_l(x_0 - 1.04);\quad x_0 = \left(\frac{1-\Omega}{\Omega}\right)^{1/6}; \tag{11}$$

$$D_2 = 1.58;\ D_3 = 1.31;\ D_4 = 1.12.$$

При $l \geqslant 5$ для вычисления K_l можно использовать асимптотически точную при $l \to \infty$ формулу (при $l = 5$ и $\Omega \geqslant 0.03$ ее погрешность менее 1.5%):

$$K_l^2 = 1 + \frac{B(\Omega)}{l+\frac{1}{2}}; \tag{12}$$

$$B(\Omega) = 100\pi\int_0^{\eta_0} d\eta\,(\eta_0-\eta)\left(\frac{df}{d\eta}\right)^2.$$

Значения $B(\Omega)$ приведены в таблице. Интересно, что величины K_l и $\Delta T/T$ стремятся к конечному пределу при $t \to \infty$ $(\Omega \to 0)$. В частности, $\lim\limits_{\Omega\to 0} K_2 \simeq 3.6$, $\lim\limits_{\Omega\to 0} B(\Omega) \simeq 34.5$.

Таким образом, космологическая постоянная вызывает некоторое усиление мультиполей с небольшим l. Как и в случае стандартной модели, наибольшую амплитуду имеет квадруполь, но он не является доминирующим; например, при $\Omega = 0.2$ полные средне-

* Заметим, что то приближение, в котором крупномасштабная анизотропия $\Delta T/T$ рассматривалась в работе Пибблса (1984), в наших обозначениях соответствует $K_l = 1$.

квадратичные амплитуды мультиполей

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_l \equiv \left[\frac{2l+1}{4\pi}\cdot\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle\right]^{1/2}$$

при $l = 2, 3, 4, 5\ldots$ относятся как $1 : 0.80 : 0.68 : 0.60\ldots$ Положение первого нуля корреляционной функции $\xi_T(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T}{T}(0)\frac{\Delta T}{T}(\theta)\right\rangle$, которое определяет угловую полуширину типичного пятна $\Delta T/T$, слабо зависит от Ω; оно растет от 40° при $\Omega = 1$ до 43° при $\Omega = 0.03$. Из наблюдательных данных Фиксена и др. (1983) и Секкарелли и др. (1983) следует, что $\langle \Delta T_1 \Delta T_2\rangle < 0.01$ (мК)^2 при $6^\circ < \theta < 180^\circ$, откуда $\xi_T(6^\circ) < 1.4\cdot 10^{-9}$ при $T = 2.7$ К. С другой стороны, пользуясь корреляционной функцией для стандартной модели (Старобинский, 1983), значениями K_l при $l = 2, 3, 4$ из таблицы и формулой (12) при $l \geqslant 5$, можно выразить $\xi_T(6^\circ)$ через амплитуду начальных возмущений A:

$$\xi_T(6^\circ) \simeq \frac{A^2}{400\pi^2}\left(3.4 + \sum_{l=2}^{4}\frac{2l+1}{l(l+1)}(K_l^2 - 1) + 0.2B(\Omega)\right). \quad (13)$$

Отсюда получается верхняя оценка на A, указанная в таблице. Ею, в свою очередь, можно воспользоваться для предсказания верхнего предела квадрупольной анизотропии. Результат практически не зависит от Ω и равен: $(\Delta T/T)_2 < 2\cdot 10^{-5}$. Это значение существенно ниже опубликованных верхних пределов; оно подтверждено последними экспериментальными данными И. А. Струкова и Д. П. Скулачева (частн. сообщение).

Перейдем к оценке ожидаемой величины A и $\Delta T/T$, исходя из условия образования галактик и наблюдаемой крупномасштабной структуры Вселенной в модели (1). В линейном приближении возмущение плотности вещества в синхронной системе отсчета (совпадающее в данном случае с калибровочно-инвариантной величиной Бардина (1980)) $\delta\rho = W/16\pi G a^2$, где $W(t)$ дано в (8). При $t \to \infty$ величина $\delta\rho/\rho \to \mathrm{const}$. От момента $Z = Z_\Lambda$ до $t = \infty$ возмущение $\delta\rho/\rho$ вырастает всего в 1.65 раза во всех масштабах. При $Z < Z_\Lambda^1$ космологическая постоянная замедляет также эволюцию структуры в нелинейном режиме.

Введем коэффициент ослабления возмущений к настоящему моменту по сравнению со стандартной моделью, в которой $\delta\rho/\rho \propto$ $\propto (1 + Z)^{-1}$:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{Z_1}(1 + Z_1)\,K_\rho(\Omega); \quad Z_1 \gg Z_\Lambda; \quad (14)$$

$$K_\rho(\Omega) = \frac{5}{3}\left[1 - \frac{2\Omega^{1/3}}{(1-\Omega)^{5/6}}\int_0^{x_0}\frac{dx\cdot x^4}{\sqrt{1+x^6}}\right] \leqslant 1.$$

(x_0 определено в (11)). Значения $K_\rho(\Omega)$ приведены в таблице; при $\Omega \to 0$ имеем: $K_\rho(\Omega) \simeq 1.437\Omega^{1/3}$. На ранних стадиях Вселенная была радиационно-доминированной. Пусть R_{eq} — современный масштаб, который равнялся горизонту при $\rho = \rho_r$. Нетрудно показать, что для модели (1)

$$R_{eq} = 48.5 h_{50}^{-2} (T/2.7\mathrm{K})^2 \varkappa^{1/2} \Omega^{-1} \text{Мпс}, \tag{15}$$

где $\varkappa = \Omega_v/\Omega_\gamma$, Ω_v — плотность энергии (в долях критической), заключенная в настоящий момент в ультрарелятивистских частицах ($\Omega_v \ll \Omega$). Величина $\varkappa = 1$, если нет легких нейтрино с массой покоя $\lesssim 10^{-4}$ эВ; $\varkappa = 1.68$, если есть три сорта таких нейтрино. В моделях со стабильными нейтрино R_{eq} порядка λ_ν — масштаба обрезания в спектре возмущений из-за свободного пробега нейтрино. При этом сумма масс нейтрино

$$\sum_i m_{\nu_i} = 24 h_{50}^2 \left(\frac{T}{2.7\mathrm{K}}\right)^{-3} \Omega \text{ эВ}.$$

Так как $K_\rho < 1$ при $\Lambda \neq 0$, то в модели с космологической постоянной для образования галактик и структуры надо задавать бо́льшую величину A, чем в стандартной модели. Анализ показывает, что чисто барионная и стандартная нейтринная модели с $\Lambda \neq 0$ не проходят; при $\Omega \leqslant 0.3$ необходимое значение $A \gtrsim 3 \cdot 10^{-3}$ для обоих моделей, что противоречит верхним пределам в таблице. Космологическая постоянная совместима только с моделью с нестабильными частицами (которая будет рассмотрена отдельно) и с моделью с холодными слабовзаимодействующими частицами типа аксионов или гравитино (Бонд и др., 1982; Блюменталь и др., 1982; Пибблс, 1982).

Если $\xi_0(R)$ — современная корреляционная функция возмущений плотности вещества (в линейном приближении) для стандартной модели с холодными частицами ($\Omega = 1$, $\Lambda = 0$), где R — расстояние в настоящий момент времени, то корреляционная функция в модели (1) с холодными частицами равна

$$\xi_\Lambda(R) = \Omega^2 K_\rho^2(\Omega) \xi_0(R\Omega). \tag{16}$$

Из свойств $\xi_0(R)$ следует (Старобинский и Сахни, 1984, 1985; Дэвис и др., 1984), что $\xi_\Lambda(R)$ положительна при $R < 1.1\, R_{eq}$ и отрицательна при $R > 1.1 R_{eq}$. Масштаб R_{eq} в такой модели не связан ни с какими наблюдаемыми структурами, он лишь является границей области положительной корреляции. Корреляционный радиус галактик определяется точкой, где $\xi_\Lambda(R) \sim 1$; местоположение этой точки зависит от начальной амплитуды A. Положительность $\xi_\Lambda(R)$ вплоть до масштабов 100 Мпс$\cdot h_{50}^{-1}$ и более (в зависимости от Ω) дает принципиальную возможность объяснить корреляционные функции как для галактик, так и для богатых скоплений, используя механизм, предложенный Кайзером (1984).

Величину A можно найти из условий нормировки $\xi_\Lambda(10 h_{50}^{-1}\text{Мпс}) = 1$ или, следуя работе Пибблса (1982), $\langle(\delta M/M)^2\rangle = 1$ при $R =$

$= 15h_{50}^{-1}$ Мпс. Оба способа приводят к практически одному и тому же значению A. В частности, при $\Omega = 0.2$, $h_{50} = 1$ и $\varkappa = 1.68$ получаем $A \simeq 6 \cdot 10^{-4}$. В таком случае $\delta M/M$ $(10^{12} M_\odot) = 1$ при $Z \simeq 2$, $\delta M/M$ $(10^9\ M_\odot) = 1$ при $Z \simeq 5$. Тогда из (10) и (13) имеем $(\Delta T/T)_2 \simeq 10^{-5}$; $\xi_T\ (6^\circ) \simeq 5 \cdot 10^{-10}$, что в 2—3 раза меньше наблюдательных верхних пределов. Нелинейные эффекты, возможно, уменьшают необходимое значение A примерно в 1.5 раза. Из верхних пределов на A, указанных в таблице, следует также, что $\Omega h_{50}^2 \gtrsim 0.1$ при $\varkappa = 1.68$.

Дипольная анизотропия $\Delta T/T$ практически целиком создана пекулярной скоростью Солнца относительно реликтового излучения (нелокальный вклад в дипольную анизотропию, вызванный возмущениями метрики, дается формулой (10) с $l = 1$ и примерно в 100 раз меньше). В модели (1) с холодными частицами пекулярные скорости v существенно меньше, чем в стандартной модели. Можно показать, что в этом случае

$$\sqrt{\left\langle \frac{v^2}{c^2} \right\rangle} = 13 A h_{50} \left(\frac{T}{2.7\text{К}} \right)^{-2} \varkappa^{-1/2} K_v(\Omega);$$
$$K_v(\Omega) = \frac{5\Omega^{4/3}}{(1-\Omega)^{5/6}} \int\limits_0^{x_0} \frac{dx \cdot x^4}{\sqrt{1+x^6}} \leqslant 1. \qquad (17)$$

Значения K_v (Ω) приведены в таблице; при $\Omega \to 0$ имеем: K_v $(\Omega) \simeq 2.5\Omega$. В частности, при $\Omega = 0.2$, $h_{50} = 1$, $T = 2.7$ К, $\varkappa = 1.68$ и $A = 6 \cdot 10^{-4}$ среднеквадратичная пекулярная скорость $\sqrt{\langle v^2 \rangle} \simeq 500$ км/с.

В целом модель с холодными частицами и $\Lambda \neq 0$ существенно лучше такой же модели с $\Omega = 1$, $\Lambda = 0$, так как в ней: 1) больше возраст Вселенной; 2) значительно уменьшаются пекулярные скорости галактик; 3) сильно возрастает R_{eq}, что увеличивает амплитуду флуктуаций в масштабах $50 \div 100$ Мпс при заданной величине A и дает возможность объяснить корреляционную функцию богатых скоплений; 4) замедляется эволюция структуры при $Z < Z_\Lambda$; 5) вероятно, увеличиваются корреляции между галактиками, скоплениями и сверхскоплениями.

Авторы благодарны И. А. Струкову и Д. П. Скулачёву за информацию о своих последних результатах.

ЛИТЕРАТУРА

Бардин (Bardeen J. M.). Phys. Rev. D, 1980, v. 22, p. 1882.

Бин и др. (Bean J., Efstathiou G., Ellis R. S., Peterson B. A., Shanks T.). Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1983, v. 205, p. 605.

Бланчард (Blanchard A.). Astron. and Astrophys., 1984, v. 132, p. 359.

Блюменталь и др. (Blumenthal G. R., Pagels H., Primack J. R.). Nature, 1982, v. 299, p. 37.

Бонд и др. (Bond J. R., Szalay A. S., Turner M. S.). Phys. Rev. Letters, 1982, v. 48, p. 1636.

Бялко А. В. Журн. эксперим. и теор. физ., 1968, т. 55, с. 317.

Дэвис и Пибблс (Davis M., Peebles P. J. E.). Astrophys. J., 1983, v. 267, p. 465.
Дэвис и др. (Davis M., Efstathiou G., Frenk C. S., White S. D. M.) Preprint NSF-ITP-84-129, 1984.
Заботин Н. А. и Насельский П. Д. Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, с. 643.
Зельдович Я. Б. и Сюняев Р. А. Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 451.
Кайзер (Kaiser N.). Astrophys. J. (Letters), 1984, v. 284, p. L9.
Пибблс (Peebles P. J. E.). Astrophys. J. (Letters), 1982, v. 263, p. L1.
Пибблс (Peebles P. J. E.). Astrophys, J., 1984, v. 284, p. 439.
Сакс и Вольф (Sachs R. K., Wolfe A. M.). Astrophys. J., 1967, v. 147, p. 73.
Секкарелли и др. (Ceccarelli C., Melchiorri F., Pietranera L., Dall'Oglio G., Olivo Melchiorri B.). Astrophys. J. (Letters), 1983, v. 269, p. L27.
Старобинский А. А. Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, с. 579.
Старобинский А. А. и Сахни В. В сб.: Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации. Тез. докл. Всес. конф. М.: 1984, с. 77.
Старобинский А. А. и Сахни В. Журн. эксперим. и теор. физ., 1985 (в печати).
Тернер и др. (Turner M. S., Steigman G., Krauss L. M.). Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 2090.
Фиксен и др. (Fixsen D. J., Cheng E. S., Wilkinson D. T.). Phys. Rev. Letters, 1983, v. 50, p. 620.
Харрис и др. (Harris W. E., Hesser J. E., Atwood B.). Astrophys. J. (Letters), 1983, v. 268, p. L111.
Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г. и Зельдович Я. Б. Усп. физ. наук, 1983, v. 139, p. 83.
Эбботт и Вайс (Abbott L. F., Wise M. B.). Phys. Letters, 1984, v. 135B, p. 279.
Эйнасто Я. и Каасик А. Астрон. циркуляр, 1973, № 790, с. 1.
Эйнасто и др. (Einasto J., Kaasik A., Saar E.). Nature, 1974, v. 250, p. 309.

Ин-т астрофизики и физики атмосферы
АН ЭССР, Тыравере

Поступила в редакцию
11 мая 1985 г.

Ин-т теоретической физики им. Л. Д. Ландау
АН СССР, Москва