

О природе КОСМОЛОГИЧЕСКИХ СИЛ ОТТАЛКИВАНИЯ

А. В. Клименко, В. А. Клименко, А. М. Фридман

2. Исходные уравнения

$$R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k, \quad T_i^k = (\varepsilon + P) u_i u^k - P \delta_i^k.$$

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left\{ d\chi^2 + \text{sh}^2 \chi \left[d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2 \right] \right\}.$$

$$3 \left(\frac{\ddot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} \varepsilon,$$

$$2 \frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = -\frac{8\pi G}{c^2} P.$$

$$\frac{d\varepsilon}{da} + 3(\varepsilon + P) \frac{1}{a} = 0, \quad (T_{0;k}^k = 0),$$

$$\ddot{a} = -\frac{4}{3} \pi G \frac{a}{c^2} (\varepsilon + 3P).$$

3. Λ -член

$$R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k \Rightarrow \quad (1)$$

$$R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k + \delta_i^k \Lambda = \frac{8\pi G}{c^4} T_{i\text{eff}}^k. \quad (2)$$

Переход от (1) к (2) часто связывают с заменой:

$$T_i^k \Rightarrow T_{i\text{eff}}^k = (\varepsilon_{\text{eff}} + P_{\text{eff}}) u_i u^k - P_{\text{eff}} \delta_i^k.$$

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon + \varepsilon_{\Lambda}, \quad P_{\text{eff}} = P + P_{\Lambda}.$$

$$\varepsilon_{\Lambda} = c^4 \Lambda / 8\pi G, \quad P_{\Lambda} = -\varepsilon_{\Lambda}.$$

4. Космологические уравнения А. Фридмана с Λ -членом

$$3 \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} \varepsilon_{eff} = \frac{8\pi G}{c^2} \varepsilon + c^2 \Lambda,$$

$$2 \frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = -\frac{8\pi G}{c^2} P_{eff} = -\frac{8\pi G}{c^2} P + c^2 \Lambda.$$

$$\frac{d\varepsilon}{da} + 3(\varepsilon + P) \frac{1}{a} = 0,$$

$$\dot{a} = -\frac{4}{3} \pi G \frac{a}{c^2} (\varepsilon + 3P) - \frac{4}{3} \pi G \frac{a}{c^2} (\varepsilon_\Lambda + 3P_\Lambda).$$

5. Эйнштейновские силы отталкивания

$$a_{\Lambda} = -\frac{4}{3}\pi G \frac{a}{c^2} (\varepsilon_{\Lambda} + 3P_{\Lambda}) = \frac{1}{3}\Lambda c^2 a.$$

Важно:

1) $P_{\Lambda} = -\varepsilon_{\Lambda}$.

2) Даже при $G \equiv 0$ эйнштейновские силы отталкивания остаются.

3) Λ столь же фундаментальна как c и G .

6. Обобщенные уравнения Эйнштейна

Формальная замена вида:

$$T_i^k \Rightarrow T_{i\text{eff}}^k, \quad \varepsilon \Rightarrow \varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon + \varepsilon_{\Delta}, \quad P \Rightarrow P_{\text{eff}} = P + P_{\Delta}.$$

$$\varepsilon_{\Delta} = -\frac{3c^2}{8\pi G} \frac{\Delta^2(a)}{a^2}, \quad P_{\Delta} = \frac{c^2}{8\pi G} \left(\frac{\Delta^2(a)}{a^2} + \frac{1}{a} \frac{d\Delta^2(a)}{da} \right),$$

где $\Delta^2(a)$ произвольная функция радиуса кривизны a .

1) Ковариантность уравнений Эйнштейна сохраняется

2) При любом виде $\Delta^2(a)$: $T_{i\text{eff};k}^k = T_{i;k}^k = 0$.

$$-\frac{4}{3} \pi G \frac{a}{c^2} (\varepsilon_{\Delta} + 3P_{\Delta}) = -\frac{d}{da} \left(\frac{\Delta^2(a)}{2} \right)$$

7. Обобщенные уравнения А.А. Фридмана

$$3 \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} \varepsilon - 3 \frac{\Delta^2(a)}{a^2},$$

$$2 \frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = - \frac{8\pi G}{c^2} P - \frac{1}{a} \frac{d\Delta^2(a)}{da} - \frac{\Delta^2(a)}{a^2}.$$

Эти уравнения могут быть также получены из

$$3 \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} \varepsilon,$$

$$2 \frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} \right) = - \frac{8\pi G}{c^2} P.$$

Если $\dot{a}^2 \Rightarrow \dot{a}^2 + \Delta^2(a)$, $\ddot{a} \Rightarrow \ddot{a} + \frac{1}{2} \frac{d\Delta^2(a)}{da}$.

8. Обобщенные уравнения А.А. Фридмана, « Δ -энергия»

$$\frac{\dot{a}^2}{2} + \frac{\Delta^2}{2} - \frac{\tau_1}{a} - \frac{\tau_2}{2a^2} = -\frac{kc^2}{2},$$

$$\ddot{a} = -\frac{d}{da} \left[-\frac{\tau_1}{a} - \frac{\tau_2}{2a^2} \right] - \frac{d}{da} \left(\frac{\Delta^2}{2} \right),$$

где

$$\tau_1 = \frac{4}{3} \pi G \rho_{10} a_0^3, \quad \tau_2 = \frac{8}{3} \pi G \rho_{20} a_0^4.$$

9. Случай эйнштейновских сил

$$\Delta^2(a) = \Delta_{\Lambda}^2(a) = -\frac{1}{3} \Lambda c^2 a^2.$$

$$\varepsilon_{\Delta} = -\frac{3c^2}{8\pi G} \frac{\Delta_{\Lambda}^2(a)}{a^2} = \varepsilon_{\Lambda} = \frac{c^4 \Lambda}{8\pi G},$$

$$P_{\Delta} = \frac{c^2}{8\pi G} \left(\frac{\Delta_{\Lambda}^2(a)}{a^2} + \frac{1}{a} \frac{d\Delta_{\Lambda}^2}{da} \right) = P_{\Lambda} = -\varepsilon_{\Lambda}.$$

10. Λ CDM-модель

$$\Delta^2 / 2 = -\Lambda c^2 a^2 / 6,$$

$$\left(\frac{1}{\bar{a}} \frac{d\bar{a}}{d\tau} \right)^2 = \left[\Omega_{curv} (\bar{a})^{-2} + \Omega_M (\bar{a})^{-3} + \Omega_{rad} (\bar{a})^{-4} + \Omega_\Lambda \right],$$

$$\frac{d^2 \bar{a}}{d\tau^2} = -\frac{\Omega_M}{2\bar{a}^2} - \frac{\Omega_{rad}}{\bar{a}^3} + \Omega_\Lambda \bar{a}.$$

Граничные условия:

$$\bar{a}(0) = 1, \quad (d\bar{a}/d\tau)(0) = 1.$$

Параметры Λ CDM-модели

$$\Omega_M, \Omega_{rad}, \Omega_{curv}, \Omega_\Lambda, h.$$

Они связаны соотношением:

$$\Omega_{curv} + \Omega_M + \Omega_{rad} + \Omega_\Lambda = 1.$$

11. C-модель (C-centrifugal)

$$\frac{\Delta^2(a)}{2} = \frac{E}{M}.$$

E – тепловая энергия космической среды

M – масса Вселенной (*const*)

$$E = E_1(a) + E_2(a).$$

$$E_1(a) \cdot a^2 = \text{const}, \quad E_2(a) \cdot a = \text{const}.$$

$$\frac{\Delta^2(a)}{2} = \beta_2 \left(\frac{4\pi G}{3} \rho_{10} a_0^3 \right) \frac{1}{a} + \beta_1 \left(\frac{4\pi G}{3} \rho_{20} a_0^4 \right) \frac{1}{a^2}.$$

β_1, β_2 – параметры C – модели

12. C-модель (продолжение)

$$\left(\frac{1}{\bar{a}} \frac{d\bar{a}}{d\tau}\right)^2 = \left[\Omega_{curv} (\bar{a})^{-2} + (1 - \beta_2) \Omega_M (\bar{a})^{-3} + (1 - \beta_1) \Omega_{rad} (\bar{a})^{-4} \right],$$

$$\frac{d^2 \bar{a}}{d\tau^2} = -\frac{\Omega_M}{2\bar{a}^2} (1 - \beta_2) + \frac{\Omega_{rad}}{\bar{a}^3} (1 - \beta_1).$$

Граничные условия:

$$\bar{a}(0) = 1, \left(\frac{d\bar{a}}{d\tau}\right)(0) = 1.$$

Параметры модели:

$$\Omega_M, \Omega_{rad}, \Omega_{curv}, \beta_1, \beta_2, h.$$

Они связаны соотношением:

$$\Omega_{curv} + \Omega_M (1 - \beta_1) + \Omega_{rad} (1 - \beta_2) = 1.$$

13. S-модель (S-simple)

$$\frac{\Delta^2(a)}{2} = \frac{\tau_1}{a} + \frac{\tau_2}{2a^2} - \frac{1}{2}(kc^2 + \gamma^2 c^2).$$

В S-модели обобщенные уравнения А. А. Фридмана имеют максимально простой вид:

$$\ddot{a} = \gamma^2 c^2, \quad \dot{a} = 0,$$

где γ -космологическая постоянная S-модели.

Параметрами S-модели, определяющими динамику Вселенной являются:

$$\gamma, h.$$

14. Нерелятивистская Вселенная (идеализация)

$$\frac{\Delta^2}{2} = \frac{v^2}{2}.$$

$$\frac{d\varepsilon}{da} + 3(\varepsilon + P)\frac{1}{a} = 0 \quad \left| \begin{array}{l} \rho a^3 = \text{const}, \\ v^2 a^2 = \text{const}, \end{array} \right.$$

$$\ddot{a} = -\frac{4}{3}\pi G a \rho - \frac{d}{da} \left(\frac{v^2}{2} \right) \Rightarrow \ddot{a} = -\frac{GM}{a^2} + \frac{L^2}{a^3},$$

$$M = \frac{4}{3}\pi \rho a^3, \quad L^2 = v^2 a^2.$$

15. Зависимость $(m-M)(z)$ для сверхновых типа Ia

$$(m - M)(z) = 5 \lg[(1 + z)\bar{r}(z)] + 5 \lg(cH_0^{-1} / l_0),$$

где

$$\bar{r}(z) = r(z) / cH_0^{-1}.$$

16. Зависимость $r(z)$

В Λ CDM-модели

$$\bar{r}_\Lambda(z) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{\text{curv}}}} \text{sh} \int_0^z \frac{\sqrt{\Omega_{\text{curv}}} dz'}{\sqrt{\Omega_{\text{curv}}(1+z')^2 + \Omega_M(1+z')^3 + \Omega_{\text{rad}}(1+z')^4 + \Omega_\Lambda}}.$$

В S-модели

$$\bar{r}_c(z) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{\text{curv}}}} \text{sh} \int_0^z \frac{\sqrt{\Omega_{\text{curv}}} dz'}{\sqrt{\Omega_{\text{curv}}(1+z')^2 + \Omega_M(1-\beta_2)(1+z')^3 + \Omega_{\text{rad}}(1-\beta_1)(1+z')^4}}.$$

В S-модели

$$\bar{r}(z) = \gamma \text{sh} \left[\frac{1}{\gamma} \ln(1+z) \right].$$

17. Анизотропия реликтового излучения

Угол $\Delta\theta$, под которым виден объект, имеющий размер d и красное смещение z :

$$\Delta\theta = d(1+z) / r(z).$$

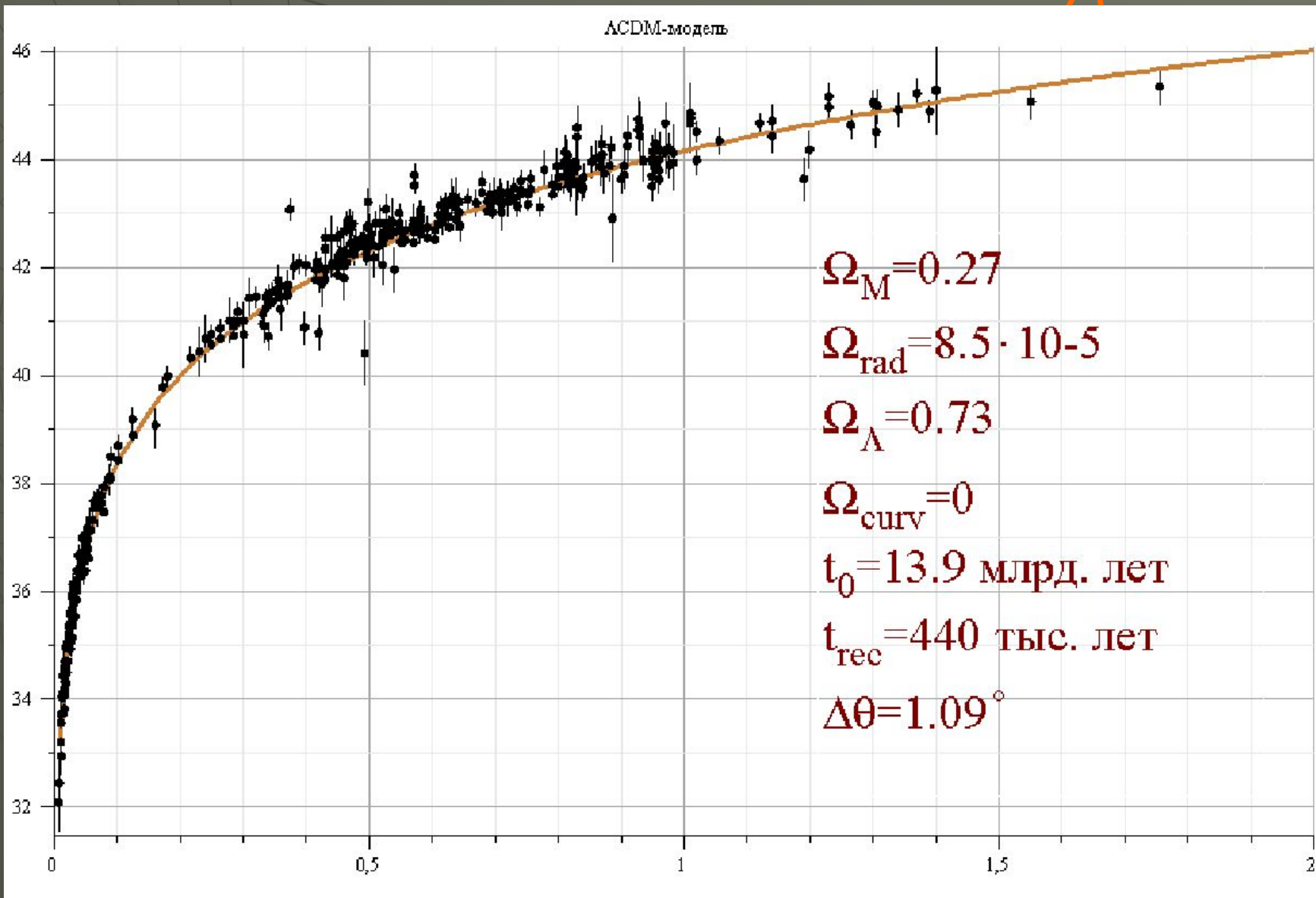
Размер d определяем по формуле

$$d = 2ct_{rec}.$$

В расчетах

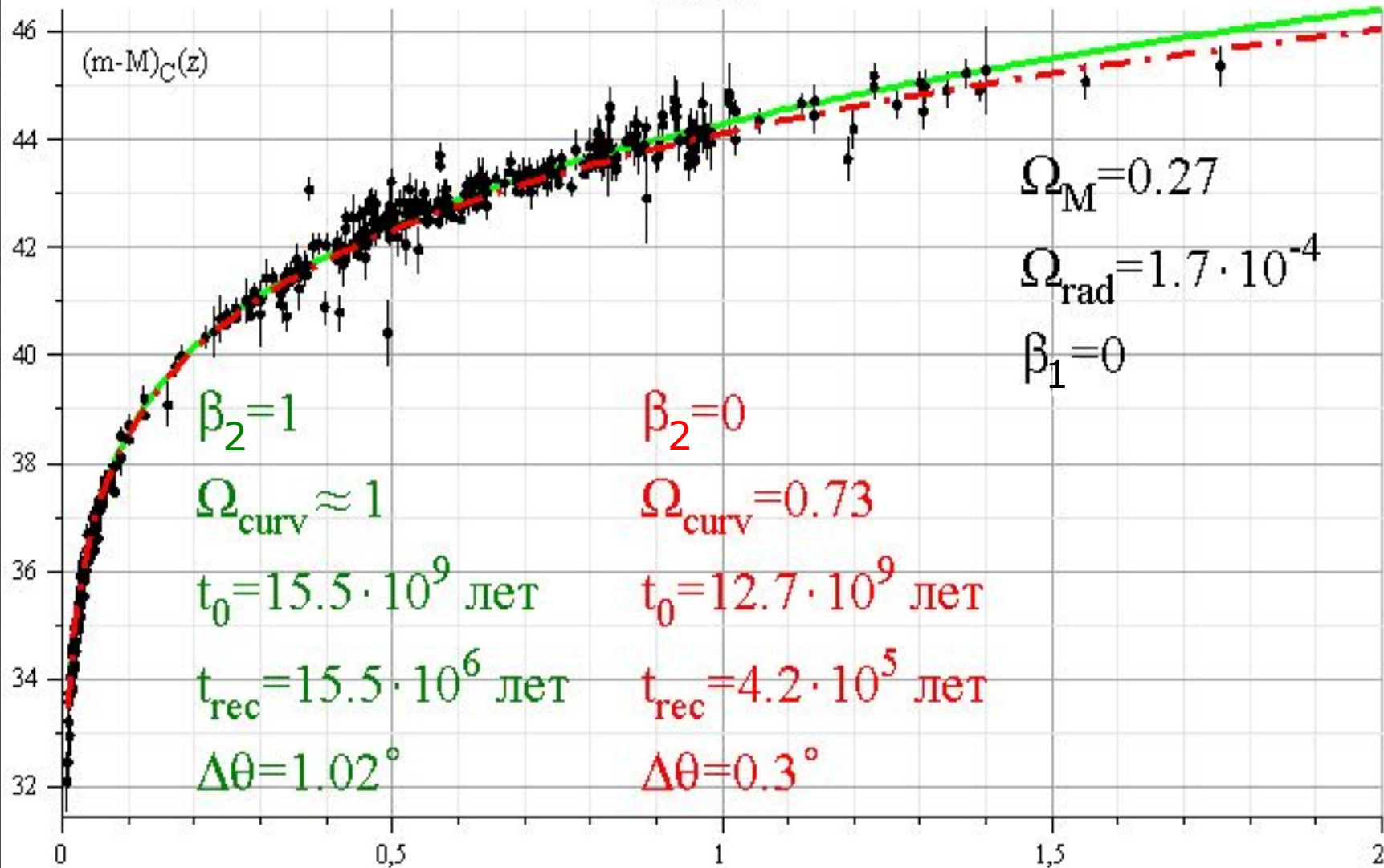
$$z_{rec} = 1000; \quad a(t_{rec}) = \frac{a_0}{1+z_{rec}}.$$

18. Зависимость $(m-M)_\Delta(z)$



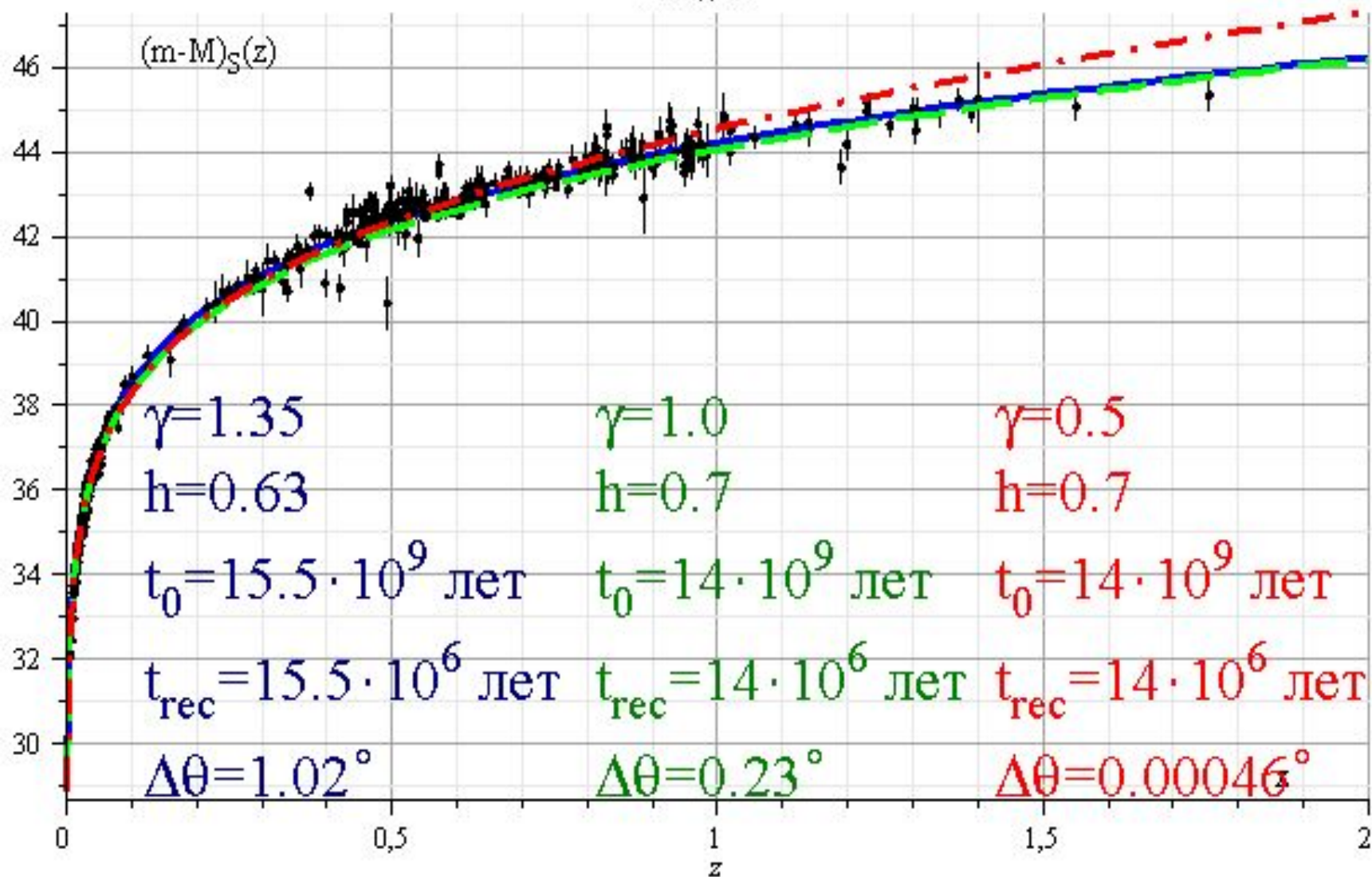
19. Зависимость $(m-M)_C(z)$

C-модель



20. S-модель

S-модель



21. Результаты

- ◆ Показано, что в уравнениях ОТО, кроме эйнштейновских сил отталкивания, описываемых Λ -членом, теоретически допустимы и другие космологические силы отталкивания.
- ◆ Доказана возможность и целесообразность модификации уравнений Эйнштейна. Она связана с введением в уравнения Эйнштейна дополнительных слагаемых, учитывающих влияние некоторой энергии на динамику Вселенной. Дополнительные слагаемые описывают источники сил отталкивания.

22. Результаты (продолжение 1)

- ◆ Записаны обобщенные космологические уравнения А.А.Фридмана в которых космологические силы отталкивания могут быть связаны с тепловой энергией космической среды.
- ◆ Показано, что предлагаемым нами методом могут быть описаны эйнштейновские силы отталкивания (Λ -член).
- ◆ Показано, что природу космологических сил отталкивания можно объяснить не вводя дополнительных гипотетических сред с отрицательным давлением. Есть основания считать, что источником этих сил является тепловая энергия космической среды.

23. Результаты (продолжение 2)

- ◆ Предложены космологические модели однородной изотропной Вселенной, основанные на «тепловой природе» космологических сил отталкивания (C- и S- модели).
- ◆ Доказана способность предлагаемых космологических моделей правильно объяснять важные наблюдения, в которых влияние космологического расширения является существенным.

24. Результаты (продолжение 3)

- ◆ В рамках Λ - и S -моделей дано объяснение возраста Вселенной;
- ◆ Приведена интерпретация наблюдаемой зависимости «видимая звездная величина – красное смещение» для сверхновых типа Ia;
- ◆ Объяснено наблюдаемое угловое расстояние между центрами соседних пятен на равномерном фоне реликтового излучения.



Спасибо за внимание!

Дополнительную информацию
Вы можете получить по адресу
www.cosmoway.ru