

Двоичная модель распределения плотности вещества и природа гравитации

Константин СИНИЦЫН

1. Введение

Результаты последних экспериментов (COBE/FIRAS, MACHO's, EROS), казалось бы подтверждают выводы теоретиков в отношении природы гравитации и методики обнаружения гравитационных волн, которые изложены в ряде космологических моделей [13...16, 19]. В планируемых фундаментальных экспериментах [7, 8, 21] заложена чувствительность гравитационных приемников, исходя из соотношения амплитуд гравитационной волны и полной Эйнштейновской энергии для наземных обсерваторий

$$\frac{\Delta l}{l} \approx 10^{-21} \div 10^{-23}, \frac{E_{gravity}}{Mc^2} \approx 10^{-26} \quad (1)$$

В тоже время анализ [1, 2, 16, 19, 20, 23] позволяет вывести новое и более универсальное распределение плотности материи, используя которое все же можно говорить о необходимости увеличения чувствительности гравитационных детекторов для уверенного обнаружения гравитационных волн.

В основе нового распределения заложено разложение плотности вещества по степени числа 2 в диапазоне от Планковской шкалы единиц до значений, расположенных за пределами вычисленной средней плотности «размазанного» вещества в наблюдаемой Вселенной. В силу этого новое распределение плотности вещества включает в себя возможности моделирования некоторых других, уже известных распределений (Гаусса, «Мексиканская шляпа», полином 6-го порядка). Обнадеживающим является хорошее совпадение результатов расчета значений постоянной Ньютоновской гравитации, величины скорости распространения электромагнитного излучения в вакууме и некоторых Планковских характеристик с существующими результатами измерений и вычислений внутри фиксированного интервала плотностей вещества

$$\Delta\rho \approx 5,2 \cdot 10^{-30} \div 9,53 \text{ (g} \times \text{sm}^{-3}\text{)} \quad (1.1)$$

Данный интервал фиксирован исходя из величины измеренной постоянной Ньютоновской гравитации (G). Поэтому за пределами (1.1) перечисленные выше величины, кроме Планковских характеристик, а также величина «красного смещения» (z), корректируются.

В конечном итоге это позволяет говорить об увеличении космологического горизонта Вселенной. А последние результаты, полученные для скорости ее расширения по тестам с использованием сверхновых типа Ia , могут быть непротиворечиво интерпретированы как наблюдение движения вещества в сторону сверхмассивного аттрактора, находящегося за пределами наблюдаемого космологического горизонта (14 ± 2 млрд световых лет).

Использование новой модели распределения позволяет представить гравитацию как свойство градиента плотности пространства-времени, возникающее за счет дисбаланса масс и энергий быстрых и медленных гравитонов.

С точки зрения эксперимента новое распределение позволяет объяснить, например, разность параметров сигма для кластерных данных и пекулярных скоростей,

$$\sigma_8^{cl} \approx (0,5 \div 0,6), \sigma_8^{pec} \approx (0,85 \pm 0,02) \quad [16] \quad (1.2)$$

за счет отношения верхней и нижней спектральных частот как 3 к 2;

наихудшее соотношение «сигнал/шум» на $\lambda \approx 240$ мкм в проекте DIRBE (David Leisawitz, 1998) за счет диффузии на границе наблюдаемого космологического горизонта (приложение, 8.1.1...8.1.2). В этом смысле использование нового распределения согласуется с рядом выводов в [2, 3, 5, 6, 10, 13...17, 19].

2. Оператор двоичной модели распределения плотности вещества

В качестве оператора пространства-времени в двоичной модели используется симметричная матрица 4-го порядка, термами которой являются функции производных параметров плотности, скорости, протяженности и времени пространства-времени

$$\begin{pmatrix} 1 & -G_N R_N t_N & G_N R_N t_N^2 & \frac{-R_N^2 \lambda_N}{c_N V_{effM}} \\ \frac{-1}{G_N R_N t_N} & 1 & -t_N & \frac{R'_N}{t_N} \\ \frac{1}{G_N R_N t_N^2} & -v_N & 1 & \frac{-1}{c_N} \\ \frac{-c_N V_{effM}}{R_N^2 \lambda_N} & \frac{t_N}{R'_N} & -c_N & 1 \end{pmatrix} \quad (2.0.1)$$

где t – время эволюции, λ – длина волны, R' – геодезическая кривизна, v – частота, G – постоянная Ньютоновской гравитации, V_{effM} – эффективный потенциал массы, R – протяженность, c – скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме, N – индекс «квазизамкнутой» одиночной Вселенной Фридмана.

$$\begin{aligned} R_N &= \sqrt{\frac{V_{effM}}{\rho_{min\ subN}}}, t_N = \frac{1}{\sqrt{G_N \rho_{min\ subN}}}, \lambda_N = \frac{v_N}{v_N} = \frac{2R'_N}{R_N^2}, c_N = \sqrt{G_N V_{effM}}, \\ \tau_N &= \sqrt{G_N \rho_{max\ subN}}, V_{effM} = \rho_{min\ subN} R_{max\ N}^2 = \frac{c_N^2}{G_N} = \frac{M_N}{KR_N}, R' = \frac{\partial R_N}{\partial t_N} \approx -2\rho_N G_N t_N \end{aligned} \quad (2.0.2)$$

где τ – начальное время, M – суммарная масса, K – коэффициент формы для функции массы, $\rho(min\ sub)$ – минимальное значение плотности вещества, в пределе для Вселенной равное средней величине «размазанного» вещества [1, 91, 19].

Исследование (2.0.1) с учетом (2.0.2) приводит к «эффекту наблюдателя» из-за возможного несоответствия наблюдаемого и реального спектра частот.

3. Двоичная модель распределения плотности вещества в изотропной среде без учета и с учетом вращения последней рассеянной поверхности. Возникновение спина

В статической модели распределения произвольный интервал плотности может быть выражен в виде

$$\rho_{stat}^N = \sum_N \frac{\rho_{max\ subN} + 2^{N-1} \rho_{min\ subN}}{2^N} \quad (3.1)$$

где максимум соответствует первоначальной плотности (далее $\rho(r, n)$), а функция (3.1) близка к Гауссовскому распределению и поэтому является по распределению плотности аналогом кос-

мологической модели без учета Λ -члена. Сравнение (3.1) и $\rho(r, n)$ с учетом выводов в J.B. Zeldovich and L.P. Grishuk, Usp. Phys. Nauk 149, 695 (1986), [2, 3, 5] дает:

$$\begin{aligned} \rho_{stat}^N = \rho(r, n) = \rho_0 = \rho_{\max, subN} : N = n = 0; g(N, n) \sim n! \frac{\rho(r, n)}{\rho_N}; \partial \tau_N^2 = \frac{1}{\partial(G_N \rho_{\min, subN})}; \\ \frac{\rho_{stat}^N}{\rho(r, n)} = \sum_{\{N, n\}} \frac{(\rho_{\max, subN} + 2^{N-1} \rho_{\min, subN}) n!}{2^N \rho_n r^n} : N \neq n \neq 0; R' = \frac{\partial R_N}{\partial t_N}, \alpha_{R'} = \log_2 \frac{\rho_N}{\rho_{N \pm 1}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Из (3.2) параметр кривизны изменяется в интервале $\{0^\circ; 360^\circ\}$ при $N = k\{1; 6\}$, где $k \in Z$ и $k \neq 0$. С учетом перераспределения градиента плотности вещества на границах N возникает вращение. Поэтому, с учетом коэффициента спина $k(N)$

$$\rho_{dyn}^N = \sum_N \frac{\rho_{\max, subN} + (k_N + 1) \rho_{\min, subN} \left(1 + \sum_{i=1, i < N} 2^i\right)}{2^N} \quad (3.3)$$

(3.3) является по распределению плотности аналогом космологической модели с вращением [16], [6], имеющим 3 динамических компоненты:

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{\rho_{\max, subN}}{2^N}, \frac{\rho_{\min, subN} (k_N + 1)}{2^N} \right\} \sim \frac{1}{N} : \forall k_N; \\ \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{\rho_{\min, subN} (k_N + 1)}{2^N} \sum_{i=1, i < N}^{N-1} 2^i \right] \sim \rho_{\min, subN} (k_N + 1) : N \geq 5 \end{aligned} \quad (3.4)$$

4. Возникновение анизотропии в двоичной модели

Из (3.4) для $k = 0, N \leq 3$ или $k \neq 0, N \leq 2$ и стремящейся к нулю плотности вещества, (3.3) близок к распределениям плотности в ранней Вселенной [13, 14, 15]. Для $N > 3$ (3.3) близок к распределениям плотности в более поздней Вселенной, что для, например, при соотношениях спинов вращения как 1 : 2 или как 1 : 1 для соседних границ N дает

$$\partial \rho_{N, dyn}^{k/2} \sim \frac{\rho_{\max, subN}}{2^N} - \frac{\rho_{\min, subN} (k_N + 1)}{2} \approx 2 \partial \rho_{stat}^N \quad (4.1)$$

и мы имеем последнюю рассеянную поверхность, для которой выполняется стандартное правило ([19], Kamernkowsky, 1994).

В общем случае (3.1) при $N \rightarrow \infty$ монотонно убывает и значение плотности вещества в последней рассеянной поверхности постоянно. Для (3.3) уже при $N > 5$, мы имеем в последней рассеянной поверхности пик распределения градиента плотности, определяемый компонентами

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{\max, subN}}{2^N} \sim \Omega_{MN}; (k_N + 1) \rho_{\min, subN} \sim \Omega_{\Lambda N}; (k_N + 1) \rho_{\min, subN} \sum_{i=1, i < N}^{N-1} 2^i \sim \Omega_{JN}; \\ (2k_{N-1} - 2k_N) \rho_{\min, subN} \sum_{i=1, i < N}^{N-2} 2^i \sim \partial \Omega_{JN}; \frac{\rho_{\min, subN} (k_N + 1)}{2^N} \sim \partial \Omega_{\Lambda N} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Из (4.2) вращение для (3.3) приводит к изменению кривизны пространства-времени при следующих двух распределениях плотности вещества

$$\frac{\rho_{\max, subN}}{2^N} < (k_N + 1) \rho_{\min, subN} \sum_{i=1, i < N}^{N-1} 2^i; \frac{\rho_{\max, subN}}{2^N} < 2(k_{N-1} - k_N) \rho_{\min, subN} \sum_{i=1, i < N}^{N-2} 2^i \quad (4.3)$$

С учетом (3.1)...(4.3) в последней рассеянной поверхности возникает анизотропия для изначально изотропной и гомогенной Вселенной, что согласуется с выводами в [5], [10], [17], [19]. Но при этом градиент плотности меняется как функция времени в степени 2/3. В итоге, для любых индексов N концепция двоичной модели распределения плотности вещества согласована с современными космологическими моделями. А с учетом (3.3)...(4.3), появляется возможность моделирования других видов распределений плотности.

5. Гравитация как свойство градиента плотности вещества в последней рассеянной поверхности

В двоичной модели распределения плотности существует два типа носителей гравитационного взаимодействия. Поэтому оно в двоичной модели является двухкомпонентным:

$\Gamma+$ компоненты – быстрые гравитоны (далее $\Gamma+$) формируются в волне материи, отраженной от границ с индексом N и приводят к ускорению вещества в расширяющейся Вселенной (индекс НВ). Параметры локализации $\Gamma+$ определяются соотношением плотности среды и вещества

$$\lambda_{loc} = R \sqrt{\frac{\rho_{inv}}{\rho_{sub}}}; v_{\Gamma+}^{ph} = c \sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\rho_{max\ sub}}} \quad (5.1)$$

откуда следует, что $\Gamma+$ в веществе ускоряются. Суммарные энергия и масса $\Gamma+$ равны

$$E_{\Gamma+} = M v_{\Gamma+}^{ph} v_{\Gamma+}^{ph} R = M c^2 R \frac{\rho_{sub}^2}{\sqrt{\rho_{max\ sub}^3 V_{effM}}}; M_{\Gamma+} = \frac{E_{\Gamma+}^{ph}}{(v_{\Gamma+}^{ph})^2} = M R \frac{\rho_{sub}}{\sqrt{\rho_{max\ sub} V_{effM}}} \quad (5.2)$$

$$\rho_{sub} \rightarrow \rho_{min\ sub} : E_{\Gamma+}^{OU} \approx 4,03 \cdot 10^{-46} M c^2, M_{\Gamma+}^{OU} \approx 7,39 \cdot 10^{-16} M \quad (5.2.1)$$

$$v_{\Gamma+}^{sub} = v_{\Gamma+}^{ph} \frac{M_{\Gamma+}}{M_{sub}}, (1.1) : v_{\Gamma+}^{sub,OU} \approx 1,64 \cdot 10^{-22} (m \times s^{-1}) \quad (5.2.2)$$

Рост средней плотности вещества приводит к росту (5.1) и (5.2). Но амплитуда $\Gamma+$, при стремлении плотности вещества к минимуму (то есть для крупномасштабной структуры Вселенной), на 20 порядков ниже ожидаемой величины. Вне вещества $\Gamma+$ полностью диссоциируют, формируя в пространстве-времени возмущение градиента плотности в виде отраженной волны.

$\Gamma-$ компоненты – медленные гравитоны (далее $\Gamma-$) формируются в волне расширения вещества Вселенной и приводят к торможению вещества в ней. При одинаковой величине λ_{Γ} (5.1), скорость распространения $\Gamma-$ в веществе равна

$$v_{\Gamma-}^{ph} = c \sqrt{\frac{\rho_{inv}}{\rho_{sub}}} \quad (5.3)$$

$$E_{\Gamma-} = M v_{\Gamma-}^{ph} v_{\Gamma-}^{ph} = M c^2 R \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub} \rho_{max\ sub} V_{effM}}}; M_{\Gamma-} = \frac{E_{\Gamma-}}{(v_{\Gamma-}^{ph})^2} = M R \sqrt{\frac{\rho_{inv} \rho_{sub}}{\rho_{max\ sub} V_{effM}}} \quad (5.4)$$

$$(1.1) : \{\rho_{inv}; \rho_{sub}\} \rightarrow \rho_{min\ sub}, E_{\Gamma-}^{OU} \approx 7,39 \cdot 10^{-16} M c^2, M_{\Gamma-}^{OU} \approx 7,39 \cdot 10^{-16} M; \quad (5.4.1)$$

$$(1.1) : \rho_{inv} \rightarrow \rho_{min\ sub}, \rho_{sub} \rightarrow \rho_{max\ sub}, E_{\Gamma-}^{OU} \approx E_{\Gamma+}^{OU}, M_{\Gamma-}^{OU} \approx 7,39 \cdot 10^{-16} M.$$

$$v_{\Gamma-}^{sub} = v_{\Gamma-}^{ph} \frac{M_{\Gamma-}}{M},$$

$$(1.1) : \{\rho_{inv}; \rho_{sub}\} \rightarrow \rho_{min\ sub}, v_{\Gamma-}^{sub,OU} \approx 2,21 \cdot 10^{-7} (m \times s^{-1}) \quad (5.4.2)$$

$$(1.1) : \rho_{inv} \rightarrow \rho_{min\ sub}, \rho_{sub} \rightarrow \rho_{max\ sub}, v_{\Gamma-}^{OU} \approx v_{\Gamma+}^{OU}$$

Отсюда следует, что Γ^- в веществе замедляются. Для крупномасштабной структуры Вселенной суммарная масса Γ^- для граничных условий равна суммарной массе Γ^+ , но при этом амплитуда Γ^- на 10 порядков превышает ожидаемую величину и на 30 порядков превышает амплитуду Γ^+ . Рост средней плотности вещества уменьшает энергию Γ^- в (5.4) и скорость распространения Γ^- в (5.3). При этом величина массы Γ^- определяется только средним значением плотности среды. Вне вещества Γ^- полностью диссоциируют, создавая возмущение градиента плотности в виде волны расширения.

Для смешанных компонент анализ показывает, что их характеристики полностью совпадают с Γ^- , Γ^+ . В предельном случае, когда и плотность среды и плотность вещества стремятся к максимуму, масса Γ^+ и Γ^- стремится к массе Вселенной (M).

В то же время из (5.2) и (5.4)

$$\frac{E_{\Gamma^+}}{E_{\Gamma^-}} = \sqrt{\frac{\rho_{sub}^5}{\rho_{max\ sub}^2 \rho_{inv}^3}}, \quad \frac{M_{\Gamma^+}}{M_{\Gamma^-}} = \sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}}} \quad (5.5)$$

Тогда для интервала (1.1)

$$\{\rho_{inv}; \rho_{sub}\} \rightarrow \rho_{min\ sub}, \quad \frac{E_{\Gamma^+}}{E_{\Gamma^-}} = \frac{\rho_{min\ sub}}{\rho_{max\ sub}} = 5,46 \cdot 10^{-31}, \quad \frac{M_{\Gamma^+}}{M_{\Gamma^-}} = 1 \quad (5.5.1)$$

$$\rho_{inv} \rightarrow \rho_{min\ sub}, \rho_{sub} \rightarrow \rho_{max\ sub}, \quad \frac{E_{\Gamma^+}}{E_{\Gamma^-}} = \left(\sqrt{\frac{\rho_{max\ sub}}{\rho_{inv}}} \right)^3 \approx 2,48 \cdot 10^{45}, \quad \frac{M_{\Gamma^+}}{M_{\Gamma^-}} \approx 1,35 \cdot 10^{15} \quad (5.5.2)$$

$$\{\rho_{inv}; \rho_{sub}\} \rightarrow \rho_{max\ sub}, \quad \frac{E_{\Gamma^+}}{E_{\Gamma^-}} \approx 1, \quad \frac{M_{\Gamma^+}}{M_{\Gamma^-}} \approx 1 \quad (5.5.3)$$

Из (5.5.1)...(5.5.3) следует, что в любом случае для крупномасштабной Вселенной величина относительной амплитуды двухкомпонентной гравитационной волны на 4...5 порядков ниже ожидаемой величины! В тоже время, для других условий (5.5.2), амплитуда компоненты Γ^+ существенно превышает амплитуду компоненты Γ^- , что также может объяснять наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной. Массы компонент Γ^+ и Γ^- для граничных условий (крупномасштабная Вселенная и ранняя Вселенная) равны. Это может служить объяснением того, что наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной является промежуточной стадией в ее эволюции.

6. ВЫВОДЫ

Итоги, в рамках поставленных целей, заключаются в следующем:

- рассматриваемая модель распределения плотности вещества по степени числа 2 является согласованной с современными космологическими моделями. На этом основании данная модель распределения плотности может быть использована как дополнительный инструмент при математическом анализе;
- природа гравитации, которая выведена в части 5, позволяет все же говорить о необходимости увеличения чувствительности детекторов гравитационных волн, используемых в планируемых фундаментальных экспериментах;
- исходя из природы двухкомпонентной гравитационной волны, наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной может рассматриваться как промежуточная стадия ее эволюции;
- анализ термов оператора пространства-времени приводит к возможности существования «эффекта наблюдателя», что в результате может привести к существенной корректировке космологического горизонта Вселенной;

– недостатком представленной модели возможно является необходимость привязки большего количества космологических параметров для получения большего числа количественных характеристик эволюции Вселенной.

7. Подтверждения

Специальное спасибо за предварительное обсуждение материалов, вошедших в данную статью, Абдильдину М.М. из Казахского ГУ, а также Dr. David Leisawitz, COBE Deputy Project Scientist.

8. Приложение

8.1. Сравнение отдельных термов оператора (2.0.1) по строкам и столбцам

Анализ оператора пространства-времени производится для нулевой суммы термов в строках или столбцах матрицы (2.0.1) и решением соответствующих квадратичных уравнений. В данном приложении приведены некоторые сравнения термов.

Вертикальное распределение по плотности материи (изобары – первый ряд)

$$t_{1,2} = \frac{-1 \pm \sqrt{1 \pm 4G_N R_N (1 + \gamma_G)}}{2G_N R_N (1 + \gamma_G)}, \gamma_G = \frac{c_N V_{effM}}{R_N^2 \lambda_N}; \quad (8.1)$$

$$\gamma_G \gg 1 \rightarrow v_N \gg \left(\frac{R_N^2}{V_{effM}} \right), (1.1): v_{Nmax} \approx 1,92 \cdot 10^{26} (Hz)$$

$$t_1 \approx -\gamma_{\tau N} + \sqrt{\gamma_{\tau N}^2 + \gamma_{\tau N}}, t_2 \approx -\gamma_{\tau N} - \sqrt{\gamma_{\tau N}^2 - \gamma_{\tau N}} : \tau_N > \sqrt{2c_N}, \gamma_{\tau N} = \frac{0,5\tau_N^2}{c_N} \quad (8.2)$$

$$\gamma_G \ll 1, t_1 \approx -\gamma_{\rho N}^{\min} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8}{\gamma_{\rho N}^{\min}}} \right), t_2 \approx -\gamma_{\rho N}^{\min} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{8}{\gamma_{\rho N}^{\min}}} \right) : \gamma_{\rho N}^{\min} \geq 8, \gamma_{\rho N}^{\min} = \frac{\rho_{min subN}}{2R_{minN}} \quad (8.2.1)$$

Горизонтальное распределение по плотности материи (первая строка)

$$t_1 \approx -0,5 + \sqrt{0,25 + 2\gamma_{\rho N}}, t_2 \approx -0,5 - \sqrt{0,25 - 2\gamma_{\rho N}} : \gamma_{\rho N} \leq 0,25, \gamma_{\rho N} = \frac{\rho_{min subN}}{2R_N} \quad (8.3)$$

$$t_1 \approx -0,5 + \sqrt{0,25 + \gamma_{obsN}}, t_2 \approx -0,5 - \sqrt{0,25 - \gamma_{obsN}} : \gamma_{obsN} < 0,25, \gamma_{obsN} = \frac{R_{minN}^2}{c_N^3} \quad (8.4)$$

Вертикальное распределение по скорости распространения (второй ряд)

$$t_{1,2} = -\frac{(1 + v_N)}{2G_N R_N} \pm \sqrt{\frac{(1 + v_N)^2}{2G_N R_N} \pm \frac{R'_N}{G_N R_N}} \quad (8.5)$$

$$v_N \gg 1, t_1 \approx \frac{R_{maxN}}{4\gamma_{\rho N}} - 2\gamma_{\rho N} \sqrt{R_{maxN}^2 + \frac{8\gamma_{\rho N}^3}{R_{maxN}}}, \quad (8.5.1)$$

$$t_2 \approx \frac{R_{maxN}}{4\gamma_{\rho N}} + 2\gamma_{\rho N} \sqrt{R_{maxN}^2 - \frac{8\gamma_{\rho N}^3}{R_{maxN}}} : \gamma_{\rho N} < 2R_{maxN}, \gamma_{\rho N} = \frac{\rho_N}{2R_N}$$

$$v_N \ll 1, R'_N \approx 1 \rightarrow (8.1): v_N = \frac{c_N}{R_N}, \lambda_N = R_N \quad (8.5.2)$$

$$v_N \ll 1, R'_N \neq 1, t_1 \approx \gamma_{\rho N}^{\min} \left(-1 + \sqrt{1 - \frac{v_N}{0,5\gamma_{\rho N}^{\min}}} \right): v_N > (0,5\gamma_{\rho N}^{\min})^{-1},$$

$$t_2 \approx \gamma_{\rho N}^{\min} \left(-1 - \sqrt{1 + \frac{v_N}{0,5\gamma_{\rho N}^{\min}}} \right) \quad (8.6)$$

Горизонтальное распределение по скорости распространения (вторая строка)

$$t_{1,2} = -0,5 \pm \sqrt{0,25 \pm \left(1 + \frac{1}{G_N R_N R'_N} \right)} \quad (8.7)$$

$$R'_N \ll 1, R'_N \approx \gamma_G, \lambda_N \approx -c_N t_N R_{\min N} \gamma_{\rho N}^{\min}, (1.1): v_N \approx 2,26 \cdot 10^8 (Hz) \quad (8.7.1)$$

Из (8,1), (8.2.1), (8.4) и (8.7.1) следует «эффект наблюдателя». А распределение по плотности материи тождественно распределению по скорости с отраженной волной на границе N , где (8.7.1) справедливо.

8.1.1. Вертикальное распределение плотности вещества по рассеянным поверхностям

При анализе (2.0.1) и учете выводов, сделанных в приложении 8.1, двоичная модель позволяет вывести параметры диффузии вещества, эффективного потенциала массы и скорости диффузии. Эффективный потенциал массы, с учетом (2.0.2), равен

$$V_{effM} \approx 1,35 \cdot 10^{27} (kg \times m^{-1}) \quad (8.1.1.1)$$

Тестовым является расчет частоты электрона для комптоновской длины волны, в предположении равенства энергий электромагнитного и гравитационного излучений, который дает ту же величину для (8.1.1.1). Поэтому эффективный потенциал массы является постоянной величиной и универсальной функцией начальной массы, характеризующей верхний предел, заключенный в единице протяженности пространства. Одним из выводов, следующих из (8.1.1.1) является предположение, что масса наблюдаемой Вселенной растет по мере ее расширения.

Для реальных астрофизических объектов учет только гравитирующей массы к протяженности дает величину, существенно меньшую (8.1.1.1). Но в переходе к крупномасштабным структурам такое отношение стремится к величине (8.1.1.1) и, например, для кластера VIRGO составляет уже около 0,003% от (8.1.1.1). А предельный переход к черным дырам [1, (234)] – дает величину отношения полной массы к радиусу Шварцшильда, равную (8.1.1.1) с точностью до коэффициента формы.

Величина массы диффундирующего вещества сравнима с Планковской единицей массы [1, (496)]

$$C_M = \sqrt{\frac{c_N h_N}{G_N}} \approx 5,45 \cdot 10^{-8} (kg) \quad (8.1.1.2)$$

где h – Планка постоянная, G – постоянная Ньютоновской гравитации.

Из (8.1.1.2) следует зависимость (2.0.2) от значения плотности вещества в последней рассеянной поверхности, а отношение (8.1.1.2) к (8.1.1.1) с точностью до коэффициента формы равно Планковской единице длины [1, (496)]. Это также свидетельствует и в пользу постоянства (8.1.1.2) как универсального параметра диффузии.

Сравнение [6], [19], White, Frenk & Davis, 1983; Dodelson et al, 1996; Fukuda et al, 1998, дает вывод, что и в современных космологических моделях масса Вселенной при расширении увеличивается, но в них эффект «скрытой массы» не описан через параметры (8.1.1.1) и (8.1.1.2). В этом смысле двоичная модель распределения плотности может существенно дополнить современные космологические модели. А из (1.1), (2.0.2) и (8.1.1.1) следует величина протяженности космологического горизонта наблюдаемой Вселенной, равная около 53,8 млрд световых лет. Это почти в 4 раза превышает принятую величину (14 ± 2 млрд световых лет)! При этом среднее значение постоянной Хаббла для всей расчетной области Вселенной может быть снижено до $H \approx 18,6!$

Скорость диффузии для (8.1.1.2) равна скорости распространения электромагнитного излучения в вакууме

$$c_N = \sqrt{V_{effM} G_N} (m \times s^{-1}) \quad (8.1.1.3)$$

Это должно означать, что на некоторых частотах (в частности для границ интервала (1.1)), во Вселенной может наблюдаться повышенный фон излучения. Возможно это и подтверждается совпадением с относительной погрешностью $\sim 6,5\%$ значений расчетной для верхнего его предела и экспериментально полученной в проекте DIRBE длины волны (David Leisawitz, 1998), где наблюдалось наихудшее соотношение «сигнал/шум» ($\lambda \approx 240$ мкм).

Из (2.0.2) и (8.1.1.1) также следует предельность (8.1.1.3) как характеристики распространения взаимодействий внутри интервалов, аналогичных (1.1) (далее групп вертикального распределения плотности). Следовательно, при скорости равной (8.1.1.3) и заданной величине G , предельная масса вещества не может превышать (8.1.1.1)!

Для интервала плотностей (1.1) величина (8.1.1.3) совпадает с экспериментально определенным ее значением, но за пределами (1.1) она коррелирована с величиной плотности вещества.

Так как большинство экспериментальных данных для наблюдаемой Вселенной получено сравнением изученных процессов, происходящих в веществе с плотностью внутри интервала (1.1), косвенным подтверждением коррелированности (8.1.1.3) с величиной плотности вещества может служить излучение Вавилова-Черенкова, наблюдаемое в астрофизических объектах [1, (714)].

Из (8.1.1.3) и (2.0.2) также должно следовать уменьшение скорости разлета вещества на границах рассчитанного космологического горизонта Вселенной по сравнению с последними данными, полученными для ее расширения, и исходя из протяженности в 14 ± 2 млрд световых лет. Отсюда возможны следующие выводы:

- методика калибровки по сверхновым Ia требует корректировки;
- стандартное правило для последней рассеянной поверхности не выполняется;
- мы наблюдаем расширение Вселенной как движение к аттрактору, расположенному за пределами наших нынешних возможностей наблюдения!

Поскольку в двоичной модели стандартное правило для последней рассеянной поверхности все же выполняется, то необходима либо корректировка методик калибровки, либо мы наблюдаем расширение Вселенной как движение к аттрактору.

Плотность в группах вертикального распределения двоичной модели начинается с Планковской характеристики. Таким образом

$$\rho_{Pl} = \frac{V_{effM}^3 K_{form}^2}{C_M^2} \approx 4,56 \cdot 10^{96} (kg \times m^{-3}) \quad (8.1.1.4)$$

Анализ спектра частот для наблюдаемой Вселенной [1, (91)], [19], (8.4) и (8.7.1), (смотри также (8.1.2.1)...(8.1.2.4) далее) показывает, что

$$\partial v\{\min, \max\} \propto \left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}\right)^{\frac{3}{2}}, \partial v\{\min, \max\} \propto \left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.1.1.4.1)$$

$$\rho\{obs, BM\} \approx [5,2 \cdot 10^{-27} \div 1,6 \cdot 10^{17}] (kg \times m^{-3}) \quad (8.1.1.4.2)$$

и, следовательно, реальный относительный градиент плотности составляет величину.

$$\frac{\rho_{\max}^N}{\rho_{\min}^N} = const = 2^{32\pi} \approx 1,83 \cdot 10^{30} \quad (8.1.1.4.3)$$

что приводит к «эффекту наблюдателя». А с учетом (8.1.1.4.1) – к соотношению градиента частот к квадрату градиента скоростей как 3 к 2. Это может объяснить разность значений в (1.2) без привлечения моделей, соответствующих обоим значениям.

С учетом (8.1.1.1)...(8.1.1.4.3) для Планковской шкалы

$$t_{Pl} = t_{OU} \left(\frac{\rho_{\min,subOU}}{\rho_{Pl}}\right)^{\frac{3}{2}} \approx 6,55 \cdot 10^{-167} (s), c_{Pl} = c_{OU} \left(\frac{\rho_{Pl}}{\rho_{\min,subOU}}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 5,12 \cdot 10^{65} (m \times s^{-1}) \quad (8.1.1.5)$$

$$G_{Pl} = \frac{c_{Pl}^2}{V_{effM}} \approx 1,95 \cdot 10^{104} (m^3 \times kg^{-1} \times s^{-2}), \frac{\pi \rho_{Pl} c_{Pl}^4}{G_{Pl} C_M^2} \approx 0,57$$

или (8.1.1.4) является верхним пределом параметров при гравитационном коллапсе Вселенной, с возможной ошибкой до коэффициента формы.

Минимальные параметры вертикального распределения плотности (индекс ls) определяются с учетом (3.3), (8.1.1.1)...(8.1.1.4.3) из уравнения

$$\frac{\rho_{\max,ls} c_{ls}^2 + \rho_{ls} (k_{ls} + 1) c_{ls}^2}{2^{N,ls}} + \rho_{ls} c_{ls}^2 (k_{ls} + 1) \approx \frac{G_{ls} M_{ls}^2}{\pi R_{ls}^4}, k_{ls} = \frac{c_{ls}}{R_{ls} v_{ls}} \quad (8.1.1.6)$$

С учетом (2.0.2), и природы гравитации получаем:

$$\lambda_{ls} = R_{ls} : \rho_{ls}^{\Gamma+} = \sqrt{\frac{K_{form}^2}{4\pi k_{ls}^{\Gamma+}}} \approx 4,9 \cdot 10^{-16}, \rho_{ls}^{\Gamma-} = \sqrt{\frac{K_{form}^2}{4\pi k_{ls}^{\Gamma-}}} \approx 3,2 \cdot 10^{-8}; (kg \times m^{-3}) \quad (8.1.1.7)$$

$$\lambda_{ls} = \lambda_N \gamma_{G,ls} : \rho_{ls}^{\Gamma+} = \frac{2K_{form}^2}{\pi k_{ls}^{\Gamma+}} \sqrt{\frac{\rho_{\min,sub}}{G}} \approx 1,7 \cdot 10^{-38}, \rho_{ls}^{\Gamma-} = \frac{2K_{form}^2}{\pi k_{ls}^{\Gamma-}} \sqrt{\frac{\rho_{\min,sub}}{G}} \approx 7,2 \cdot 10^{-23}$$

Выбирая меньшее значение в (8.1.1.7), получаем в индексе ls

$$t_{ls} = t_{OU} \left(\frac{\rho_{\min,subOU}}{\rho_{ls}^{\Gamma+}}\right)^{\frac{3}{2}} \approx 2,9 \cdot 10^{35} (s), c_{ls} = c_{OU} \left(\frac{\rho_{ls}^{\Gamma+}}{\rho_{\min,subOU}}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 5,4 \cdot 10^2 (m \times s^{-1}), \quad (8.1.1.7.1)$$

$$G_{ls} = \frac{c_{ls}^2}{V_{effM}} \approx 2,2 \cdot 10^{-22} (m^3 \times kg^{-1} \times s^{-2}), \frac{G_{ls} M_{ls}^2}{\pi \rho_{ls} c_{ls}^2 R_{ls}^4} \approx 1,77$$

что с ошибкой до коэффициента формы характеризует (8.1.1.7) как нижний предел параметров для расширяющейся Вселенной. При этом общее количество групп вертикального распределения равно 72.

В итоге мы имеем возможность рассчитывать параметры эволюции Вселенной, а хорошая согласованность расчетной величины нижнего предела для (1.1) с экспериментом по определению средней плотности барионов [19] также является дополнительным аргументом в пользу правомерности введения двоичной модели.

8.1.2. Матрица частоты в двоичной модели распределения плотности вещества

В рамках данной модели терм частоты вычисляется как интегрированный параметр

$$v_N = \int_{\min}^{\max} \frac{\rho_N v_N R_N}{V_{effM}} \partial V \rightarrow \quad (8.1.2.1)$$

$$v_N^{str}, v_N^{gr}, v_N^{el}, v_N^{mag}$$

и является матрицей 2x4, где соответствующие частоты равны:

$$v_{str,max} = \frac{c \rho_{max,sub}}{\sqrt{\rho_{min,sub} V_{effM}}}, v_{str,min} = c \sqrt{\frac{\rho_{max,sub}}{V_{effM}}}, v_{min} = c \sqrt{\frac{\rho_{min,sub}}{\rho_{max,sub}}} \quad (8.1.2.2)$$

$$v_{el,min} = \frac{c \rho_{min,sub}}{\sqrt{\rho_{max,sub} V_{effM}}}, v_{el,max} = v_{str,min} \quad (8.1.2.2.1)$$

$$v_{mag,min} = v_{el,min}, v_{mag,max} = v_{el,max} \quad (8.1.2.3)$$

$$v_{gr,max} = v_{el,min}, v_{gr,min} = c \frac{\rho_{min,sub}}{\rho_{max,sub}} \sqrt{\frac{\rho_{min,sub}}{V_{effM}}} \quad (8.1.2.4)$$

С учетом (8.1.2.1) мы получаем единство природы (8.1.2.2)...(8.1.2.4), а также разность их значений без учета и с учетом «эффекта наблюдателя». Соответственно

$$v_{max,str}^{ordinary} \div v_{gr,min}^{ordinary} \approx 1,1 \cdot 10^{12} \div 3,2 \cdot 10^{-49} (Hz), \quad (8.1.2.5)$$

$$v_{max,str}^{eff-obs} \div v_{gr,min}^{eff-obs} \approx 1,9 \cdot 10^{25} \div 5,6 \cdot 10^{-36} (Hz)$$

Значения (8.1.2.3) и z для астрофизических объектов со средней плотностью вещества, находящейся за пределами (1.1), должны быть скорректированы. Для верхней и нижней границ интервала (1.1) соответственно

$$c_{up-lim}^{eff-obs} = c^{ordinary} \sqrt{\frac{\rho_{obs}}{9,53 \cdot 10^3}} (m \times s^{-1}), z_{up-lim}^{eff-obs} = z_{obs} \frac{9,53 \cdot 10^3}{\rho_{obs}} \quad (8.1.2.6.1)$$

$$c_{bl-lim}^{eff-obs} = c^{ordinary} \sqrt{\frac{\rho_{obs}}{9,53 \cdot 10^{-27}}} (m \times s^{-1}), z_{bl-lim}^{eff-obs} = z_{obs} \frac{9,53 \cdot 10^{-27}}{\rho_{obs}} \quad (8.1.2.6.2)$$

В итоге, группы вертикального распределения являются «квазизамкнутыми» саморегулирующимися системами, представляющими собой одиночные Вселенные Фридмана и взаимосвязанными через (8.1.1.1) и (8.1.1.2). Но из (8.1.2.6.1), (8.1.2.6.2) может следовать, что реальная удаленность некоторых астрофизических объектов отличается от той, что принята в настоящее время!

Об авторе:

Синицын Константин Николаевич
e-mail: koscmp@kaluga.ru

Источники информации:

1. Физика космоса (маленькая энциклопедия, библиотечная серия, издание второе, переработанное и дополненное). Под редакцией А.Р. Сюняева, 1986 г.
2. Sukratu Barve, T.P. Singh; Celano Vaz; Louis Witten, 1999, <http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901054>.

3. Hrvoje Nikolic, 1999, <http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901057>.
4. Freidel, K. Kreasnov, R. Puzio, 1999, [http://xxx.lanl.gov/hep-th v2/9901069](http://xxx.lanl.gov/hep-th/v2/9901069).
5. Shinsuke Kawai; Masa-aki Sakagami, Jiro Soda, 1999, <http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901065>.
6. E.I. Guendelman, 1999, <http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901067>.
7. Jolien D.E. Creighton, 1999, <http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901075>.
8. Serg Droz, Daniel J. Knapp, Eric Poisson; Benjamin J. Owen, 1999, <http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901076>.
9. V. Frolov; D. Fursaev; J. Gegenberg; G. Kunstatter, 1999, <http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901087>.
10. Renata Kallosh, 1999, <http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901095>.
11. F.T. Brandt, T. Frenkel, 1999, <http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901132>.
12. Emil Martinec, Vatche Sahakian, 1999, <http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901135>.
13. Anne M.Green; Andrew R. Liddle, 1999, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901268>.
14. J.C. Niemeyer; K. Jedamzik, 1999, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901292>.
15. K. Jedamzik; J.C. Niemeyer, 1999, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901293>.
16. Allesandro Melchiorri; Michail Vasil'evich Sazhin, Vladimir V. Shulga; Nicola Vittorio, 1999, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901220>.
17. Alexander Kusenko, 1999, <http://xxx.lanl.gov/hep-ph/9901353>.
18. Antonio Riotto; Mark Trodden, 1999, [http://xxx.lanl.gov/hep-ph/9901362 v2](http://xxx.lanl.gov/hep-ph/9901362).
19. Michael S. Turner, 1999, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901109>.
20. Гравитационные поля вращающихся нейтронных звезд, Н.Р. Сибгатуллин, Р.А. Сюняев, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).
21. Проект SEE гравитационного эксперимента в космосе: статус и новые оценки, А.Д. Алексеев, К.А. Бронников, Н.И. Колосницын, М.Ю. Константинов, В.Н. Мельников, Алвин Дж. Сандерс, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).
22. Геодинамические процессы и вариации электрической составляющей электромагнитного поля Земли в крайне низкочастотном диапазоне, Л.В. Грунская, В.В. Дорожков, Д.В. Виноградов, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).
23. Gravitational waves in cosmological models with negative pressure, Julio C. Fabris, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).

Дата публикации:

31 декабря 2000 года

Электронная версия:

© «Наука и Техника», www.n-t.org