УДК 524.834

ОБ ОДНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СО СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Халик Саида Шоукаткызы
halyksaida@gmail.com
Студент 4 курса ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан
Научный руководитель – К. Мырзакулов

В данной работе изучаем пространственно-однородную и анизотропную космологическую модель в гравитационном поле Эйнштейна с минимально связанным скалярным полем. Рассматриваем невзаимодействующую комбинацию скалярного поля и идеальной жидкости как источник компонентов материи, которые сохраняются по отдельности.

Действие состоящий из материи и скалярного поля, минимально связанное с гравитацией, в системе единиц $8\pi G = 1 = c$, запищем [1] как

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\frac{1}{2}R + L_\phi + L_m\right], \tag{1}$$

где g — определитель метрики, R —скаляр Риччи, L_m – общее содержание материи во Вселенной (включая холодную темную материю LCDM) и L_ϕ –лагранжиан скалярного поля.

Также рассмотрим пространственно однородную и анизотропное пространство-время метрику типа Биянки I, описываемое

$$ds^2 = -dt^2 + A^2(t)dx^2 + B^2(t)dy^2 + C^2(t)dz^2\,, \tag{2}$$

где A(t), B(t) и C(t) — масштабные коэффициенты направления.

При сделанных предположениях поле Эйнштейна уравнения дают следующие уравнения:

$$\frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\ddot{C}}{C} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} = -(p_m + p_\phi), \tag{3}$$

$$\frac{\ddot{A}}{A} + \frac{\ddot{C}}{C} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} = -(p_m + p_\phi), \tag{4}$$

$$\frac{\ddot{A}}{A} + \frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} = -(p_m + p_\phi), \tag{5}$$

$$\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} + \frac{\dot{C}\dot{A}}{CA} = (\rho_m + \rho_\phi), \tag{6}$$

где точка указывает на производную по время t. Здесь ρ_ϕ и p_ϕ — соответственно энергия плотность и давление для канонического скалярного поля, которые даются

$$\rho_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi),$$

а его уравнение параметра состояния имеет вид

$$\omega_\phi = \frac{p_\phi}{\rho_\phi} = \frac{\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)}. \tag{7}$$

Теперь введем кинематические параметры наблюдательный интерес в космологии, такой как скаляр расширения θ, параметр замедления q, мера параметра анизотропии A_p и сдвигового скаляра σ^2 .Мы можем прямо определить эти параметры как

$$\theta = u^i_{;\,i} = \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C}\right), \tag{8}$$

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2}\,, \tag{9}$$

$$A_p = \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{H_i - H}{H}\right)^2 . \qquad (10)$$

Квинтэссенция космологической модели приспосабливает позднее космическое ускорение, когда $\omega_\phi < -1/3$, которое следует, что $\dot{\phi}^2 < V(\phi)$. С другой стороны, если кинетическая член скалярного поля пренебрежимо мал по отношению к потенциальной энергии, т. е. $\dot{\phi}^2 << 2V(\phi)$, то уравнение состояния равно $\omega_\phi = -1$.

А уравнение эволюции скалярного поля (6) дает

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0 , \qquad (11)$$

что эквивалентно записывается как $\dot{\rho}_\phi + 3H(1+\omega_\phi)\rho_\phi = 0$.

Следуя методу, описанному в уравнения (8) и (9) дают

$$\frac{\dot{A}}{A} - \frac{\dot{B}}{B} = \frac{x_1}{ABC} , \qquad (12)$$

где x_1 — постоянная интегрирования. Решение уравнение (12) можно записать в виде

$$\frac{A}{B} = d_1 \exp\left(x_1 \int (ABC)^{-1} dt\right), \qquad (13)$$

где d_1 — еще одна константа интегрирования. Аналогично, из уравнений (8) и (10) а также уравнений (9) и (10),мы получили

$$\frac{A}{C} = d_2 \exp\left(x_2 \int (ABC)^{-1} dt\right), \qquad (14)$$

$$\frac{B}{C} = d_3 \exp\left(x_3 \int (ABC)^{-1} dt\right), \qquad (15)$$

где d_2, d_3 и x_2, x_3 — константы интегрирования. получаем метрические функции в виде

$$A(t) = l_1 a(t) \exp\left(m_1 \int a^{-3} dt\right), \qquad (16)$$

$$B(t) = l_2 a(t) \exp\left(m_2 \int a^{-3} dt\right), \qquad (17)$$

$$C(t) = l_3 a(t) \exp\left(m_3 \int a^{-3} dt\right). \qquad (18)$$

В данной работе предполагается соотношение между средним масштабным коэффициентом a и скалярным полем ϕ вида [3,4]

$$a = a_0 e^{\alpha\phi(t)}, \qquad (19)$$

где a_0 представляет собой средний масштабный коэффициент в настоящее время, а α — произвольная положительная константа.Таким образом, параметр Хаббла просто дает

$$H = \alpha\dot{\phi}(t). \tag{20}$$

Чтобы проиллюстрировать наш анализ, мы примем конкретную форму $V(\phi)$в следующем пункте. В литературе, из-за неизвестной природы темной энергии существуют различные формы этого потенциала, описывающие физические особенности космология скалярного поля. Следовательно, пока потенциал $V(\phi)$ задан, мы можем решать другие геометрические и физические параметры соответственно[5].

Рассмотрим случай, когда скаляр потенциална следующим образом:

$$V(\phi) = \lambda\phi. \tag{21}$$

Используя уравнения (19) и (20), уравнение (21) сводится к

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \lambda = 0, \tag{22}$$

решение уравнения (22) определяется выражением

$$\phi(t) = -\frac{1}{3}\frac{C_1 e^{-3\alpha t}}{\alpha} - \frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha} + C2. \tag{23}$$

Используя уравнение (22) в уравнение (12) средний масштабный коэффициент в терминах для расширяющейся Вселенной определяется выражением

$$a = \mu e^{\alpha\left(-\frac{1}{3}\frac{e^{-3\alpha t}{}_{-}{}^{c1}}{\alpha} - \frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha} + C2\right)}. \tag{24}$$

Используя уравнение (24) в метрические функции (16)–(18),мы получили

$$A(t) = \lambda\mu e^{\alpha\left(-\frac{1}{3}\frac{C_1 e^{-3\alpha t}}{\alpha} - \frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha} + C2\right)} e^{\left(m\int \frac{1}{\mu^3\left(e^{\alpha(-\frac{1}{3}\frac{Ce^{-3}}{\alpha} - \frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha} + C2}\right)^3} dt\right)}, \tag{25}$$

$$B(t) = l\mu e^{\alpha\left(-\frac{1}{3}\frac{C_1 e^{-3\alpha t}}{\alpha} - \frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha} + C2\right)} e^{\left(k\int \frac{1}{\mu^3\left(e^{\alpha(-\frac{1}{3}\frac{C_1e^{-3}}{\alpha} - \frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha} + C2}\right)^3} dt\right)}, \tag{26}$$

$$C(t)=\xi\mu e^{\alpha\left(-\frac{1}{3}\frac{C_1e^{-3\alpha t}}{\alpha}-\frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha}+C2\right)}e^{\left(\tau\int\frac{1}{\mu^3\left(e^{\alpha(-\frac{1}{3}\frac{C_1e^{-3}}{\alpha}-\frac{1}{3}\frac{\lambda t}{\alpha}+C2}\right)^3}dt\right)}. \tag{27}$$

Из уравнений (8), (9) и (10) имеем следующие значения физических величин[6]:

$$q=-1-\frac{\dot{H}}{H}=-1+\frac{3C_1e^{-3\alpha t}}{\left(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}\right)^2}, \tag{28}$$

$$A_p=\frac{1}{3}\frac{((\alpha(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}))_1-\alpha(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}))^2}{\alpha^2\left(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}\right)^2}+\frac{1}{3}\frac{((\alpha(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}))_2-\alpha(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}))^2}{\alpha^2\left(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}\right)^2}+$$

$$+\frac{1}{3}\frac{((\alpha(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}))_3-\alpha(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}))^2}{\alpha^2\left(-\frac{1}{3}\frac{\lambda}{\alpha}+C_1e^{-3\alpha t}\right)^2}. \tag{29}$$

Таким образом, здесь представили подробное обсуждение эволюции однородной и анизотропной Вселенной типа Биянки I. с идеальной жидкостью и скалярным полем. Исследовали модель с потенциальной энергией типа $V(\phi)=\lambda\phi$. Получили соответсвущие рещения для масштабного фактора, параметра уравнения состояния и параметра замедления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан, грант AP08052034.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю к.ф.-м.н., доценту Мырзакулову К.Р. за постановку задачи.

Список использованных источников

1. Bharat Ratra and Peebles P.J.E. Cosmological consequences of a rolling homogeneous scalar field//Physical review.-1988.-Vol.37.-P.3406.
2. Grøn Ø.Expansion isotropization during the inflationary era//Physical review.-1985.-Vol.32.-P.2522.
3. Grøn Ø.Viscous inflationary universe models//Astrophysics and Space Science.-1990.-Vol.173.-P.191.
4. Sergey V. Sushkov.Exact cosmological solutions with nonminimal derivative coupling//Physical review.-2009.-Vol.80.-P.103505.
5. Russo J.G.Exact solution of scalar field cosmology with exponential potentials and transient acceleration//Physics Letters.-2004.-Vol.600.-P.185.
6. Singh C.P. Minimally coupled scalar field cosmology in anisotropic cosmological model // Pramana – Journal of Physics. – 2017. – Vol. 88. – P. 22.