

## Influence of oscillating dark matter on the dynamics of baryonic substrate

<sup>1</sup>Chechin L.M., <sup>2</sup>Ibraimova A.T.

<sup>1</sup>[chechin-lm@mail.ru](mailto:chechin-lm@mail.ru), <sup>2</sup>[bentos@mail.ru](mailto:bentos@mail.ru)  
Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan.

**Key words:** dark matter, gravitational instability, theory of small perturbations, galaxies formation.

**Abstract.** One of the actual problems of modern cosmology is the search physical properties of dark matter. These properties can be understood in the framework of studying the influence of dark matter on the dynamic processes that take place the large-scale cosmic objects. The process of dark matter influence on the galaxies and their systems evolution are considered also.

The development of galaxy formation problem from the ordinary (baryonic) matter was done by Jeans at first. But from the modern point of view about representations of the substantial components of the Universe it is necessary to generalize the Jeans equations to the case dark matter background.

The evolution of the baryonic matter's density perturbations in the Universe on the background of oscillating dark matter is given in article. The cases of coherence fluctuations, the correlation between contributions to the kinetic energy of baryonic matter oscillations and to the potential energies of baryonic and dark matter in the generalized frequency have been examined. The mutual influence of the baryonic oscillations with oscillating dark matter is discussed also. We generalize Jeans equation system in case of presence of external background dark matter.

Searching of baryonic matter's density perturbations evolution on the background of oscillating dark matter shown, that:

- contribution of dark matter to the oscillating frequency of the baryonic substrate radically depends on the difference between wave vectors of dark and baryonic matter oscillations;
- the coherent oscillation of baryonic matter and dark matter leads the a new critical wavelength  $\lambda_l = 2\pi n / (K - k)$  to appearance;
- damping of baryonic substrate oscillations by oscillating dark matter leads to a stable formation of baryonic matter at the more larger distances from each other;
- the opposite case when baryonic substrate oscillations suppress dark matter oscillations and therefore do not play a significant role in structure formation of the galactic type is possible.

УДК 524

## Влияние осциллирующей темной материи на динамику барионного субстрата

<sup>1</sup>Чечин Л.М., <sup>2</sup>Ибраимова А.Т.

<sup>1</sup>[chechin-lm@mail.ru](mailto:chechin-lm@mail.ru), <sup>2</sup>[bentos@mail.ru](mailto:bentos@mail.ru)  
Астрофизический институт им. В.Г.Фесенкова, Алматы, Казахстан.

**Ключевые слова:** темная материя, гравитационная неустойчивость, теория малых возмущений, образование галактик.

**Аннотация.** Рассмотрена эволюция возмущений плотности барионной материи во Вселенной на фоне осциллирующей темной материи. Найден вклад темной материи в частоту колебаний барионного субстрата, величина которой существенно зависит от разности волновых векторов колебаний темной и барионной материй. Исследованы случаи когерентности колебаний, а также соотношения в обобщенной частоте вкладов от кинетической энергии колебаний барионной материи и потенциальных энергий барионной и

темной материи. Обсужден вопрос о взаимном влиянии колебаний барионного субстрата и осциллирующей темной материи.

### Введение

Одной из актуальных проблем современной космологии является исследование физических свойств темной материи [1-3]. Эти свойства могут быть поняты и в рамках изучения влияния темной материи на динамические процессы, происходящих в крупномасштабных космических объектах (см., например, [4]). Сюда же относится процесс влияния темной материи на эволюцию галактик и их систем.

Начало развитию проблемы формирования галактик из обычной (барионной) материи было положено Джинсом [5]. Но с точки зрения современных представлений о субстанциональном составе Вселенной [6] возникает необходимость обобщения уравнений Джинса на случай наличия фона темной материи.

Различные аспекты этой проблемы были рассмотрены, например, в работах [7-9]. Так, в работе [7] авторы изучают образование темных гало в стандартной модели Вселенной, предполагая, что частицы в стандартной модели Вселенной имеют конечное сечение при упругих столкновениях. Они обосновали, что каждое столкновение частицы за время Хаббла может существенно повлиять на вид профиля гало. Кроме того, показано, что модель самодействующей темной материи не позволяет получить кривые вращения карликовых галактик. В статье [8] авторы исследовали иерархический рост связанных структур, сформированных на красных смещениях  $z \approx 25-30$  с массами в диапазоне  $\approx 10^5 \div 10^6 M_{\odot}$ . На основании численных результатов они разработали полуаналитическую модель образования первых звезд, хорошо описывающую темп образования звезд в ранней Вселенной. В статье [9] авторы исследовали образование гало холодной темной материи в присутствии негравитационных столкновений и построили теорию, предсказывающую вид профилей гало.

В отличие от этих и других работ, в нашей статье рассмотрена эволюция возмущений плотности барионной материи на фоне осциллирующей темной материи, что дает возможность более корректного описания процесса формирования галактик. В близкой постановке задача об эволюции плотности барионной материи была рассмотрена в недавней статье [10].

### Обобщение уравнений Джинса на случай присутствия внешнего фона темной материи

Впервые задачу об устойчивости однородного распределения вещества математически поставил и решил в рамках теории малых возмущений Джинс. Он учитывал два фактора: тяготение, стягивающее вещество в отдельные сгустки, и давление, выравнивающее неоднородности.

Напомним уравнения гидродинамики и тяготения в ньютоновском приближении для идеального газа

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) &= 0, \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \operatorname{grad}) \vec{u} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P + \operatorname{grad} \phi &= 0, \\ \Delta \phi &= 4\pi G \rho_{\text{BM}}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  – плотность,  $\vec{u}$  – скорость,  $\phi$  – гравитационный потенциал. Предположим, что невозмущенным состоянием является покоящийся газ ( $\vec{u}_0 = 0$ ), равномерно распределенный в пространстве ( $\rho = \rho_0 = \text{const}$ ). Давление его везде постоянно ( $P = P(\rho_0) = \text{const}$ ). Согласно Джинсу силы тяготения в безграничном равномерно распределенном газе исчезают, т.е.  $\operatorname{grad} \phi = 0$ .

Для получения решения с учетом возмущений, применяется метод разложения произвольного возмущения по определенной системе ортогональных функций и затем ищется развитие во времени отдельных составляющих возмущения. Следуя [5], возмущенное решение ищем в виде плоской волны с волновым вектором  $\vec{k}$  -

$$\left. \begin{aligned} \rho_{BM}(x, t) &= \rho_0 [1 + \delta(t) e^{ikx}], \\ \vec{u}(x, t) &= 0 + \vec{v}(x, t) = \vec{w} e^{ikx}, \\ \phi(x, t) &= \phi_0 + f(t) e^{ikx}, \\ P &= P_0 + \frac{\partial P}{\partial \rho} (\rho - \rho_0) = P_0 + b^2 \rho_0 \delta e^{ikx}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $\vec{b}$  - адиабатическая скорость звука. Поэтому из (1) и (2) легко получить стандартную систему уравнений Джинса

$$\left. \begin{aligned} \dot{\delta} + ikw &= 0, \\ \dot{w} + ikf + ikb^2 \delta &= 0, \\ k^2 f &= -4\pi G \rho_0 \delta. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Наша дальнейшая задача заключается в том, чтобы обобщить эту систему на случай присутствия внешнего фона темной материи\*. Темную материю будем описывать потенциалом  $\Phi$ , удовлетворяющим уравнению Пуассона

$$\Delta \Phi = 4\pi G \bar{\rho}_{DM}, \quad (4)$$

в котором  $\bar{\rho}_{DM}$  - плотность темной материи. Заметим, что в литературе в основном встречаются статические сферически-симметричные профили темной материи [12]. Однако для достижения цели, поставленной в работе, необходимо перейти к нестационарному профилю темной материи. Такого типа работы также известны в литературе (например, [13, 14]). Мы же зададим нестационарный плосковолновой её профиль в виде, соответствующим (2), -

$$\bar{\rho}_{DM} = \bar{\rho}_0 \delta(t) e^{iKx}, \quad (5)$$

считая, в согласии с постановкой задачи, что  $\bar{\rho}_0 < \rho_0$ . Здесь  $\vec{K}$  - волновой вектор темной материи.

Кроме того, примем по аналогии с (2), что  $\Phi(x, t) = F(t) e^{iKx}$ . Тогда система уравнений (3) принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{\delta} + ik\omega &= 0, \\ \omega + ikb^2 \delta + ikf - iKF e^{i(K-k)x} &= 0, \\ k^2 f &= -4\pi G \rho_0 \delta, \\ K^2 F &= -4\pi G \bar{\rho}_0 \delta. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Она легко преобразуется в дифференциальное уравнение второго порядка

$$\ddot{\delta} + \left[ k^2 b^2 - 4\pi G \rho_0 - \frac{k}{K} 4\pi G \bar{\rho}_0 e^{i(K-k)x} \right] \delta = 0. \quad (7)$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, является постоянной во времени величиной и имеет смысл квадрата частоты колебаний. Введя обозначение

\* Заметим, что ранее обобщение уравнений Джинса для расширяющейся Вселенной, то есть для темной энергии, приведено в цитированной монографии, а для случая вращающейся Вселенной - в [11].

$$\Omega^2 = k^2 b^2 - 4\pi G \rho_0 + 4\pi G \frac{k}{K} \rho_0 e^{i(K-k)x}, \quad (8)$$

уравнение (7) приведем к виду

$$\ddot{\delta} + \Omega^2 \delta = 0, \quad (9)$$

которое имеет решение

$$\delta(t) = \delta_0 e^{i\Omega t}. \quad (10)$$

Уравнение (9) описывает гармонические колебания барионной материи с частотой

$$\Omega = \left( k^2 b^2 - 4\pi G \rho_0 + 4\pi G \frac{k}{K} \rho_0 e^{i(K-k)x} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Выражение (11), как видно, содержит постоянную часть

$$\Omega_0^2 = k^2 b^2 - 4\pi G \rho_0, \quad (12)$$

и периодическую компоненту

$$\Omega_I^2 = 4\pi G \frac{k}{K} \rho_0 \exp i(K-k)x = \tilde{\Omega}^2 \cdot \exp[i(K-k)x], \quad (13)$$

$$\text{где } \tilde{\Omega}^2 = 4\pi G \frac{k}{K} \rho_0.$$

Наше дальнейшее исследование будет включать анализ соотношений между двумя этими компонентами.

1. Пусть  $\Omega_0 \gg \Omega_I$ , тогда получаем стандартное выражение для плотности возмущений барионной материи

$$\delta(t) = \delta_0 \exp i \Omega_0 t. \quad (14)$$

Здесь важно заметить, что это решение описывает гармоническое колебание с амплитудой  $\delta_0$  и частотой  $\Omega_0$ . Другими словами, плотность возмущений барионной материи меняется со временем по гармоническому закону и достигает максимального значения  $\delta_0$ . Поэтому с физической точки зрения решение (14) означает возможность появления устойчивого возмущения на расстояниях, пропорциональных (целому числу) длинам волн Джинса. Её величину легко получить из (12), полагая  $\Omega_0 = 0$ , -

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \frac{\sqrt{\pi} \cdot b}{\sqrt{G \rho_{BM}}}. \quad (15)$$

2. Пусть  $\Omega_I \gg \Omega_0$ , тогда получаем аналогичное по форме выражение для плотности возмущений барионной материи

$$\delta(t) = \delta_0 \exp i \Omega_I t, \quad (16)$$

в котором частота колебаний, согласно (13), будет зависеть не только от соотношения волновых векторов  $\vec{K}$  и  $\vec{k}$ , но и являться периодической функцией расстояния  $x$ . Из (13) имеем

$$\Omega_I = \tilde{\Omega} \exp i \frac{1}{2} (K-k)x. \quad (17)$$

Выберем действительную часть, тогда

$$\Omega_I = \tilde{\Omega} \cos \frac{1}{2} (K-k)x. \quad (18)$$

Если  $\Omega_I \rightarrow 0$ , то нетрудно видеть, что это условие приводит к следующему соотношению

$$\frac{1}{2}(K - k)x = n\pi, \quad (19)$$

в котором  $n$  - целое число. Отсюда находим новую критическую длину волны, связанную с разницей в величинах волновых векторов в барионной и темной материи

$$\lambda_l = \frac{2\pi n}{(K - k)}. \quad (20)$$

Очевидно, что если  $\vec{K} \rightarrow \vec{k}$ , то критическая длина волны  $\lambda_l$  стремится к бесконечности. Физически это означает отсутствие влияния темной материи на эволюцию плотности возмущения барионного субстрата.

Если  $K \gg k$ , то минимальная критическая длина волны равна  $\lambda_l = 2\pi/K$  и она, как видно, полностью определяется величиной волнового вектора  $\vec{K}$ .

3. Рассмотрим важный случай, когда в (11) имеет место соотношение

$$4\pi G \rho_0 = 4\pi G \frac{k}{K} \bar{\rho}_0 e^{i(K-k)x}, \quad (21)$$

физический смысл которого состоит в том, что суммарная потенциальная энергия барионной материи преобладает над ее кинетической энергией. Отсюда, взяв действительную часть (21), получаем

$$\rho_0 = \frac{k}{K} \bar{\rho}_0 \cos[(K - k)x]. \quad (22)$$

Поскольку периодическая функция ограничена сверху значением единица, то из (22) легко найти соотношение между волновыми векторами  $K$  и  $k$  -

$$\frac{K}{k} = \frac{\bar{\rho}_0}{\rho_0}, \quad (23)$$

и соответствующее им отношение длин волн

$$\frac{\lambda_l}{\lambda_j} = \frac{\rho_0}{\bar{\rho}_0}. \quad (24)$$

Для дальнейших расчетов используем следующие соображения. Известно [5], что с расширением Вселенной плотность барионной материи убывает со временем по закону  $\rho(t) = 1/6\pi G t^2$ . Но так как образование галактик в основном начинается с эпохи рекомбинации водорода  $t_{rec} \cong 10^{13}$  сек (см. например, [15]), то соответствующая ей максимальная плотность оказывается равной  $\rho_{0max} \cong 10^{-20} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ .

В ходе дальнейшего расширения она продолжает убывать и к транзитивному моменту (равенство плотностей барионной материи и вакуума)  $t_{rec} \cong 10^{17}$  сек минимальная плотность  $\rho_{0max} \cong 10^{-28} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Так что усредненная плотность барионной материи в период активного образования галактик будет составлять величину  $\rho_{0max} \cong 10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , которую в дальнейшем будем использовать для численных оценок.

Что касается плотности темной материи, то ее значение выберем согласно оценкам в [15] -  $\bar{\rho}_0 \sim 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Тогда имеем следующее соотношение между двумя критическими длинами волн -  $\lambda_l/\lambda_j \propto 10^5$ . Оно означает, что устойчивые образования в барионной материи теперь могут находиться на (существенно) больших расстояниях друг от друга, чем ранее.

4. И наконец, пусть собственная потенциальная энергия барионной материи будет пренебрежимо мала в сравнении с ее кинетической энергией и потенциальной энергией темной материи. Тогда

$$k^2 b^2 + 4\pi G \bar{\rho}_0 \frac{k}{K} e^{i(K-k)x} = 0. \quad (25)$$

Отсюда следуют (максимальное) значение волнового вектора

$$K \leq \pm 4\pi G \frac{\bar{\rho}_0}{k b^2}, \quad (26)$$

и соответствующая ему длина волны

$$\Lambda \geq \pm \frac{b^2}{2G \bar{\rho}_0 \lambda}. \quad (27)$$

Из (27), следовательно, имеем отношение между соответствующими длинами волн –

$$\frac{\Lambda}{\lambda} \geq \pm \frac{b^2}{2G \bar{\rho}_0 \lambda^2}, \quad (28)$$

которое существенно зависит от длины волны в барионной материи.

Для предварительных оценок примем, что в эпоху доминирования материи, согласно [15], скорость звука  $b \cong 6,4 \cdot 10^5$  см/сек, а длина волны примерно равна соответствующей длине Джинса, т.е.  $\lambda \approx \lambda_j \cong 0,75 \cdot 10^{20}$  см. Тогда  $\Lambda/\lambda_j \cong 5,0 \cdot 10^{-2}$ . Отсюда следует вывод, что в рассматриваемом случае соотношение между длинами волн становится в пользу длины волны в барионном субстрате и уже его колебания подавляют осцилляции темной материи. Если же длина волны  $\lambda < \lambda_j$  или  $\lambda \ll \lambda_j$ , то возникает противоположная ситуация – темная материя подавляет колебания барионной материи.

#### Заключение

Исследование эволюции возмущений плотности барионной материи во Вселенной на фоне осциллирующей темной материи показало, что:

- вклад темной материи в частоту колебаний барионного субстрата существенно зависит от разности волновых векторов колебаний темной и барионной материй;
- случай когерентности колебаний барионной материи и темной материи приводит к возникновению новой критической длины волны  $\lambda_t = 2\pi n / (K - k)$ ;
- подавление колебаний барионного субстрата колебаниями осциллирующей темной материи приводит к возникновению устойчивых образований барионной материи на существенно больших расстояниях друг от друга;
- возможен противоположный случай, когда осцилляции барионного субстрата подавляют колебания темной материи и поэтому не играют существенной роли в формировании структур галактического типа.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Copeland E.J., Sami M., Tsujikawa S. Dynamics of Dark Energy // International Journal of Modern Physics D. – 2006. - №11. – V.15. - P.1753-1935.
- [2] Орлов В.В., Райков А.А. Темная материя: динамические проблемы // Астрофизический бюллетень. – 2014. - Т. 69 - №4 – С. 399–405.
- [3] Read J.I. The local dark matter density // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2014 - №6. – V.41.
- [4] Bohmer C.G. et al. Dynamics of dark energy with a coupling to dark matter // Physical Review D. – 2008 - V. 78 - № 2.
- [5] Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной // М.: Наука, 1975.
- [6] Чернин А.Д. Космический вакуум // УФН. – 2001. Т. 171 - P. 1153
- [7] Yoshida N. et al. Weakly self-interacting dark matter and the structure of dark halos // The Astrophysical Journal. – 2000. - №2. – V.544. – P.L87-L90.
- [8] Yoshida N. et al. Simulations of early structure formation: primordial gas clouds // The Astrophysical Journal. – 2003. - №2 – V.592. – P.645-663.
- [9] Ahn K., Shapiro P.R. Formation and Evolution of Self-Interacting Dark Matter Haloes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2005 - V.363 – №4 – P.1092.

- [10] Magana J. et al. A brief Review of the Scalar Field Dark Matter model // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2012. - V. 378 - №1. – 26 p.
- [11] Chechin L.M., Ibraimova A.T. The Jeans equation generalization for the rotating Universe // *International Journal of Astronomy and Astrophysics*. – 2014. - №4. – P.614 - 619.
- [12] Bullock S. et al. Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2001. - V. 321 - №3 – P. 559-575.
- [13] Dolag K. et al. Numerical study of halo concentrations in dark-energy cosmologies // *Astronomy and Astrophysics*. – 2004. – V.416. – P.853-864.
- [14] Prada F. et al. Halo concentrations in the standard  $\Lambda$  cold dark matter cosmology // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. - V.423 - №4. – P. 3018-3030.
- [15] Byrd G.G., Chernin A.D., Valtonen M.J. *Cosmology: Foundations and Frontiers* // Moscow, URSS, 2007.

#### REFERENCES

- [1] Copeland E.J., Sami M., Tsujikawa S. Dynamics of Dark Energy. *International Journal of Modern Physics D*, **2006**, 15, 1753-1935 (in Eng.).
- [2] Orlov V.V., Rajkov A.A. Темная материя: динамические проблемы. *Астрофизический бюллетень*, **2014**, 69, 399–405 (in Russ.).
- [3] Read J.I. The local dark matter density. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. **2014**, 41 (in Eng.).
- [4] Bohmer C.G. et al. Dynamics of dark energy with a coupling to dark matter. *Physical Review D*. **2008**, 78 (in Eng.).
- [5] Zel'dovich Ya.B., Novikov I.D. *Строение и эволюция Вселенной*. М.: Наука, **1975** (in Russ.).
- [6] Chernin A.D. Космический вакуум. *УФН*, **2001**, 171, 1153 (in Russ.).
- [7] Yoshida N. et al. Weakly self-interacting dark matter and the structure of dark halos. *The Astrophysical Journal*. **2000**, 544, L87-L90 (in Eng.).
- [8] Yoshida N. et al. Simulations of early structure formation: primordial gas clouds. *The Astrophysical Journal*. **2003**, 592, 645-663 (in Eng.).
- [9] Ahn K., Shapiro P.R. Formation and Evolution of Self-Interacting Dark Matter Haloes Monthly. *Notices of the Royal Astronomical Society*. **2005**, 363, 1092 (in Eng.).
- [10] Magana J. et al. A brief Review of the Scalar Field Dark Matter model. *Journal of Physics: Conference Series*. **2012**, 378, 26 p (in Eng.).
- [11] Chechin L.M., Ibraimova A.T. The Jeans equation generalization for the rotating Universe, *International Journal of Astronomy and Astrophysics*. **2014**, 614 – 619 (in Eng.).
- [12] Bullock S. et al. Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. **2001**, 321, 559-575 (in Eng.).
- [13] Dolag K. et al. Numerical study of halo concentrations in dark-energy cosmologies *Astronomy and Astrophysics*, **2004**, 416, 853-864 (in Eng.).
- [14] Prada F. et al. Halo concentrations in the standard  $\Lambda$  cold dark matter cosmology, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **2012**, 423, 3018-3030 (in Eng.).
- [15] Byrd G.G., Chernin A.D., Valtonen M.J. *Cosmology: Foundations and Frontiers*. Moscow, URSS, **2007** (in Eng.).

Толқымалы қараңғы материяның барионды субстрат динамикасына тигізетін әсері

Чечин Л.М., Ибраимова А.Т.

В.Г. Фесенков атындағы астрофизикалық институт, Алматы, Қазақстан

**Тірек сөздер:** қараңғы материя, гравитациялық тұрақсыздық, болмашы ауытқулар теориясы, ғаламдардың пайда болуы.

**Аннотация.** Бұл жұмыста Әлемдегі бариондық материя тығыздығының ауытқу эволюциясы толқымалы қараңғы материя аясында қарастырылды. Шамасы қараңғы және барионды материяның тербелістерінің толқынды векторлар айырмасына біршама тәуелді болып табылатын барионды субстрат тербеліс жиілігіне қосатын қараңғы материяның үлесі табылды. Тербелістердің когеренттілік жағдайлары, сонымен қатар барионды материя тербелісінің кинетикалық энергияға, сонымен қатар қараңғы және барионды материяның потенциалды энергияға қатынасы зерттелді. Барионды субстрат тербелісі мен толқымалы қараңғы материяның бір біріне әсер етуі талқыланды.

Поступила 11.09.2015 г.