

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ВО ВСЕЛЕННОЙ

А.М.КРИГЕЛЬ

Поступила 16 февраля 2016

Принята к печати 24 августа 2016

В рамках ньютоновского приближения рассмотрена эволюция малых возмущений в идеальном газе, порожденных гравитационной неустойчивостью. В отличие от классической теории, во внимание приняты эффекты, связанные с флуктуационным потоком вещества. Показано, что при достаточно малом волновом числе, возможен рост как продольных, так и вихревых возмущений, что дает объяснение происхождению вращения галактик в первично однородной, изотропной безвихревой Вселенной.

Ключевые слова: *Космология: Гравитационная неустойчивость*

1. *Введение.* В большинстве современных космологических моделей полагается, что галактики возникают из однородного распределения вещества в результате роста начальных возмущений под действием гравитационной неустойчивости. При этом различают три вида начальных возмущений [1,2]:

1. адиабатические безвихревые,
2. адиабатические вихревые,
3. энтропийные.

Из теории гравитационной неустойчивости, основанной на классической гидродинамике [3,4], следует, что вихревые возмущения не могут расти. Это утверждение является следствием теоремы Гельмгольца-Кельвина о сохранении циркуляции скорости по замкнутому пути. В таком случае возникает вопрос: почему же наблюдаемое вещество во Вселенной находится преимущественно во вращении? Известны три подхода к разрешению этой проблемы:

1. Вайцекер и Гамов [5,6] предположили, что вращение во Вселенной по неясной причине существовало с самых ранних этапов ее эволюции, еще до рекомбинации ("вихревая теория"). В рамках этой теории наблюдаемое сейчас вращение галактик рассматривается как реликтовое, оставшееся в наследство от первичных фотонных вихрей.

2. В соответствии с "приливной теорией" [7-9] на ранних этапах развития Вселенной вращения не существовало. Но оно могло появиться после рекомбинации и конденсации вещества в протогалактиках вследствие

последующей приливной эволюции.

3. Согласно "ударной теории" [10-13] наблюдаемое вращение галактик могло стать результатом взаимодействия асимметричных протогалактик с ударной волной, возникающей в момент рекомбинации остывающей Вселенной.

Каждая из перечисленных теорий имеет свои трудности. Предположения, лежащие в их основе, представляются, хотя и допустимыми, но довольно искусственными (см. [14,15]). Это дает основание утверждать, что проблема происхождения вращения галактик осталась не завершенной.

Известные подходы к решению вопроса об эволюции вихревого возмущения во Вселенной опираются на теорему Гельмгольца-Кельвина. Эта теорема бесспорна для невязкого несжимаемого идеального газа. Эволюция вихря скорости потока с учетом вязкости и бароклинности подчиняется более общему уравнению Фридмана [16]. Однако в однородном и изотропном газе ни вязкость, ни бароклинность не могут стать причиной возникновения вихря. В работах [17,18] было доказано, что теорема Гельмгольца-Кельвина нарушается также в случае, если в сжимаемом газе возникает поток вещества, порожденный флуктуациями. Оказалось, что турбулентная часть сил инерции, связанных с таким потоком, может обратимо передавать энергию и угловой момент между мелкомасштабными возмущениями и упорядоченным вращением [18,19]. По этой причине, в отличие от классической теории гравитационной неустойчивости, вихревые возмущения могут стать нестационарными. Такой эффект в космологии ранее во внимание не принимался. Целью данной работы является пересмотр нерелятивистской теории гравитационной неустойчивости с учетом влияния турбулентного потока вещества.

2. Гравитационная неустойчивость турбулентного газа.

Задача гравитационной неустойчивости однородного распределения вещества в рамках ньютоновской механики впервые была рассмотрена Джинсом [3,4]. Известно, что эта теория не вполне корректна (см. [1]). Тем не менее, подход Джинса весьма прост и дает качественно верный результат. Поэтому, на первом этапе, представляет интерес изучить влияние турбулентности на гравитационную неустойчивость в рамках теории Джинса.

Рассмотрим идеальный турбулентный газ, для которого применимо обычное понятие осреднения по Рейнольдсу [20]. Под турбулентными возмущениями будем понимать флуктуации состояния любой природы, в том числе звук. Запишем осредненное уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} v_i + S_i) = 0, \quad (1)$$

где ρ - плотность, v_i - скорость, $S_i = \bar{\rho' v'_i}$ - турбулентный поток

вещества (турбулентный импульс). Здесь и ниже по дважды повторяющимся индексам подразумевается суммирование, черта сверху - знак осреднения, штрих - отклонения от среднего.

Осредненное уравнение Пуассона имеет вид

$$4\pi\bar{\rho} = \frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial x_i \partial x_i}, \quad (2)$$

где G - гравитационная постоянная, ρ - гравитационный потенциал.

Осредненные уравнения Навье-Стокса (уравнения Рейнольдса) [20] запишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} v_i + S_i) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} v_i v_k + S_i v_k + S_k v_i + \tau_{ik}) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{\rho} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} + \bar{\rho}' \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

где p - давление, $\tau_{i,k} = \bar{\rho} v'_i v'_k + \bar{\rho}' v'_i v'_k$ - тензор турбулентных напряжений. В соответствии с полуэмпирической теорией турбулентности [20], будем считать, что для изотропной турбулентности справедливо

$$\tau_{i,k} = -K \bar{\rho} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right), \quad \text{при } i \neq k$$

$$\tau_{i,k} = \frac{1}{3} \bar{\rho} b^2, \quad \text{при } i = k, \quad (4)$$

где $\bar{\rho} b^2 = \tau_{i,i}/2$ - плотность кинетической энергии турбулентности, b - скорость турбулентных флуктуаций, l - масштаб турбулентности (путь смещения) [20].

Рассмотрим идеальный газ, удовлетворяющий уравнению состояния, записанного для осредненных величин

$$\bar{p} = \frac{R \bar{\rho} \bar{T}}{\mu} = \frac{\bar{\rho} v_s^2}{\gamma}, \quad (5)$$

где R - универсальная газовая постоянная, T - температура, μ - молярная масса, v_s - адиабатическая скорость звука, $\gamma = C_p/C_v$ - показатель адиабаты, C_p - удельная теплоемкость в изобарном процессе, C_v - удельная теплоемкость в изохорном процессе. Отметим, что \bar{p} и \bar{T} считаются здесь обобщенными параметрами состояния, учитывающими поправки, порожденные турбулентностью [21], а именно:

$$\bar{p} = \delta \bar{p}_0, \quad (6)$$

$$\bar{T} = \delta \bar{T}_0, \quad (7)$$

где

$$\delta = 1 + \frac{b^2}{C_v \bar{T}_0} + \frac{\bar{\rho}' \bar{T}'_0}{\bar{\rho} \bar{T}_0}, \quad (8)$$

- параметр, характеризующий интенсивность турбулентности, а p_0 и T_0 - "локальные" давление и температура, понимаемые в общепринятом смысле. В [22] получено кинетическое соотношение для турбулентного импульса, которое мы запишем в виде

$$S_i = -\alpha l b \left(\frac{\rho F_i}{\eta v_s^2} + \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right), \quad (9)$$

где

$$F_i = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_i} + \frac{\rho' \partial \bar{\varphi}'}{\rho \partial x_i}, \quad (10)$$

- полное ускорение, порожденное тяготением и инерцией, $\alpha > 0$ - отношение коэффициента турбулентной диффузии к коэффициенту турбулентной вязкости, а значение параметра η определяется термодинамическими свойствами турбулентных флуктуаций.

Будем предполагать, что турбулентные возмущения политропические с постоянным показателем политропы, равным

$$\kappa = \frac{C_p - C}{C_v - C},$$

где C - удельная теплоемкость газа. Тогда, следуя [22], получим, что

$$\eta = \frac{\gamma - \kappa + \gamma \kappa (\kappa - 1)}{\gamma (\gamma - 1)}. \quad (11)$$

Пусть однородное распределение газа, находящегося в покое, нарушено малым возмущением в виде плоской волны, характеризуемой частотой ω и волновым числом k_i . Представим возмущенное состояние в виде

$$\begin{aligned} \lambda &= \exp(\omega t + i k_i x_i), \quad \bar{v}_i = v_i \lambda, \quad S_i = \bar{\rho} \sigma_i \lambda, \\ \bar{\varphi} &= \bar{\varphi} + \xi \lambda, \quad \bar{\rho} = \bar{\rho}(1 + \beta \lambda), \quad \bar{p} = \bar{p} + \bar{p} \varepsilon \lambda, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\bar{\rho}, \bar{p}, \bar{\varphi}$ - константы, характеризующие невозмущенное состояние, $\lambda, v_i, \sigma_i, \xi, \beta, \varepsilon$ - амплитуды малых возмущений. Если выражения (12) подставить в уравнения (1)-(11) и пренебречь произведениями малых возмущений, то мы приходим к системе линеаризованных уравнений:

$$\begin{aligned} \beta \omega + i k_i (v_i + \sigma_i) &= 0, \quad 4\pi G \bar{\rho} \beta + k_i^2 \xi = 0, \quad \omega (v_i + \sigma_i) + i k_i (\varepsilon + \xi) = 0, \\ \sigma_i &= -\alpha l b \left[\frac{\omega v_i + i k_i \xi}{\eta v_s^2} + i k_i \beta \right], \quad \varepsilon = \frac{\beta \kappa v_s^2}{\gamma}. \end{aligned} \quad (13)$$

Рассмотрим сначала продольные возмущения, для которых $k_i \parallel \bar{v}$. Для них из (13) следует, что

$$\omega^2 + k_0^2 v_s^2 \left(1 - \frac{4\pi G \bar{\rho} \gamma}{\kappa k_0^2 v_s^2} \right) = 0. \quad (14)$$

Из полученного дисперсионного соотношения (14) вытекает, что

продольные возмущения растут ($\Re\omega \geq 0$), если

$$k_0^2 \leq \frac{4\pi G \bar{\rho} \gamma}{\kappa v_s^2}. \quad (15)$$

Для вихревых возмущений $k_1 \perp \bar{v}$. Тогда из (13) мы находим соответствующее дисперсионное соотношение:

$$\omega + \alpha b k_1^2 \left(1 - \frac{4\pi G \bar{\rho}}{\eta k_1^2 v_s^2} \right) = 0. \quad (16)$$

Вихревые возмущения станут расти, если

$$k_1^2 \leq \frac{4\pi G \bar{\rho}}{\eta v_s^2}. \quad (17)$$

Полученные нами неравенства (15) и (17) являются условиями гравитационной неустойчивости турбулентного идеального газа, заменяющие собою условия Джинса.

3. *О природе вращения во Вселенной.* Рассмотрим малые адиабатические возмущения одноатомного газа, для которого $\kappa = \gamma = 5/3$. Тогда из (11) следует, что $\eta = \gamma$. В таком случае (15) сводится к известному условию Джинса возникновения гравитационной неустойчивости в однородном и изотропном газе. Объединяя (15) и (17), получим соотношение для критических значений волновых чисел (помеченных знаком "^^"):

$$\hat{k}_0^2 = \frac{4\pi G \bar{\rho}}{v_s^2} = \frac{5}{3} \hat{k}_1^2. \quad (18)$$

Из условий (15) и (18) вытекает, что в случае, если $k^2 > \hat{k}_0^2$, то возмущения будут устойчивыми. В интервале $\hat{k}_1^2 \leq k^2 \leq \hat{k}_0^2$ гравитационно-неустойчивыми оказываются только продольные возмущения. Если же $k^2 \leq \hat{k}_0^2$, то газ становится гравитационно-неустойчивым как для продольных, так и для вихревых возмущений. Из (16) также вытекает, что скорость роста вихревых возмущений пропорциональна масштабу турбулентности и скорости турбулентных флуктуаций.

Мы приходим к выводу о том, что рост вихревых возмущений во Вселенной связан с турбулентным потоком вещества. Участвуя в аккреции, этот поток, с одной стороны, поддерживает гравитационную неустойчивость, а с другой стороны, связанная с этим потоком турбулентная сила инерции передает энергию и угловой момент от мелкомасштабных возмущений к упорядоченному вращению, что и приводит к раскручиванию галактик. Рассмотренный эффект развивает, полученный ранее, вывод о неустойчивости вращения газовой компоненты как в ядре галактики, так и за его пределами [23,24].

Данная работа выполнялась при постоянном внимании и поддержке В.Г.Горбацкого.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: amkrigel@gmail.com

ON THE ORIGIN OF ROTATION IN THE UNIVERSE

A.M.KRIGEL

The evolution of small perturbations in an ideal gas generated by gravitational instability within the framework of the Newtonian approach is considered. Effects associated with turbulent flow of matter are taken into account. In contrast to the classical theory, it is shown that for sufficiently small wave number, growth is possible both longitudinal and vortex disturbances that explains the origin of galaxies rotation in the primary homogeneous isotropic and irrotational universe.

Key words: *Cosmology: Gravitational instability*

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Стрoение и эволюция Вселенной, М., Наука, 1975.
2. В.Г.Горбацкий, Введение в физику галактик и скоплений галактик, М., Наука, 1986.
3. J.H.Jeans, Phil. Trans. Roy. Soc. London A, **199**, 1, 1902.
4. J.H.Jeans, Astronomy and cosmogony, Cambridge University Press, Cambridge, 1928.
5. G.Gatow, Phys. Rev., Ser. 2, **86**, 251, 1952.
6. C.F. von Waizsäcker, Astrophys. J., **114**, 165, 1951.
7. F.Hoyle, "Symposium on the motion of gaseous masses of cosmical dimensions. Paris, 1949", 195, 1951.
8. P.J.E.Peebles, Astrophys. J., **155**, 393, 1969.
9. K.Tomita, Research institute for theoretical physics. Hiroshima University, **14**, 1, 1972.
10. А.Д.Чернин, Письма в ЖЭТФ, **11**, 317, 1970.
11. A.D.Chernin, Nature, **226**, 317, 1970.

12. *А.Д.Чернин*, *Астрофизика*, **13**, 69, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 35, 1977).
13. *Л.Э.Гуревич*, *А.Д.Чернин*, *Введение в космогонию*, М., Наука, 1978.
14. *E.R.Harrison*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **154**, 167, 1971.
15. *B.J.T.Jones*, *Rev. Mod. Phys.*, **48**, 107, 1976.
16. *А.А.Фридман*, *Опыт гидромеханики сжимаемой жидкости*, Л.-М., ОНТИ, 1934.
17. *А.М.Кригель*, *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 1300, 1981.
18. *А.М.Krigel*, *Geophys., Astrophys. Fluid Dynamics*, **24**, 213, 1983.
19. *А.М.Krigel*, *Geophys., Astrophys. Fluid Dynamics*, **16**, 1, 1980.
20. *А.С.Монин*, *А.М.Яглом*, *Статистическая гидромеханика. Часть 1*, М., Наука, 1965.
21. *А.М.Кригель*, *ЖТФ*, **53**, 2282, 1983.
22. *А.М.Кригель*, *ЖТФ*, **84**, 141, 2014.
23. *А.М.Кригель*, *Астрономический ж.*, **60**, 242, 1983.
24. *А.М.Кригель*, *Астрофизика*, **35**, 85, 1991, (*Astrophysics*, **35**, 297, 1991).

