



УДК 524.7

## Равновесие и устойчивость тонкого тора в гравитационном поле галактики

О.А. Железняк, А.А. Терещенко

Национальный авиационный университет

*Исследовано самогравитирующее тонкое кольцо в гравитационном поле галактики. Показано, что вековой неустойчивости подвержены все тороидальные образования, а их динамическая неустойчивость возможна при определенных условиях. В результате эволюции самогравитирующее кольцо может “расплываться” на некоторую систему колец или распасться на отдельные самогравитирующие сгущения.*

*РІВНОВАГА ТА СТІЙКІСТЬ ТОНКОГО ТОРА В ГРАВІТАЦІЙНОМУ ПОЛІ ГАЛАКТИКИ, Железняк О.О., Терещенко А.О. — Досліджено самогравітуюче тонке кільце в гравітаційному полі галактики. Показано, що віковій нестійкості піддаються всі тороїдальні утворення, а їх динамічна нестійкість можлива при певних умовах. В результаті еволюції самогравітуюче утворення може “розпливатися” на деяку систему кілець або розпадатися на окремі самогравітуючі згущення.*

*EQUILIBRIUM AND STABILITY OF A THIN TORUS IN THE GRAVITATION FIELD OF A GALAXY, by Zheleznyak O.A., Tereshchenko A.A. — Self-gravitating thin ring in the gravitation field of a galaxy is investigated. It's shown that all toroidal structures are subjected to the secular instability, but the dynamical instability is possible under some conditions. Self-gravitating formation can “diffuse” forming some ring system or brake up to separate self-gravitating condensations.*

**Ключевые слова:** гравитационное поле галактики; устойчивость кольцевых самогравитирующих образований.

**Key words:** gravitational field of galaxies; stability of annular self-gravitating formations.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие наблюдательной астрономии привело к тому, то в галактиках были обнаружены кольцевые образования. Существование их в самогравитирующих звездных системах породило ряд проблем. Во-первых необходимо выяснить механизмы образования кольцевых структур; во-вторых, указать процессы, ответственные за поддержание существования колец достаточно долгое время.

Для объяснения происхождения кольцевых структур в галактиках теоретиками было предложено немало гипотез, которые имеют свои преимущества и недостатки.

1. Стрембергом было предположено, что перераспределение материи в дисках галактик в значительной мере обусловлено силами вязкости [17]. Суть данного предположения состоит в том, что сила вязкости в дифференциально вращающейся галактике приводит к перемещению вещества в зону максимума угловой скорости, где со временем происходит формирование колец. Эту идею развивал Рандерс [15], однако Чандрасекаром было указано на ничтожную роль сил вязкости для звездной составляющей галактик [10]. В приложении к газопылевой составляющей эта гипотеза разрабатывалась в [2, 6, 13]. Большой трудностью этой гипотезы остается неопределенность величины коэффициента вязкости, зависимость его расстояния от центра галактики, а также физических свойств межзвездной среды. С другой стороны, расчеты выявляют существенную зависимость от граничных условий, свойства которых определить затруднительно.

2. Линдбладом было отмечено [5], что в специальных случаях эллиптические кольца из взаимодействующих частиц сохраняются, вращаясь длительное время как единое целое. Они как бы не подвержены разрушению со стороны дифференциального вращения галактики. Это имеет место в случаях примерного постоянства величины  $\kappa - 2\omega$ , где  $\kappa$  — эпциклическая частота, а  $\omega$  — угловая скорость вращения. Если известна кривая вращения галактики, то  $\kappa$  можно определить из следующего соотношения

$$\kappa^2 = 4\omega^2 + 2r\omega \frac{\partial \omega}{\partial r}. \quad (1)$$

Некоторые наблюдения действительно подтверждают постоянство величины  $\kappa - 2\omega$  в широких зонах нашей Галактики [8]. Однако, покуда непонятен процесс начального собирания частиц в такие эллиптические кольцевые образования. До сих пор остается сложной теория эволюции таких колец, особенно с учетом самогравитации.

3. Образование кольцевых структур связывается с распространением ударных волн в галактиках [3]. Источником, порождающим ударные волны, считаются активные процессы, происходящие в ядрах галактик. Трудности такой гипотезы состоят в том, что уплотнение в ударной волне легко порождает гравитационную неустойчивость, приводящую к возникновению отдельных фрагментов, а также в объяснении статистики наблюдаемых радиусов колец.

4. В [9] кольцевые структуры отождествляются с солитонами в дисках галактик. Модель такого расширяющегося кольцевого солитона удается построить, но очень трудно объяснить его возникновение в центральной области галактик. Для этого необходимо предполагать наличие специальных возмущений, природа которых не известна.

5. Происхождение кольцевых галактик без центрального тела связывается со столкновением галактик [11]. Эта гипотеза допускает некоторые разновидности: во-первых, столкновение спиральной галактики с эллиптической; во-вторых, пролет одной галактики через другую, вследствие того, что взаимодействие между звездными составляющими ничтожно, без существенного торможения. Напротив, как показано в [12], газопылевые составляющие галактик, взаимодействуя друг с другом, порождают кольцевое образование. В-третьих, предложен механизм [14], заменяющий одну галактику на межгалактическое газовое облако. Плотность облаков в межгалактической среде оценивается по спектральным наблюдениям квазаров. В-четвертых, возникновение наклонных эллиптических колец связывается с захватом галактикой газового облака межгалактической среды, которое со временем разрушается и расплывается в кольцо; в-пятых, происхождение эксцентричных колец в галактиках связывается с локальным взаимодействием диска галактики с небольшим межгалактическим облаком [18]. Общим недостатком гипотезы взаимодействия является противоречие с наблюдательным вышеупомянутым фактом, что частота кольцевых галактик практически одинакова в скоплениях галактик и окружающем фоне [19].

6. Локальный вихрь (солитон), приближенно построенный в [4], при определенных условиях может восприниматься как эксцентричное кольцевое образование. Справедливость применяемых приближений все же плохо обоснована в данном случае.

7. Серсик предложил [16] рассматривать кольца как геометрическое место пробных частиц в потенциальном поле, создаваемом двумя массами, расположенными на оси вращательной симметрии, причем величина масс гравитирующих точек изменяется со временем по специальному закону. Для создания кольца необходимо выполнение условия, чтобы радиус-вектор пробной частицы изменялся в том же отношении, что и расстояние между гравитирующими телами. Дальнейшая разработка этой гипотезы дана в [1]. Однако ясно, что выполнение ее условий в галактиках может реализовываться очень редко.

8. Отделение кольца по экватору линзовидного или сфероидального основного тела галактики, в результате его собственной неустойчивости, было предложено Огородниковым [7]. Однако возможным препятствием для такого процесса является возникновение трехосности.

В данной работе будем рассматривать внутренние механизмы образования колец в галактиках, оставляя в стороне гипотезы взаимодействия галактик.

## 2. РЕШЕНИЕ ОСНОВНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Ограничимся рассмотрением кольцевых образований в галактиках, ширина которых  $2a$  намного меньше по сравнению с их радиусом  $R_0$  (рис. 1). В данном случае можно использовать приливное приближение, учитывающее в разложении гравитационного внешнего потенциала члены только второй степени. В цилиндрической системе координат  $(R, \varphi, z)$  внешний гравитационный потенциал имеет вид

$$\Phi_0 = \frac{\omega^2}{2} (R - R_0)^2 + \frac{1}{2} [A_0 (R - R_0)^2 + C_0 z^2] + \text{const}, \quad (2)$$

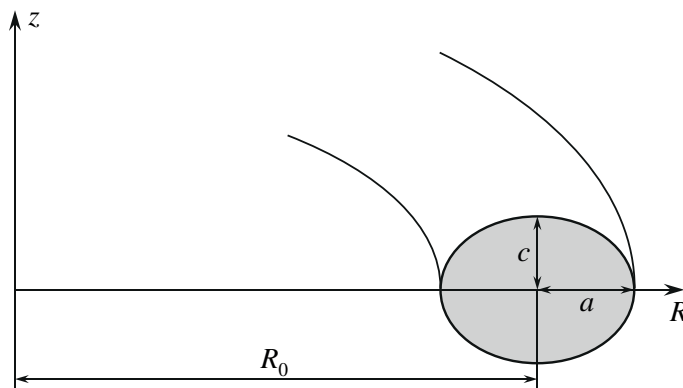


Рис. 1

где  $\omega$  — угловая скорость вращения частицы на круговой орбите;

$$A_0 = \left( \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial R^2} \right), \quad C_0 = \left( \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

Значение производных в (3) определяется при  $R = R_0$  и  $z = 0$ . Учитывая то, что масса тонкого тора мала по сравнению с массой  $M_T$  галактики, влиянием его самогравитации на величину  $\omega$  будем пренебрегать.

Если тороидальное образование имеет эллиптическое поперечное сечение, что в дальнейшем будем предполагать, то на своей средней линии оно дает вклад в напряженность гравитационного поля приближенно равный

$$F_1 = -\frac{\pi G \rho a c}{R_0} \left[ \frac{3a+c}{2(a+c)} - \ln \frac{16R_0}{a+c} \right] = -\pi G M_T R_0 \left[ \frac{3a+c}{2(a+c)} - \ln \frac{16R_0}{a+c} \right], \quad (4)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $\rho$  — плотность вещества тора,  $a$  и  $c$  — полуоси поперечного сечения тора,  $M_T$  — полная масса тора.

Таким образом, при  $\frac{a}{R_0} \ll 1$  и  $M_T/M_T \ll 1$  величина  $F_1$  пренебрежимо мала по сравнению с притяжением галактики.

Иначе ведут себя вторые производные от гравитационного потенциала тора и галактики. Они сравнимы и равны по порядку величины  $\pi G \rho$  и  $\pi G \rho_0$ . Как и в случае  $F_1$ , поправки за кривизну тора будут малы, а потому внутри тора будем использовать внутренний потенциал однородного бесконечного эллиптического цилиндра, т.е. малый участок тора отождествляем с прямым цилиндром. Этот потенциал с точностью до аддитивной постоянной равен

$$\Phi = \frac{\pi G \rho a c}{a+c} \left( \frac{x^2}{a} + \frac{z^2}{c} \right). \quad (5)$$

Роль  $x$  играет разность  $(R - R_0)$ .

Приравняв выражение  $(\Phi + \Phi_0 - \frac{1}{2}\omega^2 R^2)$  постоянной на поверхности тора, получаем условие равновесия

$$\omega^2 = A_0 - \frac{C_0 c^2}{a^2} + \frac{4\pi G \rho (a-c)c}{a(a+c)}. \quad (6)$$

Для внешних тороидальных образований, когда центральное тело моделируется сфероидом, (6) подробно проанализировано Рандерсом [15]. Отметим противоположный случай расположения тора внутри сфероида, когда вращение галактики твердотельно, т.е.  $\omega^2 = A_0$  и из (6) следует вывод, что всегда  $a > c$ .

Перейдем к вопросу устойчивости тора во внешнем поле галактики. Возмущения распадаются на два вида: сохраняющие и не сохраняющие радиальную симметрию. В свою очередь симметричные колебания распадаются на два типа: во-первых, расширение и сжатие тора как целого, и во-вторых, изменение формы поперечного сечения. В первом случае частицы тора ведут себя подобно звездам, синхронно колеблющимся по эпициклическим траекториям, самогравитация играет незначительную роль. Устойчивость колебаний в данном случае определяется критерием Линдблада, в наших обозначениях неустойчивость наступает при  $A_0 + 3\omega^2 < 0$ .

Изменение формы поперечного сечения тора происходит с большей частотой  $\sim \sqrt{G\rho}$  и схоже с колебанием однородного самогравитирующего цилиндра.

Сложнее обстоит дело с несимметричными колебаниями, когда изучаются условия возникновения динамической неустойчивости тора с эффектами явления гироскопической стабилизации. При анализе несимметричных колебаний важную роль играет длина волны возмущения

$$\lambda = \frac{2\pi R_0}{m} = \frac{2\pi}{k}, \quad (7)$$

где  $m$  — волновое число. В дальнейшем будем оставлять члены в возмущениях потенциала тора относительного порядка до  $(ka)^2$  включительно. Таким образом, в сферу применимости наших выкладок не входят возмущения с  $\lambda \approx a$ , рассмотрение которых представляет большие математические трудности. С другой стороны, полагаем  $\lambda \leq R_0$ , т.е. на расстояниях порядка длины волны пренебрегаем отличием тора от прямого цилиндра. Это не вносит особого ограничения, так как при малом  $k$  эффекты асимметрии сказываются очень слабо.

Как и в симметричном случае, ожидаются колебания, частота которых  $\omega_1$  порядка  $\omega$ . За период колебания  $T = \frac{2\pi}{\omega_1}$  участок тора практически успеваает принять равновесную форму. Поэтому нет необходимости следить за перемещением каждой гидродинамической частицы, а достаточно рассматривать средние скорости, усредненные по сечению тора. Используем уравнения движения малого участка тора во вращающейся системе координат, рассматривая плоские колебания:

$$\begin{cases} \delta\ddot{x} = F_x + 2\omega\delta\dot{y} + \omega^2\delta x, \\ \delta\ddot{y} = F_y - 2\omega\delta\dot{x}, \end{cases} \quad (8)$$

где  $x$  и  $y$  — локальные координаты, ось  $x$  направлена радиально, а ось  $y$  — трансверсально по направлению вращения, начало координат расположено на невозмущенной средней линии тора.

В системе уравнений (8)  $F_x$  и  $F_y$  — усредненные равнодействующие гравитационных сил и сил давления. Вычислим вариации этих сил. Вначале рассмотрим вариацию вклада от самогравитации. Последствием перемещения по  $x$  является изменение взаимных расстояний гидродинамических частиц. Если  $\delta x = \varepsilon \cos ky$ , то при  $y = 0$

$$\delta\Phi = G\rho\varepsilon \iiint \frac{(1 - \cos ky')(x - x')}{D^3} dx' dy' dz'$$

где  $D = \sqrt{(x - x')^2 + y'^2 + (z - z')^2}$ .

Интегрирование по  $y'$  приводит к функции Макдональда

$$\int_0^\infty \frac{(1 - \cos ky') dy'}{(q^2 + y'^2)^{3/2}} = \frac{1 - kqK_1(kq)}{q^2} \approx -\frac{k^2}{2} \left( C + \ln \frac{kq}{2} - \frac{1}{2} \right),$$

где  $C$  — постоянная Эйлера,  $q = \sqrt{(x - x')^2 + (z - z')^2}$ .

Интеграл по поперечному сечению

$$L = \iint (x - x') \ln q dx' dy'$$

можно вычислить, воспользовавшись тождеством

$$\frac{\partial}{\partial x'} ((x' - x)^2 \ln q) + \frac{\partial}{\partial z'} ((x' - x)(z' - z) \ln q) = (x' - x) + 3(x' - x) \ln q,$$

которое позволяет свести двойной интеграл к контурному. Полученный интеграл легко берется подстановкой  $x = a \cos \alpha$ ,  $z = c \sin \alpha$  и после преобразований имеет вид:

$$L = \pi a c \left( x \ln \frac{a+c}{2} + \frac{a-c}{2(a+c)} x + \frac{(a+2c)x^3}{3a(a+c)^2} + \frac{xy^2}{(a+c)^2} \right) \quad (9)$$

Знание вспомогательного интеграла (9) достаточно для раскрытия  $\delta\Phi$ . Фактически нужна не сама величина  $\delta\Phi$ , а ее производная

$$F_x = -\frac{\partial(\delta\Phi)}{\partial x}, \quad (10)$$

причем усредненная по сечению тора. Как ясно из соображения симметрии, при  $y = 0$  зависимость от  $y$  выражается через множитель  $\cos ky$ . После несложных преобразований имеем:

$$\langle F_x \rangle = \pi G \rho k^2 a c \left[ C + \ln \frac{k(a+c)}{4} + \frac{a-3c}{4(a+c)} \right] \delta x \quad (11)$$

(здесь угловые скобки означают усреднение по сечению). Поскольку сила, обусловленная притяжением галактики, имеет вид  $-A_0 x + \text{const}$ , ее вариация определяется очень просто

$$\bar{F}_x = -A_0 \delta x. \quad (12)$$

Перейдем к колебаниям, меняющим линейную плотность  $\mu = \pi a c \rho$  тора. Так как в условии равновесия входит только отношение  $\frac{c}{a}$ , а объемная плотность  $\rho$  постоянная, то в присутствии возмущения  $c$  и  $a$  меняются пропорционально  $\sqrt{\mu}$ . Зададим  $\delta\mu = \varepsilon \cos ky$ , тогда

$$\frac{\delta a}{a} = \frac{\delta c}{c} = \frac{1}{2} \frac{\delta\mu}{\mu}$$

Возмущенный потенциал тора можно определить как потенциал простого слоя на его поверхности с плотностью

$$\sigma = \frac{\delta\mu}{2\sqrt{\frac{x^2}{a^4} + \frac{z^2}{c^4}}}$$

Возмущение потенциала при  $y = 0$  определяется формулой

$$\delta\Phi = -G \iint \frac{\sigma ds dy'}{D} \quad (13)$$

где  $ds$  — элемент дуги контура сечения. В (13) встречается вспомогательный интеграл

$$\int_0^\infty \frac{\cos ky dy}{\sqrt{y^2 + q^2}} = K_0(kq) \approx -\left( C + \ln \frac{kq}{2} \right), \quad (14)$$

После подстановки (14) в (13) и взятия оставшегося контурного интеграла получаем

$$\delta\Phi = 2G \left( C + \ln \frac{k(a+c)}{4} \right) \delta\mu \quad (15)$$

для всех  $y$ .

Эффект внешнего гравитационного поля галактики при продольных возмущениях проявляется только косвенно, через изменение давления в торе, так как трансверсальная компонента гравитационного поля отсутствует. При фиксированной величине  $y$  значение давления в каждой точке поперечного сечения определяется из гидродинамических уравнений

$$\begin{aligned} P &= - \left\{ \frac{2\pi G \rho a c}{a+c} \left( \frac{x^2 - a^2}{a} + \frac{z^2 - c^2}{c} \right) + \frac{1}{2} \left[ (A_0 - \omega^2)(x^2 - a^2) + C_0(z^2 - c^2) \right] \right\} \rho = \\ &= \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{z^2}{c^2} \right) \left( \frac{C_0}{2} + \frac{2\pi G \rho a}{a+c} \right) \rho c^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Последнее преобразование выполнено с учетом (5).

По смыслу вывода (16)  $a$  и  $c$  — возмущенные значения полуосей. Напомним, что  $\frac{a}{c} = \text{const}$ . Кроме того,

$$\frac{\partial(c^2)}{\partial y} = \frac{c^2}{\mu} \frac{\partial(\delta\mu)}{\partial y},$$

поэтому из (16) следует

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\rho c^2}{\mu} \frac{\partial(\delta\mu)}{\partial y} \left( \frac{C_0}{2} + \frac{2\pi G \rho a}{a+c} \right). \quad (17)$$

Полная сила на единицу массы при учете (15) и (17) получается:

$$F_y = - \left\{ 2G \left( C + \ln \frac{k(a+c)}{4} \right) + \frac{c^2}{\mu} \left( \frac{C_0}{2} + \frac{2\pi G \rho a}{a+c} \right) \right\}. \quad (18)$$

В линейном приближении уравнение неразрывности для этих возмущений имеет вид

$$\delta\mu = -\mu \frac{\partial(\delta y)}{\partial y},$$

следовательно,

$$\frac{\partial(\delta\mu)}{\partial y} = -\mu \frac{\partial^2(\delta y)}{\partial y^2} = \mu k^2 \delta y. \quad (19)$$

С учетом (11), (12), (18) и (19) система уравнений (8) приобретает вид:

$$\begin{cases} \delta\ddot{x} = -S\delta x + 2\omega\delta\dot{y} + \omega^2\delta x, \\ \delta\ddot{y} = N\delta y - 2\omega\delta\dot{x}, \end{cases}$$

где

$$\begin{aligned} S &= A_0 - \pi G \rho a c \left( C + \ln \frac{k(a+c)}{4} + \frac{a-3c}{4(a+c)} \right), \\ N &= -k^2 \left\{ 2\pi G \rho a c \left( C + \ln \frac{k(a+c)}{4} \right) + c^2 \left( \frac{C_0}{2} + \frac{2\pi G \rho a}{a+c} \right) \right\} \end{aligned}$$

Обычным способом получаем для описанных возмущений дисперсионное уравнение

$$\Psi(\gamma) \equiv \gamma^4 + (S + 3\omega^2 - N)\gamma^2 + N(\omega^2 - S) = 0. \quad (20)$$

Если отбросить самогравитацию тора, то получим

$$\gamma^4 + (A_0 + 3\omega^2)\gamma = 0. \quad (21)$$

Как и следовало ожидать, из (21) получается либо известная эпициклическая частота с соответствующим условием неустойчивости (6), либо  $\gamma = 0$ . В наших условиях поправки за самогравитацию тора ( $S - A_0$ ) и  $N$  малы в сравнении с  $\omega^2$ , то и область линдбладовской неустойчивости расширяется мало. Однако остается еще вопрос о поведении того корня уравнения, который без учета самогравитации обращается в нуль. Следует заметить, что величина  $(\omega^2 - S)$  близка к

$$\omega^2 - A_0 = \frac{1}{R} \frac{\partial\Phi_0}{\partial R} - \frac{\partial^2\Phi_0}{\partial R^2} = -R \frac{\partial\omega_r^2}{\partial R},$$

где  $\omega_r(R)$  — угловая скорость обращения звезды в галактике по круговой орбите в отсутствие тора. Обычно угловая скорость вращения галактики уменьшается с ростом  $R$ , т.е. полагаем  $(\omega^2 - S) > 0$ . Поскольку при невыполнении (6) одно значение  $\gamma^2$  отрицательно, то знак другого  $\gamma^2$  противоположный знаку  $N$ , из чего следует, что существует другой вид неустойчивости, отличный от линдбладовской при условии  $N < 0$  или

$$2\pi G \rho a \left( C + \ln \frac{k(a+c)}{4} \right) + c \left( \frac{C_0}{2} + \frac{2\pi G \rho a}{a+c} \right) > 0. \quad (22)$$

Используя (5), можно преобразовать левую часть (22) к виду

$$\frac{(A_0 - \omega^2)a}{4\pi G \rho c} + C + \frac{a}{a+c} + \ln \frac{k(a+c)}{4} > 0. \quad (23)$$

При принятом условии убывания  $\omega$  с расстоянием первый член в (23) отрицателен и стабилизирует

систему. Сумма остальных членов обычно меньше нуля, поэтому неустойчивость может возникать в узкой области изменения параметров, к тому же выходящих на границу применимости используемого приближения.

Рассмотрим также вековую неустойчивость тонкого тора. Так как обычное трение для межзвездного газа малосущественно, вводим вторую вязкость, которая возникает как результат конечного времени релаксации при изменении плотности. При учете вязкости в правую часть второго уравнения из системы (8) войдет член

$$\nu \frac{\partial^3(\delta y^2)}{\partial t \partial y^2} = -\nu k^2 \frac{\partial(\delta y)}{\partial t}$$

где  $\nu$  — коэффициент вязкости. Тогда дисперсионное уравнение приобретает более сложный вид

$$\Psi(\gamma) + \nu k^2 \Psi_1(\gamma) = 0, \quad (24)$$

где  $\Psi_1(\gamma) = \gamma(\gamma^2 + S - \omega^2)$ .

Пользуясь малостью  $\nu$ , ищем решение (24) в виде

$$\gamma = \gamma_0 + \nu k^2 \gamma_1. \quad (25)$$

Подстановка (25) в (24) дает

$$\gamma_1 = -\frac{\Psi_1(\gamma_0)}{\Psi'(\gamma_0)} = -\frac{\gamma_0^2 + S - \omega^2}{4\gamma_0^2 + 2(S + 3\omega^2 - N)}.$$

Для эпициклических колебаний

$$\gamma_0 \approx \pm i \sqrt{S + 3\omega^2}, \quad \gamma_1 = -\frac{2\omega^2}{S + 3\omega^2} < 0$$

( $\gamma_1$  вычислено в пренебрежении самогравитацией тора).

Таким образом, вязкость приводит к затуханию эпициклических колебаний.

Для дрейфовых движений с малыми  $\gamma$  имеем

$$\gamma_1 \approx -\frac{S - \omega^2}{2(S + 3\omega^2)}. \quad (26)$$

Эти колебания усиливаются вязкостью, что означает неустойчивость тонкого тора в вековом смысле. Из (26) следует, что время развития неустойчивости по порядку величины равно  $\nu^{-1} k^{-2}$ .

### 3. ВЫВОДЫ

В результате предпринятых исследований определено, что вековая неустойчивость распространяется на все тороидальные фигуры при условии убывания угловой скорости вращения галактик с расстоянием от центра. Динамическая неустойчивость тороидального образования может наступать в некотором промежутке значений параметров самогравитирующего образования. При этом большое значение имеет плотность тора и угловая скорость его вращения в галактике. Следствием динамической неустойчивости тора является его распад на различное количество сгущений (образований). Необходимо подчеркнуть, что признаки такого распада кольцеобразных структур в галактиках наблюдаются. На устойчивость кольцеобразной структуры могут оказать значительное влияние глобальные магнитные поля в галактиках, однако эта проблема заслуживает отдельного исследования.

1. *Беков А.А., Омаров А.А.* К структурным особенностям пекулярных галактик // Тр. АФИ АН Каз. ССР. — 1976. — **28**. — С. 3–13.
2. *Горбацкий В.Г., Сербин В.М.* Перенос углового момента в галактическом диске при взаимодействии облаков межзвездного газа // Астрофизика. — 1983. — **19**, № 1 С. 79–89.
3. *Колесник И.Г., Силич С.А., Фомин П.И.* Активность галактических ядер и кольцевые структуры в нормальных галактиках // Письма в Астрон. журнал. — 1979. — **5**, № 2. — С. 567–570.
4. *Корчагин В.А., Петвиашвили В.И.* Солитон Россби в галактическом диске // Письма в Астрон. журнал. — 1985. — **11**, № 4. — С. 298–302.
5. *Линдبلاد Б.* Динамика Галактики / В кн.: Строение звездных систем. — М.: ИЛ, 1962. — С. 39–132.
6. *Мишуров Ю.Н., Пептиев В.М., Сучков А.А.* Неустойчивость гравитирующих вращающихся газовых систем при наличии вязкости и природа кольцевой структуры галактик // Астрон. журн. — 1976. — **53**, № 2. — С. 269–272.
7. *Огородников К.Ф.* Динамика звездных систем. — М.: ГИФМЛ, 1958. — 627 с.
8. *Поляченко В.Л., Фридман А.М.* Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. — М.: Наука, 1976. — 447 с.
9. *Фридман А.М.* О кольцевых структурах в спиральных галактиках // Письма в Астрон. журнал. — 1978. — **4**, № 6. — С. 243–244.
10. *Чандрасекар С.* Принципы звездной динамики. — М.: ИЛ, 1948. — 263 с.
11. *Appleton P.N., Struck-Marcell C.* Collisional ring galaxies // Fund. of cosmic phys. — 1996. — **16**. — P. 111–120.

12. *Chatterjee T.K.* The formation of ring galaxies // *Astrophys. Space Sci.* — 1984. — **106** №2. — С. 309–339.
13. *Dather M., Bierman P.L.* Accretion in disk galaxies: the hydrodynamical evolution of molecular rings // *As.Ap.* — 1990. — **235**. — P. 55–59.
14. *Freeman K., de Vaucouleurs G.* An interpretation of ring galaxies and the properties of intergalactic gas clouds // *Astrophys. J.* — 1974. — **194**. — P. 569–585.
15. *Randers G.* The equilibrium and stability of ring-shaped “barred spirals” // *Astrophys. J.* — 1942. — **95**. — P. 88–111.
16. *Sersic J.L.* On the structure of peculiar galaxies // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* — 1973. — **24**, №3. — С. 150–157.
17. *Strömberg G.* Formation of galaxies, stars, and planet // *Astrophys. J.* — 1934. — **80**, №5. — P. 327–343.
18. *Tenorio-Tagle G.* The formation of super-rings // *As.Ap.* — 1980. — **88**. — P. 61–65.
19. *Thompson L.A.* Possible ring galaxies near rich clusters // *Astrophys. J.* — 1977. — **211**. — С. 684–692.

Поступила в редакцию 19.10.2012