

СРАВНЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ КОЛЬЦЕОБРАЗНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ФОНЕ ПУЛЬСИРУЮЩИХ 2-х И 3-х-МЕРНЫХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ МОДЕЛЕЙ

© 2023 г. К. Т. Миртаджиева^{1,2,*}, С. Н. Нуриддинов²

¹ Астрономический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан

² Национальный университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан

*E-mail: mkt1959@mail.ru

Поступила в редакцию 08.02.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

Исследована проблема гравитационной неустойчивости наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений на фоне нелинейно пульсирующей сферической модели, которая была построена на основе известного равновесного шара Камма. Нами получены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений для рассматриваемых мод возмущений в рамках данной модели. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения модели для каждого случая. Выполнен также сравнительный анализ инкрементов гравитационной неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне сферической и дисковой нелинейно пульсирующих моделей. Анализ полученных результатов показывает, что кольцеобразные моды возмущений являются более неустойчивыми преимущественно в нестационарном диске по сравнению, чем в сферической неравновесной модели независимо от значений параметров вращения и начального вириального отношения систем. Статья частично основана на докладе, представленном на конференции “Современная звездная астрономия-2022”, прошедшей в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова 8–10 ноября 2022 г.

Ключевые слова: одно-, двухкольцеобразные структуры, нелинейно нестационарная модель, сферическая, дисковая, самогравитирующая система, гравитационная неустойчивость, инкремент неустойчивости

DOI: 10.31857/S0004629923050079, **EDN:** YWRUMH

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно наблюдениям, многие галактики содержат в себе разнообразие кольцевые структуры. В основном это — спиральные галактики, но встречаются также и чисто кольцевые галактики без спиральных рукавов, причем с ядром или без него [1–4]. До сих пор проблема формирования кольцеобразных галактик изучена в рамках равновесных моделей галактик (см., напр., [5, 6]). Однако сегодня уже хорошо известно, что формирование каждого типа галактик и их крупномасштабной структуры начинается в период их ранних глобально неравновесных состояний [7]. Если обратить внимание на то, что основная материя кольцеобразной галактики представляет собой почти плоское образование [2], то возникает следующий вопрос: всегда ли эти галактики берут свое начало в период коллапса сфероидальной протогалактики или смогут сформироваться на более поздних стадиях эволюции, когда уже образовалась их дисковая подсистема? Для того,

чтобы найти ответ на этот вопрос, в данной работе мы исследовали гравитационную неустойчивость сферической модели [8, 9] коллапсирующей галактики относительно кольцеобразных мод возмущений. С этой целью получены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений для рассматриваемых мод возмущений. На основе результатов численных расчетов полученных уравнений построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения модели для каждого случая. Отметим, что в работах [10, 11] нами были исследованы гравитационные неустойчивости наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений на фоне нелинейно неравновесной модели самогравитирующего диска, являющейся нестационарным обобщением равновесного диска Бисноватого-Когана и Зельдовича [12]. С помощью этих результатов выполнено сравнение сферической [9] и дискообразной [10] моделей коллапсирующей галактики относительно гравитационных

неустойчивостей кольцеобразных мод возмущений.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И УРАВНЕНИЯ

Как мы отметили выше, легко представить себе формирование кольцеобразных структур в дискообразных системах. Исходя из этого, в работах [10, 11] нами рассмотрена следующая нелинейно-нестационарная фазовая модель нелинейно пульсирующего диска с изотропной диаграммой скоростей:

$$\Psi_d(r, v_r, v_\perp, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-1/2} \chi(R-r), \quad (1)$$

который совершает радиальные пульсации по закону $R(t) = R_0\Pi(t)$, где

$$\Pi(t) = \frac{1+\lambda\cos\psi}{1-\lambda^2}, \quad t = \frac{\psi + \lambda\sin\psi}{(1-\lambda^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

причем амплитуда радиальных колебаний $\lambda = 1 - (2T/|U|)_0$ выражается через значения вириального отношения в момент времени $t = 0$, т.е. $0 \leq \lambda \leq 1$, и при $\lambda = 0$ (когда начальное значение вириального отношения $(2T/|U|)_0 = 1$ модель (1) совпадает с равновесной конфигурацией Бисноватого-Когана-Зельдовича [12]. Здесь Ω – угловая скорость вращения диска ($0 \leq \Omega \leq 1$), χ – функция Хэвисайда. В (1) введены обозначения

$$v_a = -\lambda \frac{r\sin\psi}{\sqrt{1-\lambda^2}\Pi^2}, \quad v_b = \frac{\Omega r}{\Pi^2}, \quad (3)$$

которые имеют смысл компонентов скорости центра, соответственно, в радиальном и трансверсальном направлениях. Отметим также, что здесь принята известная нормировка $\pi^2 G \sigma_0 = 2R_0$ ($R_0 = 1$), а остальные все обозначения подробно описаны в [10].

Весьма интересно выяснить, могут ли кольцеобразные галактики формироваться при неустойчивости сферического коллапса? Вот почему в данной работе мы решили изучить проблему гравитационной неустойчивости кольцеобразных мод возмущений также и на фоне сферической нелинейно нестационарной самогравитирующей модели. Для решения проблемы формирования кольцеобразных структур на фоне сферически

коллапсирующей галактики мы берем нелинейно неравновесную версию модели Камма [8, 9]:

$$\Psi_s = \rho(t)\Pi^4(\pi R\Omega_0)^{-2} f^{-1/2} \chi(f) \times \left[1 + \Omega r v_\perp \frac{\sin\theta \sin\eta}{\Omega_0 R_0^2} \right], \quad (4)$$

где

$$f = \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \left(\frac{\Omega_0^2 R^2}{\Pi^4} - v_\perp^2 \right) - \left[v_r + \frac{\Omega_0 \lambda r \sin\psi}{(1-\lambda^2)^{1/2} \Pi^2} \right]^2.$$

Известно, что в линейной теории устойчивости равновесных моделей зависимость частоты возмущения от длины волны принято называть дисперсионным уравнением. Поэтому его аналог, необходимый для анализа неустойчивостей нелинейно неравновесных моделей, будем называть нестационарным аналогом дисперсионного уравнения (НАДУ). На основе общего принципа вывода НАДУ в работах [8, 9] получено следующее уравнение в общем виде на фоне нестационарной сферической модели (4):

$$\frac{1}{6} a(\psi) \Pi^3(\psi) = \frac{1}{N(N+1)} F_{1N}(\psi) + im\Omega \frac{(N-2)!}{(N+2)!} F_{2N}(\psi). \quad (5)$$

Здесь N – основной индекс возмущения, n – номер сферической гармоники, а m – азимутальное волновое число ($m = \overline{1, n}$), где

$$F_{1N}(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} W^{N-1} E(\psi, \psi_1) \frac{dP_N(\cos h)}{d(\cos h)} d\psi_1, \\ F_{2N}(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} W^{N-1} E(\psi, \psi_1) \sin h \frac{d^2 P_N(\cos h)}{d(\cos h)^2} d\psi_1, \\ W = \frac{1+\lambda\cos\psi_1}{1+\lambda\cos\psi},$$

причем

$$\sin h = (1-\lambda^2)^{1/2} \times \frac{(\lambda + \cos\psi)\sin\psi_1 - \sin\psi(\lambda + \cos\psi_1)}{(1+\lambda\cos\psi)(1+\lambda\cos\psi_1)}, \\ \cos h = \frac{(\lambda + \cos\psi)(\lambda + \cos\psi_1) + (1-\lambda^2)\sin\psi\sin\psi_1}{(1+\lambda\cos\psi)(1+\lambda\cos\psi_1)}.$$

Ниже мы с помощью НАДУ (5) изучим проблему формирования кольцеобразных образований в галактиках путем анализа гравитационных неустойчивостей соответствующих структурных мод возмущений на фоне нелинейно нестационарной сферической модели (4).

3. ИЗУЧЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОДНОКОЛЬЦЕВЫХ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ В СФЕРИЧЕСКОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим однокольцевую моду $N = 4$; $n = 0$, ответственную за формирование чисто кольцевой структуры в системе. С помощью (5) мы имеем следующий НАДУ для данной однокольцевой моды:

$$a_{40}(\psi) = \frac{3}{4(1 + \lambda \cos \psi)^9} \times \\ \times \left[c(4c^2 - 3e^2s^2)l_0(\psi) + 3e^2s(6c^2 - e^2s^2)l_1(\psi) + \right. \\ \left. + 3e^2c(6e^2s^2 - c^2)l_2(\psi) + e^4s(4e^2s^2 - 3c^2)l_3(\psi) \right], \quad (6)$$

где $c = \lambda + \cos \psi$, $e^2 = 1 - \lambda^2$, $s = \sin \psi$, причем $l_\tau(\psi)$ являются неизвестными функциями и имеют следующий вид:

$$l_\tau(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times \\ \times a_{40}(\psi_1)(\lambda + \cos \psi_1)^{3-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1, \quad (7) \\ (\tau = \overline{0-3}).$$

Если перейдем к дифференциальной форме [8, 9], то имеем следующее:

$$\Lambda l_\tau(\psi) = a_{40}(\psi)(1 + \lambda \cos \psi)^3 (\lambda + \cos \psi)^{3-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (8)$$

где оператор Λ равен:

$$\Lambda = (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{d}{d\psi} + 1. \quad (9)$$

НАДУ (8) есть система четырех дифференциальных уравнений второго порядка, и она не поддается аналитическому рассмотрению. Поэтому она была исследована нами методом устойчивости периодических решений [13] численно. В ходе расчетов, меняя значения параметров вращения Ω и амплитуды пульсации λ в интервале от 0 до 1, были вычислены критические значения начального вириального отношения $(2T/|U|)_0^*$, начиная с которых модель становится неустойчивой относительно кольцеобразной моды возмущений (4; 0). Результаты численного исследования НАДУ (8) приведены в виде критической диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) (рис. 1).

Как видно из рис. 1, при $\Omega = 0$ неустойчивость имеет место, если $0 \leq (2T/|U|)_0 \leq 0.301$, однако внутри данного интервала имеется очень узкая зона устойчивости (0.221; 0.237). Причем эта зона наблюдается во всем интервале значений параметра вращения, поскольку НАДУ (8) данной мо-

ды не зависит от этого параметра. Отметим также, что данная зона устойчивости делит рассматриваемую зону неустойчивости на две части, для которых характерны разные типы неустойчивости. А именно, в области $0 \leq (2T/|U|)_0 \leq 0.221$ имеется аperiodическая неустойчивость, а в другой, $0.237 < (2T/|U|)_0 \leq 0.301$ — колебательная, на что указывают комплексно-сопряженные корни характеристического уравнения, составленного из решения НАДУ (8) в точке $\psi = 2\pi$ методом устойчивости периодических движений [13].

Теперь рассмотрим одно-кольцевую моду $N = 4$, $n = 2$. Неустойчивость данной моды может привести к формированию кольцевой структуры из отдельных сгущений. Подставляя $N = 4$, $n = 2$ в (5), получим следующий НАДУ для данной однокольцевой моды возмущения на фоне модели (4):

$$\Lambda \gamma_\tau(\psi) = a_{42}(\psi)(1 + \lambda \cos \psi)^3 \times \\ \times (\lambda + \cos \psi)^{3-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (\tau = \overline{0-3}), \quad (10)$$

где

$$a_{42}(\psi) = \frac{3}{4(1 + \lambda \cos \psi)^9} \{ [c(4c^2 - 3e^2s^2)\gamma_0(\psi) + \\ + 3e^2s(6c^2 - e^2s^2)\gamma_1(\psi) + 3e^2c(6e^2s^2 - c^2)\gamma_2(\psi) + \\ + e^4s(4e^2s^2 - 3c^2)\gamma_3(\psi)] + \\ + im \frac{\Omega e}{6} [s(e^2s^2 - 6c^2)\gamma_0(\psi) + \\ + 3c(2c^2 - 5e^2s^2)\gamma_1(\psi) + 3e^2s(5c^2 - 2e^2s^2)\gamma_2(\psi) + \\ + e^2c(6e^2s^2 - c^2)\gamma_3(\psi)] \},$$

причем

$$\gamma_\tau(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times \\ \times \psi a_{42}(\psi_1)(\lambda + \cos \psi_1)^{3-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1.$$

С помощью численного анализа НАДУ (10) методом устойчивости периодических решений [13] построены критические зависимости между начальным вириальным отношением $(2T/|U|)_0$ и параметром вращения Ω модели (4) (рис. 2, 3).

Критическая диаграмма (рис. 2) моды (4; 2) при $m = 1$ показывает, что в интервале значения параметра вращения $0 < \Omega < 0.630$ внутри области неустойчивости наблюдается узкий полуостров устойчивости. С увеличением значений параметра вращения модели область устойчивости данного полуострова уменьшается, а основная область неустойчивости очень медленно воз-

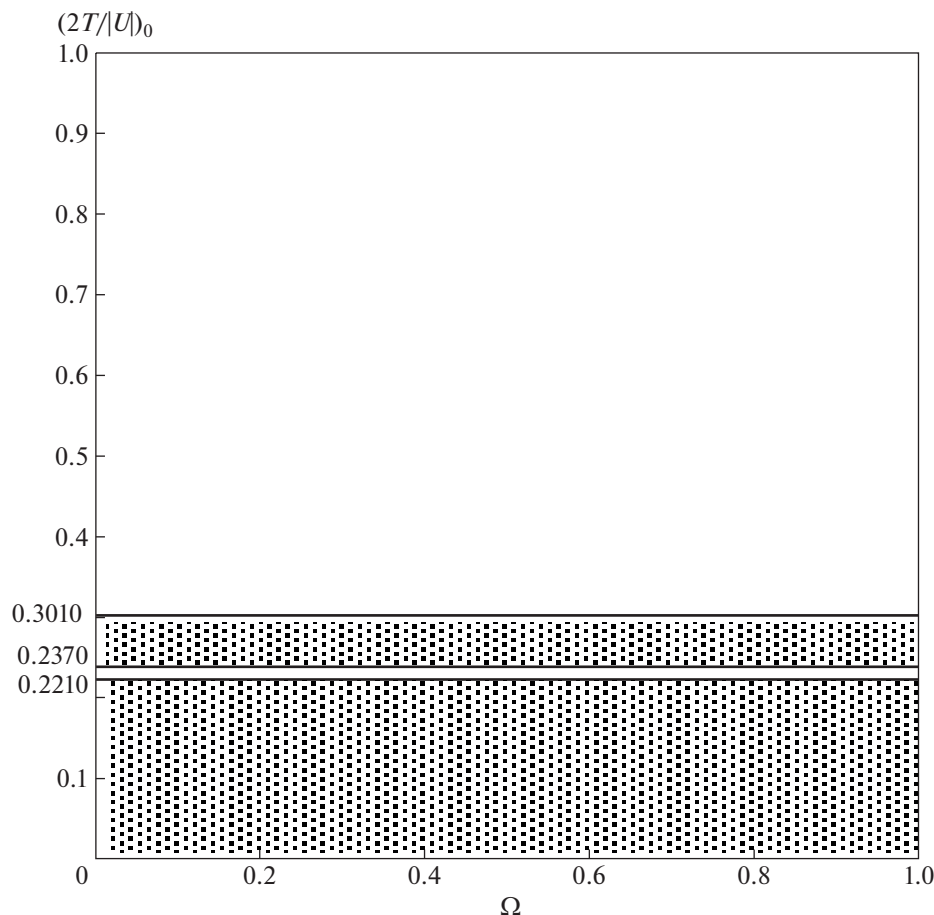


Рис. 1. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) для однокольцевой моды (4; 0). Область неустойчивости заштрихована.

растает. А в случае $m = 2$ обнаруженный узкий полуостров устойчивости тянется до значения $\Omega = 0.310$ (рис. 3). Кроме того, как и в случае $m = 1$, здесь также область неустойчивости плавно увеличивается с ростом значений параметра вращения модели (4).

4. НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДВУХКОЛЬЦЕВЫХ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ В СФЕРИЧЕСКОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ

Двухкольцевые образования на фоне этой пульсирующей модели (4) могут формироваться в результате гравитационной неустойчивости моды возмущений с $N = 6$. Если при $N = 6$ и $n = 0$, мы имеем чисто двухкольцевые структуры, то при $N = 6$ и $n = 2$ кольца разбиваются на отдельные сгущения, но мы получим все равно двухкольцевобразную структуру в результате гравитационной неустойчивости этой моды возмущения. Теперь с помощью (5) находим НАДУ для двухкольцевых мод возмущений на фоне нестационарной сфери-

ческой модели (4). При $N = 6$, $n = 0$ получим НАДУ в виде:

$$\Lambda \eta_{\tau}(\psi) = a_{60}(\psi)(1 + \lambda \cos \psi)^3 \times (\lambda + \cos \psi)^{5-\tau} \sin^{\tau} \psi, \quad (\tau = \overline{0-5}), \quad (11)$$

где

$$a_{60}(\psi) = \frac{3}{8(1 + \lambda \cos \psi)^{13}} \{ c(8c^4 - 20c^2e^2s^2 + 5e^4s^4)\eta_0(\psi) + 5se^2(16c^4 - 16e^2s^2c^2 + e^4s^4)\eta_1(\psi) + 10ce^2(23e^2s^2c^2 - 2c^4 - 8e^4s^4)\eta_2(\psi) + 10se^4(23e^2s^2c^2 - 8c^4 - 2e^4s^4)\eta_3(\psi) + 5ce^4(c^4 - 16e^2s^2c^2 + 16e^4s^4)\eta_4(\psi) + se^6(5c^4 - 20c^2e^2s^2 + 8e^4s^4)\eta_5(\psi) \},$$

а НАДУ для моды $N = 6$, $n = 2$ имеет следующий вид

$$\Lambda \mu_{\tau}(\psi) = a_{62}(\psi)(1 + \lambda \cos \psi)^3 \times (\lambda + \cos \psi)^{5-\tau} \sin^{\tau} \psi, \quad (\tau = \overline{0-5}), \quad (12)$$

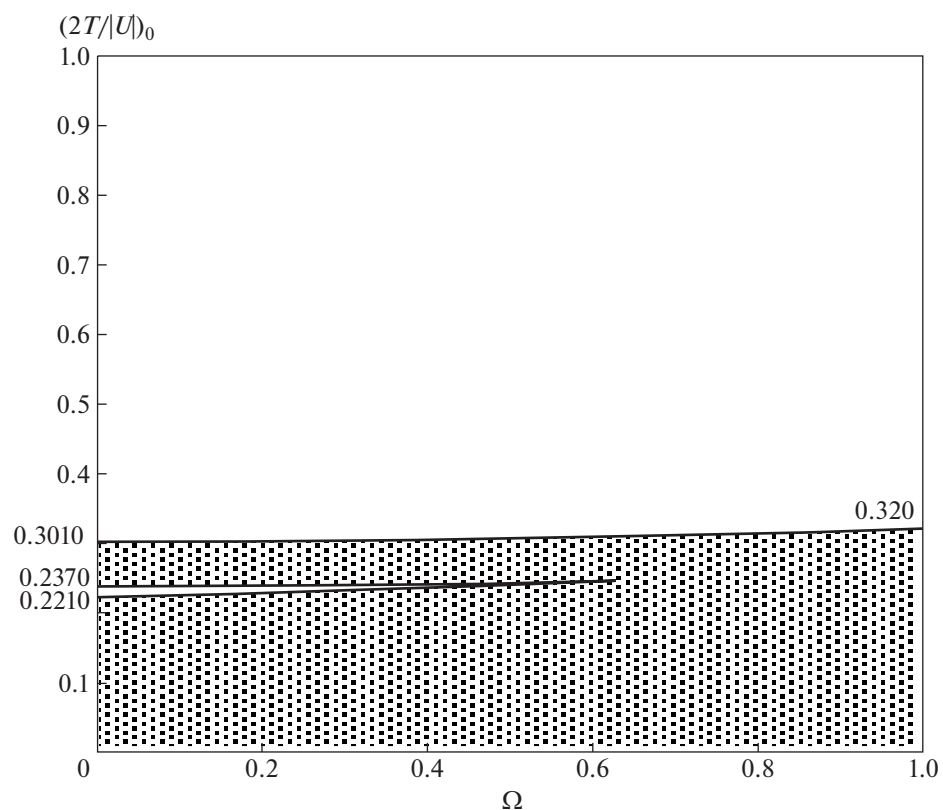


Рис. 2. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) для однокольцевой моды (4; 2) при $m = 1$.

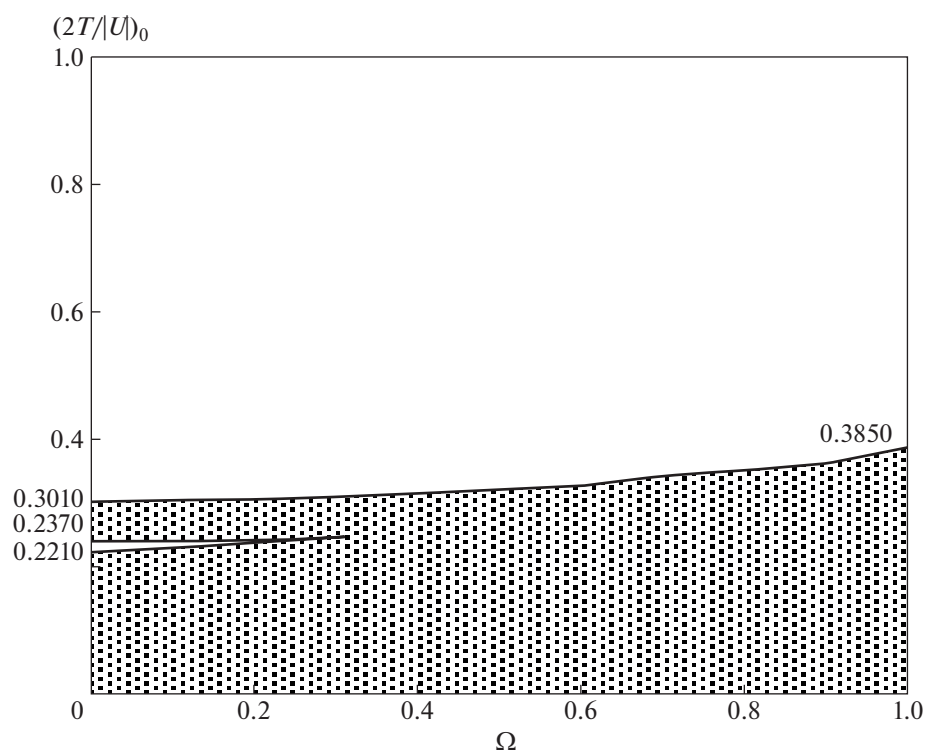


Рис. 3. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) для однокольцевой моды (4; 2) при $m = 2$.

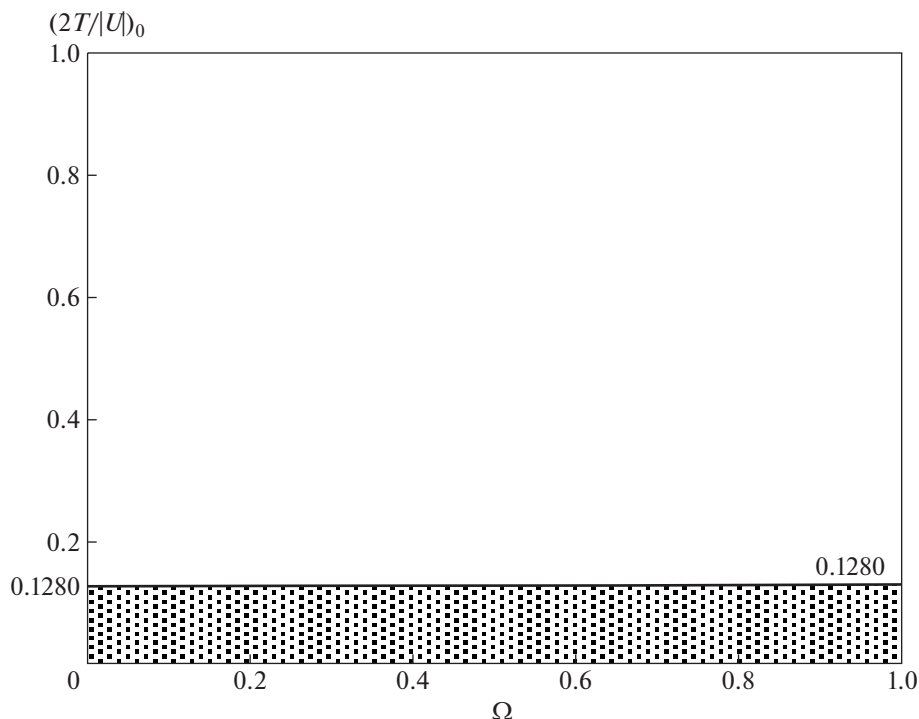


Рис. 4. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для моды (6; 0).

где

$$\begin{aligned}
 a_{62}(\psi) = & \frac{3}{8(1 + \lambda \cos \psi)^{13}} \{ c(8c^4 - 20c^2e^2s^2 + \\
 & + 5e^4s^4)\mu_0(\psi) + 5se^2(16c^4 - 16e^2s^2c^2 + e^4s^4)\mu_1(\psi) + \\
 & + 10ce^2(23e^2s^2c^2 - 2c^4 - 8e^4s^4)\mu_2(\psi) + \\
 & + 10se^4(23e^2s^2c^2 - 8c^4 - 2e^4s^4)\mu_3(\psi) + \\
 & + 5ce^4(c^4 - 16e^2s^2c^2 + 16e^4s^4)\mu_4(\psi) + \\
 & + se^6(5c^4 - 20c^2e^2s^2 + 8e^4s^4)\mu_5(\psi) \} + \\
 & + im \frac{\Omega e}{8} [s(16e^2c^2s^2 - e^4s^4 - 16c^4)\mu_0(\psi) + \\
 & + c(16c^4 - 112e^2c^2s^2 + 37e^4s^4)\mu_1(\psi) + \\
 & + se^2(112c^4 - 202e^2c^2s^2 + 16e^4s^4)\mu_2(\psi) + \\
 & + ce^2(202e^2c^2s^2 - 16c^4 - 112e^4s^4)\mu_3(\psi) + \\
 & + se^4(112e^2c^2s^2 - 37c^4 - 16e^4s^4)\mu_4(\psi) + \\
 & + ce^4(16e^4s^4 - 16e^2c^2s^2 + c^4)\mu_5(\psi)].
 \end{aligned}$$

Здесь неизвестные функции имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \eta_\tau(\psi) = & \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times \\
 & \times a_{60}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{5-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1
 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
 \mu_\tau(\psi) = & \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times \\
 & \times a_{62}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{5-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1.
 \end{aligned}$$

Полученные результаты численного анализа НАДУ (11) и (12) двухкольцевых мод возмущений на фоне сферической нестационарной модели (4) представлены в виде критических диаграмм начального вириального отношения от параметра вращения системы (рис. 4–6).

Рисунок 4 показывает, что с увеличением значений параметра вращения модели (4) область неустойчивости моды (6; 0) остается постоянной, так как НАДУ (11) данной моды не зависит от этого параметра. Как видно на рис. 5 и рис. 6, неустойчивость двухкольцевой моды (6; 2) очень слабо зависит от степени вращения модели, но при $m = 2$ область неустойчивости больше, чем в случае $m = 1$.

5. СРАВНЕНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ДИСКОВОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНО НЕСТАЦИОНАРНЫХ МОДЕЛЕЙ

Во время численных расчетов НАДУ кольцеобразных мод возмущений для каждого значения

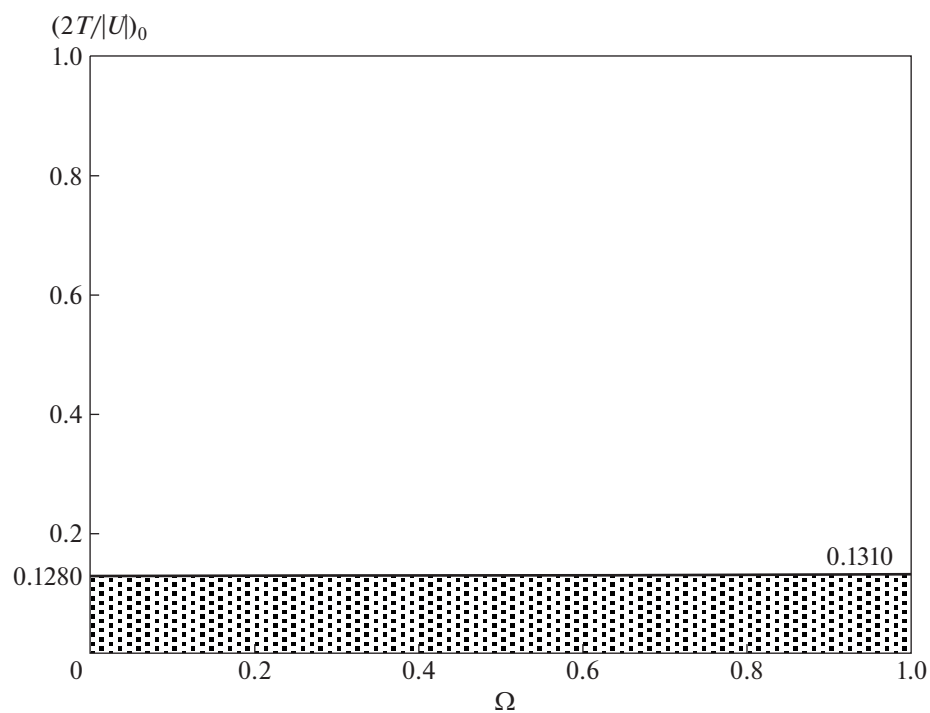


Рис. 5. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для моды (6; 2) при $m = 1$.

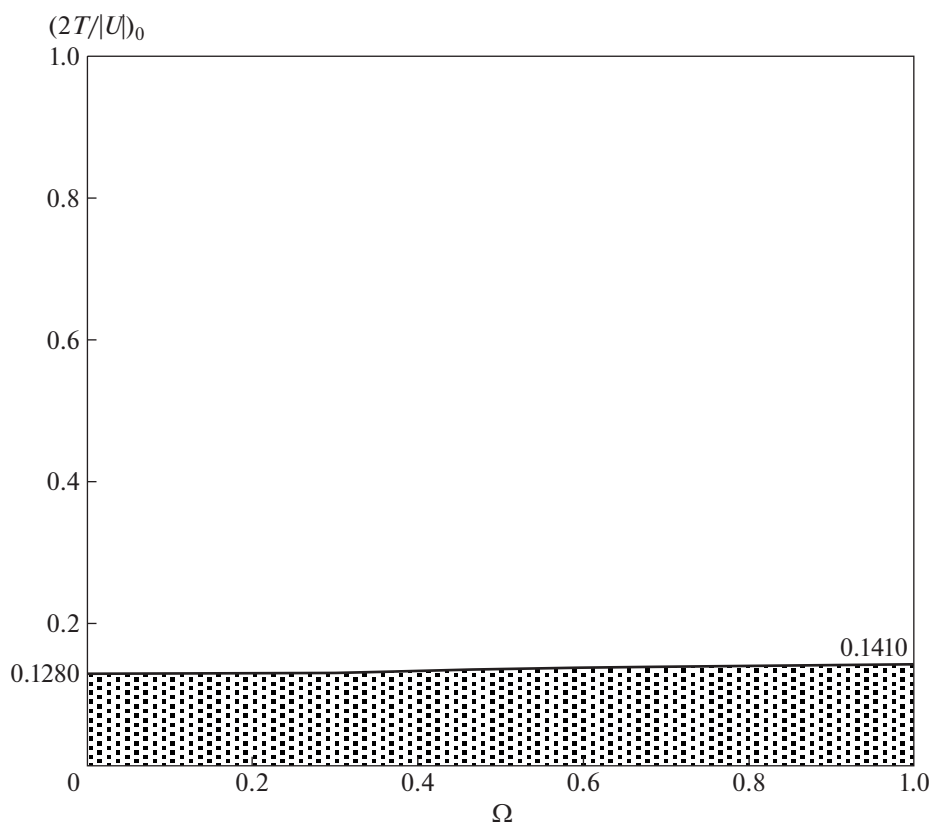


Рис. 6. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для моды (6; 2) при $m = 2$.

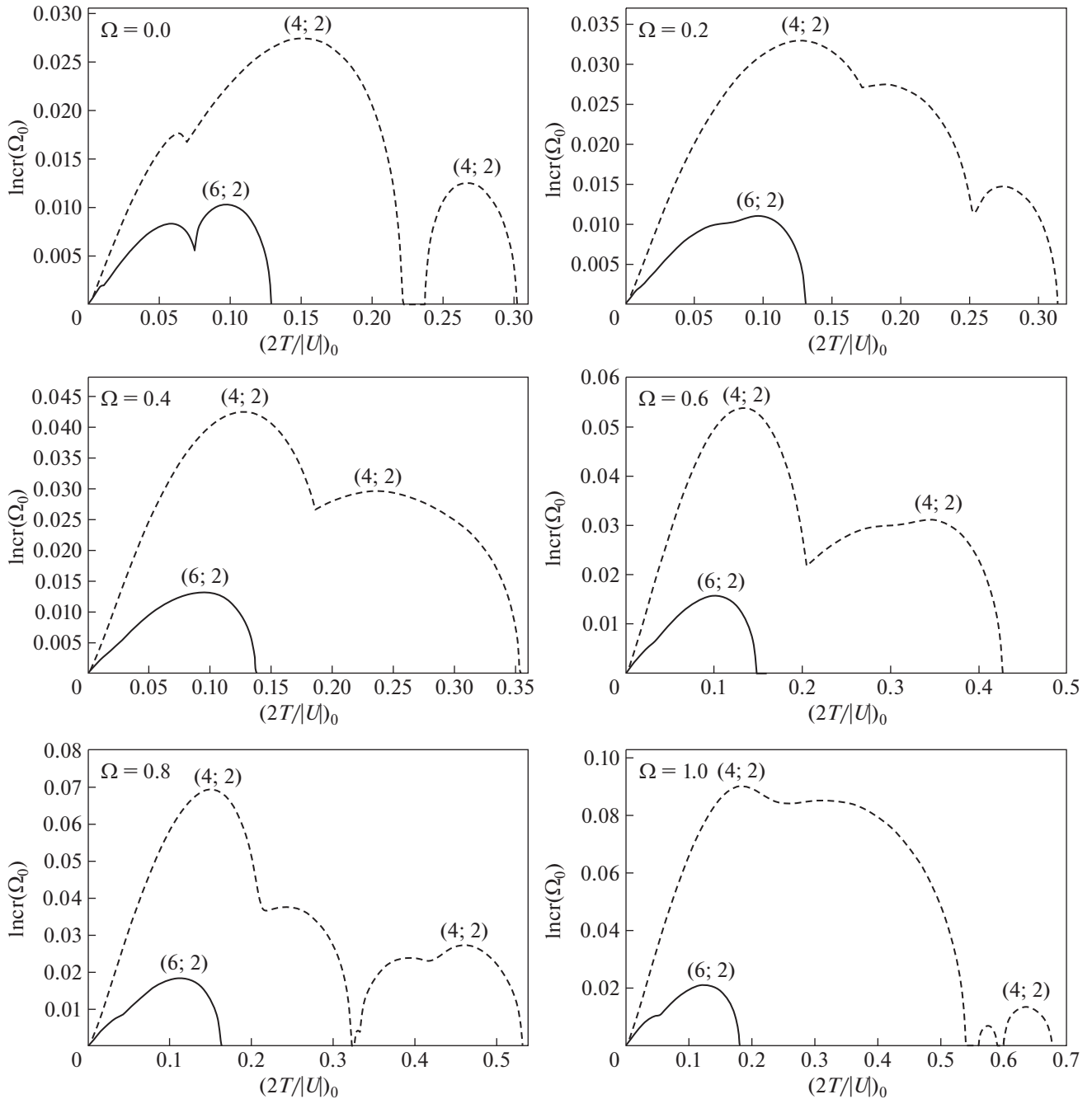


Рис. 7. Сравнение инкрементов неустойчивостей однокольцевой (4; 2) и двухкольцевой (6; 2) мод возмущений на фоне нелинейно нестационарной сферической модели (4) для различных значений параметра вращения Ω .

λ также вычислялись соответствующие значения инкрементов неустойчивостей по формуле

$$\ln cr = \frac{\ln(|k_{\max}|)}{P(\lambda)},$$

где $\ln|k_{\max}|$ — натуральный логарифм от наибольшего значения модуля корня характеристического уравнения, причем период пульсации $P(\lambda)$ равен

$$P(\lambda) = \frac{2\pi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}.$$

Отметим, что эти инкременты дают нам, в частности, характерные времена проявления соответствующих неустойчивостей. Исходя из этого, мы также построили зависимости инкрементов неустойчивостей от начального вириального отношения при различных значениях параметра вращения модели.

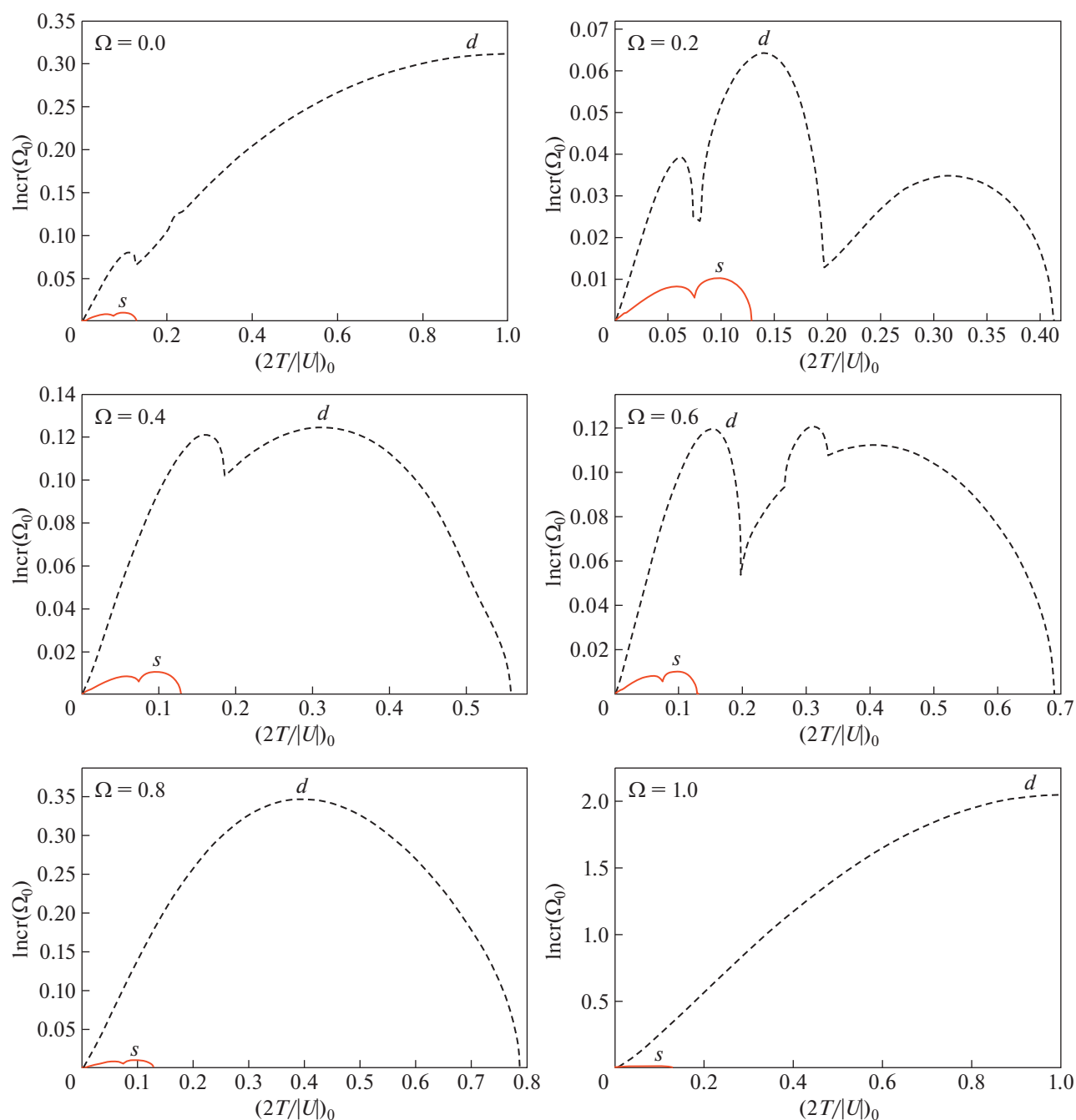


Рис. 8. Сравнение инкрементов неустойчивостей однокольцевой моды (4; 2) на фоне нелинейно нестационарных дисковой (1) и сферической (4) моделей для различных значений параметра вращения Ω .

Прежде всего, интересно сравнить инкременты неустойчивостей однокольцевой и двухкольцевой мод возмущений на фоне нелинейно нестационарной сферической модели (4). Как видно из рис. 7, на фоне сферической модели (4) вероятность формирования однокольцевой структуры всегда больше, чем двухкольцевой, независимо от значений параметров Ω и $(2T/|U|)_0$. В то же время заметим, что с увеличением значения параметра

вращения модели также заметно возрастают максимальные значения инкрементов неустойчивости однокольцевой моды возмущений и интервал значений начального вириального отношения, где формируется данная структура. А для двухкольцевой моды это заметить очень сложно.

Для сравнительного анализа устойчивости дисковой (1) [10, 11] и сферической (4) нелинейно нестационарных моделей относительно неустой-

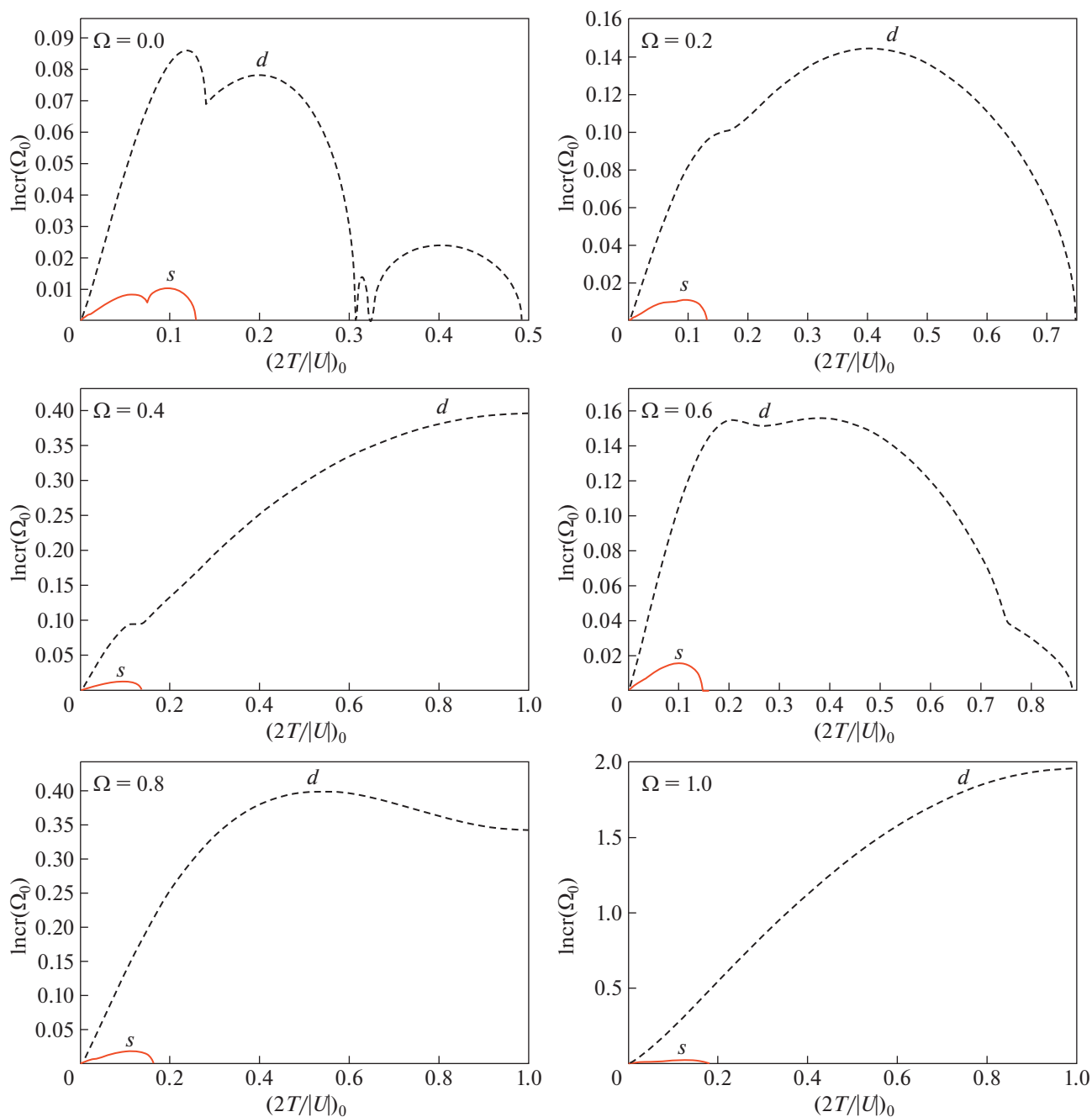


Рис. 9. Сравнение инкрементов неустойчивостей двухкольцевой моды (6; 2) на фоне нелинейно нестационарных дисковой (1) и сферической (4) моделей для различных значений параметра вращения Ω .

чивостей кольцеобразных мод возмущений мы также построили графики зависимостей инкрементов неустойчивости от начального вириального отношения моделей при различных значениях параметра вращения системы (рис. 8, 9). На этих графиках сразу бросается в глаза прежде всего то, что рассмотренные кольцеобразные моды являются явно неустойчивыми преимущественно в нестационарном диске (1) по сравнению с таки-

ми неустойчивостями в сферической неравновесной модели (4).

Сравнение этих моделей относительно неустойчивостей однокольцевых мод возмущений представляет своеобразную картину. Рисунок 8 показывает, что с увеличением значений параметра вращения системы на фоне неравновесной сферической модели темп проявления неустойчивости кольцеобразных мод возмущений

возрастает очень медленно по сравнению с темпом в модели нестационарного диска. Точно также при увеличении значения параметра вращения интервал значений начального вириального отношения формирования кольцеобразных структур в нестационарной дисковой модели стремится охватить весь диапазон возможных его значений, когда наблюдается, что рост данного интервала очень слабо зависит от степени вращения сферической модели. Также отметим, что на фоне нестационарной дисковой модели эти моды обладают чередующимися областями неустойчивостей с периодическим и аperiodическим характерами в зависимости от значений начального вириального отношения.

Таким образом, анализ полученных результатов показывает, что физика неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне нелинейно нестационарных моделей самогравитирующих систем носит сложный характер в зависимости от значения начального вириального отношения и параметра вращения моделей. Установлено, что на фоне нестационарной дисковой модели (1) вероятность формирования кольцеобразных структур всегда больше, чем на фоне сферической неравновесной модели (4), независимо от значений начального вириального отношения $(2T/U)_0$ и параметра вращения Ω .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь кратко перечислим полученные основные результаты.

1. С целью изучения проблем гравитационных неустойчивостей наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений на фоне нелинейно пульсирующей сферической модели (4) нами получены соответствующие НАДУ для этих мод.

2. На основе численных расчетов полученных НАДУ построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для рассмотренных кольцеобразных мод возмущений.

3. Сравнительный анализ инкрементов гравитационной неустойчивости одно- и двухкольцеобразных мод возмущений на фоне сферической нелинейно пульсирующей модели показывает, что темп формирования однокольцевой структуры всегда больше, чем двухкольцевой, независимо от значений параметров Ω и $(2T/U)_0$ системы.

4. Выявлено, что с увеличением значения параметра вращения модели (4) возрастают максимальные значения инкрементов неустойчивости однокольцевой моды возмущений и интервал значений начального вириального отношения

формирования данной структуры, тогда как для двухкольцевой моды это заметить очень сложно.

5. Получены результаты сравнительного анализа дисковой (1) и сферической (4) нелинейно нестационарных моделей относительно гравитационных неустойчивостей наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений. Установлено, что на фоне неравновесной сферической модели темп проявления неустойчивости кольцеобразных мод возмущений с увеличением значений параметра вращения системы возрастает очень медленно по сравнению с темпом в модели нестационарного диска. Точно также при увеличении значения параметра вращения интервал значений начального вириального отношения формирования кольцеобразных структур в нестационарной дисковой модели стремится охватить весь диапазон возможных его значений, причем наблюдается, что рост данного интервала очень слабо зависит от степени вращения сферической модели.

6. Показано, что физика неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне нелинейно нестационарных моделей самогравитирующих систем носит сложный характер в зависимости от значения начального вириального отношения и параметра вращения моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L. Shamir, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**(3), 3767 (2020).
2. R. Buta, Astrophys. J. Suppl. **96**, 39 (1995).
3. R. Buta, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **471**(4), 4027 (2017).
4. J. Fernandez, S. Alonso, V. Mesa, F. Duplancic, and G. Coldwell, Astron. and Astrophys. **653**, id. 12 (2021).
5. A. M. Fridman and V. L. Polyachenko, *Physics of gravitating systems. I: Equilibrium and Stability* (New-York: Springer-Verlag, 1984).
6. J. Binney and S. Tremaine, *Galactic dynamics* (New Jersey, Princeton University Press, 2008).
7. В. Г. Горбачук, *Введение в физику галактик и скопления галактик* (М.: Наука, 1986).
8. С. Н. Нуритдинов, Астрон. журн. **68**, 763 (1991).
9. С. Н. Нуритдинов, *Нелинейные модели и физика неустойчивости неравновесных бесстолкновительных самогравитирующих систем*, Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, (Санкт-Петербург, 1993).
10. S. N. Nuritdinov, K. T. Mirtadjieva, and Sultana Mariam, Astrophysics **51**(3), 487 (2008).
11. K. T. Mirtadjieva, S. N. Nuritdinov, K. A. Mannapova, and T. O. Sadibekova, Astrophysics **65**(2), 247 (2022).
12. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, *Астрофизика* **6**(3), 387 (1970).
13. И. Г. Малкин, *Теория устойчивости движения* (М.: Наука, 1967).