

ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК БАЛДЖЕЙ ОТ МАССЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИХ ПРОИСХОЖДЕНИЯ

© 2023 г. Ф. У. Ботиров^{1,*}, С. Н. Нуритдинов¹, А. Е. Ашууров²

¹ Национальный университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан

² Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

*E-mail: botirov_0807@mail.ru

Поступила в редакцию 08.02.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

С целью изучения влияния центральной черной дыры на формирование балджа спиральных галактик выполнен анализ связи между массами сверхмассивных черных дыр (СЧД) с параметрами их балджей. В отличие от других авторов, мы рассматриваем только спиральные галактики. В этой статье на основе данных наблюдений 54 спиральных галактик получены эмпирические формулы между массой центральной черной дыры (M_{BH}) и звездной массой балджа (M_{bulge}) и дисперсией скоростей (σ) звезд в нем. Построена нелинейно нестационарная модель диска с анизотропной диаграммой скоростей. На фоне этой модели изучены неустойчивости отдельных мод возмущений. Вычислены значения инкрементов неустойчивостей в зависимости от физических параметров модели. Выполнено их сравнение в рамках трех мод возмущений. 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: нелинейная модель, нестационарный самогравитирующий диск, балдж Галактики

DOI: 10.31857/S0004629923050018, EDN: YVOQDS

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что астрономические наблюдения с высоким разрешением в ряде областей электромагнитного спектра с использованием специальных детекторов помогли получить ценную информацию об особенностях галактического балджа нашей Галактики.

Согласно исследованиям корреляций между массами центральных сверхмассивных черных дыр и физическими характеристиками балджей, эти черные дыры играют ключевую роль в эволюции галактик. Зависимость между центральной массой черной дыры M_{BH} и дисперсией звездных скоростей балджа σ была исследована рядом авторов (см., напр., [1] и ссылки там). Кроме того, в некоторых работах [2] показано, что M_{BH} тесно коррелирует с концентрацией балджей, количественно определяемой индексом Серсика n . Укажем также работу [3], где зависимость между M_{BH} и массой балджа M_{bulge} была получена в виде $M_{\text{BH}} \sim 5 \times 10^{-3} M_{\text{bulge}}$. Более того, авторы [4] показали, что корреляция между светимостью балджа и массой черной дыры становится намного более

тесной в наблюдениях в ближнем ИК-диапазоне по сравнению с наблюдениями в оптическом диапазоне. Но до сих пор никто не искал такую эмпирическую взаимосвязь отдельно для спиральных галактик. С этой точки зрения данное исследование является одним из наиболее важных и актуальных вопросов галактической астрономии. С другой стороны, изучение этих зависимостей также может быть полезным для нахождения масс сверхмассивных центральных черных дыр в спиральных галактиках.

В настоящей работе проведено исследование влияние центральной черной дыры на формирование балджа спиральной галактики, и построены эмпирические зависимости массы центральной черной дыры от параметра балджа на основе последних данных наблюдений. В целом эти результаты могут дать важную информацию о формировании и эволюции спиральных галактик, в том числе Млечного Пути.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 обсуждены вопросы классификации балджей спиральных галактик. В разделе 3 изучена зависимость массы центральной СЧД от характеристик балджа галактик. В разделе 4 обсуждается

один из возможных механизмов происхождения балджей. В разделе 5 речь пойдет об одной возможности построения аналитически решаемой модели самогравитирующего диска. В разделе 6 дается нестационарный аналог дисперсионного уравнения для построенной пульсирующей модели диска. В разделе 7 изучены изгибные возмущения на фоне пульсирующего диска.

2. КЛАССИФИКАЦИИ БАЛДЖЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Все спиральные галактики обычно содержат балджи в виде центрального компонента, где наблюдается концентрация света к центру. Многие авторы (см., напр., [5] и ссылки там) считают, что балджи можно разделить на два типа: классические балджи и псевдобалджи, причем первый имеет те же свойства, что и эллиптические галактики. А псевдобалджи у этих авторов являются дискообразными или имеют, например, “арахисоподобную форму”, они подвержены вращению и более активны с точки зрения звездообразования [5]. Наблюдателям всегда полезно знать тип балджа. Классические балджи определяются [6] исключительно наблюдательными критериями: их свойства напоминают эллиптические галактики [7, 8]. Визуальная классификация балджей с использованием Цифрового обзора неба представлена в работе [9], где указано, что в ближнем ИК-диапазоне поглощение пыли почти не влияет на форму балджей.

Нас интересуют балджи спиральных галактик, так как они могут быть структурами с принципиально разными свойствами, имеющими различную природу. На наш взгляд, балджи спиральных галактик необходимо разделить на пять типов с точки зрения теории происхождения. Точнее, мы предлагаем разделить балджи на пять типов, а именно:

- 1) классические балджи (NGC 6504);
- 2) дискообразные балджи (NGC 6782);
- 3) арахисоподобные балджи (NGC 7332);
- 4) ящикообразные балджи (NGC 891) и
- 5) псевдобалджи (неклассифицируемые, сложные по форме) балджи.

Многие авторы считают, что арахисоподобные, х-образные и дискообразные — это псевдобалджи. А псевдобалджи — это те, которые трудно отнести к какому либо случаю, довольно сложные и никак не классифицируемые случаи. Кроме того, необходимость разделения на 5 типов связана еще с тем, что для первых четырех случаев можно указать конкретные моды возмущения, неустойчивость которых приводит к формированию этого типа балджа.

Для окончательного решения проблемы классификации балджей мы составили список из

54 спиральных галактик. В данной выборке 28 спиральных галактик имеют классический балдж, что составляет 52%, к типу дискообразные отнесены 13% галактик, к арахисоподобным относится 11%, ящикообразные составили 6%, псевдобалджи 18%. В следующей части исследованы физические, корреляционные и эволюционные характеристики балджей спиральных галактик.

3. ЭМПИРИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАССЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СЧД ОТ ХАРАКТЕРИСТИК БАЛДЖА ГАЛАКТИК

В этом разделе мы приводим результаты статистического анализа сводного каталога балджей спиральных галактик. При этом нас больше всего интересовали вопросы статистической зависимости массы центральной СЧД от физических характеристик балджа.

При поиске возможной эмпирической зависимости между массами СЧД (M_{BH}) и массами звезд балджей (M_{bulge}) была обнаружена хорошая корреляция (см. рис. 1, 2). Метод наименьших квадратов показывает, что эта зависимость является линейно логарифмической.

Для всех объектов, независимо от типа балджа, коэффициент корреляции равен 0.58. Методом наименьших квадратов мы нашли, что

$$\log M_{BH} = -1.99 \pm 1.84 + (0.91 \pm 0.17) \log M_{bulge}. \quad (1)$$

Если рассмотреть отдельно только классические балджи, то коэффициент корреляции равен 0.77, а эмпирическая зависимость имеет вид

$$\log M_{BH} = -5.11 \pm 2.07 + (1.24 \pm 0.19) \log M_{bulge}. \quad (2)$$

Как видно, результаты выражений (1) и (2) существенно отличаются друг от друга.

Кроме того, при поиске возможных эмпирических зависимостей между дисперсией скоростей звезд в балдже (σ) и массой СЧД (M_{BH}), была обнаружена также хорошая корреляция (рис. 3, 4). Метод наименьших квадратов показывает, что эти зависимости являются линейными.

Для всех объектов коэффициент корреляции между σ и M_{BH} равен 0.65, а соответствующая зависимость имеет следующий вид:

$$\log M_{BH} = -2.21 \pm 1.57 + (4.60 \pm 0.75) \log \sigma. \quad (3)$$

Для классических балджей соответствующий коэффициент корреляции равен 0.74, а зависимость получена нами в виде

$$\log M_{BH} = -1.98 \pm 1.74 + (4.61 \pm 0.81) \log \sigma. \quad (4)$$

Отсюда можно сделать вывод о том, что с ростом массы СЧД дисперсия скоростей звезд в области балджа растет.

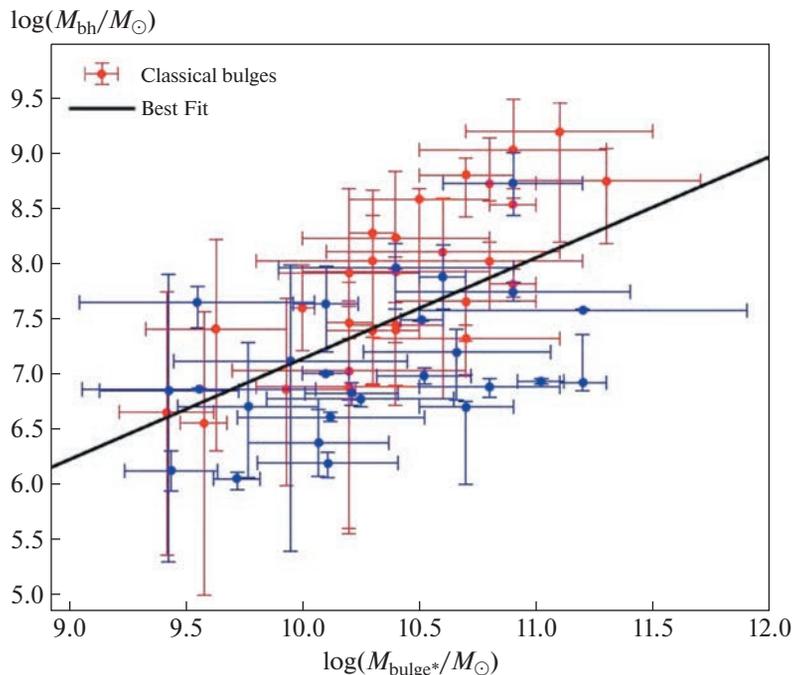


Рис. 1. Зависимость M_{BH} от M_{bulge} для всех исследованных объектов.

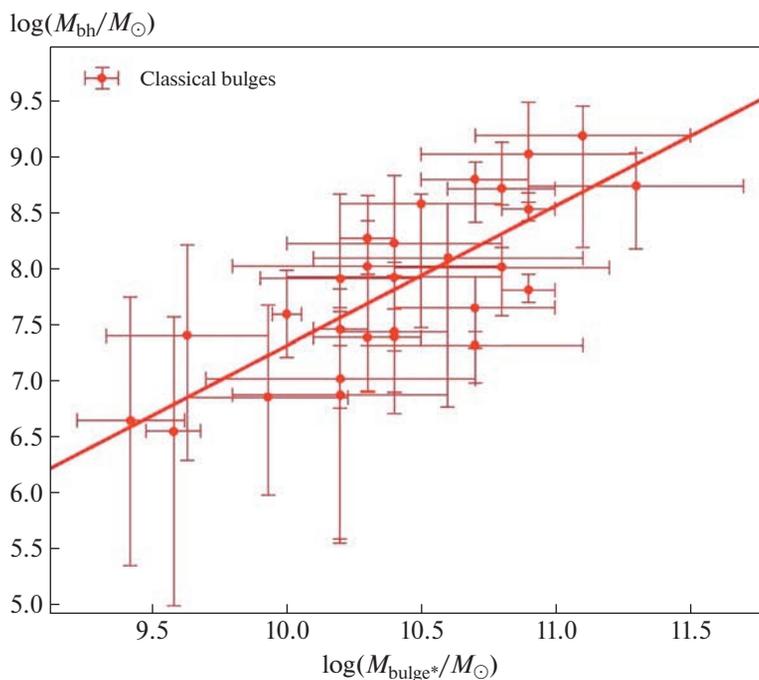


Рис. 2. Зависимость M_{BH} от M_{bulge} для классических балджей.

4. ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ПРОИСХОЖДЕНИЯ БАЛДЖА

Как было отмечено выше, первоначально [6] балджи спиральных галактик подразделялись на два типа: классические балджи и псевдобалджи.

Классические балджи — это сфероиды, образованные гравитационным коллапсом или иерархическим слиянием более мелких галактик. Они образовались в очень раннюю эпоху формирования галактик, и поэтому их возраст обычно стар-

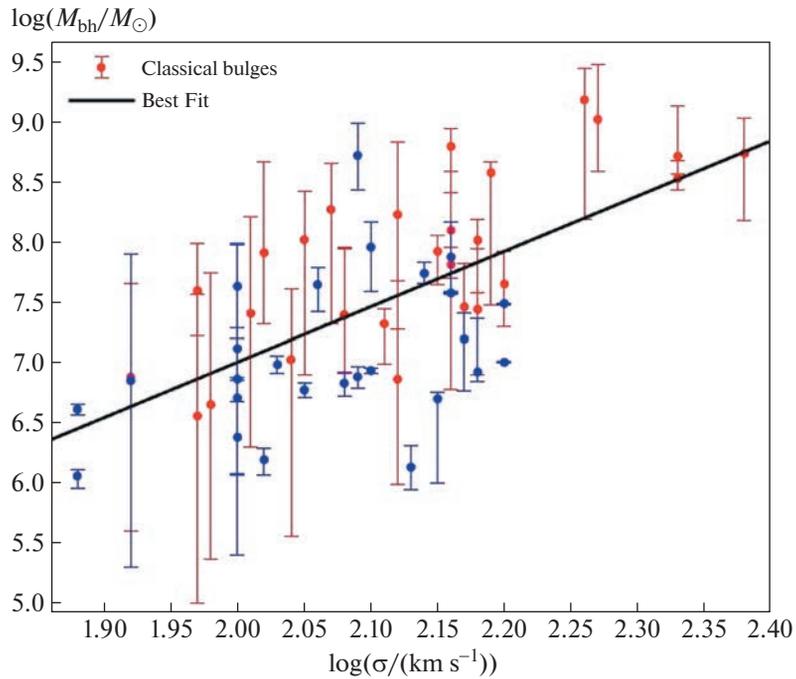


Рис. 3. Зависимость M_{BH} от σ для всех исследованных объектов.

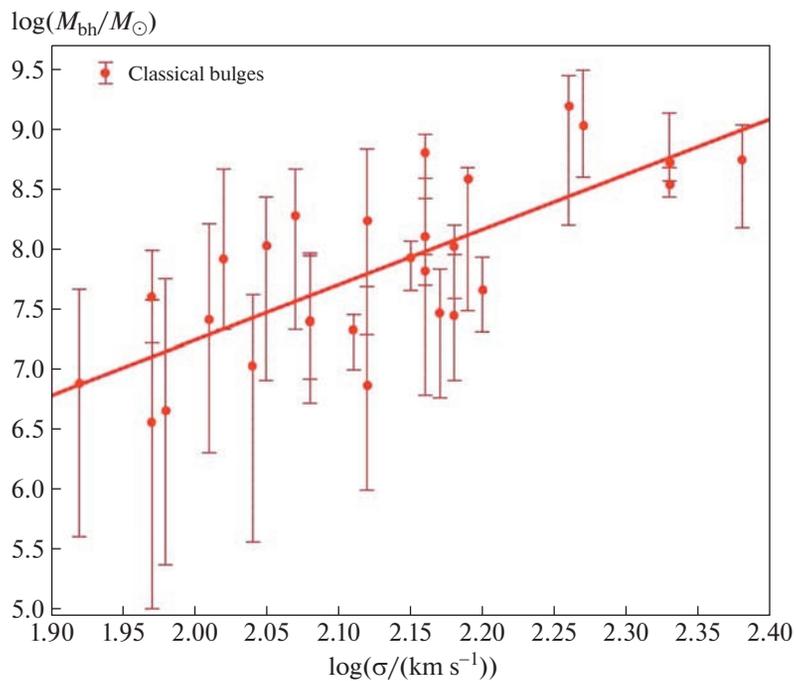


Рис. 4. Зависимость M_{BH} от σ для классических балджей.

ше диска. Указанные нами выше остальные типы балджей, напротив, имеют несколько деформированную структуру, наблюдаемую в центральной части спиральных галактик. Галактики более позднего типа, такие как Млечный Путь, в основ-

ном имеют небольшие прямоугольные балджи с почти экспоненциальными профилями поверхностной яркости. К сожалению, наблюдателям часто не всегда понятно, к какому типу относится конкретно наблюдаемый балдж.

Происхождение балджей пока изучено недостаточно из-за того, что они весьма неоднородны [10]. Согласно наблюдениям, балдж нашей Галактики имеет сложную внутреннюю структуру. В нем можно выделить ядерную область и часто центральный диск, происхождение которого пока непонятно. До сих пор остается также не разработанной теория происхождения самого балджа, имеются только некоторые предварительные результаты и расчеты в рамках стационарного моделирования.

Основные теории происхождения балджей: слияние галактик; коллапс массивной протогалактики с явным вращением и неустойчивость изгибных возмущений диска.

Однако по мере накопления наблюдений мы наблюдаем все больше и больше новых особенностей, которые затрудняют интерпретацию каждого случая. Это заставляет искать ответы, например, на следующие вопросы: 1) каковы основные причины различий балджей; 2) зависит ли тип балджа от массы центральной СЧД; 3) различаются ли сценарии формирования разных типов балджей; 4) можно ли найти тип возмущения для каждого из указанных выше видов балджа спиральных галактик?

Очевидно, балдж не может формироваться на фоне стационарной модели. В реальности, его формирование может происходить в период нелинейно нестационарной стадии эволюции галактики из-за гравитационной неустойчивости, например, вертикальных колебаний центральной области и/или неустойчивости коллапса внутренней области галактики на ранней стадии ее эволюции. Эта идея была выдвинута впервые одним из авторов данной работы в [11].

Мы исследуем здесь именно этот случай. Для этого мы сначала построили нестационарную модель диска с анизотропной диаграммой скоростей звезд в нем. Данное построение состоит из двух этапов и приводит к разработке составной конфигурации, где за основу был взят изотропный нестационарный вариант Нуриддинова [11], который обобщил равновесную модель Бисноватого-Когана и Зельдовича [12] на случай пульсации. Для анализа физики формирования балджа галактик и других самогравитирующих систем нам необходимо в первую очередь построить для них точные аналитически решаемые модели. Поэтому была построена новая анизотропная модель пульсирующего самогравитирующего диска и рассмотрены конкретные изгибные моды колебаний. Модель имеет составную природу, а точнее является суперпозицией изотропного и анизотропного состояний диска. Получен нестационарный аналог дисперсионного уравнения данной составной модели в общем случае. Исследовано поведение конкретных мод возмущения,

неустойчивость которых приводит к формированию балджа в центральной области диска. Построены критические диаграммы зависимости вириального отношения от степени вращения системы при различных значениях параметра суперпозиции и соответствующие графики для инкрементов неустойчивости.

5. МОДЕЛЬ ДИСКА

Среди различных возможных нестационарных дисковой подсистемы галактик особое место занимают ее радиальные колебания. Они могут иметь в реальности не очень большие амплитуды, но теоретически легче построить радиально пульсирующие диски, обобщив на этот случай некоторые известные равновесные модели. Ранее в работе Нуриддинова [11] была построена пульсирующая модель самогравитирующего диска с фазовой плотностью

$$\Psi(r, v_r, v_\perp, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-0.5} \chi(R-r), \quad (5)$$

являющаяся обобщением равновесной модели Бисноватого-Когана и Зельдовича [12] на случай радиальной пульсации. При этом радиус модели (5) равен $R(t) = R_0\Pi(t)$,

$$\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \Psi}{1 - \lambda^2}, \quad t = \frac{\Psi + \lambda \sin \Psi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}. \quad (6)$$

В (5) Ω – безразмерный параметр, характеризующий степень твердотельного вращения диска ($0 \leq \Omega \leq 1$),

$$v_a = -\lambda \frac{r \sin \Psi}{\Pi^2 \sqrt{1-\lambda^2}}, \quad v_b = \frac{\Omega r}{\Pi^2}. \quad (7)$$

Здесь λ – амплитуда радиальной пульсации, которая однозначно связана с вириальным параметром в виде

$$\lambda = 1 - (2T/|U|)_0, \quad (8)$$

χ в (5) – функция Хэвисайда, σ_0 – значение поверхностной плотности диска в его центре, причем

$$\sigma(\bar{r}, t) = \sigma_0 \sqrt{1 - (r/\Pi)^2}, \quad \pi^2 G \sigma_0 = 2R_0, \quad (9)$$

и для удобства расчетов полагаем, что $R_0 = 1$. Следовательно, при $\lambda = 0$ в (5) мы имеем дело со случаем модели авторов [12].

Вопросы устойчивости пульсирующей модели с изотропной диаграммой скоростей (5) изучены подробно в ряде работ (см., напр., [13, 14]) и определены критические диаграммы связи между Ω и

$(2T/|U|)_0$. Однако изотропность диаграммы скоростей является в общем случае не совсем реальной и требуется построение анизотропных моделей. Чтобы построить анизотропную модель, воспользуемся известным способом усреднения модели (5) по параметру Ω :

$$\Psi_A = \int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) \Psi d\Omega, \quad \int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) d\Omega = 1, \quad (10)$$

вводя весовую функцию $\rho(\Omega)$.

Согласно (2), функция $\rho(\Omega)$ должна быть четной. Нами подробно изучены различные случаи для $\rho(\Omega)$. Среди них довольно интересная модель при

$$\rho(\Omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\Omega^2}{\sqrt{1 - \Omega^2}}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), с учетом (5) и после некоторых преобразований имеем

$$\Psi_A = \frac{\sigma_0}{\pi^2} \chi(D) \int_{-1}^{+1} \frac{\Omega^2 d\Omega}{(1 - \Omega^2) \sqrt{D - (\Omega - rv_{\perp})^2}}, \quad (12)$$

где D – дискриминант квадратного уравнения относительно Ω под знаком корня в (12),

$$D = \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2}\right) (1 - \Pi^2 v_{\perp}^2) - \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \geq 0. \quad (13)$$

Полагая

$$(\Omega - rv_{\perp})/\sqrt{D} = \sin \theta, \quad (14)$$

легко находим искомое выражение

$$\Psi_A = \frac{3\sigma_0}{2\pi} \left[\left(\left(\frac{r}{\Pi} + v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \left(\left(\frac{r}{\Pi} - v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \frac{2}{3} \right] \chi(D). \quad (15)$$

Вывод (15) был первым этапом построения анизотропной пульсирующей модели, а вторым этапом является создание составной модели путем суперпозиции (5) и (15) в виде

$$\Psi_{sost}(r, v_r, v_{\perp}, t, \mu) = (1 - \mu) \Psi_{izot} + \mu \Psi_A. \quad (16)$$

Следовательно, при $\mu = 0$ мы имеем чисто изотропный случай, а при $\mu = 1$ – анизотропный, т.е. использование принципа суперпозиции дает возможность охватить все модели между двумя состояниями Ψ_{izot} и Ψ_A . Отметим, что ранее такой способ был применен успешно в работе [13] для явно другой весовой функции $\rho(\Omega)$. Подставляя сюда (5) и (15), имеем

$$\Psi_{sost} = (1 - \mu) \left[\frac{\sigma_0}{2\pi \Pi \sqrt{1 - \Omega^2}} \left\{ \frac{1 - \Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - \right. \right.$$

$$\left. - (v_r - v_a)^2 - (v_{\perp} - v_b)^2 \right\}^{-0.5} \chi(R - r) \right] + \mu \left[\frac{3\sigma_0}{2\pi} \left[\left(\left(\frac{r}{\Pi} + v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \left(\left(\frac{r}{\Pi} - v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \frac{2}{3} \right] \chi(D) \right]. \quad (17)$$

Далее приступим к определению нестационарного аналога дисперсионного уравнения, где μ – параметр суперпозиции, который принимает значения из интервала $[0; 1]$.

6. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ АНАЛОГ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Теория малых изгибных колебаний тонкого диска, развитая впервые Хантером и Тумре [15], нам дает возможность получить нестационарный аналог дисперсионного уравнения (НАДУ) изгибных возмущений для новой построенной модели. Такой подход был использован в работе [14], чтобы получить НАДУ для изотропной нестационарной модели (5). Так, ранее удалось найти следующее НАДУ для модели (5) в работе [14]:

$$\begin{aligned} & (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + 2im\Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \times \\ & \times \frac{dR}{d\psi} + 2 \left[\Upsilon_{mN} - 1 + \frac{m\Omega \sqrt{1 - \lambda^2}}{1 + \lambda \cos \psi} \times \right. \\ & \left. \times \left(i\lambda \sin \psi - \frac{m\Omega}{2} \sqrt{1 - \lambda^2} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{(1 - \Omega^2)(1 - \lambda^2)(N^2 - m^2 + N - 2)}{6(1 + \lambda \cos \psi)} \right] R(\psi) = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\Upsilon_{mN} = \frac{(N + m)!!(N - m)!!}{(N + m - 1)!!(N - m - 1)!!},$$

N – основной индекс возмущения и m – азимутальное волновое число.

Воспользуемся данным НАДУ (18) изотропной модели (5), чтобы получить НАДУ для анизотропной модели (15) без повторного выполнения необходимых расчетов. Для этого нам достаточно применить метод усреднения по параметру Ω с весовой функцией (11). Таким образом, умножив уравнение (18) на функцию (11) и проинтегрировав результат по Ω в интервале $[-1; +1]$, получим нужный нам НАДУ изгибных колебаний исследу-

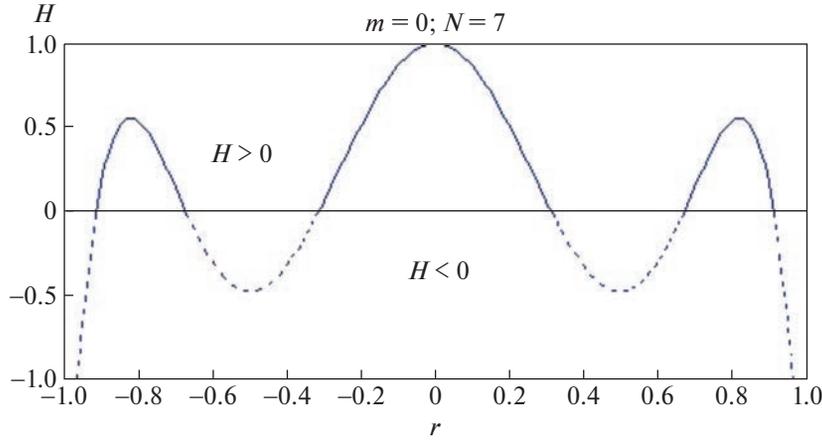


Рис. 5. График функции $H(\vec{r}, t)$ для $m = 0, N = 7$.

емой анизотропной модели (15) нестационарного диска, который примет следующий вид:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dR}{d\psi} + 2 \left[\Upsilon_{mN} - 1 - \frac{(1 - \lambda^2)(N^2 + N + 8m^2 - 2)}{24(1 + \lambda \cos \psi)} \right] R(\psi) = 0. \quad (19)$$

Теперь, с помощью НАДУ (19) мы можем исследовать поведение изгибных мод колебаний на фоне анизотропной модели (15). Надо отметить, что эта модель (15) является невращающейся анизотропной моделью нестационарного самогравитирующего диска. Но, если воспользоваться принципом суперпозиции, полученная новая модель является вращающейся.

Следовательно, НАДУ составной модели (17), в соответствии с принципом суперпозиции, имеет вид:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \left[\lambda \sin \psi + 2im\Omega \sqrt{1 - \lambda^2} (1 - \mu) \right] \frac{dR}{d\psi} + 2 \left\{ \Upsilon_{mN} - 1 - \frac{\mu(1 - \lambda^2)(N^2 + N + 8m^2 - 2)}{24(1 + \lambda \cos \psi)} + \frac{(1 - \mu)(1 - \lambda^2)}{6(1 + \lambda \cos \psi)} \left[\frac{6im\Omega \lambda \sin \psi}{\sqrt{1 - \lambda^2}} - 3m^2 \Omega^2 - (1 - \Omega^2)(N^2 - m^2 + N - 2) \right] \right\} R(\psi) = 0. \quad (20)$$

Задавая значения N и m , мы с помощью НАДУ (20) составной модели (17) можем исследовать конкретные вертикальные моды колебания, как крупномасштабные, так и любые мелкомасштабные возмущения.

7. ДВЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ МОДЫ КОЛЕБАНИЯ

Известно, что плоская дискообразная подсистема формировалась в период нелинейно нестационарной стадии эволюции нашей Галактики [16]. Этот период характеризуется коллапсом не только вдоль оси вращения, но и в перпендикулярном к ней направлении, вдоль которого, согласно наблюдениям [17], сжатие в общем случае носит нерегулярный и нестационарный характер. С другой стороны, необходимо учесть, что дискообразная подсистема является наиболее неустойчивой конфигурацией. К гравитационной неустойчивости подвержены также вертикальные моды колебаний, среди которых ранее был изучен случай, когда радиальное волновое число $N = 3$, а азимутальное $m = 0$ [18]. В данной работе нас интересуют случаи относительно высоких осесимметричных мод возмущений с $N = 5$ и $N = 7$ при сохранении $m = 0$. Эти случаи соответствуют центральной куполообразной выпуклости с незначительной высотой, окруженной слабой кольцеобразной материей.

В соответствии с теорией [15], при деформации диска вертикальное смещение его элемента в точке $r(x, y)$ в момент времени t в общем случае задается в виде

$$H(\vec{r}, t) = B(t) \frac{1}{\xi} P_N^m(\xi) e^{im\varphi}, \quad \xi = \sqrt{1 - \frac{r^2}{\Pi^2}}, \quad (21)$$

где $B(t)$ — искомая функция от времени t , характеризующая амплитуду вертикальных колебаний, φ — азимутальный угол, $P_N^m(\xi)$ — присоединенный полином Лежандра, для которого разность

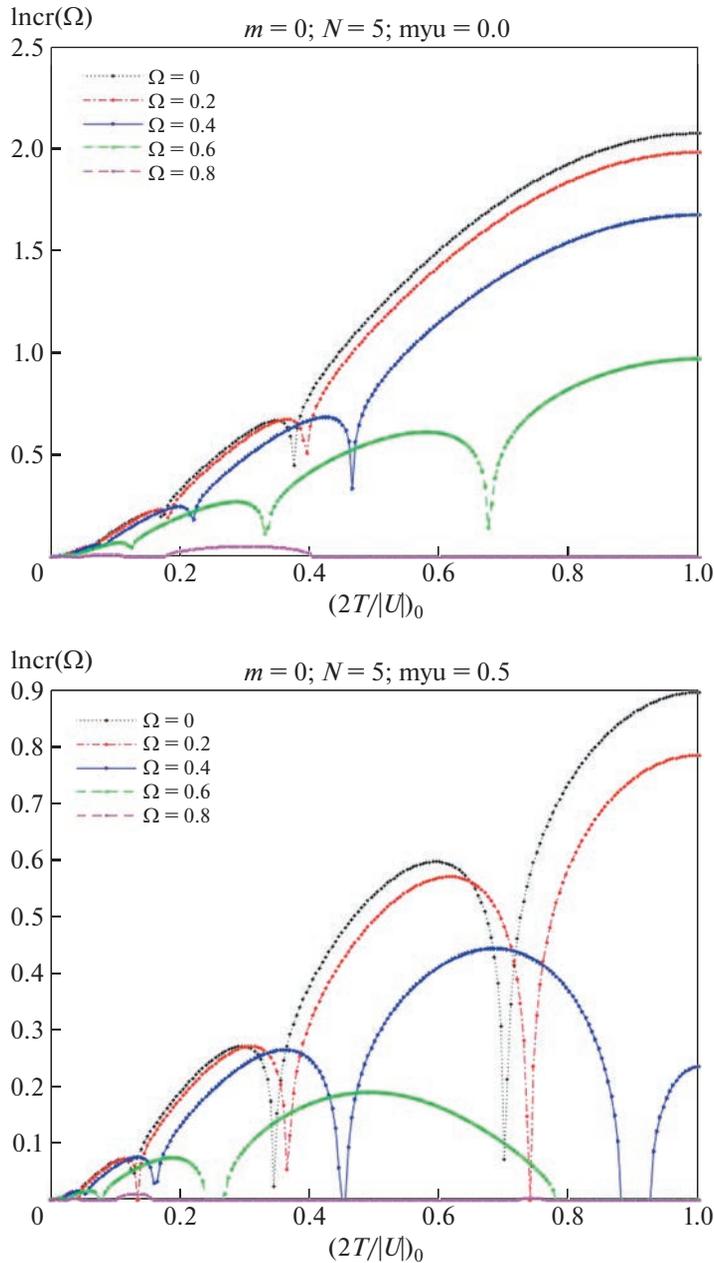


Рис. 6. Сравнения инкрементов при разных значениях параметра вращения $\Omega = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ и 0.8 для неустойчивостей изгибных мод $(0; 5)$ колебаний при $\mu = 0.0$ (а) и 0.5 (б).

$(N - m)$ должна быть нечетной. Таким образом, можно построить графики определенных мод колебаний, проанализировав поведение функции $H(\vec{r}, t)$.

В случае $m = 0$, при ряде значений N в центре области куполообразная составляющая сохраняется. Например, график возмущения моды $m = 0$, $N = 7$ подтверждает этот факт (см. рис. 5). Для нестационарной составной модели поведение возмущения $(0; 5)$ в соответствии с (20) описывается при помощи следующего НАДУ:

$$\begin{aligned}
 & (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dR}{d\psi} + \\
 & + \left\{ \frac{161}{32} - \frac{7\mu(1 - \lambda^2)}{3(1 + \lambda \cos \psi)} + \right. \\
 & \left. + \frac{28(1 - \mu)(1 - \lambda^2)(1 - \Omega^2)}{3(1 + \lambda \cos \psi)} \right\} R(\psi) = 0.
 \end{aligned} \tag{22}$$

Таким образом, мы имеем дифференциальное уравнение с тремя произвольными параметрами. Оно решалось нами численно методом устойчивости периодических решений [19] для

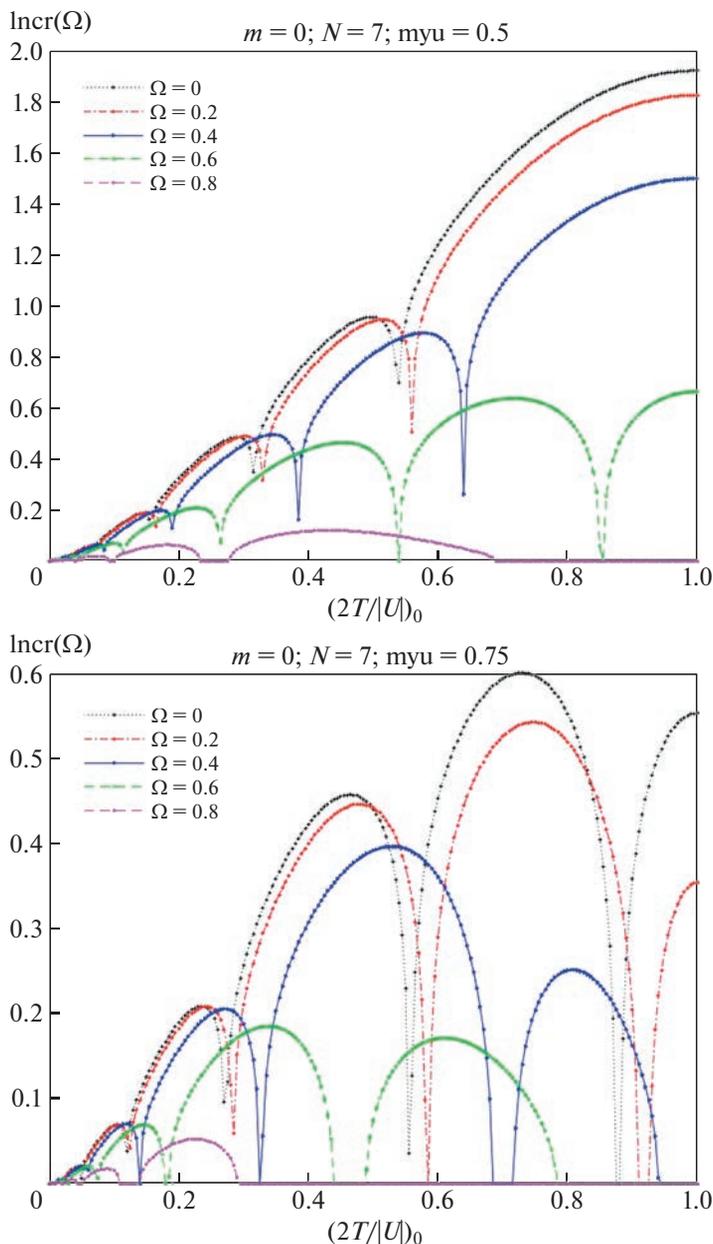


Рис. 7. Сравнения инкрементов для разных значений параметра вращения $\Omega = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ и 0.8 для неустойчивостей изгибных мод $(0; 7)$ колебаний в случае $\mu = 0.5$ (а) и 0.75 (б).

различных значений параметров, причем параметр λ связан с вириальным отношением как $\lambda = 1 - (2T/|U)_0$.

Для $(0; 7)$ НАДУ имеет вид:

$$\begin{aligned}
 & (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dR}{d\psi} + \\
 & + \left\{ \frac{969}{128} - \frac{9\mu(1-\lambda^2)}{2(1+\lambda \cos \psi)} + \right. \\
 & \left. + \frac{18(1-\mu)(1-\lambda^2)(1-\Omega^2)}{(1+\lambda \cos \psi)} \right\} R(\psi) = 0.
 \end{aligned} \quad (23)$$

Эти НАДУ решались численно, мы нашли инкременты неустойчивостей указанных возмущений в зависимости от значений трех свободных параметров. Как видно из рис. 6 и 7, все зависимости имеют волнообразную форму. Отметим, что с ростом Ω инкремент постепенно уменьшается. С ростом значения вириального отношения величина инкремента неустойчивости в среднем также растет, т.е. характерное время формирования балджа уменьшается. С ростом же значений параметров суперпозиции инкремент неустойчивости падает.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты данной работы.

– Создан каталог балджей, который в настоящее время содержит 184 объектов, из них 54 – спиральные галактики.

– Построена нестационарная модель диска с анизотропной диаграммой скоростей.

– Изучены проблемы изгибности для нелинейно нестационарных дискообразных самогравитирующих систем на примере двух мод возмущений.

– Найдены нестационарные дисперсионные уравнения для двух изгибных мод колебаний.

– Построены инкременты неустойчивостей в зависимости от вириального отношения для наблюдаемых мод возмущений.

– Впервые найдены эмпирические зависимости между массой СЧД и различными параметрами балджа для спиральных галактик, а именно: связь между массой СЧД (а) с массой балджа, и (б) с дисперсией скоростей звезд в балдже.

– Найдена эмпирическая зависимость между массой балджа спиральной галактики и массой черной дыры.

– Проведено сравнение найденных эмпирических зависимостей с результатами, полученными другими авторами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Gebhardt, R. Bender, G. Bower, A. Dressler, et al.*, *Astrophys. J.* **539**(1), L13 (2000).
2. *A. W. Graham, P. Erwin, N. Caon, and I. Trujillo*, in *Disks of Galaxies: Kinematics, Dynamics and Perturbations*, edited by E. Athanassoula, A. Bosma, and R. Mujica, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **275**, 87 (2002).
3. *J. Magorrian, S. Tremaine, D. Richstone, R. Bender, et al.*, *Astron. J.* **115**(6), 2285 (1998).
4. *A. Marconi and L. K. Hunt*, *Astrophys. J.* **589**(1), L21 (2003).
5. *D. B. Fisher and N. Drory*, *Astrophys. J.* **733**(2), id. L47 (2011).
6. *J. Kormendy and R. C. Kennicutt, Jr.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42**(1), 603 (2004).
7. *A. Renzini*, in *The Formation of Galactic Bulges*, edited by C. M. Carollo, H. C. Ferguson, and R. F. G. Wyse, p. 9 (1999).
8. *J. Kormendy and R. Bender*, *Astrophys. J.* **872**(1), id. 106 (2019).
9. *R. Lütticke, R. J. Dettmar, and M. Pohlen*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **145**, 405 (2000).
10. *K. C. Freeman*, in *Island Universes*, *Astrophys. Space Sci. Proc.* (Springer), p. 3 (2007).
11. *S. N. Nuritdinov*, in *Galactic Bulges*, *Proc. IAU Symp.*, held in Ghent, Belgium, August 17–22, 1992 (Kluwer Academic, 1993), **153**, 403 (1992).
12. *G. S. Bisnovatyi-Kogan and Y. B. Zel'dovich*, *Astrophysics* **6**(3), 207 (1970).
13. *S. N. Nuritdinov, K. T. Mirtadjieva, and M. Sultana*, *Astrophysics* **51**(3), 410 (2008).
14. *S. N. Nuritdinov, K. T. Mirtadjieva, I. Ahmad, and J. K. Ruzibaev*, *Astrophysics* **52**(4), 584 (2009).
15. *C. Hunter and A. Toomre*, *Astrophys. J.* **155**, 747 (1969).
16. *A. M. Fridman and V. L. Polyachenko*, *Physics of gravitating systems. I: Equilibrium and Stability* (New York: Springer-Verlag, 1984).
17. *V. Reshetnikov, E. Battaner, F. Combes, and J. Jimenez-Vicente*, *VizieR Online Data Catalog J/A+A/382/513* (2002).
18. *F. U. Botirov and S. N. Nuritdinov*, *Open Astronomy* **30**(1), 144 (2021).
19. *И. Г. Малкин Теория устойчивости движения*, М.: Наука, 1966.