

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА
ФАНЛАРИ**
1 ЖИЛД, 5 СОН

**ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ
НАУКИ**
ТОМ 1, НОМЕР 5

**PHYSICAL AND MATHEMATICAL
SCIENCES**
VOLUME 1, ISSUE 5



Бош муҳаррир:
Главный редактор:
Chief Editor:
Эгамбердиев Бахром Эгамбердиевич
Физика-математика фанлари доктори,
профессор, РФА академиги.

Бош муҳаррир ўринбосари:
Заместитель главного редактора:
Deputy Chief Editor:
Далиев Хожакбар Султанович
Физика-математика фанлари доктори,
профессор.

"Физика-математика фанлари" журнали тахририй маслаҳат кенгаши
редакционный совет журнала "Физико-математические науки"
Editorial Board Journal of Physical and mathematical Sciences

Утамуродова Шарифа Бекмуродовна
Физика-математика фанлари доктори, профессор.

Отакулов Салим
физика математика фанлари доктори

Жабборов Насридин Мирзоодилович
Физика-математика фанлари доктори, профессор

Зикиров Обиджан Салижанович
Физика-математика фанлари доктори, профессор,

Шарипов Олимжон Шукурович
Физика-математика фанлари доктори, профессор,

Бешимов Рузиназар Бебутович
Физика-математика фанлари доктори, профессор,

Маллаев Амин Сайфуллоевич
Физика-математика фанлари номзоди, доцент

Алиназарова Махфуза Алишеровна
физика-математика фанлари фалсафа доктори

PageMaker \ Верстка \ Сахифаловчи: Хуршид Мирзахмедов

Контакт редакций журналов. www.tadqiqot.uz
ООО Tadqiqot город Ташкент,
улица Амира Темура пр.1, дом-2.
Web: <http://www.tadqiqot.uz/>; E-mail: info@tadqiqot.uz
Тел: (+998-94) 404-0000

Editorial staff of the journals of www.tadqiqot.uz
Tadqiqot LLC the city of Tashkent,
Amir Temur Street pr.1, House 2.
Web: <http://www.tadqiqot.uz/>; E-mail: info@tadqiqot.uz
Phone: (+998-94) 404-0000

МУНДАРИЖА \ СОДЕРЖАНИЕ \ CONTENT

1. То‘rayev Mardonjon Farmonovich

MATHEMATICA SISTEMASI VA UNING MATEMATIK

TIZIMLAR ORASIDA TUTGAN O‘RNI.....4

2. Ботиров Фарход Ўктамович

НОВАЯ АНИЗОТРОПНАЯ МОДЕЛЬ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО

САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА.....9

3. Расулов Тўлқин Хусенович, Умарова Умида Умаровна

МАКТАБДА ДИСКРЕТ МАТЕМАТИКА ВА МАТЕМАТИК МАНТИҚ

ЭЛЕМЕНТЛАРИНИ ЎҚИТИШГА ОИД МЕТОДИК ТАВСИЯЛАР.....14

4. Bahranov Olim, Artemov Sergey, Yuldashev Behzod, Kayumov Masudzhon,

Tojiboev Olimjon, Akhror Karakhodzhaev, Ergashev Feruzjon, Ruziev Elbek,

Vladimir Tatarchuk, Fayzieva Kholida

METHOD OF MEASURING NEUTRON SPECTRA BY REGISTRATION

OF REFLECTION NUCLEARS ON THE BASE OF THE NG-150 NEUTRON

GENERATOR INP AN RUZ.....21

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

Ботиров Фарход Ўктамович

Национальный университет Узбекистана, PhD

E-mail: botirov_0807@mail.ru

НОВАЯ АНИЗОТРОПНАЯ МОДЕЛЬ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА



<http://dx.doi.org/10.26739/2181-0656-2020-5-2>

АННОТАЦИЯ

Создана новая модель нелинейно нестационарной самогравитирующей дискообразной системы с анизотропной диаграммы скоростей. Исследована Основные физические характеристики новая модель нелинейно нестационарной самогравитирующей дискообразной системы с анизотропной диаграммы скоростей.

Ключевые слова: самогравитирующие диски, модель

Ботиров Фарход Ўктамович

Ўзбекистон Миллий университети, PhD

E-mail: botirov_0807@mail.ru

ПУЛСАЦИЯЛАНУВЧИ ЎЗГРАВИТАЦИЯЛАНДИГАН ДИСКНИНГ ЯНГИ АНИЗОТРОП МОДЕЛИ

АННОТАЦИЯ

Беқарорлиги ўзгравитацияланувчи дисксимон системанинг янги нозичикли ностационар анизотроп модели тузилди. Беқарорлиги ўзгравитацияланувчи дисксимон системанинг янги нозичикли ностационар анизотроп модели нинг физик характеристикалари тадқиқ қилинди.

Калит сўзлар: ўзгравитацияланувчи диск, модел

Botirov Farkhod Uktamovich

National University of Uzbekistan, PhD

E-mail: botirov_0807@mail.ru

NEW ANISOTROPIC MODEL OF PULSATING SELF-GRAVITING DISC

ANNOTATION

A new anisotropic non - stationary model of a self-gravitating disk-shaped system has been constructed oscillation mode through the given model. The main physical characteristics of a new model of a nonlinearly unsteady self-gravitating disk-shaped system with an anisotropic velocity diagram are investigated.

Key words: self-gravitating discs, model

Введение. Гравитационная неустойчивость является одним из основных физических механизмов происхождения крупномасштабной структуры в дискообразных системах, в частности, в дисках спиральных галактик. Известно, что, благодаря построению аналитически точных равновесных моделей самогравитирующих систем [1], обнаружено множество видов гравитационных неустойчивостей. В частности, Бисноватый – Коганом и Зельдовичем была построена равновесная изотропная модель дискообразных самогравитирующих систем [2]. Ранее же [3] Нуриддиновым была впервые создана нелинейно – нестационарная модель бесстолкновительного самогравитирующего диска на основе известной равновесной изотропной модели Бисноватого – Когана и Зельдовича [2]. Проблемы гравитационных неустойчивостей нелинейно – неравновесных дисковых моделей с изотропной и анизотропной диаграммами скоростей относительно к вертикальным модам были рассмотрены в работе [4]. На наш взгляд балдж не может формироваться на фоне стационарной модели. В реальности его формирование должно происходить в период нелинейной нестационарной стадии эволюции галактики из-за гравитационной неустойчивости. Эта идея была выдвинута впервые одним из авторов данной работы в [5]. Для анализа физики формирования балдж и других гравитирующих систем нам необходимо в первую очередь построить для них точные аналитические решаемый модель. Отметим, что дисковые подсистемы галактик отличаются от сферических тем, что они рождаются на сравнительно поздней нестационарной стадии их эволюции и заключают в себе весьма различные нелинейные явления со сложной физикой. Сегодня теория устойчивости равновесных моделей в основном можно считать достаточно завершенной. Построение и исследование неустойчивости нелинейно нестационарной модели к разным типам возмущения является теперь одной из актуальных задач современной астрофизики и внегалактической астрономии. В данной работе мы построим новую анизотропную модель и исследована Основные физические характеристики на фоне новой анизотропной модели нелинейно пульсирующего самогравитирующего диска.

Исходная модель. Сначала построим некоторую аналитически решаемую нелинейную модель диска с анизотропной диаграммой скоростей на основе нестационарной модели Нуриддинова [3]. Для построения новой анизотропной модели самогравитирующего пульсирующего диска, мы используем следующий известный метод. Если функция $\rho(\Omega)$ не отрицательна и нормирована так, что ее интеграл по Ω ($-1 \leq \Omega \leq +1$) равен единице, то умножая эту весовую функцию на фазовую плотность Ψ_i вращающегося диска с изотропной диаграммой скоростей [5]

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

Данная купольная мода возмущения здесь нами изучена в составной модели нестационарного диска, пульсирующего в своей плоскости по закону $R = \Pi(t)R_0$, функция $\Pi(t)$ имеет смысл коэффициента растяжения системы и

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

причем λ – амплитуда радиальной пульсации, которая зависит от начального значения вириального параметра: $\lambda = 1 - (2T/|U|)_0$. Еще в (1) принята нормировка $\pi^2 G \sigma_0 = 2R_0$ ($R_0 = 1$), ψ – вспомогательная переменная, величина Ω – безразмерный параметр, характеризующий степень твердотельного вращения диска $0 \leq \Omega \leq 1$ [2], χ – функция Хэвисайда. Остальные обозначения указаны в [6].

Надо отметить, что данная нелинейно нестационарная модель (1) имеет изотропную диаграмму скоростей. Чтобы построить анизотропной модели, воспользуемся известным способом усреднения по параметру Ω :

$$\Psi_{aniz}^{new} = \frac{\int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) \cdot \Psi_i d\Omega}{\int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) d\Omega}. \quad (3)$$

которая будет иметь анизотропную диаграмму скоростей. Теперь, учитывая, что $\rho(\Omega)$ должна быть четной функцией, можно построить нестационарный анизотропный модели самогравитирующего диска, беря весовую функцию в виде,

$$\rho(\Omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\Omega^2}{\sqrt{1-\Omega^2}}. \quad (4)$$

Подставляя функцию (4) в (3), после некоторых преобразований имеем

$$\Psi_{aniz} = \frac{\sigma_0}{\pi^2} \int_{-1}^{+1} \frac{\Omega^2}{(1-\Omega^2)\sqrt{D-(\Omega-rv_{\perp})^2}} \chi(R-r) d\Omega. \quad (5)$$

Здесь требуется выполнение, прежде всего условия

$$D = \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2}\right) (1 - \Pi^2 v_{\perp}^2) - \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \geq 0, \quad (6)$$

так как данная функция D представляет собой дискриминант квадратного уравнения относительно Ω , составленного при помощи приравнивания нулю выражения, стоящего в квадратной скобке в формуле (1). Условие (6) задает область фактического интегрирования по параметру вращения.

Если ввести обозначение $\Omega = rv_{\perp} + \sqrt{D} \sin \theta$, то интеграл в (5) принимает удобный для анализа вид

$$\Psi_{aniz} = \frac{\sigma_0}{\pi^2} \chi(D) \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{(\sqrt{D} \sin \theta + rv_{\perp})^2}{(1 - (\sqrt{D} \sin \theta + rv_{\perp})^2)} d\theta \quad (7)$$

Отсюда легко находим искомое выражение

$$\Psi_{aniz} = \frac{3\sigma_0}{2\pi} \left[\left(\left(\frac{r}{\Pi} + v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-1/2} - \left(\left(\frac{r}{\Pi} - v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-1/2} - \frac{2}{3} \right] \chi(D) \quad (8)$$

Надо отметить, что данная нами построенная модель является новой не вращающейся анизотропной модели нестационарного самогравитирующего диска. Поэтому нами был также создан новая составная анизотропная модель в следующем виде:

$$\Psi_{disk} = v \cdot \Psi_i + (1-v) \cdot \Psi_{aniz} \quad (9)$$

С целью охватить широкий класс пульсирующих дисков с анизотропной диаграммой скоростей мы взяли составной вариант модели диска с фазовой функцией распределения в виде

$$\Psi_{disk} = \frac{v \cdot \sigma_0}{2\pi \Pi \sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_{\perp} - v_b)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \chi(R-r) + (1-v) \cdot \frac{3\sigma_0}{2\pi} \times \\ \times \left[\left(\left(\frac{r}{\Pi} + v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-1/2} - \left(\left(\frac{r}{\Pi} - v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-1/2} - \frac{2}{3} \right] \chi(D) \quad (10)$$

Здесь v – параметр суперпозиции, который принимает значения из интервала $[0;1]$, Ω – угловая скорость вращения диска. В (10) первая часть функции распределения соответствует случаю пульсирующего диска с изотропной диаграммой скоростей, а вторая часть – анизотропной, которая может быть получена из первой, применяя весовую функцию в виде (4).

Основные физические характеристики анизотропной модели:

Надо отметить, что поверхностная плотность $\sigma(\vec{r}, t) = \iint \psi_a dv_r dv_\perp$ полученных выше анизотропных моделей нестационарных дискообразных самогравитирующих систем (10) также имеет вид

$$\sigma(\vec{r}, t) = \frac{\sigma_0}{\Pi^2} \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}} \quad (11)$$

Теперь надо провести расчет их основных физических характеристик. Например, вычислим компоненты кинетической энергии пульсирующего диска по известным формулам:

$$T_r = \frac{M}{2} \overline{v_r^2}; \quad T_\perp = \frac{M}{2} \overline{v_\perp^2} \quad (12)$$

где M – полная масса системы. Легко показать, что усредненные по фазовому пространству компоненты среднеквадратичной скорости будут равны

$$\overline{v_r^2} = \frac{1}{M} \int d\vec{r} \int v_r^2 \Psi_a d\vec{v} = \frac{2R_0^2 \lambda^2 (1 - \lambda^2) \sin^2 \psi}{5(1 + \lambda \cos \psi)^2}; \quad (13)$$

$$\overline{v_\perp^2} = \frac{1}{M} \int d\vec{r} \int v_\perp^2 \Psi_a d\vec{v} = \frac{7R_0^2}{20\Pi^2}; \quad (14)$$

Следовательно, регулярные компоненты энергии имеют вид

$$T_r^{\text{reg}} = \frac{MR_0^2 \lambda^2 \sin^2 \psi}{5\Pi^2 (1 - \lambda^2)}, \quad T_\perp^{\text{reg}} = \frac{3MR_0^2}{20\Pi^2} \quad (15)$$

Теперь надо вычислить дисперсии скоростей в радиальном и трансверсальном направлениях

$$\sigma_R^2 = \frac{1}{\sigma} \iint (v_r - \overline{v_r})^2 \Psi_a d\vec{v} = \frac{1}{12\Pi^2} \left(R_0^2 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) \quad (16)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{1}{\sigma} \iint (v_\perp - \overline{v_\perp})^2 \Psi_a d\vec{v} = \frac{R^2}{12\Pi^4} \quad (17)$$

Усредненные компоненты кинетической энергии по периоду пульсации соответственно равны

$$\langle T_r \rangle = \frac{MR_0^2 (8 - 7(1 - \lambda^2)^{1/2})}{40\Pi^2} \quad (18)$$

$$\langle T_\perp \rangle = \frac{7MR_0^2 (1 - \lambda^2)^{1/2}}{40\Pi^2} \quad (18)$$

а с их помощью можно найти выражение для глобального параметра анизотропии

$$\nabla(\lambda) = \frac{\langle T_r \rangle}{\langle T_\perp \rangle} = \frac{8 - 7(1 - \lambda^2)^{1/2}}{7(1 - \lambda^2)^{1/2}}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что нелинейно нестационарная модель дискообразных самогравитирующих систем с анизотропной диаграммой скоростей (8) в среднем является глобально изотропной по энергиям пульсации, если значение амплитуды пульсации

$$\lambda = \frac{\sqrt{33}}{7}. \quad (20)$$

Таким образом, найденные физические параметры полностью характеризуют нелинейную модель нестационарного диска (8).

Заключение. Перечислим полученные нами основные результаты:

1. Построена новая анизотропная нелинейно – неравновесная модель самогравитирующего диска;
2. Получили общие выражения для новой анизотропной нестационарной модели самогравитирующего диска;

3. Исследована Основные физические характеристики новая модель нелинейно нестационарной самогравитирующей дискообразной системы с анизотропной диаграммы скоростей

Литература

1. A.M. Fridman, V.L. Polyachenko, "Physics of Gravitating Systems", Springer-Verlag New York Inc. 1984.
2. Г.С.Бисноватый – Коган, Я.Б.Зельдович, Астрофизика, 1970,6,387.
3. С.Н. Нуритдинов // Астрономический Циркуляр, 1992,1553,9.
4. S.N. Nuritdinov et al. // Astrophysics, 52, 4, 643, 2009.
5. S.N. Nuritdinov // IAUS, vol. 153, p.403, 1992.
6. С.Н. Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Мариам Султана, Астрофизика, 51, 487, 2008.

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

№5 (2020)