

Основным выводом является то, что на практике можно использовать мгновенное значение величины  $y$  для определенного объекта данной звездной системы, если нам известны все составляющие его скорости и значение параметра  $\beta$ . Это позволит указать, по крайней мере, нижний предел орбитального эксцентриситета данного объекта. Дело в том, что  $y$  для данного значения эксцентриситета не может превзойти определенный максимум (см. рис. 1, 2). отождествление этого максимума с мгновенным значением даст нам нижний предел. Между тем, так как функция  $y(x)$  является почти постоянной, этот нижний предел мало отличается от действительного эксцентриситета. Для будущего предлагается применить сформулированный здесь критерий к объектам сферической подсистемы нашей Галактики.

*On Evaluating of the Orbital Eccentricity.* A criterion for orbital eccentricity evaluating for objects moving in a spherically symmetric force field with mass distribution  $\mathfrak{M}(r) \propto r^3$ , based on the radial component rate in total kinetic energy is proposed. The latter quantity preserves a nearly constant value over a sufficiently large fraction of the orbit, admitting thus its instantaneous value to be a measure of the eccentricity.

6 декабря 1984

Астрономическая обсерватория,  
Белград, Югославия

С. НИНКОВИЧ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, Л. П. Осипков, А. Д. Черник, Динамика и эволюция звездных систем, вып. 4, сер. «Проблемы исслед. Вселенной», ред. К. Ф. Огородников, М.—Л., 1975, стр. 289.

УДК: 524—327

#### УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ, ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МОДЕЛИ ЗВЕЗДНОЙ СИСТЕМЫ

Устойчивость нестационарных, сферически-симметричных, гравитирующих систем по отношению к переходу в эллипсоид зависит от величины хаотических движений [1, 2] и от момента вращения. Если хаотические движения противодействуют этому переходу, то вращение способствует

ему. Цель настоящей работы — количественно оценить, на примере двух-параметрической нестационарной модели шара Фримана, влияние этих факторов на устойчивость относительно возмущения шар—эллипсоид.

Функция распределения невозмущенной модели имеет вид:

$$f_0 = \frac{\rho_0}{\pi a^2} \frac{Q}{\sqrt{l^2 \left( r_0^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) - a^2 \left( z - \frac{\dot{a}}{a} z \right)^2}}, \quad (1)$$

$$Q = \alpha \delta \left( \dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x - \frac{l}{a^2} y \right) \delta \left( \dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y + \frac{l}{a^2} x \right) + \\ + \beta \delta \left( \dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x + \frac{l}{a^2} y \right) \delta \left( \dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y - \frac{l}{a^2} x \right),$$

где  $\alpha = 1 - e \cos \eta$ ,  $t = \eta - e \sin \eta$ ,  $0 \leq e \leq 1$ ,  $l = \sqrt{1 - e^2}$ ,  $\rho_0$ ,  $r_0$  — плотность и радиус модели в момент времени, соответствующий  $\eta = \frac{\pi}{2}$ ,

$\alpha + \beta = 1$ ,  $\frac{4}{3} \pi G \rho_0 = 1$ . Полная энергия семейства моделей не зависит

от параметров  $l$ ,  $\beta - \alpha$ :  $E_T = -\frac{2}{5} \pi \rho_0 r_0^5$ , полный момент равен  $M_T =$

$= \frac{8}{15} \pi \rho_0 r_0^5 l (\beta - \alpha)$ , энергия хаотических движений в единицах полной

энергии равна  $E_x / |E_T| = \frac{1}{3} l^2 (1 + 8\alpha\beta) / a^2$ .

Возмущенную функцию распределения представляем в виде [3]:

$$f = \frac{\rho_0}{\pi a^2} \left[ \alpha \left( \frac{\delta(\tilde{\theta}_x^-) \delta(\tilde{\theta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma - \varepsilon \chi_1}} + \frac{\varepsilon}{a} B_1 \frac{\delta'(\tilde{\theta}_x^-) \delta(\tilde{\theta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma}} + \frac{\varepsilon}{a} C_1 \frac{\delta(\tilde{\theta}_x^-) \delta'(\tilde{\theta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma}} \right) + \right. \\ \left. + \beta \left( \frac{\delta(\tilde{\theta}_x^+) \delta(\tilde{\theta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma - \varepsilon \chi_1}} + \frac{\varepsilon}{a} B_2 \frac{\delta'(\tilde{\theta}_x^+) \delta(\tilde{\theta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma}} + \frac{\varepsilon}{a} C_2 \frac{\delta(\tilde{\theta}_x^+) \delta'(\tilde{\theta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma}} \right) \right], \quad (2)$$

где  $\tilde{\theta}_x^\pm = \dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x \pm \frac{l}{a^2} y$ ,  $\tilde{\theta}_y^\pm = \dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y \pm \frac{l}{a^2} x$ ,  $\Gamma = l^2 \left( r_0^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) - a^2 \left( z - \frac{\dot{a}}{a} z \right)^2$ ,  $\chi_j$ ,  $B_j$ ,  $C_j$  ( $j = 1, 2$ ) — функции от  $t$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $\dot{z}$ .

Линяризуя кинетическое уравнение и переходя затем к переменным  $\bar{r} = \bar{r}/a$ ,  $t' = \int \frac{dt}{a^2}$ , получим следующие уравнения для  $\chi_j$ ,  $B_j$ ,  $C_j$  ( $j = 1, 2$ ):

$$\left\{ \begin{aligned} L'\chi_1 &= 2[l^2(r_0^2 - r'^2) - \vartheta_z^2] \left( \frac{\partial B_1}{\partial x'} + \frac{\partial C_1}{\partial y'} \right) + \\ &+ 2l^2(B_1x' + C_1y') + \alpha^2 2\vartheta_z \cdot \frac{\partial \Phi_1}{\partial z'}, \\ L'B_1 + C_1l &= \alpha^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x'}, \\ L'C_1 - B_1l &= \alpha^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial y'}, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где  $L' = \frac{\partial}{\partial t'} + ly' \frac{\partial}{\partial x'} - lx' \frac{\partial}{\partial y'} + \vartheta_z \cdot \frac{\partial}{\partial z'} - l^2 z' \frac{\partial}{\partial \vartheta_z}$ ,  $\vartheta_z = \frac{dz'}{dt'}$ . Уравнения для  $\chi_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$  получаются из (3) заменой  $l$  на  $-l$ .

Возмущение потенциала выберем в виде

$$\Phi_1 = (x' + iy')^m \frac{\psi(t')}{\alpha} \quad (4)$$

Смещения границы, обусловленные возмущением каждого из компонентов, вращающихся в противоположные стороны, равны  $\Delta_j r = -\frac{\chi_j^0}{2l^2}$ , где  $\chi_j^0 = \chi_j \left( z = \frac{a}{\alpha} z, r = a \right) = \chi_j(\vartheta_z = 0, r' = 1)$ ; без ограничения общности мы положили  $r_0 = 1$ . При переходе через слой с поверхностной плотностью  $\sigma$  производная потенциала, непрерывного на границе, терпит разрыв величины  $4\pi G\sigma$ . В нашем случае  $\sigma = \frac{P_0}{\alpha^2} (\alpha\Delta_1 r + \beta\Delta_2 r)$ . Таким образом имеем уравнения:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=a+0} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=a-0} &= -\frac{3}{2\alpha^2 l^2} (\alpha\chi_1^0 + \beta\chi_2^0), \\ \Phi_1 \Big|_{r=a+0} &= \Phi_1 \Big|_{r=a-0}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Подставляя в первое уравнение (5)  $\chi_1^0$ ,  $\chi_2^0$ , полученные решением уравнения (3) и соответствующих уравнений для  $\chi_2$ , приходим к интегральному уравнению для  $\psi(t')$  вида:

$$\begin{aligned} \frac{2m+1}{3m} \psi(t') &= \alpha \int_{-\infty}^{t'} \left[ e^{ilm(t'-t_1)} \int_{-\infty}^{t_1} e^{i(lm-2l)(t_1-t_2)} \alpha \psi(t_2) dt_2 \right] dt_1 + \\ &+ \beta \int_{-\infty}^{t'} \left[ e^{-ilm(t'-t_1)} \int_{-\infty}^{t_1} e^{-i(lm-2l)(t_1-t_2)} \alpha \psi(t_2) dt_2 \right] dt_1. \end{aligned} \quad (6)$$

Ограничимся, в соответствии с нашими целями, бароподобным возмущением ( $m = 2$ ). Дифференцируя трижды уравнение (6) и сравнивая с исходным, получаем (учитывая, что  $\psi(-\infty) = 0$ ):

$$\frac{d^3 \psi}{dt'^3} + \left(4l^2 - \frac{6}{5} a\right) \frac{d\psi}{dt'} - \left(\frac{12i}{5} l(\alpha - \beta) a + \frac{6}{5} \frac{d\alpha}{dt'}\right) \psi = 0$$

или, перейдя к переменной  $\eta$ ,

$$\psi''' + 3 \frac{\alpha'}{a} \psi'' + \left(2 \frac{\alpha'^2}{a^2} + \frac{5l^2}{a^2} - \frac{11}{5a}\right) \psi' - \left(\frac{12i}{5} l \frac{(\alpha - \beta)}{a^2} + \frac{6}{5} \frac{\alpha'}{a^2}\right) \psi = 0. \quad (7)$$

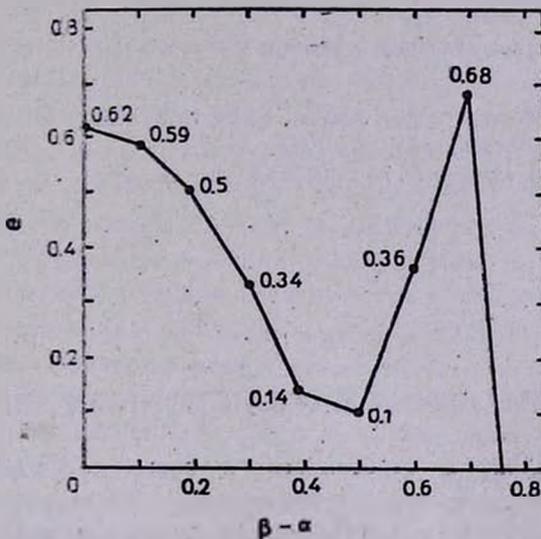


Рис. 1. Верхняя граница первой зоны устойчивости нестационарной двухпараметрической модели шара Фримана. По осям отложены значения параметров модели  $\epsilon = \sqrt{1 - P}$ ,  $\beta - \alpha$ , связанные с усредненной энергией вращения и энергией хаотического движения следующими соотношениями:  $\langle E_{br} / E_T \rangle = \frac{2}{3} \sqrt{1 - \epsilon^2} (\beta - \alpha)^2$ ,

$$\langle E_r / E_T \rangle = \sqrt{1 - \epsilon^2} \left[ 1 - \frac{2}{3} (\beta - \alpha)^2 \right].$$

На рис. 1 изображена верхняя граница первой зоны устойчивости, полученная численным расчетом показателей Ляпунова уравнения с периодическими коэффициентами (7) для  $0 \leq \beta - \alpha \leq 1$  с шагом 0.1, с последующей линейной интерполяцией. Для стационарных моделей ( $\epsilon = 0$ ) неустойчивость наступает при значении  $\beta - \alpha = 0.76$ . Невращающиеся ( $\beta - \alpha = 0$ ) модели устойчивы также при значениях  $0.88 \leq \epsilon < 0.91$ . При остальных значениях  $\beta - \alpha$  точек, соответствующих устойчивым моделям,

выше изображенной на рис. 1 кривой обнаружить не удалось. Если другие зоны устойчивости и существуют, то они очень узкие.

*Stability of a Pulsating Rotating Model of a Stellar System. The stability of a nonstationary two-parametry model of the Freeman sphere with respect to perturbation leading the sphere to the ellipsoidal form is investigated.*

22 октября 1984

Астрофизический институт  
АН КазССР

Е. А. МАЛКОВ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, С. Н. Нуридинов, *Астрон. ж.*, 58, 1158, 1981.
2. С. Н. Нуридинов, *Астрон. ж.*, 60, 40, 1983.
3. А. Г. Морозов, В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, *Астрон. ж.*, 51, 75, 1974.

УДК: 524.354.6—333

### МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА ПИОННЫХ ЗВЕЗД

Для астрофизики, в особенности в свете космогонических идей В. А. Амбарцумяна [1], было бы весьма заманчиво существование макрокосмов сверхплотных тел, удерживаемых, в отличие от нейтронных звезд, не гравитационными, а ядерными силами. Однако хорошо известно, что обычные ядерные силы не допускают существования таких объектов (отсутствие синглетного дейтрона и, как следствие, бинейтрона [2]). Возможность образования в ядерном веществе при сверхядерных плотностях пионной конденсации (п.к.) в ряде моделей приводит к возникновению гигантских ядерных нейтральных капель с массовым числом  $A \geq 10^5$  [3—6]. Масса таких объектов сверху может быть ограничена только эффектами общей теории относительности, что делает возможным существование космических самоудерживающихся тел, с массой порядка массы Солнца — пионных звезд [6—8]. Образование таких тел обусловлено возникновением второго отрицательного минимума функции  $\varepsilon(n)$  ( $\varepsilon$  — энергия на барион,  $n$  — число барионов в  $\text{см}^{-3}$ . Первый минимум соответствует энергии связи обычных ядер).  $\varepsilon(n)$  зависит от целого ряда условий, определяемых теорией в настоящее время неоднозначно. Так, обычно