ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LVI 1973 5

УДК 523.877

АСТРОФИЗИКА

Ю. Л. Вартанян, А. М. Кечиянц, А. В. Овсепян

Влияние сплюснутости на устойчивость и пульсации вращающихся нейтронных звезд

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. С. Саакяном 15/VI 1972)

При рассмотрении устойчивости и пульсаций вращающихся сверхплотных небесных тел—белых карликов и нейтронных звезд, представляет интерес исследовать влияние сплюснутости на параметры равновесия и частоту пульсаций. Для белых карликов такое исследование проведено в ([1]), где было показано, что при ограничении вращения условием истечения сплюснутость не превышает шести процентов и поэтому весьма слабо влияет на параметры равновесия и устойчивости вращающихся белых карликов. При этом изменения в основном обусловлены влиянием сплюснутости на энергию вращения. В случае вращающихся нейтронных звезд при наступлении истечения относительная доля энергии вращения намного больше, чем для белых карликов. Поэтому для таких конфигураций влияние сплюснутости на параметры равновесия и устойчивости оказывается более существенным. Здесь для вращающихся нейтронных звезд исследуется сплюснутость и её влияние на параметры равновесия и частоту радиальных пульсаций. При этом рассмотрение, также как в ([1]), произведено энергетическим методом.

В случае холодной вращающейся нейтронной звезды полная энергия может быть записана в виде

$$E = E_n + E_G + E_{\text{ото}} + E_r, \tag{1}$$

где E_n—полная энергия вырожденного нейтронного газа, E_G—ньютоновская гравитационная энергия, $E_{\text{ото}}$—поправки к этой энергии общей теории относительности и E_r—энергия вращения. Так как для нейтронных звезд эффекты общей теории относительности не малы ($\varphi/c^2 \simeq 0.2$, φ — гравитационный потенциал, c—скорость света), то для них необходимо рассмотрение произвести во втором приближении по ОТО. Именно такое исследование для сферически симметрического случая было проведено в ([2]), где было показано, что для энергии нейтронных звезд имеется весьма быстрая сходимость по релятивистским поправкам. Однако при исследовании влияния формы звезды на равновесие и устойчивость для упрощения расчета здесь также как в [3] мы ограничились первым приближением ОТО.

Обозначим параметр сплюснутости через λ ($\lambda < 1$, $\lambda = c/\sqrt[3]{abc} = (c/a)^{2/3}$, так как $a = b$; a и c соответственно экваториальная и полярная полуоси эллипсоида вращения). Обозначим $\lambda = 1 - \eta$, $0 < \eta < 1$. Определим зависимость полной энергии звезды от η. При этом следуя [5] примем, что плотность постоянна на подобных эллипсоидах вращения. В этом случае распределение плотности, как функции массы, будет таким же, как и в сферическом случае и поэтому полная внутренняя энергия не изменится: $E_n = E_{0n}$. Здесь и в дальнейшем все величины с индексом нуль относятся к сферическому случаю. Для гравитационной энергии E_G и энергии вращения E_r имеем [5,6]

$$E_G = E_{0G}\, g(\lambda), \quad E_r = E_{0r}\, \lambda, \tag{2}$$

где $g(\lambda) = \lambda^{1/2}(1 - \lambda^3)^{-1/2} \arccos \lambda^{3/2}$. В случае малых η в первом приближении $g(\lambda) = 1 - \eta^2/5$. Что же касается поправок ОТО, то их зависимость от сплюснутости будет такой же, как и для E_G. Но так как $E_{\text{ото}}$ по своему определению уже является поправочным членом к E_G, то учет отклонения в нём сферичности будет эффектом более высшего порядка и поэтому не будет рассматриваться.

Таким образом для полной энергии (1) в первом приближении по η получаем

$$E = E_0 - (\eta^2/5)\, E_{0G} - \eta\, E_{0r}. \tag{3}$$

Определим η из условия экстремума полной энергии по параметру сплюснутости λ : $\partial E/\partial\lambda = \partial E/d\eta = 0$. Из (3) для η получаем

$$\eta = 5\, E_{0r}/(2|E_{0G}|). \tag{4}$$

В случае предельного вращения, при котором наступает истечение вещества с экватора, зависимость E_{0r} и E_{0G} от массы покоя M ($M = m_n N$, N — полное число нейтронов в звезде, m_n — масса нейтрона) и параметра x_c ($x_c = p_c/m_n c$, p_c — импульс Ферми нейтронов в центре звезды) имеет одинаковый вид

$$E_{0G} = -A_1 M^{5/3} x_c, \quad E_{0r} = A_2 M^{5/3} x_c, \tag{5}$$

где A_1 и A_2 постоянные, зависящие от функции распределения $\varphi(\nu)$ ($x_n = x_c\varphi(\nu)$, $\nu = m/M$, m — текущее значение массы звезды, $x_n = p_n/m_n c$, p_n — импульс Ферми нейтронов), для которых имеем [3]

$$A_1 = (32/9)^{1/3} \int_0^1 \xi^{-1}(\nu)\, \nu\, d\nu;$$

$$A_2 = (1/3)(32/9)^{1/3} [\xi(1)]^{-3} \int_0^1 \xi^2(\nu)\, d\nu, \tag{6}$$

где $\xi(\nu) = \left(\int_0^\nu \varphi^{-3}(z)\, dz\right)^{1/3}.$

Подставляя (5) в (4) для η получаем

$$\eta = 5A_2/2A_1. \tag{7}$$

Мы замечаем, что в отличие от белых карликов, для которых сплюснутость оказывалась порядка шести процентов, для нейтронных звезд эта величина может достигать тридцати процентов. Как уже было отмечено выше это является следствием относительно большого вклада энергии вращения для нейтронных звезд, чем для белых карликов. Того же порядка оказывается сплюснутость вращающихся нейтронных звёзд, определённая из интегрирования дифференциальных уравнений ([7,8]).

Для определения влияния сплюснутости на массу и частоту пульсаций воспользуемся условиями равновесия и устойчивости (2,3).

$$(\partial E/\partial x_c)M,K = 0, \tag{8}$$

$$(x_c^2/I_0)\,(\partial^2 E/\partial x_c^2)M,K = \omega^2, \tag{9}$$

где K — момент количества движения звезды (момент вращения). I_0 — момент инерции относительно центра ($I_0 = \int\limits_M r^2 dm$), ω — частота радиальных пульсаций. Условие (8) есть условие равновесия (условие экстремума энергии), а (9) — условие устойчивости. Конфигурация, для которой $\omega^2 = 0$, соответствует состоянию потери устойчивости.

В (3) было показано, что для сферически симметрических нейтронных звезд уравнение равновесия (8) сводится к квадратному уравнению относительно $M^{2/3}$: $C_2M^{4/3} + C_1M^{2/3} + C_0 = 0$, где коэффициенты C_i — функции от x_c. Подставляя в (8) выражение полной энергии сплюснутых конфигураций (3) и учитывая (7), легко убедиться, что в случае предельного вращения поправка, обусловленная сплюснутостью, приводит к возникновению дополнительного слагаемого в коэффициенте C_1 сферического случая ΔC_1, который равен

$$\Delta C_1 = 15A_2^2/(4A_1). \tag{10}$$

Тот факт, что $\Delta C_1 > 0$ обусловлен тем обстоятельством, что в выражении полной энергии (3) из двух поправок δE_G и δE_r, обусловленных сплюснутостью, доминирующим является поправка на энергию вращения: $(\delta E_r) > (\delta E_G)$, что в свою очередь приводит при одном и том же значении параметра x_c (центральной плотности) к уменьшению массы сплюснутых конфигураций по сравнению с сферически симметричными (табл.1).

Для вычисления квадрата частоты радиальных пульсаций сплюснутых вращающихся нейтронных звезд подставим (3) в (9) и учтем, что моменты инерции относительно центра эллипсоида I и шара I_0 при сплюснутости η связаны соотношением $I = I_0/(1-\eta^2)$, а также, что $\partial^2 E_{0G}/\partial x_c^2 = 0$. Тогда для ω^2 получим:

$$\omega^2 = \omega_0^2\,[1 - \eta^2 - \eta(x_c^2/I_0)\,(\partial^2 E_{0r}/\partial x_c^2)]. \tag{11}$$

В табл. 1 для вращающихся сплюснутых нейтронных звезд, состоящих из идеального газа нейтронов, в зависимости от центральной плотности приводятся значения массы покоя M, периода пульсаций T_p, а также гравитационной энергии E_G и энергии вращения. Расчет проведен для конфигураций, вращающихся с предельной угловой скоростью твердотельного вращения $\Omega_{max}=(GM/R^3)^{1/2}$, при которой начинается истечение вещества с экватора. Для сравнения в табл. 1 приводятся также значения массы и периода пульсаций сферически симметрических конфигураций. Из таблицы видно, что учет сплюс-

Таблица 1

x_c	$\rho_c\cdot 10^{-15}$ $г/см^3$	Сплюснутые конфигурации				Сферические конфигурации	
		$-E_G\cdot 10^{-53}$ эрг	$E_r\cdot 10^{-53}$ эрг	M/M_0	$T_p\cdot 10^3$ сек	M/M_0	$T_p\cdot 10^3$ сек
0,3	0,142	0,3020	0,0270	0,450	1,811	0,574	1,722
0,4	0,336	0,6665	0,0596	0,615	1,236	0,772	1,700
0,5	0,656	1,1064	0,1096	0,748	0,965	0,921	0,904
0,6	1,134	1,5705	0,1403	0,841	0,822	1,019	0,759
0,7	1,801	1,9915	0,1780	0,900	0,775	1,071	0,695
0,8	2,688	2,3341	0,2087	0,928	0,859	1,088	0,714
0,85	3,224	2,4728	0,2211	0,933	1,049	1,086	0,782
0,9	3,827	2,5868	0,2281	0,933	2,239	1,078	0,971
0,95	4,501	2,6807	0,2365	0,921	—	1,067	2,370

нутости приводит к уменьшению массы и увеличению периода пульсаций на 10 : 20% по сравнению со сферически симметрическим случаем. Точка потери устойчивости и минимум периода пульсаций смещаются в сторону малых плотностей ($\Delta x_c = 0{,}05$), а максимум массы в сторону увеличения плотности ($\Delta x_c = 0{,}1$).

Если сравнить со случаем белых карликов(1), у которых сплюснутость почти не влияет на параметры равновесия, то можно заметить что у нейтронных звезд учет сплюснутости значительно изменяет как параметры равновесия, так и параметры устойчивости. Это обусловлено относительно большим значением параметра сплюснутости нейтронной звезды: $\eta = 0{,}33$ (для белых карликов $\eta = 0{,}06$).

В заключение выражаем благодарность академику В. А. Амбарцумяну, Г. С. Саакяну и Г. С. Аджяну за обсуждения.

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория

ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. Մ. ԿԵՉՅԱՆՑ, Ա. Վ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Պտտվող նեյտրոնային աստղերի սեղմվածության ազդեցությունը նրանց կայունության և պարամետրերի վրա

Դիտարկված է իդեալական նեյտրոնային գազից բաղկացած պտտվող աստղի հավասարակշռության և կայունության պարամետրերի վրա աստղի սեղմվածության ազդեցությունը։

Ցույց է տրված, որ պինդ մարմնի նման, հասարակածից նյութի արտա-
հոսն սկսվելու պայմանից որոշված սահմանային $\Omega_{\text{мах}} = (GM/R^3)^{1/2}$ ան-
կյունային արագությամբ պտտվող այդպիսի կոնֆիգուրացիաների համա
սեղմվածությունը կարող է հասնել 30-ի։ Կենտրոնական խտության միևնույն
արժեքի դեպքում, հավասարակշռության և կայունության հավասարումներում
սեղմվածության հաշվառումը բերում է զանգվածի փոքրացման և բաբախման
հաճախականության մեծացման 10—20%-ի չափով՝ համեմատած սֆերիկ
սիմետրիկ դեպքի հետ։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Ю. Л. Вартанян*, «Астрофизика», 8 (1972). [2] *Ю. Л. Вартанян, А. В. Овсепян, Г. С. Аджян*, Астрон. ж. 49,(4) (1972). [3] *Ю. Л. Вартанян, А. В. Овсепян, Г. С. Аджян*, «Астрофизика» 7, 625 (1971). [4] *Я. Б. Зельдович, Н. Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, «Наука», М., 1967. [5] *Л. Э. Гуревич, А. И. Лебединский*. Труды четвертого совещания по вопросам космогонии 147, М., 1955. [6] *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц* Теория поля, „Наука", 1967. [7] *J. B. Hartle, K. S. Thorne*, Astrophs. J., 153, 807, 1968 [8] *Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракян., Э. В. Чубарян*, Астрон. ж., *48*, 496, (1971).