

УДК 523877

АСТРОФИЗИКА

А. В. Овсепян

**Влияние взаимодействия на устойчивость и пульсации
 вращающихся нейтронных звезд**

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. С. Салкяном 2/XII 1971)

1. В работах (1-3) исследовалась проблема устойчивости и пульсаций вращающихся нейтронных звезд, причем исследование было проведено для модели идеального газа. Однако в области плотностей $\rho > 3 \cdot 10^{14}$ г/см³, когда среднее расстояние между частицами достигает порядка их ядер, взаимодействие между нейтронами становится весьма существенным и сильно влияет на параметры конфигураций (3,4). Поэтому представляет интерес рассмотреть влияние ядерного взаимодействия между нейтронами на устойчивость и пульсации вращающихся нейтронных звезд.

В настоящей работе получены результаты для массы, частоты радиальных пульсаций, размеров звезд, дефекта массы и др. для вращающихся нейтронных конфигураций с учетом взаимодействия между нейтронами. Приводятся значения всех основных видов энергий звезды, что позволяет судить о влиянии того или иного эффекта на равновесие и устойчивость. Расчеты проведены энергетическим методом (1,2).

2. Уравнения равновесия и устойчивости, полученные из условия минимума полной энергии звезды (5,6), имеют вид:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \rho_c^{1/2}}\right)_{S, M, K} = 0 \tag{1}$$

$$\left(\rho_c^{1/2}/I_0\right)\left(\frac{\partial^2 E}{\partial (\rho_c^{1/2})^2}\right)_{S, M, K} = \omega^2 \tag{2}$$

где E — полная энергия звезды, S — энтропия, M — масса, K — момент вращения, I_0 — момент инерции относительно центра $I_0 = 4\pi \int \rho r^4 dr$, $\rho = m n$, n_0 — плотность числа нейтронов в центре конфигурации ω — основная частота радиальных пульсаций. Подробное изложение

энергетического метода в применении к нейтронным звездам можно найти в (1,2).

Для полной энергии звезды имеем:

$$E = E_n + E_{int} + E_G + E_{rot1} + E_{rot2} + E_{rot3} + E_{rot4}. \quad (3)$$

где E_n — полная энергия вырожденного идеального нейтронного газа, E_{int} — энергия взаимодействия нейтронов, E_G — ньютоновская гравитационная энергия, $E_{rot1,2}$ — энергия вращения и ее релятивистская поправка, $E_{rot3,4}$ — первая и вторая поправки (ОТО) к полной энергии звезды. Конкретный вид для энергий можно найти в работах (1,2). Как видно из выражения энергии, эффект ОТО учтен с достаточной точностью, а также учитывается релятивизм вращения (членом $\sim \Omega^4$ и др., где Ω — угловая скорость твердотельного вращения).

В окрестностях точки потери устойчивости, где центральная плотность порядка 10^{15} г/см³, взаимодействие между нейтронами имеет характер отталкивания. Здесь для энергии взаимодействия барионов на единицу массы в случае модели взаимодействия (3), имеем

$$E_{int} = 0,2x - 1,282x^2 + 1,676x^3, \quad (4)$$

где $x = \frac{p_f}{m_e c}$, p_f — граничный импульс Ферми для электронов, m_e — масса электрона. Выражение энергии записано в системе единиц Оппенгеймера—Волкова $c = G = 1$.

Для применения энергетического метода необходимо знать закон распределения вещества — функцию $\xi(\nu) = n(\nu)/n_c$, где n — плотность частиц, $\nu = m(r)/M$, $m(r)$ — накопленная масса, r — текущий радиус, M — полная масса звезды.

Для нахождения функции $\xi(\nu)$ необходимо бывает решать соответствующую дифференциальную задачу (уравнения Толмена—Оппенгеймера—Волкова). Однако, как выяснилось на опыте многих работ, в частности (1,2) функция распределения мало зависит от тех или иных поправок и в основном определяется гравитацией и уравнением состояния. Для решения данной задачи применялась функция распределения, соответствующая идеальному нейтронному газу, однако результаты для невращающихся конфигураций хорошо согласуются с результатами точных расчетов, что позволяет рассчитывать также вращающиеся конфигурации.

3. В табл. 1 приводятся основные параметры звезд для случая с максимальным вращением без истечения и для невращающихся звезд. Для вращающихся звезд приведены значения энергий. Как видно из таблицы, энергия взаимодействия с увеличением плотности растет намного быстрее, чем энергия идеальных нейтронов, следовательно с возрастанием плотности относительное влияние взаимодействия становится больше. Из сравнения энергий E_{rot1} и E_{rot2} видно, что при больших плотностях эффекты ОТО становятся более существенными.

Таблица 1

Основные параметры холодных нейтронных звезд с учетом взаимодействия

χ_c	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	
Вращающиеся конфигурации $\Omega = \Omega_{\max}$	ρ_c	0.336	0.656	1.134	1.801	2.688	3.827	5.250	6.968	9.072	11.534
	M_c/M_\odot	0.3702	0.8256	1.3552	1.7438	1.8826	1.7979	1.5772	1.3044	1.0360	0.8006
	M/M_\odot	0.3663	0.7962	1.2683	1.5927	1.7029	1.6426	1.4860	1.2927	1.0990	0.9228
	$E_{\text{центр}} \cdot 10^{-52}$	0.1090	0.3508	0.9503	2.0654	3.6440	5.4221	7.0749	8.3569	9.1574	9.4840
	$E_{\text{вн}} \cdot 10^{-52}$	0.469	1.943	2.933	0.1580	9.7920	25.098	40.808	59.435	72.473	81.081
	$-E_{\text{грав}} \cdot 10^{-52}$	0.1978	0.9412	2.5400	4.5817	5.9490	6.1988	5.5369	4.4382	3.2976	2.3250
	$E_{\text{вн1}} \cdot 10^{-52}$	0.0256	0.1217	0.3338	0.5927	0.7696	0.8019	0.7163	0.5741	0.4265	0.3008
	$E_{\text{вн2}} \cdot 10^{-51}$	0.0374	0.2169	0.8299	2.2365	4.4944	7.1243	9.3858	10.734	11.034	10.465
	$-E_{\text{отот1}} \cdot 10^{-52}$	0.0072	0.0525	0.2516	0.8083	1.8952	3.5510	5.7059	8.2573	11.114	14.209
	$-E_{\text{отот2}} \cdot 10^{-51}$	0.0064	0.0718	0.5438	3.1804	11.298	28.824	57.060	93.173	131.45	165.95
	$\tau_p \cdot 10^3$	0.6947	0.5271	0.4487	0.4488	2.8856	—	—	—	—	—
	$R_{\text{вн}}$	15.27	15.97	15.69	14.63	13.11	11.48	9.90	8.45	7.17	6.08
	$\Delta M/M_\odot$	0.0107	0.0356	0.0641	0.0866	0.0954	0.0864	0.0578	0.0089	0.0608	0.1526
	$M \cdot 10^{-5}$	0.3702	0.8256	1.3552	1.7438	1.8826	1.7979	1.5772	1.3044	1.036	0.8006
$\Omega = 0$	$\tau_p \cdot 10^3$	0.6304	0.4764	0.4022	0.3899	0.6551	—	—	—	—	—
	M/M_\odot	0.2490	0.570	0.967	1.291	1.452	1.455	1.353	1.202	—	—
	$\Delta M/M_\odot$	0.0075	0.0303	0.0584	0.0835	0.0969	0.0929	0.0687	0.0230	—	—
	$N \cdot 10^{-52}$	0.249	0.57	0.967	1.291	1.452	1.455	1.353	1.202	—	—
	$R_{\text{вн}}$	13.402	14.239	14.290	13.607	12.442	11.052	9.6250	8.2760	—	—

Примечание: $\chi_c = P_f / m c$, P_f — граничный импульс нейтронов в центре звезды, ρ_c — плотность вещества в центре, $M_\odot = m_n N$ где N — полное число частиц, M — полная масса, τ_p — период пульсаций, $\Delta M/M_\odot$ — дефект массы.

чем вращение. Относительный дефект массы $\Delta M/M$, где $\Delta M = \frac{1}{c^2} \sum E_i$ может служить критерием устойчивости. $\Delta M/M$ в зависимости от числа частиц сначала возрастает, что соответствует устойчивым конфигурациям, затем возвращается с изломом в точке потери устойчивости и становится отрицательным. Отрицательный дефект массы при учете взаимодействия становится по модулю больше.

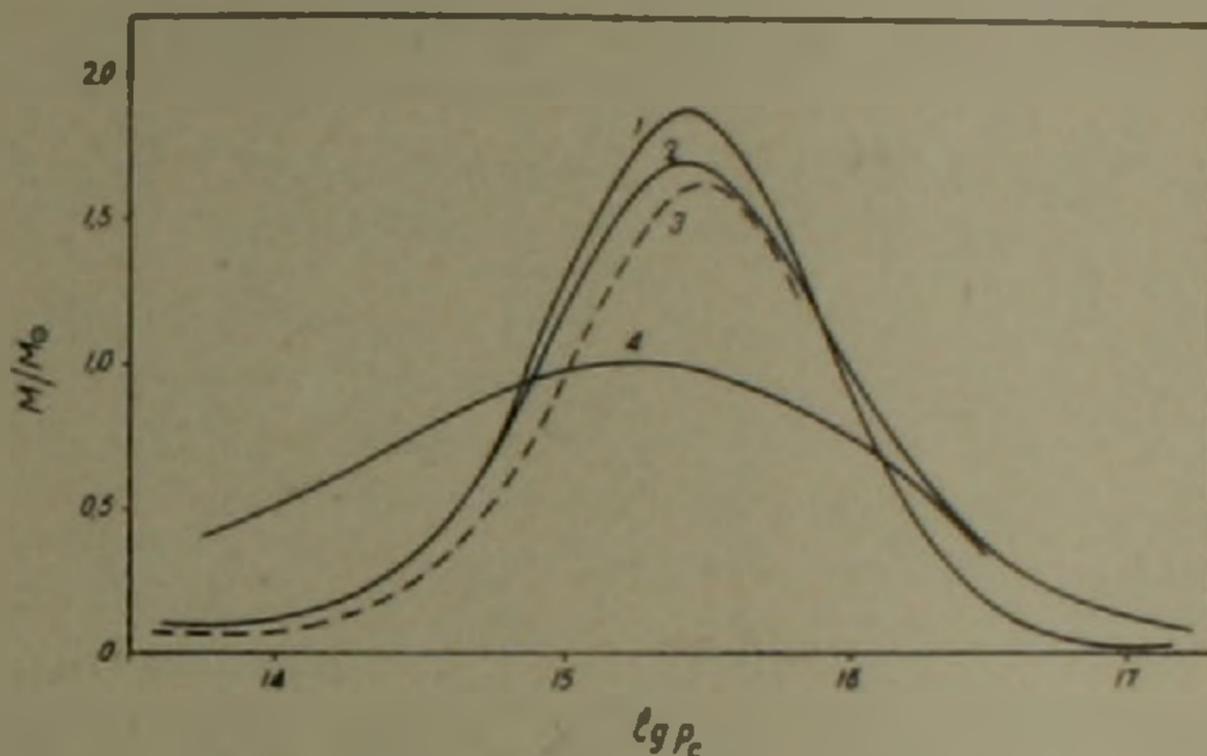


Рис. 1. Зависимость массы равновесных конфигураций от центральной плотности ρ_c г/см³. 1—зависимость $m_n N$ от плотности, где m_n —масса нейтрона, N —полное число частиц с учетом взаимодействия и $\Omega = \Omega_{\text{max}}$; 2— $M(\rho_c)$ —полная масса с учетом взаимодействия и $\Omega = \Omega_{\text{max}}$; 3—полная масса с $\Omega = 0$; 4—полная масса без учета взаимодействия с $\Omega = \Omega_{\text{max}}$.

На рис. 1 показаны кривые зависимости массы от центральной плотности для различных случаев. Из сравнения кривых 1 и 4 можно заметить, что учет взаимодействия приводит к увеличению массы равновесных конфигураций вблизи максимума на 70%, что обусловлено отталкиванием нейтронов в области плотностей $\rho > 10^{13}$ г/см³. Полученные значения массы хорошо согласуются с работами (2,4), что еще раз свидетельствует о применимости энергетического метода в данной области плотностей.

На кривой 4 видно, что точка потери устойчивости лежит за максимумом кривой, это обусловлено некоторой стабилизирующей ролью вращения по отношению к коллапсу. При учете взаимодействия точка потери устойчивости практически совпадает с максимумом кривой. Это можно объяснить тем, что вообще спад кривой $M(\rho_c)$ и потеря устойчивости обусловлены в основном действием эффектов ОТС, которые сильно возрастают с увеличением плотности и массы (табл. 1), а вклад вращения зависит от плотности слабее и поэтому при больших плотностях относительная роль вращения становится

меньше. Таким образом, вращение при учете взаимодействия не приводит к каким-либо изменениям в смысле центральной плотности в точке потери устойчивости, но приводит к увеличению критической массы на 7% (кривые 2 и 3).

Для максимума массы невращающихся конфигураций получается значение $1.60 M_{\odot}$, дифференциальные расчеты дают $1.55 M_{\odot}$, а для значения центральной плотности получается полное совпадение, что говорит о хорошем выборе функции распределения.

На рис. 2 показаны зависимости периодов радиальных пульса-

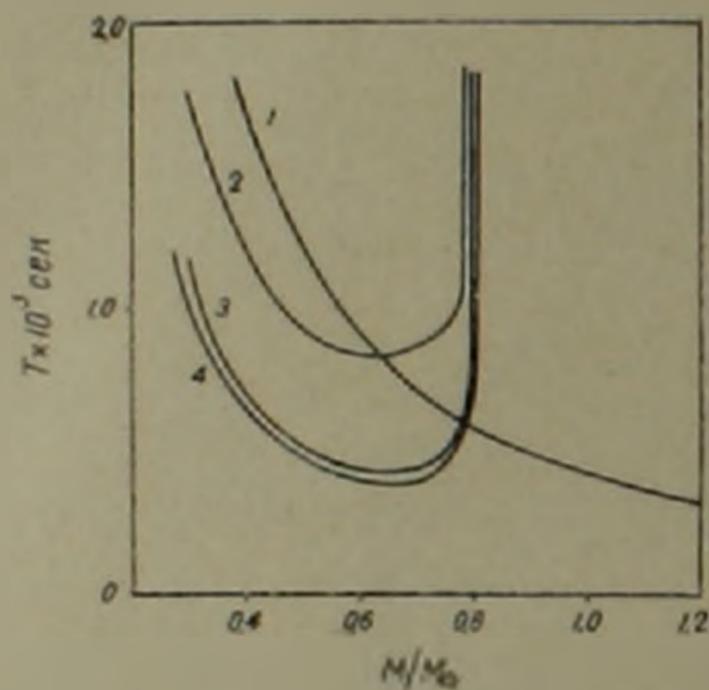


Рис. 2. Зависимость периодов вращения и радиальных пульсаций T от массы (T в секундах). 1—период вращения с $\Omega = \Omega_{\max}$; 2—период пульсаций без учета взаимодействия с $\Omega = \Omega_{\max}$; 3—период пульсаций с учетом взаимодействия $\Omega = 0$; 4—период пульсаций с учетом взаимодействия $\Omega = \Omega_{\max}$

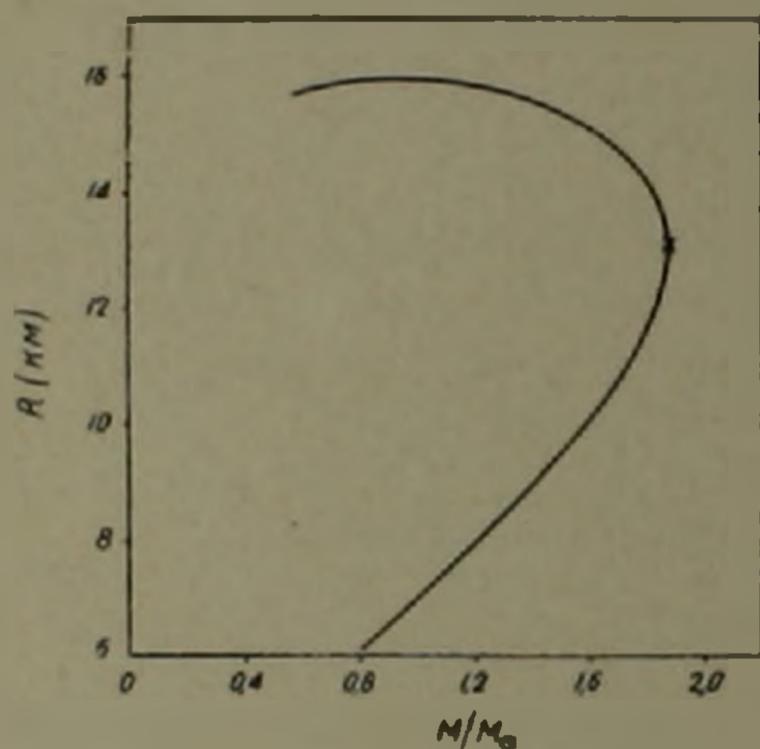


Рис. 3. Зависимость радиуса равновесной конфигурации R_{eq} от массы (крестом обозначена точка потери устойчивости)

ций и вращения от плотности. Как видно из рисунка, учет взаимодействия приводит к уменьшению периода пульсаций почти вдвое, это говорит о большой упругости сил ядерного взаимодействия нейтронов. Из сравнения кривых 3 и 4 видно, что вращение практически не меняет периода пульсаций. Таким образом, минимальный период пульсаций нейтронных звезд можно принять равным $0.39 \cdot 10^{-3}$ сек.

На рис. 3 показана зависимость радиуса конфигураций от их массы. Крестиком обозначена точка потери устойчивости.

Из полученных результатов, и учитывая результаты ⁽¹²⁾ можно сделать вывод, что в области плотностей $\rho > 10^{15}$ г/см³ наиболее существенны эффекты ОТО первого порядка, затем выбор уравнения состояния, то есть правильный учет ядерного взаимодействия и только после эффектов ОТО второго порядка идут эффекты вращения.

В заключение выражаю благодарность Ю. Л. Вартапяну за ру-

ководство работой, чл.-корр. АН Арм. ССР Г. С. Саакяну и всем участникам семинара кафедры теоретической физики за обсуждения, а также Г. С. Аджяну за помощь в работе.

Երևանский государственный
университет

Ա. Վ. ՇՈՎՍԵՓՅԱՆ

Փոխազդեցության ներգործությունը պտտվող նեյտրոնային աստղերի
կայունության և բարախումների վրա

Աշխատանքում նայատակ է դրված ուսումնասիրել նեյտրոնների միջուկային փոխազդեցության ներգործությունը պտտվող նեյտրոնային աստղերի հավասարակշռության և կայունության պայմանների վրա:

Կիրառված է էներգետիկ մեթոդը. հավասարակշռության և կայունության հավասարումները ստացված են աստղի լրիվ էներգիայի մինիմումի պայմանից: Փոխազդեցությունը հաշվի առնելու համար լրիվ էներգիային ավելացրած է փոխազդեցության էներգիան բազմանդամի տեսքով:

Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ փոխազդեցությունը հաշվի առնելիս պտույտի դերը փոքրանում է:

Նեյտրոնային աստղերի պտտման և ռադիալ տատանումների մինիմալ պարբերության համար ստացված է $3 \cdot 10^{-2}$ վրկ, հետևաբար, եթե բարախիչների համար դիտվեն դրանից փոքր պարբերություններ, ապա դրանք դժվար կլինի բացատրել նեյտրոնային աստղերի տատանումներով կամ պտույտով:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, Г. С. Аджян, «Астрофизика», т. 7, 563 (1971).
² Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, Г. С. Аджян, Астрон. ж., т. 49, в.3, (1972). ³ Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., т. 11, 391 (1964). ⁴ S. Tsuruta, A. G. Cameron, W. Sargent, J. Phys., 41, 1895 (1966). ⁵ Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, «Астрофизика», т. 6, 601 (1970). ⁶ Я. Б. Зельдович, В. Ф. Дьяченко, В. С. Имшенник, В. В. Пилевич, «Астрофизика», т. 4, 159 (1968). ⁷ G. S. Sahakian, Ju. L. Vartanian Nuovo Cim., 30, 82 (1963).