

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 макрокусков 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 $\varepsilon(n)$ (ε — энергия на барион, n — число барионов в см^{-3} . Первый минимум соответствует энергии связи обычных ядер). $\varepsilon(n)$ зависит от целого ряда условий, определяемых теорией в настоящее время неоднозначно. Так, обычно

$\varepsilon(n)$ представляется в виде: $\varepsilon(n) = \varepsilon_b(n) + \varepsilon_\pi(n)$, где ε_b — энергия на барион при отсутствии п. к., а ε_π — энергия п. к. Каждая из этих величин определяется из условия своей экстремальности. Но такой подход является некорректным, т. к. необходимо искать экстремум ε , а не отдельных слагаемых. Кроме того, как ε_b , так и ε_π определяются лишь на основе отдельных моделей и зависят от значения недостаточно точно известных констант. Все эти трудности обусловлены отсутствием точной теории сильного взаимодействия многих частиц.

В [7] были вычислены максимальные значения массы сверхплотных звезд для ряда моделей ε_b и двух моделей ε_π . Было показано, что из рассмотренных моделей второй отрицательный минимум $\varepsilon(n)$ образуется только в том случае, если для ε_b принять результаты [9], а для ε_π — модель развитого п. к. [10]. Для этого случая максимальная масса сверхплотных звезд оказывается меньше, чем масса двойного пульсара PSR 1916 + 13, измеренная наиболее точно и равная $1.41 M_\odot$ [11]. Из этого факта делалось заключение, что второго отрицательного минимума $\varepsilon(n)$ нет, т. е. как самоудерживающиеся космические тела — пионные звезды, так и гигантские ядерные капли — сверхплотные ядра, не могут образоваться. В этой связи отметим следующее. В случае наличия второго отрицательного минимума $\varepsilon(n)$ область существования нейтронных звезд ограничивается их центральными плотностями, соответствующими не максимуму массы (точка Ландау—Оппенгеймера—Волкова), а порогу рождения пионного конденсата [8]. Но в настоящее время нельзя строго доказать, что при такой центральной плотности масса нейтронной звезды будет меньше, чем максимальная масса пионных звезд. Даже если принять это, вообще-то неочевидное заключение, то из сравнения с наблюдательными данными можно опровергнуть ту или иную модель, но делать категорические заключения насчет явления в целом до создания точной теории — неоправдано. Другое дело, если результаты наблюдений будут противоречить количественным данным, полученным из общих физических требований. С этой целью поставим такую задачу: вычислим верхний предел максимальной массы пионных звезд, и если окажется, что во всей возможной области плотностей существования таких объектов этот предел будет меньше, чем значение массы PSR 1916 + 13, то можно утверждать, что такие объекты не существуют. Верхний предел максимальной массы можно найти, если в пионной звезде из-за большой несжимаемости ядерного вещества будет осуществляться предельно допустимое жесткое уравнение состояния, т. е. когда после образования второго отрицательного минимума $\varepsilon(n)$ на всей ее восходящей ветви скорость звука равна скорости света ($\partial P/\partial \rho = 1$, P — давление, $\rho = \rho\varepsilon$ — плотность энергии). В этом

случае уравнение состояния имеет вид* $P = \rho - \rho_s$, где плотность на поверхности ρ_s соответствует второму отрицательному минимуму кривой $\epsilon(\rho)$ ($\rho_s = \rho_{\min}^s$). При данном подходе это есть единственный свободный параметр теории, который соответствует плотности в сверхплотных ядрах. Из экспериментального факта отсутствия пионного конденсата в обычных ядрах следует, что $\rho_s > \rho_0$ (ρ_0 — ядерная плотность). Придавая ρ_s различные значения и проинтегрировав уравнения равновесия релятивистской гидродинамики — уравнения TOV [14], дополненные уравнениями для определения релятивистского момента инерции [15], мы получим зависимость массы, радиуса, момента инерции от центральной плотности для различных серий конфигураций. В табл. 1 приведены значения

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИЙ ПИОННЫХ ЗВЕЗД С МАКСИМАЛЬНОЙ МАССОЙ В СЛУЧАЕ ПРЕДЕЛЬНО ЖЕСТКОГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

n_s/n_0	$\rho_s (10^{15} \text{ г/см}^3)$	$\rho_c (10^{15} \text{ г/см}^3)$	$M (M_\odot)$	$R (\text{км})$	$I (10^{45} \text{ г}\cdot\text{см}^2)$
3	0.85	2.70	2.30	9.53	3.68
5	1.42	4.59	1.78	7.37	1.72
7	1.98	6.02	1.51	6.28	1.04
8	2.21	6.78	1.43	5.94	0.88
9	2.41	7.33	1.37	5.69	0.76
10	2.59	8.39	1.32	5.46	0.70

Примечание. n_s — плотность числа барионов на поверхности звезды, $n_0 = 0.17 \text{ ф}^{-3}$ — ядерная плотность, ρ_s и ρ_c — плотности полной энергии соответственно на поверхности и в центре, M — масса, R — радиус, I — релятивистский момент инерции.

этих величин в случае максимальной массы, т. е. предельно допустимых устойчивых конфигураций. Все три величины с увеличением ρ_s падают. Таблица исключает возможность существования пионных звезд и сверхплотных ядер, если плотность в последних больше ядерной в девять раз, т. к. в этом случае $M_{\max} < 1.41 M_\odot$. Однако утверждать это для всей возможной области изменения ρ_s нельзя. Более точное определение из наблюдений параметров нейтронных звезд с большими массами [16] может сузить возможно допустимую область существования сверхплотных ядер.

* В [12, 13] предельно жесткое уравнение состояния было использовано для оценки верхнего предела массы нейтронных звезд. Однако в случае нейтронных звезд такое уравнение состояния может осуществляться лишь в ее центральных областях, а не во всей звезде, как в рассматриваемом здесь случае.

Maximum Mass of Pionic Stars. To check the existence of superdense nucleus-like self-confined cosmic objects (pionic stars) in the case of a highly hard equation of state ($\partial P/\partial \rho = 1$) we have calculated the maximum values of their masses of various densities at the surface. For such configurations the values of the radius and the relativistic moment of inertia are also calculated.

8 января 1985

Ереванский государственный
университет

Ю. Л. ВАРТАНЯН
Г. Б. АЛАВЕРДЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, том II, Ереван, 1960.
2. Л. Д. Ландау, Я. А. Смородинский, Лекции по теории атомного ядра, Гостехиздат, М., 1955.
3. А. Б. Мигдал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, Г. А. Сорокин, Ж. эксперим. и теор. физ., 72, 1247, 1977.
4. Д. Н. Воскресенский, Г. А. Сорокин, А. И. Черноуцан, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 26, 495, 1977.
5. А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 16, 305, 1980.
6. J. V. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Astrophys. J., 199, 471, 1975.
7. P. Haensel, M. Proszynski, Astrophys. J., 258, 306, 1982.
8. Ю. Л. Вартамян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
9. V. R. Pandharipande, Nucl. Phys., A 178, 123, 1971.
10. D. Campbell, R. Dashen, J. Manassah, Phys. Rev., D 12, 979, 1010, 1975.
11. J. H. Taylor, in "IAU Symposium 95, Pulsars", ed. W. Sieber, R. Wielibinski, Dordrecht, Reidel, 1981.
12. R. C. Malone, M. B. Johnson, H. A. Bethe, Astrophys. J., 199, 741, 1975.
13. D. J. Hegyi, T. S. H. Lee, J. M. Cohen, Ann. N. Y. Acad. Sci., 262, Seventh Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1975, p. 404.
14. J. R. Oppenheimer, G. H. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
15. J. V. Hartle, Astrophys. J., 150, 1005, 1967.
16. S. Rappaport, P. S. Joss, in "X-Ray Astronomy", Proc. of HEAD-AAS Meeting, ed. Giacconi, Dordrecht, Reidel, 1981, p. 123.

