АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8 АВГУСТ, 1972 ВЫПУСК 3

РАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ БЕЛОГО КАРЛИКА В СЛУЧАЕ НЕОДНОРОДНОГО ВРАЩЕНИЯ

М. М. БАСКО, В. С. ИМШЕННИК

Поступила 9 февраля 1972

При помощи энергетического метода оценены периоды радиальных пульсаций неоднородно вращающихся белых карликов вблизи чандрасекаровского предела. В расчетах использованы результаты работ [1] (без учета поправок на нейтронизацию вещества) и [2], где эти поправки учтены. Показано, что учет эффектов нейтронизации приводит к резкому увеличению периодов радиальных пульсаций, но тем не менее периоды пульсаций вращающейся звезды могут быть в 4—5 раз меньше, чем невращающейся.

В работах [1, 2] с помощью простого энергетического метода проведены оценки периодов радиальных пульсаций вращающихся белых карликов вблизи чандрасекаровского предела. При этом в обеих работах предполагалось, что звезда вращается как твердое тело. В отличие от [1], в [2] наряду с эффектами ОТО были учтены поправки на нейтронизацию вещества. Это привело к значительному увеличению минимальных периодов пульсаций.

В настоящей работе с помощью энергетического метода оценены периоды радиальных пульсаций белых карликов при наличии дифференциального вращения.

Масса звезды, находящейся в гидростатическом равновесии, определяется [3] из уравнения

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \rho_c^{\frac{1}{3}}}\right)_{M,\,K} = 0, \tag{1}$$

где E — полная энергия звезды, ρ_c — плотность в центре, M — масса, K — полный момент импульса звезды. В качестве невозмущенной конфигурации берется политропный шар с показателем $n = 3$, а эффекты

ОТО, нейтронизации и вращения включены как малые поправки в энергию этой конфигурации.

Учтены также две первые поправки к уравнению состояния вырожденного ультрарелятивистского электронного газа. Частота основного тона радиальных пульсаций определяется [3] из

$$\omega^2 = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial (\rho_c^{\frac{1}{3}})^2} \right)_{M,\,K} \Big/ \rho_c^{-\frac{2}{3}}\, 4\pi \int_0^R \rho r^4 dr. \tag{2}$$

Рассмотрим поправку к полной энергии, обусловленную вращением звезды. Выражение для угловой скорости вращения из соображений размерности можно записать в виде

$$\Omega^2 = G\rho_c \varepsilon^2 \overline{\Omega^2}(\xi, \sin\vartheta) \tag{3}$$

ε — безразмерный параметр, характеризующий степень вращения, $\xi = \xi_1 (r/R)$ — безразмерная координата, R — радиус звезды, $\xi_1 = 6.897$ для $n = 3$, ϑ — полярный угол, $\overline{\Omega}$ — безразмерная функция.

Далее имеем

$$K = 2\pi \int_0^R \int_0^\pi \Omega \rho r^4 \sin^3\vartheta \, dr d\vartheta = \varepsilon G^{\frac{1}{2}} \rho_c^{-\frac{1}{6}} M^{\frac{5}{3}} k_1, \tag{4}$$

$$E_{\text{вр.}} = \pi \int_0^R \int_0^\pi \Omega^2 \rho r^4 \sin^3\vartheta \, dr d\vartheta = \varepsilon^2 G \rho_c^{\frac{1}{3}} M^{\frac{5}{3}} k_2, \tag{5}$$

$$k_1 = (4\pi \cdot 2.018)^{-\frac{5}{3}}\, 2\pi \int_0^{\xi_1} \int_0^\pi \overline{\Omega}(\xi, \sin\vartheta)\, \theta^3(\xi)\, \xi^4 \sin^3\vartheta \, d\xi d\vartheta, \tag{6}$$

$$k_2 = (4\pi \cdot 2.018)^{-\frac{5}{3}}\, \pi \int_0^{\xi_1} \int_0^\pi \overline{\Omega^2}(\xi, \sin\vartheta)\, \theta^3(\xi)\, \xi^4 \sin^3\vartheta \, d\xi d\vartheta. \tag{7}$$

Здесь $\theta(\zeta)$ — функция Лэна-Эмдена для $n = 3$. Обозначим отношение вращательной и гравитационной энергий

$$\left| \frac{E_{\text{вр}}}{E_{\text{гр.}}} \right| = \varepsilon^2 \frac{k_2}{0.639} = \gamma. \tag{8}$$

Теперь можно легко получить

$$\left(\frac{\partial E_{\text{вр}}}{\partial \rho_c^{\frac{1}{3}}} \right)_{M,\,K} = 1.278\, \gamma G M^{\frac{5}{3}}, \tag{9}$$

$$\left(\frac{\partial^2 E_{вр}}{\partial(\rho_c^{\frac{1}{3}})^2}\right)_{M,\,K} = 1.278\,\gamma\, G M^{\frac{5}{3}} \rho_c^{-\frac{1}{3}}. \tag{10}$$

Отсюда видно, что члены в (1) и (2), учитывающие вращение, отличаются от соответствующих членов в [1, 2] только коэффициентами. В качестве параметра, характеризующего вращение, удобно взять $\gamma = |E_{вр}/E_{гр}|$, так как это позволяет провести оценки частот радиальных пульсаций, не конкретизируя закон дифференциального вращения. Для твердотельного вращения $\gamma_{max} = 2.52 \cdot 10^{-2}$ [1]. Для дифференциального вращения γ может в несколько раз превышать это значение [4]. Результаты расчетов приведены в табл. 1 и 2. При расчетах полагалось $\mu_e = 56/26$. Индексом „1“ помечены параметры белых карликов, рассчитанные по формулам [1], т. е. без учета нейтронизации, а индексом „2“ — параметры, посчитанные по формулам [2] (с учетом нейтронизации).

Таблица 1

КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НЕОДНОРОДНО ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

γ	0	0.0033	0.013	0.03	0.053	0.083	0.12
$(M/M_\odot)_1$	1.21	1.22	1.23	1.25	1.26	1.27	1.29
$(M/M_\odot)_2$	1.01	1.02	1.04	1.05	1.06	1.03	1.00
$(\rho_c)_1 \cdot 10^{-10}$ г/см³	3.0	5.6	37	2.9×10^2	1.41×10^3	4.55×10^3	1.14×10^4
$(\rho_c)_2 \cdot 10^{-10}$ г/см³	0.33	0.37	0.53	1.03	2.7	7.9	22

Таблица 2

МИНИМАЛЬНЫЕ ПЕРИОДЫ РАДИАЛЬНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

γ	0	0.0033	0.013	0.03	0.053	0.083	0.12
$T_{1\min}$ (*сек*)	1.75	1.5	0.66	0.18	0.064	0.028	0.015
$T_{2\min}$ (*сек*)	2.44	2.4	2.17	1.75	1.12	0.60	0.33

Отметим, что учет нейтронизации резко снижает критические плотности и повышает периоды пульсаций. При $\gamma \approx 0.1$ необходимо уже учитывать давление нейтронов.

В работе [4] показано, что могут существовать неоднородно вращающиеся белые карлики с большими γ, но при этом становится значительной сплюснутость звезды у полюсов. Так как мы учитываем вращение в качестве малой поправки к сферической конфигурации, то с ростом γ результаты становятся все более ненадежными. Однако полученные оценки позволяют надеяться, что за счет дифференциального вращения минимальные периоды пульсаций все же могут быть снижены в 4—5 раз по сравнению с невращающимися конфигурациями.

Так как энергетический метод завышает частоту, то можно сделать вывод, что вряд ли могут существовать вращающиеся белые карлики с периодом радиальных пульсаций менее, чем несколько десятых долей секунды.

При выборе конкретного вида распределения угловых скоростей по звезде надо учитывать, что требование устойчивости накладывает два необходимых условия [3, 5]: а) Ω должна зависеть только от $s = r \sin \vartheta$, б) $\frac{d(\Omega s^2)}{ds} > 0$.

Наличие ионной кристаллической решетки [6,7] при электронном вырождении позволяет предположить, что у белого карлика может быть плотное ядро, быстро вращающееся с постоянной угловой скоростью, вне которого Ω уменьшается к периферии. Но даже при наличии всех этих ограничений всегда можно выбрать такое распределение угловых скоростей, при котором γ может быть во всяком случае порядка 0.1.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. С. Бисноватому-Когану за полезные обсуждения и ценные замечания.

Институт прикладной математики
АН СССР

RADIAL PULSATIONS OF THE WHITE DWARF IN THE CASE OF NON-UNIFORM ROTATION

M. M. BASKO, V. S. IMSHENNIK

The periods of radial pulsations of non-uniformly rotating white dwarfs near Chandrasekhar's limit are estimated with the help of energetic method. The results of papers [1] (disregarding neutronization) and [2], where neutronization is taken into account, are used. The effects of neutronization cause a substantial increase of radial pulsation periods, but nevertheless the periods of the rotating star can be 4—5 times less than those of non-rotating one.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. С. Имшенник, З. Ф. Сеидов*, Астрофизика, 6, 301, 1970.
2. *Ю. Л. Вартанян, А. В. Овсепян*, Астрофизика, 6, 601, 1970.
3. *В. Ф. Дьяченко и др.*, Астрофизика, 4, 159, 1968.
4. *G. P. Ostriker, P. Bodenheimer*, Ap. J., 151, 1089, 1968.
5. *P. Goldreich, G. Shubert*, Ap. J., 150, 571, 1967,
6. *E. E. Salpeter*, Ap. J., 134, 669, 1961,
7. *R. Schwartz, S. Africk*, Ap. Lett., 5, 141, 1970.