УДК 52.3/-7

МЕДЛЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ ЙОРДАНА—БРАНСА—ДИККЕ

Проблеме вращения нейтронных звезд в рамках общей теории относительности (ОТО) посвящен ряд работ [1—4]. Представляет интерес рассмотрение данного вопроса с точки зрения альтернативных теорий гравитации. Одной из них является скалярно-тензорная теория Йордана—Бранса—Дикке [5, 6]. Проблема вращения нейтронных звезд в этой теории до сих пор не рассматривалась. Настоящая статья посвящена данному вопросу. При этом используется приближение медленного вращения, при котором угловая скорость $\omega = d\varphi/dt$ удовлетворяет условиям

$$\omega r \ll 1, \quad \omega^2 \ll M/r^3. \tag{1}$$

Первое из них означает, что линейная скорость любого элемента тела много меньше скорости света, а второе — малость центробежных сил по сравнению с силами тяготения. (В (1) M — масса звезды, r — радиальная координата; здесь и далее используются единицы $c = G = 1$).

Уравнения поля в скалярно-тензорной теории имеют следующий вид [5, 6]:

$$G_{\mu\nu} = -\frac{8\pi}{\psi} T_{\mu\nu} - \frac{\omega}{\psi^2}\left(\psi_{;\mu}\psi_{;\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}\psi_{;\rho}\psi^{;\rho}\right) - \frac{1}{\psi}\left(\psi_{;\mu;\nu} - g_{\mu\nu}\psi^{;\rho}_{;\rho}\right), \tag{2}$$

$$\psi^{;\rho}_{;\rho} = \frac{8\pi}{3+2\omega} T^{\mu}_{\mu}. \tag{3}$$

В (2), (3) ψ — скалярное поле, $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор, $G_{\mu\nu}$ — тензор Эйнштейна, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса, выражающийся через давление P, плотность вещества ρ и интервал ds следующим образом:

$$T_{\mu\nu} = (P+\rho)\frac{ds}{dx^{\mu}}\frac{ds}{dx^{\nu}} - P g_{\mu\nu}. \tag{4}$$

В уравнения поля входит безразмерная константа ω. Теория Йордана—Бранса—Дикке переходит в ОТО в предельном случае $\omega \to \infty$, $\psi = 1$. Радиоастрономические данные устанавливают ограничение $\omega > 15$ [7].

В первом порядке по ω квадрат интервала можно записать в виде [1]

$$ds^2 = B dt^2 - A dr^2 - r^2[d\theta^2 + \sin^2\theta\,(d\varphi - \Omega dt)^2], \tag{5}$$

где функция Ω описывает «увлечение» инерциальной системы отсчета. Можно показать, что, как и в ОТО, в рассматриваемом приближении Ω зависит только от радиальной координаты r. В случае невращающейся конфигурации, то есть при $\Omega = 0$, (5) переходит в метрику сферически-симметричной системы. Уравнения (2—4) являются тогда уравнениями гидростатического равновесия [8], которые определяют в требуемом приближении функции A, B, ρ, P, ψ и другие четные по ω параметры системы. После нахождения этих параметров для определения линейной по ω функции Ω достаточно решить единственное неисчезающее недиагональное $(t\varphi)$ — уравнение в системе (2), записанное в первом порядке по ω:

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{\psi r^4}{\sqrt{AB}}\frac{d\Omega}{dr}\right) = 16\pi(P+\rho)(\Omega-\omega)\sqrt{\frac{A}{B}}r^4. \qquad (6)$$

Воспользовавшись решением Гекмана [5] для функций A, B, ψ и положив $P = \rho = 0$, найдем внешнее решение уравнения (6):

$$\Omega = \frac{37}{16h^2(KM)^3}\left[\tau^p\left(\frac{2}{p} - \frac{\tau^{-2h}}{p-2h} - \frac{\tau^{2h}}{p+2h}\right) + \frac{8h^2}{p(p^2-4h^2)}\right], \qquad (7)$$

$$r = \frac{4hKM}{\sqrt{\tau}(\tau^{-h}-\tau^{h})}, \quad h^2 = \frac{1}{4} - \frac{c(1-3c)}{2K^2}, \quad K = 1+2c, \; p = 1/K+1.$$

Здесь C — константа интегрирования, определяемая при решении уравнений гидростатического равновесия, а J — момент импульса, который, как можно показать, в скалярно-тензорной теории приобретает следующий вид:

$$J = \left[-\frac{1}{6}\cdot\frac{\psi r^4}{\sqrt{AB}}\cdot\frac{d\Omega}{dr}\right]_{r=R} =$$

$$= \frac{8\pi}{3}\int_0^R r^4(P+\rho)(\omega-\Omega)\frac{\sqrt{A}}{\psi\sqrt{B}}dr + \frac{1}{6}\int_0^\infty \frac{r^4}{\psi\sqrt{AB}}\frac{d\psi}{dr}\frac{d\Omega}{dr}dr, \qquad (8)$$

где R — радиус конфигурации. Последний член в (8) можно интерпретировать как вклад ψ-поля в момент импульса системы. Момент инерции относительно оси вращения $I = J/\omega$ также можно представить в виде суммы $I = I_\rho + I_\psi$, ограждающей вклады вещества и ψ-поля.

Приведем результаты численного интегрирования уравнений гидростатического равновесия и уравнения (6), описывающего вращение. При расчетах в области подъядерных плотностей использовалось уравнение состояния из [9]. При плотностях выше ядерной применялись уравнения состояния из работ [10] (С) и [11] (1Н). На рис. 1 изображена зависи-

мость относительных вкладов ψ-поля в момент инерции (I_ψ/I) от логарифма центральной плотности конфигурации для различных значений параметра σ. При $\sigma = 60$ вклад ψ-поля очень мал. Параметры конфигураций для такого большого значения σ практически не отличаются от результатов ОТО.

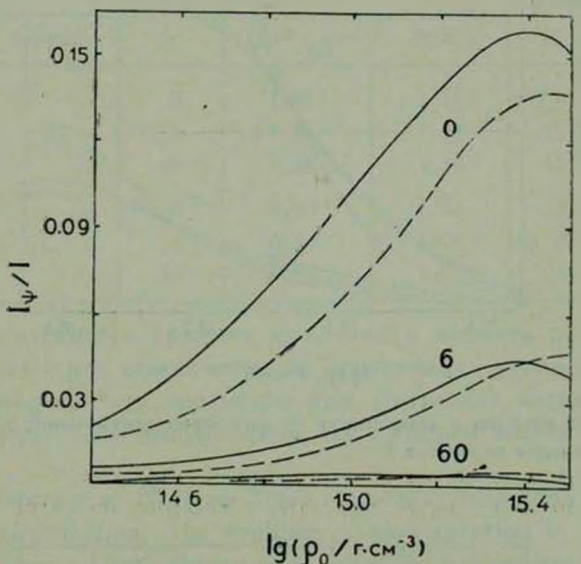

Рис. 1. Относительные вклады ψ-поля в момент инерции. Числа у кривых указывают значения параметра σ. Сплошные и пунктирные линии отвечают уравнениям состояния IH [11] и C [10] соответственно.

На рис. 2 представлены зависимости моментов инерции от логарифма центральной плотности. Прямые a), b) соответствуют оценкам момента инерции PSR 0532 [4]. a) $I > 1.0 \cdot 10^{45}$ г см^2, b) $I > 1.8 \cdot 10^{45}$ г см^2, которые получены из анализа энергетического баланса в Крабовидной туманности. Как видно из рис. 2, ни одна конфигурация, рассчитанная по уравнению состояния C [10], не удовлетворяет обеим оценкам. Уравнение состояния IH [11], более «жесткое» по сравнению с C [10], приводит к конфигурациям, удовлетворяющим оценке a) при любых значениях σ. Оценке же b) в этом случае удается удовлетворить лишь при $\sigma < 5.8$.

В настоящее время для PSR 0532 измерено гравитационное красное смещение линии аннигиляции e^+e^- у поверхности пульсара. Параметр смещения $Z = B^{-1/2} - 1 = \Delta\lambda/\lambda = 0.28$ [12]. На рис. 3 изображены кривые, представляющие зависимость Z от момента инерции рассчитанных конфигураций. (Горизонтальная линия отмечает значение $Z = 0.28$).

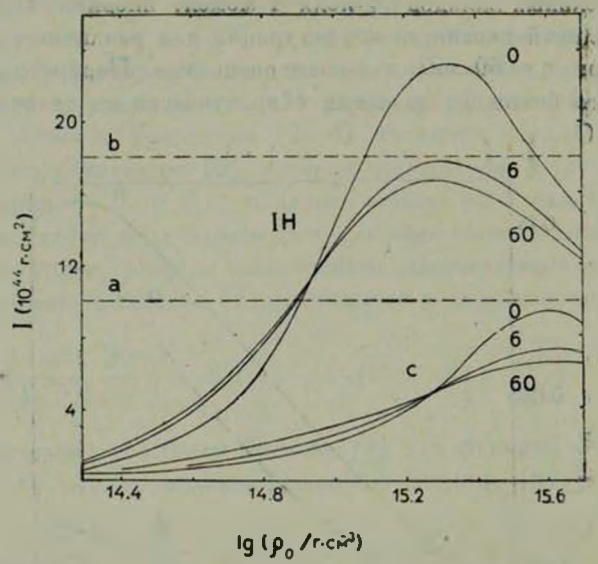

Рис. 2. Момент инерции в зависимости от логарифма центральной плотности. Цифры у кривых — значения параметра β.

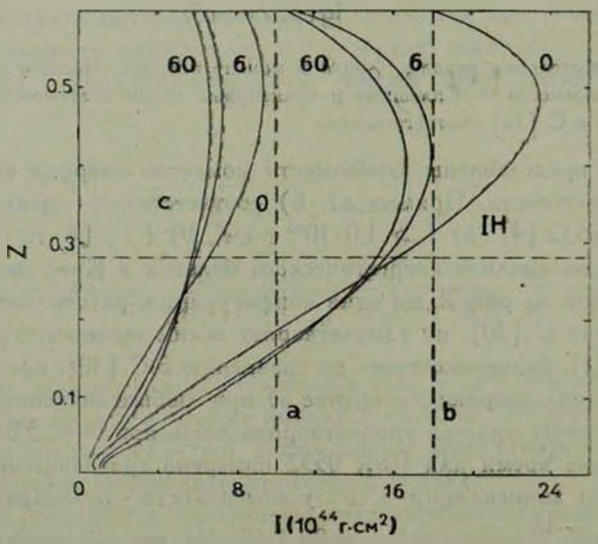

Рис. 3. Соотношение момент инерции — красное смещение на поверхности нейтронной звезды. Обозначения те же, что на рис. 2.

В табл. 1 приведены вычисленные значения параметров конфигураций для $\sigma = 0$; 6; 60 при $Z = 0.28$. Поскольку экспериментальное значение Z фиксирует величину момента инерции, оказывается, что ни один из рассматриваемых вариантов не удовлетворяет одновременно оценке b) момента инерции и оценке красного смещения.

Таблица 1

Вариант	σ	I (10^{45} г см^2)	$M/M_\odot$	R (км)
IH	0	1.62	1.77	12.33
	6	1.55	1.59	11.86
	60	1.50	1.54	11,73
C	0	0.66	1.31	9.12
	6	0.60	1.18	8.76
	60	0.57	1.09	8.42

Знание параметра красного смещения и момента инерции пульсара позволяет наложить ограничения на допустимые уравнения состояния. С другой стороны, эти параметры при достаточно надежном уравнении состояния могут быть использованы для проверки теории тяготения.

Slow Rotation of Neutron Stars According to Iordan—Brans—Dicke Theory of Gravitation. The problem of slow rotation in the frame work of Iordan—Brans—Dicke theory of gravitation is considered. Equation describing the rotation of equilibrium configurations is obtained in first order approximation of angular velocity. Vacuum solution of this equation as well as the form of moment of inertia are found. The numerical results are compared with the observation data on pulsar PSR 0532 in the Crab Nebulae.

15 июня 1979

Томский политехнический институт

В. И. РЕЙЗЛИН

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. B. Hartle*, Ap. J., 150, 1005, 1967.
2. *Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян*, Астрофизика, 4, 239, 1968.
3. *В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян*, Астрофизика, 5, 415, 1969.
4. *G. Börner, J. M. Cohen*, Ap. J., 185, 959, 1973.
5. *P. Iordan*, Schwerkraft und Weltall, Braunschweig, 1955.
6. *C. Brans, R. H. Dicke*, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
7. *E. B. Fomalont, R. A. Sramek*, Phys Rev. Lett., 36, 1475, 1976.

8. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
9. *F. Ferrini*, Astrophys. Space Sci., 32, 231, 1975.
10. *V. R. Pandharipande*, Nucl. Phys., A178, 123, 1971.
11. *H. A. Bethe, M. B. Jonson*, Nucl. Phys., A230, 1, 1974.
12. *M. Leventhal, C. J. MacCallum, A. C. Watts*, Nature, 266, 696, 1977.