

УДК: 524.354.6

## МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С ПОСТОЯННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ В БСТТ. РАЗЛИЧНЫЕ ВАРИАНТЫ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Л.Ш.ГРИГОРЯН<sup>1,2</sup>, П.Ф.КАЗАРЯН<sup>2</sup>, Г.Ф.ХАЧАТРЯН<sup>1,2</sup>

Поступила 8 апреля 1997

Принята к печати 1 июня 1998

В предыдущей работе были найдены решения уравнений биметрической скалярно-тензорной теории гравитации для нейтронных звезд, в которых скалярное поле постоянно, а метрический тензор удовлетворяет уравнениям ОТО. В данной работе найдены аналогичные решения для различных вариантов уравнения состояния вещества нейтронной звезды.

Биметрическая скалярно-тензорная теория гравитации (БСТТ) отличается от скалярно-тензорной теории Йордана-Бранса-Дикке наличием плоской фоновой метрики  $\gamma_{ik}$ . В [1] найдены решения уравнений БСТТ для нейтронных звезд, в которых скалярное поле постоянно

$$\varphi = \frac{c^4}{8\pi G} = \varphi_0, \quad (1)$$

метрический тензор  $g_{ik}$  пространства-времени удовлетворяет уравнениям ОТО, а фоновая метрика - уравнению

$$\varphi_0 g^{mn} (\bar{\Gamma}^i_{m;l} - g^{ik} \bar{\Gamma}^i_{mn;l}) = T, \quad (2)$$

где  $T$  - след тензора энергии-импульса звездного вещества,

$\bar{\Gamma}^i_{ik} = \Gamma^i_{ik} - \bar{\Gamma}^i_{ik}$ ,  $\Gamma^i_{ik}$  и  $\bar{\Gamma}^i_{ik}$  - символы Кристоффеля для метрик  $g_{ik}$  и  $\gamma_{ik}$  соответственно, и, наконец, ";" - операция ковариантного дифференцирования по  $g_{ik}$

В шварцшильдовской системе координат  $r, \vartheta, \phi$  с

$$g_{ik} dx^i dx^k = e^{\nu} c^2 dt^2 - e^{\lambda} dr^2 - r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2) \quad (3)$$

можно считать

$$\gamma_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - du^2 - u^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2), \quad (4)$$

где  $\nu(r)$  и  $\lambda(r)$  - известные функции, определяемые уравнениями ОТО, а  $u$  - некая радиальная переменная, зависящая от  $r$ . Функция  $u(r)$

определяется уравнением (2) и удовлетворяет граничному условию  $u/r \rightarrow 1$  на больших расстояниях от небесного тела. В [1] были получены аналитические выражения для  $u(r)$  за пределами нейтронной звезды и приведены результаты численного интегрирования уравнения (2) внутри небесного тела. Из них следует, что функция  $u(r)$  определяется с точностью до некоей произвольной постоянной интегрирования

$$l \geq \frac{3}{c^2} G \int P \sqrt{-g} d^3x = l_{\min}, \quad (5)$$

и что имеются две ветви решений с различным поведением  $u(r)$  в центре конфигурации  $r=0$ .

В расчетах [1] было использовано уравнение состояния  $\rho = \rho(P)$  сверхплотного вещества из работы [2] ( $\rho$  и  $P$  - плотность и давление звездного вещества соответственно). В данном сообщении приведены результаты интегрирования уравнения (2) для нейтронных звезд с различными вариантами уравнения состояния. Информация о них приведена в табл.1 Для полноты приведена также информация о  $\rho(P)$  из [2] (4-й вариант уравнения состояния).

На рис.1 приведены результаты расчетов в случае  $l = 10 l_{\min}$  для нейтронной звезды с массой  $M = 1 M_{\odot}$ . Верхняя и нижняя группы кривых соответствуют двум ветвям решений с различным поведением  $u(r)$  в

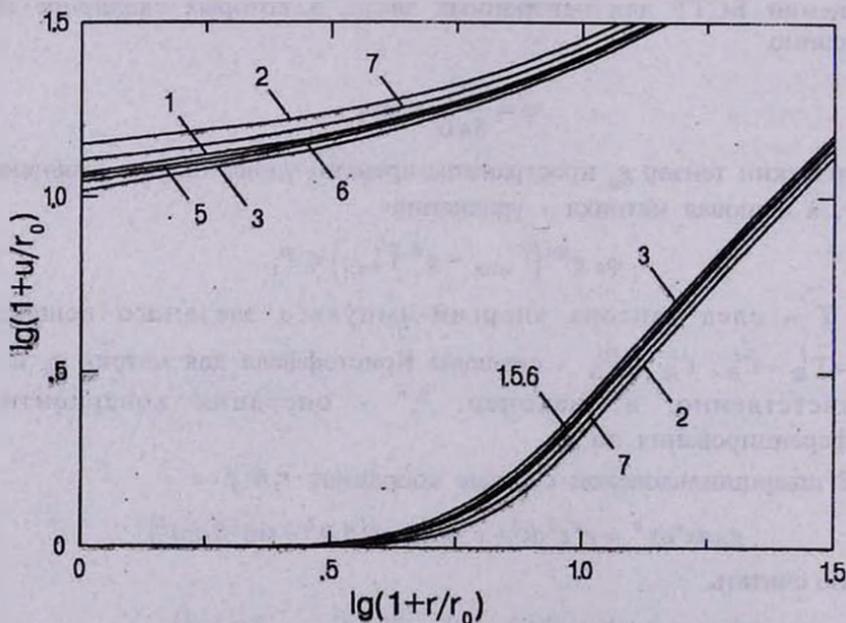


Рис.1 Функция  $u(r)$  для нейтронной звезды  $M = 1 M_{\odot}$ . Рядом с кривыми указаны варианты состояния из табл.1,  $r_0 = 1 \text{ км}$ ,  $l = 10 l_{\min}$ .

## УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИЗ [2-5]

| Вариант | Таблица, параграф* | Литература | Уравнение состояния                                                                                                                            |
|---------|--------------------|------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1       | 2                  | [3]        | Pandharipande 1971 (neutron), BBP <sup>a</sup> , BPS <sup>b</sup> and FMT <sup>c</sup>                                                         |
| 2       | 3                  | [3]        | Pandharipande 1971 (hyperon), BBP <sup>a</sup> , BPS <sup>b</sup> and FMT <sup>c</sup>                                                         |
| 3       | 7                  | [3]        | Pandharipande 1971 (hyperon), Arponen 1972, BPS <sup>b</sup> and FMT <sup>c</sup>                                                              |
| 4       | 6.2*               | [2]        | Grigorian & Sahakian 1983                                                                                                                      |
| 5       | 2                  | [4]        | PS <sup>d</sup> , A $\emptyset^c$ -5, BBP <sup>a</sup> -2 and BBP <sup>a</sup> -1                                                              |
| 6       | 7                  | [4]        | PS <sup>d</sup> , WFF <sup>e</sup> -3, BBP <sup>a</sup> -2, BPS <sup>b</sup> -1 and HZD <sup>f</sup>                                           |
| 7       | 1                  | [5]        | PS <sup>d</sup> , A $\emptyset^c$ -5, BEHO $\emptyset^h$ -nr (non relativistic), BBP <sup>a</sup> -2, BBP <sup>a</sup> -1 and HZD <sup>f</sup> |

\*Baym, Bete&Pethik 1971

<sup>b</sup>Baym, Pethik&Sutherland 1971

<sup>c</sup>Feynman, Metropolis&Teller 1949

<sup>d</sup>Pandharipande&Smith 1975

<sup>e</sup>Armsten&Østgaard 1984

<sup>f</sup>Wiringa, Fiks&Fabrocini 1988

<sup>g</sup>Haensel, Zdunik&Dobaczewski 1989

<sup>h</sup>Bao, Engvik, Hjorth-Jensen, Onsen&Østgaard 1994

центре конфигурации. Как видим, расхождения между различными вариантами уравнения состояния незначительны. Они еще меньше в случае  $l = l_{\min}$ .

Кривые зависимости  $l_{\min}$  от центрального давления  $P_0$  нейтронной звезды приведены на рис.2. Сравнивая их, убеждаемся в том, что  $l_{\min} \leq 1$  км для всех вариантов уравнения состояния. Проведенные нами численные расчеты свидетельствуют о том, что для небесных тел со слабым гравитационным полем всюду в пространстве  $u(r) \approx r$ .

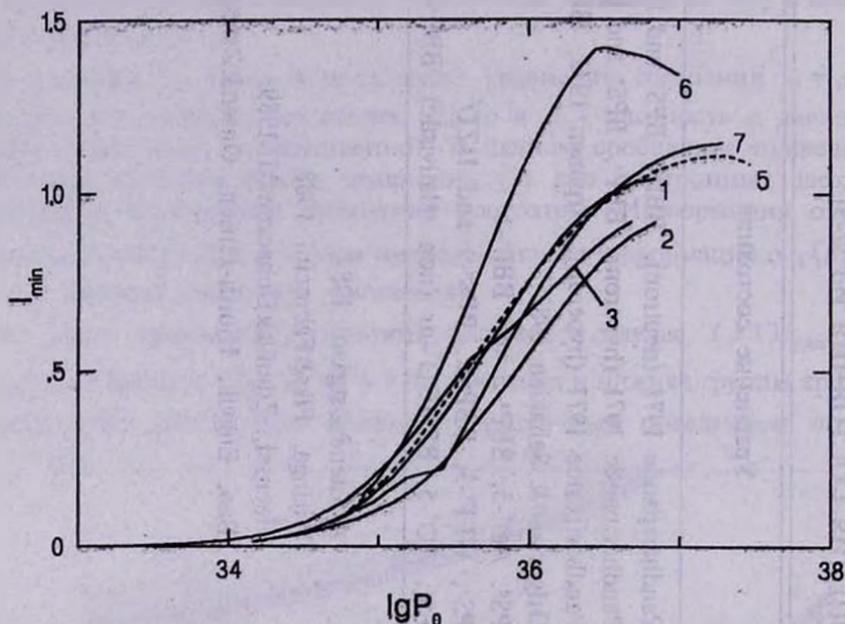


Рис.2. Минимальное значение  $l$ , измеренное в км, в зависимости от центрального давления конфигурации  $P_0$  - в эрг/см<sup>3</sup>. Цифры указывают варианты уравнения состояния из табл.1.

Резюмируя, можно утверждать, что, независимо от используемого варианта уравнения состояния вещества нейтронной звезды, скалярное поле (1) и метрический тензор пространства-времени, определяемый из уравнений Эйнштейна, удовлетворяют системе уравнений БСТТ. Это обстоятельство приводит к нетрадиционной для альтернативных теорий гравитации постановке вопроса о согласии теории с данными наблюдений двойных систем, содержащих нейтронную звезду. Задача сводится к согласию ОТО с этими данными. По этой причине можно считать БСТТ согласованной с данными наблюдений изменения орбитального периода двойного пульсара PSR1913+16.

С благодарностью отмечаем, что в расчетах использован PC Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки республики Армения.

<sup>1</sup>Институт прикладных проблем физики

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет

## NEUTRON STAR MODELS WITH CONSTANT SCALAR FIELD IN BSTT. DIFFERENT VERSIONS OF EQUATION OF STATE.

L.SH.GRIGORIAN<sup>1,2</sup>, P.F.KAZARIAN<sup>2</sup>, H.F.KHACHATRIAN<sup>1,2</sup>

Formerly the solutions of field equations of Bimetric Scalar-Tensor Theory of gravitation for neutron stars were found, in which the scalar field was constant and the metric tensor of space-time satisfied to the field equations of GR. Here we obtain similar solutions with different versions of the equation of state for neutron star matter.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика*, **40**, 391, 1997.
2. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
3. W.D.Arnett, R.L.Bowers, *Astrophys.J.*, **33**, 415, 1977.
4. G.Bao, E.Østgaard, B.Dybvik, *Int. J. Mod. Phys.*, **D3**, 813, 1994.
5. G.Bao, L.Engvik, M.Hjorth-Jensen, E.Osnes, E.Østgaard, *Nucl. Phys.*, **A575**, 707, 1994.