

*On the neutrino luminosity of magnetic stars in convergent models.* The contribution of the reaction  $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$  to the neutrino luminosity of magnetic stars is investigated in the Weinberg's theory. Calculations were made in a covariant two-dimensional model of electromagnetic interactions in a strong magnetic field, proposed by the author earlier.

20 декабря 1977 г.

В. В. СКОБЕЛЕВ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 71, 1263, 1976.
2. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 72, 1298, 1977.
3. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 73, 1301, 1977.
4. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 142, 1975.
5. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett. 56A, 151, 1976.
6. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, Вест. МГУ, сер. физ., № 4, 111, 1977.
7. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett., 62A, 53, 1977.
8. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 123, 1976.
9. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 9, 126, 1978.
10. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ТМФ, 29, 65, 1976.
11. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; 27, 1688, 1971.
12. D. A. Dirac, Phys. Rev., 6, 941, 1972.
13. С. Вайнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.

УДК 521.12

### КОНФИГУРАЦИИ ВЫРОЖДЕННЫХ МАСС ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ РОЗЕНА

В настоящей работе на основе теории Розена вычисляются параметры сверхплотных звездных конфигураций. В расчетах используется уравнение состояния, полученное в работе [1].

1. Метрики плоского и искривленного пространства—времени определяются следующими двумя интервалами соответственно:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

$$ds^2 = e^{2\Phi} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - r^2 e^{2\chi} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

где  $\Phi$ ,  $\chi$  и  $\lambda$  — функции только от координаты  $r$ , отсчитываемой от центра распределения масс.

Следует отметить, что в отличие от ситуации, характерной в ОТО, в биметрических теориях нет той свободы в выборе систем отсчета, как в ОТО. В частности, если в ОТО координату  $r$  и время  $t$  можно было бы еще подвергнуть любому преобразованию, не нарушающему центральной симметрии интервала  $ds$ , то сейчас этой возможности нет, поскольку мы изменили бы плоскую метрику (1). Однако в данной ситуации в нашем распоряжении имеются еще преобразования  $t \rightarrow -t$ ,  $\theta \rightarrow \pi - \theta$  и т. д., не нарушающие вида ни  $d\sigma$ , ни  $ds$ . Ограничением свободы выбора систем отсчета и объясняется тот факт, что в отличие от шварцшильдовского интервала в (2) входят три неизвестные функции  $\Phi$ ,  $\psi$  и  $\chi$ .

Функции  $\Phi$ ,  $\psi$  и  $P$  определяются уравнениями

$$\begin{aligned}\Phi'' + \frac{2}{r} \Phi' &= \frac{4\pi G}{c^4} (\rho + 3P) e^{\Phi - 3\chi}, \\ \psi'' + \frac{2}{r} \psi' &= -\frac{2}{r^2} \text{sh}(2\chi - 2\psi) - \frac{4\pi G}{c^4} (\rho - P) e^{4 - 3\chi}, \\ P' + (P + \rho) \Phi' &= 0, \\ P &= P(r)\end{aligned}$$

(штрих означает дифференцирование по  $r$ ). В [2] показано, что  $\chi = \chi$ .

Вне распределения масс имеем

$$\begin{aligned}\Phi &= -\frac{GM}{c^2 r} = -\frac{4\pi G}{c^4 r} \int_0^R (\rho + 3P) e^{\Phi - 3\chi} r^2 dr, \\ \psi &= \frac{GM'}{c^2 r} = \frac{4\pi G}{c^4 r} \int_0^R (\rho - P) e^{\Phi - 3\chi} r^2 dr.\end{aligned}\quad (4)$$

2. В работе [1], исходя из факта наличия  $\pi^-$ -мезонов в ядрах [3—5 и др.] получено уравнение состояния в интервале давлений  $2.1 \cdot 10^{23} \text{ эрг/см}^3 < P < \infty$ . Показано, что наличие  $\pi^-$ -мезонов в ядрах существенно меняет наши представления о состоянии вещества при сверхбольших плотностях. Для конкретных расчетов уравнение состояния аппроксимировалось следующим образом:

$$\rho = \begin{cases} 3.423 \cdot 10^{-8} P^{3.5} & \text{при } P \leq P_1 = 2.1 \cdot 10^{23}, \end{cases} \quad (5a)$$

$$\rho = \begin{cases} 1.059 \cdot 10^{-11} P^{3.4} (1 + 3.996 \cdot 10^{-8} P^{1.4} - 4.088 \cdot 10^{-15} P^{1.2} + \\ + 1.568 \cdot 10^{-2} P^{3.4}) & \text{при } P_1 < P \leq P_2 = 6.6 \cdot 10^{24}, \end{cases} \quad (5b)$$

$$\rho = 2.84 \cdot 10^{14} \quad \text{при } P_2 < P < P_3 = 5 \cdot 10^{25}, \quad (5c)$$

$$\rho = 5 \cdot 10^{-15} P^{0.85} \quad \text{при} \quad P_2 \leq P \leq P_3 = 5 \cdot 10^{16}, \quad (5d)$$

$$\rho = 3 \cdot 10^{14} \quad \text{при} \quad P_3 \leq P \leq P_4 = 10^{18}. \quad (5e)$$

$$\rho = \frac{P}{c^2} \quad \text{при} \quad P \geq P_4. \quad (5f)$$

Здесь плотность массы измерена в единицах  $\text{г/см}^3$ , а давление —  $\text{эрг/см}^3$ . Формулы (5a) и (5b) описывают состояние Ae-плазмы: в области давлений  $P < P_1$  электронный газ нерелятивистский. В точке  $P = P_1$  совершается переход от Ae-плазмы к сплошной ядерной материи, при котором плотность испытывает скачок примерно в 500 раз от значения  $\rho = 6.1 \cdot 10^{11}$  к  $\rho = 2.8 \cdot 10^{14}$   $\text{г/см}^3$ . (5c) соответствует ядерному веществу, которое в интервале давлений  $P_1 < P < P_2$  несжимаемо. При  $P > P_2$  возникает необходимость учета сжимаемости плазмы (см. (5d)). При давлениях  $P \sim P_3$ , чему соответствуют плотности  $\rho \sim 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ , по-видимому, происходит распад адронов с образованием плазмы, состоящей из кварков. (5e) описывает состояние несжимаемой кварковой жидкости. Наконец, при чрезвычайно больших давлениях  $P > P_4$  кварковая плазма становится сжимаемой, и состояние вещества описывается предельно жестким уравнением.

3. Результаты численного интегрирования представлены таблицей и рис. 1—2.

Максимальное значение массы плотных конфигураций в рамках биметрической теории гравитации равно  $M_{\text{max}}^R = 12.711 M_{\odot}$ , что достигается при  $\tau = 1.423$  ( $P_c = 5.145 \cdot 10^{30}$   $\text{эрг/см}^3$ ) и в 27 раз превышает  $M_{\text{max}}^E = 0.465 M_{\odot}$  (рис. 1). Для эйнштейновских конфигураций это значение получается при  $\tau = 1.352$  или  $P_c = 3.198 \cdot 10^{31}$   $\text{эрг/см}^3$ , что на два порядка ( $P_c^E/P_c^R = 160$ ) меньше соответствующей „розеновской“ плотности. Возможно, что эта разница указывает на то, что класс устойчивых „розеновских“ конфигураций превышает „эйнштейновские“. Аналогичный результат был получен нами в [2]. Однако ответ на этот вопрос остается открытым до решения задачи устойчивости „розеновских“ конфигураций.

Сравнивая значения для  $M$  с результатами предыдущей работы [2], полученными на основе уравнения состояния [6] для реального газа барионов, можно еще раз убедиться в том, что чем жестче уравнение состояния, тем больше максимально возможное значение массы: действительно, для нового уравнения состояния  $M_{\text{max}}^R = 12.711 M_{\odot}$ , а для старого —  $M_{\text{max}}^R = 16.28 M_{\odot}$ .

$\eta$	$P^* \cdot 10^{22}$	$P^* \cdot \text{см}^2$	$-\Phi(0)$	$\Psi(0)$	$M_0^*$	$M_0^*$	$R_0^*$	$R_0^*$	$R_0^*$	$R_0^*$	$M_0^*$	$M_0^*$	$R_0^*$	$R_0^*$	$M_0^*$	$M_0^*$
-1.462	6.465·10 <sup>-10</sup>	7.610·10 <sup>6</sup>	4.407·10 <sup>-4</sup>	4.407·10 <sup>-4</sup>	0.934	0.934	7450	7450	7450	7450	0.934	0.934	7450	7450	0.9343	0.9343
-1.433	6.465·10 <sup>-8</sup>	2.618·10 <sup>8</sup>	1.460·10 <sup>-3</sup>	1.460·10 <sup>-3</sup>	1.044	1.044	3700	3700	3700	3700	1.044	1.044	3700	3700	1.0442	1.0442
-1.330	6.465·10 <sup>-6</sup>	8.726·10 <sup>8</sup>	4.200·10 <sup>-3</sup>	4.200·10 <sup>-3</sup>	0.935	0.935	1390	1390	1390	1390	0.935	0.935	1390	1390	0.9352	0.9352
-1.336	6.465·10 <sup>-5</sup>	5.258·10 <sup>10</sup>	7.432·10 <sup>-3</sup>	7.432·10 <sup>-3</sup>	0.877	0.877	817	817	817	817	0.877	0.877	817	817	0.8773	0.8773
-1.266	6.427·10 <sup>-4</sup>	6.037·10 <sup>11</sup>	0.0243	0.0243	0.710	0.710	660	660	660	660	0.710	0.710	660	660	0.7101	0.7101
0.100	1.259	2.8401·0 <sup>14</sup>	0.0149	0.0149	0.021	0.021	18.3	18.3	18.3	18.3	0.021	0.021	18.3	18.3	0.0212	0.0212
0.400	2.647	2.840·10 <sup>14</sup>	0.0300	0.0300	0.064	0.064	8.238	8.412	8.412	8.412	0.064	0.064	8.238	8.49	0.0633	0.0633
0.630	4.828	2.840·10 <sup>14</sup>	0.0871	0.0871	0.151	0.151	7.168	7.517	7.517	7.517	0.151	0.151	7.168	8.49	0.1502	0.1502
0.966	34.911	1.149·10 <sup>15</sup>	0.1705	0.1705	0.478	0.478	8.084	9.086	9.086	9.086	0.478	0.478	8.084	9.30	0.4551	0.4551
1.200	373.35	8.625·10 <sup>15</sup>	0.2500	0.2273	0.593	0.593	6.699	7.717	7.717	7.717	0.593	0.593	6.699	7.30	0.3616	0.3616
1.218	519.2	8.800·10 <sup>15</sup>	0.2601	0.2383	0.560	0.560	6.214	7.198	7.198	7.198	0.560	0.560	6.214	7.05	0.3506	0.3506
1.300	4.00·10 <sup>2</sup>	3.000·10 <sup>16</sup>	0.6513	0.3320	0.507	0.507	4.116	5.151	5.151	5.151	0.507	0.507	4.116	4.116	0.2502	0.2502
1.314	6.465·10 <sup>2</sup>	3.000·10 <sup>16</sup>	0.5967	0.3962	0.364	0.364	2.674	3.521	3.521	3.521	0.364	0.364	2.674	3.034	0.2661	0.2661
1.352	3.198·10 <sup>4</sup>	3.000·10 <sup>16</sup>	1.9782	0.5070	2.188	2.188	3.208	5.111	5.111	5.111	2.188	2.188	3.208	3.150	0.7283	0.7283
1.398	2.572·10 <sup>5</sup>	2.862·10 <sup>17</sup>	3.9960	0.3820	8.414	8.414	6.263	9.129	9.129	9.129	8.414	8.414	6.263	2.150	1.3500	1.3500
1.418	3.241·10 <sup>6</sup>	3.606·10 <sup>18</sup>	5.6240	0.2740	12.62	12.62	7.932	10.39	10.39	10.39	12.62	12.62	7.932	2.050	1.2594	1.2594
1.423	5.145·10 <sup>6</sup>	5.724·10 <sup>18</sup>	5.8832	0.2660	12.71	12.71	7.935	10.24	10.24	10.24	12.71	12.71	7.935	2.060	1.2063	1.2063
1.429	1.029·10 <sup>7</sup>	1.145·10 <sup>19</sup>	6.1970	0.2410	12.51	12.51	7.873	9.974	9.974	9.974	12.51	12.51	7.873	2.070	1.1004	1.1004
1.456	5.145·10 <sup>8</sup>	5.724·10 <sup>20</sup>	7.8170	0.2017	9.468	9.468	6.191	7.508	7.508	7.508	9.468	9.468	6.191	2.070	0.6882	0.6882
1.478	5.145·10 <sup>10</sup>	5.724·10 <sup>22</sup>	9.7312	0.2617	5.783	5.783	5.086	6.173	6.173	6.173	5.783	5.783	5.086	2.070	0.6510	0.6510
1.486	5.145·10 <sup>11</sup>	5.724·10 <sup>23</sup>	10.897	0.3260	6.187	6.187	5.262	6.809	6.809	6.809	6.187	6.187	5.262	2.070	0.7542	0.7542
1.493	5.145·10 <sup>12</sup>	5.724·10 <sup>24</sup>	12.063	0.3953	7.090	7.090	5.689	7.400	7.400	7.400	7.090	7.090	5.689	2.070	0.8165	0.8165
1.498	6.465·10 <sup>13</sup>	7.183·10 <sup>25</sup>	13.172	0.5817	7.195	7.195	5.695	7.797	7.797	7.797	7.195	7.195	5.695	2.070	0.7611	0.7611
1.508	6.465·10 <sup>15</sup>	7.183·10 <sup>27</sup>	15.772	0.3317	7.338	7.338	0.420	5.780	5.780	5.780	7.338	7.338	0.420	2.070	0.7591	0.7591

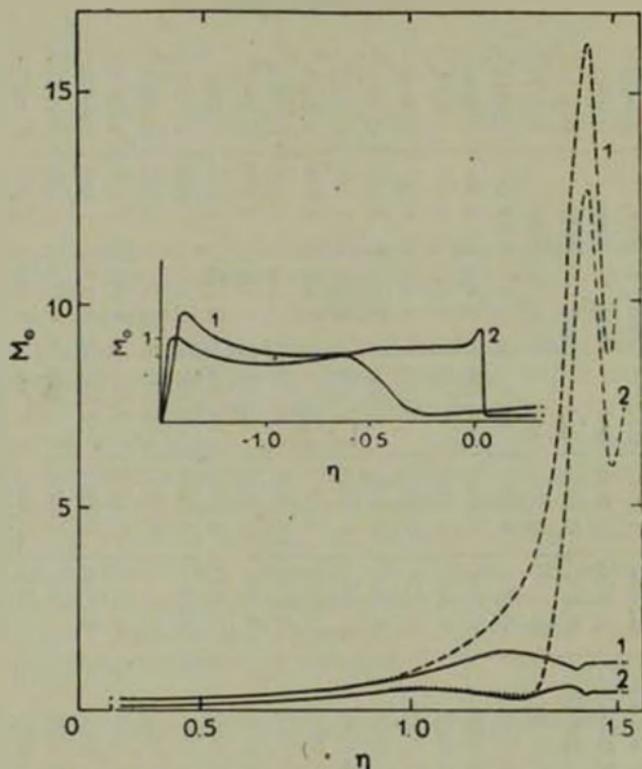


Рис. 1. Зависимость массы конфигураций из вырожденной плазмы от центрального давления ( $\eta = \text{arc tg } \lg P_c / 10^{23}$ ) с учетом (кривая 2) и без учета ионизации (кривая 1).

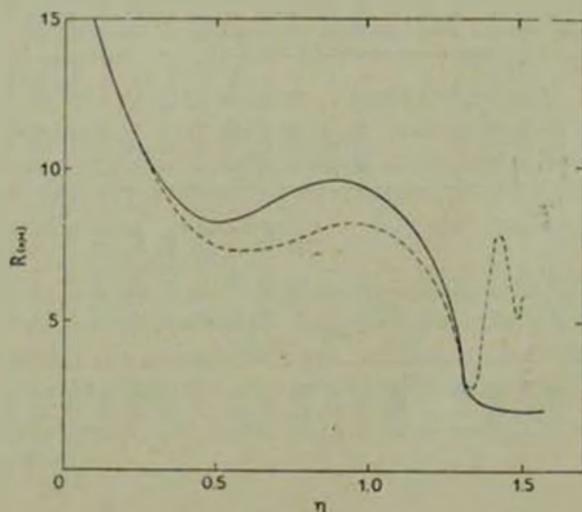


Рис. 2. Зависимость координатного радиуса от центрального давления ( $\eta = \text{arc tg } \lg P_c / 10^{23}$ ). Пунктирная кривая относится к биметрической теории.

На рис. 2 приведена зависимость координатных радиусов розеновских и эйнштейновских конфигураций от параметра  $\eta = \arctg \lg P_c / 10^{33}$ . Кривые показывают, что значения  $R_{\text{внеш}}^R$  и  $R_{\text{внеш}}^E$  значительно отличаются, начиная с  $\eta = 0.4$  ( $P_c = 2.647 \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup>).

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за ценные замечания и обсуждения.

*The configurations of degenerated masses according to the Rosen bimetric theory of gravitation.* According to the bimetric theory of Rosen the internal structure and integral characteristics of spherically symmetric configurations from degenerate nuclear plasm are obtained taking into account the existence of the  $\pi^-$ -condensation. The results are compared with the parameters of corresponding configurations which have been calculated in the case of the real barion gas [2].

It is shown that in the case of the existence of  $\pi^-$ -condensate in the nuclear matter, the maximal value of the mass ( $M_{\text{max}} = 12.7 M_\odot$ ) is less than in the first case ( $M_{\text{max}} = 16.3 M_\odot$ ).

If  $P_c > 2.647 \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup> the configurations in the bimetric theory of gravitation appear to be more compact than in GRT.

4 сентября 1978  
Ереванский государственный  
университет

А. В. САРКИСЯН  
Б. В. ХАЧАТРЯН  
Э. В. ЧУБАРЯН

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 669, 1977.
2. Г. С. Саакян, А. В. Саркисян, Б. В. Хачатрян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 14, 489, 1978.
3. А. Б. Мидал, *ЖЭТФ*, 61, 2209, 1971; *УФН*, 105, 775, 1971.
4. А. Б. Мидал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, *ЖЭТФ*, 66, 443, 1974.
5. А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *ДАН СССР*, 237, 299, 1977.
6. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.