

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 5 — 1975

УДК 530.12:531.51

Д. Д. ИВАНЕНКО, Н. И. МАКСЮКОВ

К ПРОБЛЕМЕ СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА

На основе численного интегрирования уравнений гидростатического равновесия ОТО совместно с рядом возможных вариантов уравнения состояния сверхплотного вещества рассчитаны параметры общерелятивистских сверхплотных конфигураций. Анализируется возможный вид кривой равновесных конфигураций в области плотностей $10^{13} < \rho > 10^{40}$ г/см³.

В последнее время достигнут определенный прогресс в понимании эволюции Вселенной, галактик и звезд. Однако судьба дальнейших исследований во многом зависит от того, насколько хорошо будут поняты их релятивистские стадии эволюции. Характерной особенностью последних является сверхплотное состояние материи, возникающее либо в процессе гравитационного коллапса, либо существующее в первые моменты взрывы Вселенной и последующей фрагментации на галактики.

Принято считать, что вне зависимости от теоретической модели в динамике Вселенной имеет место критическое состояние, характеризующееся бесконечной плотностью материи и сингулярностями пространства-времени. Поэтому первым примером исследования проблемы сверхплотного вещества служат вопросы, связанные с космологически ранними этапами развития Вселенной [1].

Общепринятым является утверждение, что в эволюции галактик нет стадий, на которых они как целое характеризовались бы сверхплотным состоянием вещества и значительным искривлением пространства-времени. Однако активность ядер галактик, согласно [2], не исключает возможности значительной роли сверхплотного протовещества в начальной стадии образования галактик и звезд путем его взрыва. Сверхплотные объекты возникают также в результате эволюции достаточно массивных звезд. Известно, что конечной стадией эволюции легких звезд ($M \leq 2-3 M_{\odot}$) являются черные и белые карлики, средних звезд ($M < 10 M_{\odot}$), т. е. нейтронные звезды-пульсары [3-4]. С точки зрения удаленного наблюдателя звезда, имеющая массу $M \geq 10 M_{\odot}$ и при этом уже исчерпавшая все источники ядерной энергии, будет асимптотически во времени сжиматься до своего гравитационного радиуса, образуя черную дыру [3-4]. Однако при описании вещества физически приемлемым уравнением состояния возможность

остановки коллапса маловероятна, но, по-видимому, не может быть полностью исключена [5].

При плотностях $10^{15} < \rho < 10^{50}$ г/см³ динамика сжатия вещества определяется сильными взаимодействиями. Причем по мере увеличения плотности вещества учет кривизны пространства-времени может существенно влиять на описание и поведение системы [6]. При дальнейшем повышении плотности динамика сверхплотных объектов и их статическое (если оно возможно) состояние должны определяться в равной степени всеми четырьмя фундаментальными взаимодействиями, причем ни одно из них нельзя считать малым. Для описания сингулярных областей ($\rho \sim 10^{93}$ г/см³) необходимо привлекать понятия квантовой гравитации [3—4].

Детальное исследование динамики гравитационного сжатия вещества при достаточно высоких плотностях в настоящее время практически невозможно. Поэтому решение статических задач, и в частности задача построения кривой равновесных конфигураций (зависимости массы конфигураций от ее центральной плотности) в широком диапазоне плотностей $0 < \rho < 10^{93}$ г/см³ позволяют исследовать как конечные, так и промежуточные стадии коллапса с определенным приближением к реальности.

Построение кривой равновесных конфигураций, параметры которых рассчитывались на основе различных вариантов уравнения состояния, производилось рядом авторов (например, [4, 7]). Исследование устойчивости различных вариантов кривой подтвердило существование устойчивых максимумов, соответствующих белым карликам ($M \sim 1,2 M_{\odot}$; $\rho_{\text{ц}} \sim 10^7$ г/см³) и пульсарам, параметры последних изменяются в пределах $M \sim 0,1 \div 2,5 M_{\odot}$; $\rho \sim 10^{14 \div 16}$ г/см³ в зависимости от модели уравнения состояния. Менее определенны результаты работ, в которых приводятся аргументы в пользу существования других устойчивых точек в области плотностей $10^{16 \div 17}$ г/см³ [8, 9]. Согласно [7], в области плотностей $\rho \sim 10^{19}$ г/см³ имеется еще один максимум, который, однако, неустойчив. Не исключено, что при высоких плотностях ($\rho > 10^{15}$ г/см³) то или иное превращение элементарных частиц, характер сильного взаимодействия и релятивистские эффекты могут значительно влиять на сжимаемость вещества и стабильность сверхплотных конфигураций. Поэтому возможно, что вывод о существовании только двух устойчивых точек не окончателен, и в действительности кривая может обнаружить «тонкую структуру» спектра семейства стабильных конфигураций.

Решение данного вопроса зависит от определения физического состояния (сверхтекучесть, сверхпроводимость, ферромагнетизм, бозе-эйнштейновская конденсация, затвердевание нейтронного газа), химического состава (атомы, ядра, электроны, нуклоны, гипероны, мезоны (μ , π), субчастицы-кварки (партоны)) и уравнения состояния вещества в диапазоне плотностей $0 < \rho < 10^{40}$ г/см³.

Анализ и возможные решения проблемы состояния сверхплотного вещества обсуждаются рядом авторов (например, [3, 4]), и в частности нами получены следующие уравнения состояния [10]:

$$0 < \rho < 10^4 \text{ г/см}^3,$$

$$P = 3,502 \cdot 10^{12} - 1,085 \cdot 10^{12} \rho + 8,086 \cdot 10^{10} \rho^2 + 6,386 \cdot 10^7 \rho^3, \quad (1)$$

$$10^4 < \rho < 0,5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3,$$

$$P = -3,85 \cdot 10^{19} + 4,512 \cdot 10^{15} \rho + 3,162 \cdot 10^6 \rho^2,$$

$$0,5 \cdot 10^{12} < \rho < 3 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3,$$

$$P = 3,046 \cdot 10^{29} + 7,095 \cdot 10^{17} \rho + 5,141 \cdot 10^4 \rho^2,$$

$10^{14} < \rho \leq 10^{15} \text{ г/см}^3$ (допускается экстраполяция в область более высоких плотностей):

$$P = N \frac{d\varepsilon}{dN} - \varepsilon, \quad (2)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{лепт}} + \varepsilon_{\text{Бозе}} + \sum_k m_k c^2 N_k + EN,$$

где N — плотность частиц в системе

$$\varepsilon_{\text{лепт}} = \sum_{e^{\pm}, \mu} m_k c^2 N_k + \frac{\pi^2 m_k^4 k c^6}{3 \hbar^3} \{8x^3 [(x^2 + 1)^{1/2} - 1] - x(2x^3 - 3) \times \\ \times (x^2 + 1)^{1/2} - 3 \operatorname{arsh} x\},$$

$$\varepsilon_{\text{Бозе}} = \left(\frac{87,05 \cdot 10^{-6} - 0,614N + 4,073N^2 - 4,83N^3 + 1,82N^4}{1 - 0,55N} \right) N,$$

$\varepsilon_{\text{Бозе}}$ — плотность энергии бозе-эйнштейновского конденсата π -мезонов. Конкретный вид данного уравнения состояния в значительной степени зависит от модели ядерного потенциала, используемого для расчета энергии связи E . Величина E есть сумма вкладов двухчастичных корреляций E_2 , а также вкладов трех- и четырехчастичных корреляций, трехчастичных сил и релятивистских поправок $E_{\text{кор}}$. Зависимость от плотности $E_{\text{кор}}$ (потенциал Рейда с мягкой сердцевиной) имеет вид:

$$E_{\text{кор}} = 8.568 + 10.871 k_F - 5.713 k_F^2 \text{ (МэВ)} \quad k_F = (1,5\pi^2 N)^{1/3}.$$

Величина E_2 рассчитывалась на основании теории Бракнера для 24 различных моделей ядерного потенциала (с твердой и мягкой сердцевиной, зависящих от скорости, сепарабельных и др.). В качестве примеров можно привести зависимость E_2 от плотности, рассчитанную на основе потенциала Хамады — Джонстона [11]:

$$E_2 = -5.261 + 20.246 k_F - 34.487 k_F^2 + 13.143 k_F^3,$$

потенциала Рейда (мягкая сердцевина) [12]:

$$E_2 = -65.67 + 167.237 k_F - 154.851 k_F^2 + 45.626 k_F^3,$$

потенциала Аппеля (с учетом зависимости от скорости) [13]:

$$E_2 = -10.523 + 32.039 k_F - 46.25 k_F^2 + 14.404 k_F^3,$$

сепарабельного потенциала Табакина [14]:

$$E_2 = 18.071 - 20.605 k_F - 9.29 k_F^2 + 4.814 k_F^3,$$

потенциала Грина [15]:

$$E_2 = 100.946 - 149.737 k_F + 51.268 k_F^2 - 2.35 k_F^3$$

и релятивистского потенциала [16]:

$$E_2 = \frac{22.071 - 53.416 k_F + 34.534 k_F^2 - 6.474 k_F^3}{1 - 0,554 k_F}.$$

Возможные варианты уравнения состояния, полученные на основе других моделей ядерного потенциала, приводятся в наших дальнейших публикациях [10].

На основе численного интегрирования (ЭВМ — БЭСМ4) уравнений гидростатического равновесия [7]

$$\begin{aligned} \frac{du}{dr} &= 4\pi r^2 \varepsilon(r), & \frac{dM}{dr} &= 4\pi r^2 \sqrt{g_{rr}} \varepsilon(r), \\ \frac{dp}{dr} &= -\frac{(p + \varepsilon)(4\pi r^3 p + a)}{r(r - 2u)}, & \frac{dR}{dr} &= \sqrt{g_{rr}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Совместно с 27 моделями уравнения состояния (2), которые считались верными для плотностей $\rho > 10^{14}$ г/см³ (область $\rho < 10^{14}$ г/см³ описывалась уравнением состояния (1)), рассчитывались параметры u , r , M и R всей конфигурации, а также гиперонно-кварковой сердцевины. Стабилизация кварков предполагалась возможной при $\rho > 10^{19}$ г/см³, а пороги рождения гиперонов взяты из работы [17]. С помощью полученных параметров исследовался вид кривой равновесных конфигураций, т. е. величина и область нахождения по плотности ее экстремумов в зависимости от уравнения состояния. Расчеты показали, что максимум, соответствующий нейтронным звездам, практически для всех уравнений состояния находится в области плотностей $\rho \sim 3 \cdot 10^{15}$ г/см³. Величина массы конфигурации существенно зависит от давления: чем жестче уравнение состояния (т. е. чем больше давление), тем больше масса. Практически для всех вариантов уравнения состояния параметр u имеет кроме u^1_{\max} еще два максимальных значения в среднем в областях плотностей $\rho \sim 6 \cdot 10^{16}$ г/см³ и $\rho \sim 10^{18}$ г/см³.

Аналогичные расчеты Д. Ф. Курдгелайдзе и Н. И. Максюкова на основе оригинального уравнения состояния гиперонного вещества для $\rho > 10^{15}$ г/см³ и уравнения состояния нейтронного газа для $\rho < 10^{15}$ г/см³ также показали наличие ряда экстремальных точек [20]:

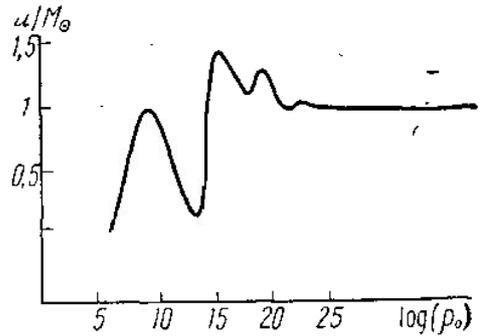
$$u = 1,46M_{\odot}, \quad r = 8,9 \text{ км}, \quad M = 1,8M_{\odot}, \quad R = 10,5 \text{ км},$$

при $\rho_{\text{ц}} \sim 5 \cdot 10^{15}$ г/см³ этот максимум соответствует нейтронным звездам; второй максимум $u = 1,1 M_{\odot}$, $r = 7,9$ км ($M = 1,3 M_{\odot}$, $R = 9,8$ км) находится в области $\rho_{\text{ц}} \sim 6 \cdot 10^{18}$ г/см³. Далее кривая имеет минимум $\rho_{\text{ц}} \sim 10^{20}$ г/см³, а затем масса вновь возрастает до $u = 1,05 M_{\odot}$ при $\rho_{\text{ц}} 10^{22}$ г/см³ и выходит на плато.

Таким образом, на рассчитанной нами кривой равновесных конфигураций помимо максимума, соответствующего нейтронным звездам, имеется два дополнительных максимума, которые соответствуют конфигурациям с гиперонной и кварковой сердцевиной. Поскольку уравнения гидростатического равновесия «позволяют» звезде сосредоточить всю свою массу в гиперонном ядре (вклад оболочки, образованной ядерной материей и плазмой, мал: $u < 0,05 M_{\odot}$), то конфигурации, соответствующие второму максимуму, можно назвать гиперонными звездами. Так как кварковая сердцевина может иметь массу $u \sim 0,3 M_{\odot}$ [18] и в основном вся масса приходится на гиперонную оболочку, то объекты, соответствующие третьему максимуму, можно отнести к гиперонным звездам, содержащим кварковое (партонное) ядро.

Расчеты [16] показывают, что изменение уравнения состояния гиперонного вещества за счет учета вклада большего числа частиц (сравнительно с [20]) приводит к уменьшению $\sim 0,1 M_{\odot}$ массы и ра-

диуса конфигураций ~ 2 км. Интегрирование уравнений (3) совместно с уравнениями состояния $p=\varepsilon$ и $p=1/3\varepsilon$ показало, что в области плотностей $10^{20} < \rho_{\text{ц}} < 10^{40}$ г/см³ кривая не содержит экстремальных точек и имеет характер плато. Следовательно, сердцевин (если они вообще могут быть) с плотностью $\rho_{\text{ц}} > 10^{22}$ г/см³ должны иметь чрезвычайно малую массу. По-видимому, результатом эволюции звезд с $M < 10M_{\odot}$ могут быть только белые карлики и барионные конфигурации — нейтронные, а возможно и гиперонные звезды. Наличие плато у кривой равновесных конфигураций обусловлено тем, что уравнения гидростатического равновесия (3) предотвращают рост массы плотного центрального ядра по мере увеличения его плотности, т. е. они гарантируют выполнение условия $r > r_g$.



По-видимому, можно считать, что кривая равновесных конфигураций, как кривая реальных объектов, являющихся результатом эволюции звезд, имеет смысл только до области плотностей $\rho_{\text{пр}} 10^{25-30}$ г/см³. Однако построение кривой в области $\rho > \rho_{\text{пр}}$ не теряет своей актуальности. Возможно, что в этой области плотностей она не представляет параметры реальных сверхплотных объектов, а отражает динамику сжатия звезды, т. е. параметр u на этой кривой — это параметр массы вещества на последовательных стадиях скачкообразного изменения его физического состояния в процессе гравитационного сжатия и разрушения при подходе к r_g . Однако построение подобной кривой при $\rho > \rho_{\text{пр}}$ имеет принципиальную трудность, так как при таких плотностях не известно физическое состояние вещества (возможно кварки (партоны)) вследствие стирания различия в расстоянии между частицами и внутричастичными размерами. По-видимому, здесь уже нет элементарных частиц, так как их структура может проявляться при $l \leq 5 \cdot 10^{-15}$ см [21]; слабые взаимодействия становятся сильными ($l < 10^{-17}$ см) и будут существенно влиять на искривления пространства-времени.

Необходимо отметить, что при выводе уравнений (3) предполагался следующий вид гидродинамического тензора идеальной жидкости $T_{\mu\nu}$:

$$T^0_0 = \varepsilon, \quad T^1_1 = T^2_2 = T^3_3 = -P,$$

т. е. обуславливалась необходимость знания уравнения состояния вещества. Поскольку гидродинамика сверхплотной материи может иметь свои специфические особенности, причем концепция уравнения состояния, возможно, теряет свой смысл при $\rho \sim 10^{42}$ г/см³, то для исследования кривой равновесных конфигураций в области плотностей $\rho > 10^{20}$ г/см³, по-видимому, необходимо исходить из уравнений (в случае сферически-симметричного распределения вещества)

$$\begin{aligned} -e^{-\lambda} \left(r^{-1} \frac{dv}{dr} + r^{-2} \right) + r^{-2} &= \kappa \langle \hat{T}^1_1 \rangle, \\ -e^{-\lambda} \left(r^{-2} - r^{-1} \frac{d\lambda}{dr} \right) + r^{-2} &= \kappa \langle \hat{T}^0_0 \rangle. \end{aligned}$$

В уравнениях (4) источник гравитационного поля квантовый, т. е. описывается оператором тензора энергии-импульса. Для решения урав-

нений (4) необходимо знание средних (квантовомеханических и по состояниям) значений оператора $T_{\mu\nu}$ [21].

ЛИТЕРАТУРА

1. Misner C. W. «Ap. J.», 151, 431, 1968; Harrison E. R. «Physics Today, June», 31, 1968; Hagedorn R. «Astron. Astrophys.», 5, 184, 1970; Huang K., Weinberg S. «Phys. Rev. Let.», 25, 895, 1970.
2. Амбарцумян В. А. ДАН АрмССР, 16, 73, 1953; Амбарцумян В. А., Саакян Г. С. «Астрономический журнал», 5, 601, 1962.
3. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М., 1971.
4. Ruffini R., Wheeler J. A. The significance of space research for fundamental physics, 45, ESRO SP-52, 1971.
5. Hoyle F., Narlikar J. V. «Proc. Roy. Soc.», A278, 465, 1964.
6. Robinson I., Schild A., Schucking E. L. Quasi stellar sources and gravit. collapse. Chicago, 1965.
7. Уилер Дж., Гаррисон Б., Вакано М., Торн К. Теория гравитации и гравитационный коллапс. М., 1967.
8. Heintzmann H., Hillebrandt W. «Astron. Astrophys.», 7, 443, 1970.
9. Gerlach V. «Phys. Rev.», 172, 1325, 1968.
10. Иваненко Д. Д., Максюков Н. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 16, № 4, 1975.
11. Hamada T., Johnston I. D. «Nucl. Phys.», 34, 382, 1962.
12. Reid E. V. «Ann. Phys.», 50, 411, 1968.
13. Appel K. «Z. Physik», 219, 447, 1969.
14. Tabakin F. «Phys. Rev.», 177, 1443, 1969.
15. Veda T., Green A. E. S. «Nucl. Phys.», B 10, 289, 1969.
16. Gersten A., Thompson R., Green A. «Phys. Rev.», D3, 2076, 1971.
17. Максюков Н. И. «Изв. вузов», сер. физ., 2, 41, 1974, 3, 11, 1974.
18. Саакян Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. М., 1972.
19. «Gern Courier», 13, 211, 1973.
20. Курдгелайдзе Д. Ф., Максюков Н. И. «Изв. вузов», сер. физ., 8, 129, 1974.
21. Иваненко Д. Д. «Изв. вузов», сер. физ., 12, 35, 1974; 13, 137, 1975.

Поступила в редакцию
23.1 1974 г.

Кафедра
теоретической физики