ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Ֆիզիկա-մաթեմատ. գիտություններ XV, № 6, 1962 Физико-математические науки

НАУЧНЫЕ ЗАМЕТКИ

Ю. Л. Вартанян, Г. С. Саакян

О коллапсе гравитирующих масс

Звездные конфигурации равновесия теоретически могут иметь любые массы, если, конечно, температура в центре имеет достаточно высокое значение. Мы имеем в виду конфигурации, находящиеся в состоянии механического равновесия. Что касается термодинамического равновесия, то оно у таких конфигураций носит локальный характер. С понижением центральной температуры масса, а также радиус звезды уменьшаются. При достаточно низких температурах образуются конфигурации белых карликов, а при еще меньших температурах — конфигурации вырожденного барионного газа, если, конечно, при этом плотность вещества в центре звезды достаточно велика.

Конфигурации вырожденных газовых масс, находящиеся в состоянии механического, а также термодинамического равновесия, были исследованы в работах [1—5]. Было показано, что радиус таких звезд порядка 10 *км*, а массы порядка массы Солнца. Важно отметить, что как по теории тяготения Ньютона, так и по теории Эйнштейна не существуют равновесные барионные вырожденные конфигурации, масса которых заметно превышала бы массу Солнца. Представляет большой интерес выяснить, что произойдет с теми вырожденными звездами, масса которых превышает массу Солнца. Этот вопрос был рассмотрен Оппенгеймером и Снайдером [6]. Путем решения уравнений Эйнштейна ими было показано, что большие звездные массы подвергаются коллапсу. Однако, в их работе была допущена ошибка, на которой мы хотим остановиться. Именно, задача решалась в предположении, что давление равно нулю. Покажем, что в этом приближении из уравнений поля, использованных в обсуждаемой работе, следует равенство нулю и градиента давления, что является недопустимым.

Уравнения Эйнштейна указанными авторами [6] были выписаны в сопутствующей системе координат в предположении, что четырехмерный интервал записывался в виде

$$ds^2 = d\tau^2 - e^{\bar{\omega}}\, dR^2 - e^{\omega}\, (d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\, d\varphi^2), \tag{1}$$

где $\bar{\omega}$ и ω — функции от R и τ.

Если в уравнениях (15)—(18) работы [6] не принимать $P=0$, где P — давление, то путем простых математических операций можно показать, что из них следует

$$P' - \bar{\omega}' P = 0, \tag{2}$$

где штрих означает дифференцирование по R.

Этот результат получается также из соотношения

$$T^{i}_{k,\,i} = 0, \tag{3}$$

если учесть (1).

Из (2) видно, что приравнивание нулю давления одновременно означает приравнивание нулю и градиента давления. Такой результат обусловлен сделанным неправильным предположением о виде ds^2. Действительно, если четырехмерный интервал записан правильно, то из уравнения Эйнштейна при условии $P=0$ ни в коем случае не должно следовать $\operatorname{grad} P = 0$. Физически это означает, что из пренебрежимости давления еще не следует возможность пренебрежения градиентом давления.

При корректном рассмотрении задачи следует исходить из квадратичной формы [7]

$$ds^2 = c^2 e^{\sigma} d\tau^2 - e^{\mu}(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2) - e^{\omega} dR^2, \tag{4}$$

где σ, μ и ω — функции от R и τ.

Для метрики (4) получаются четыре уравнения поля, которые составляют полную систему для определения четырех неизвестных функций σ, μ, ω и ρ (ρ — плотность энергии).

$$\frac{1}{2} e^{-\omega}\left(\frac{\mu'^2}{2} + \mu'\sigma'\right) - e^{-\sigma}\left(\ddot{\mu} - \frac{1}{2}\dot{\mu}\dot{\sigma} + \frac{3}{4}\dot{\mu}^2\right) - e^{-\mu} = \frac{8\pi k}{c^4} P,$$

$$\frac{1}{4} e^{-\omega}(2\sigma'' + \sigma'^2 + 2\mu'' + \mu'^2 - \mu'\omega' - \sigma'\omega' + \mu'\sigma') +$$

$$+ \frac{1}{4} e^{-\sigma}(\dot{\omega}\dot{\sigma} + \dot{\mu}\dot{\sigma} - \dot{\omega}\dot{\mu} - 2\ddot{\omega} - \dot{\omega}^2 - 2\ddot{\mu} - \dot{\mu}^2) = \frac{8\pi k}{c^4} P, \tag{5}$$

$$e^{-\omega}\left(\mu'' + \frac{3}{4}\mu'^2 - \frac{\mu'\omega'}{2}\right) - \frac{1}{2} e^{-\sigma}\left(\dot{\omega}\dot{\mu} + \frac{\dot{\mu}^2}{2}\right) - e^{-\mu} = -\frac{8\pi k}{c^4}\rho,$$

$$\frac{1}{2} e^{-\omega}(-2\dot{\mu}' - \dot{\mu}\mu' + \dot{\omega}\mu' + \sigma'\dot{\mu}) = 0,$$

где точка означает дифференцирование по τ.

Два из этих уравнений можно заменить им эквивалентными, но более простыми соотношениями

$$\dot{\omega} + 2\dot{\mu} = -\frac{2\dot{\rho}}{P+\rho}, \qquad \sigma' = -\frac{2P'}{P+\rho}, \tag{6}$$

которые получаются из (3).

Полученную систему уравнений необходимо дополнить уравнением состояния $P = P(\rho)$.

Уравнения Эйнштейна с метрикой (4) пока никем не решены. Следовательно, вопрос о том, как будут вести себя большие массы, будут ли они подвергаться коллапсу или нет, остается совершенно открытым.

В заключение авторы выражают благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение и замечания.

Ереванский государственный университет
Физико-техническая лаборатория
АН Армянской ССР

Поступила 21 VII 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. *Oppenheimer J. R.* and *Volkoff G. M.* On Massive Neutron Cores. Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
2. *Амбарцумян В. А.* и *Саакян Г. С.* О равновесных конфигурациях сверхплотных вырожденных газовых масс. Астрон. ж., **38**, 785, 1960.
3. *Амбарцумян В. А.* и *Саакян Г. С.* Внутреннее строение гиперонных конфигураций звездных масс. Астрон. ж., **38**, 1016 1961.
4. *Ландау Л. Д.* и *Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. ГИТТЛ, М., 1951.
5. *Саакян Г. С.* Ньютоновская теория сверхплотных конфигураций. Астрон. ж., в печати.
6. *Oppenheimer J. R.* and *Volkoff G. M.* On Continued Gravitational Contraction. Phys. Rev., **56**, 455, 1939.
7. *Ландау Л. Д.* и *Лифшиц Е. М.* Теория поля, III изд. Физматгиз, М., 1960.