АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14 МАЙ, 1978 ВЫПУСК 2

УДК 523.11

СТАТИЧЕСКИЕ И БЛИЗКИЕ К СТАТИЧЕСКИМ ПОЛУЗАМКНУТЫЕ КОНФИГУРАЦИИ И КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ

Г. Е. ГОРЕЛИК

Поступила 17 февраля 1977

Указано на возможность существования статических и близких к статическим полузамкнутых конфигураций. Обсуждается конкретная модель такой конфигурации в связи с космологической постоянной и приводится соотношение, связывающее основные ее параметры, в частности внутреннюю и внешнюю массы.

Самая существенная черта ОТО — представление об искривленном пространстве—времени. Однако, как известно, эффекты в слабом гравитационном поле могут быть объяснены теорией гравитации в плоском пространстве [1], существование нейтронных звезд и их основные свойства не связаны существенным образом с ОТО (их параметры в ОТО лишь несколько отличаются от «ньютоновских»), черная дыра может быть понята (по крайней мере качественно) в теории гравитации Ньютона (Лаплас) и даже основные свойства нестационарной космологии могут быть описаны в рамках ньютоновской теории (Милн—Мак-Кри) [2].

Конечно, вся в целом совокупность явлений, естественно объясняемых ОТО, достаточно убедительно говорит о ее истинности, но, тем не менее, пока не известны факты, прямо и непосредственно подтверждающие представления ОТО об искривленном пространстве—времени.

Возможны ли вообще такие факты? Безусловно. Отнюдь не всякий факт можно объяснить лишь ценой некоторого усложнения теории без отказа от плоского пространства—времени. Например, если бы была установлена конечность (замкнутость) пространства (это могло бы проявиться, например, в наблюдении одних и тех же астрономических объектов в противоположных направлениях), то этот факт принципиально был бы не совместим с плоским пространством Минковского.

Однако, как известно, в настоящее время наблюдения свидетельствуют скорее в пользу открытой Вселенной, и поэтому становятся более интересными локальные (не космологического характера) физические явления, связанные существенным образом с неплоским пространством. Кроме того, они могут существовать не в единственном экземпляре. Фактом такого рода могло бы стать обнаружение существования полузамкнутых конфигураций (ПЗК) [2] — образований, внутренняя геометрия которых обладает следующей особенностью: площадь сферы с центром в фиксированной точке не является монотонной функцией радиуса сферы.

ПЗК уже рассматривались при обсуждении связи теории гравитации и теории элементарных частиц [3], в то время как возможные астрофизические проявления ПЗК почти не обсуждались, по-видимому, в основном из-за нестатичности и малого «времени жизни» существующих реализаций полузамкнутой геометрии.

Простейшая, точно решаемая сферически-симметричная модель ПЗК строится из пылеобразного вещества с помощью решения Толмена [2] и в ней нет, естественно, никаких сил, противодействующих гравитационному сжатию. Существенная нестационарность существующих моделей ПЗК требует дать ответ на вопрос: может ли объект, обладающий полузамкнутой геометрией, существовать достаточно долго?

Положительный ответ на этот вопрос дается ниже тем, что будет указана статическая (а также сколь угодно близкие к ней) модель ПЗК. Эта модель связана с космологической постоянной Λ, однако некоторые ее свойства оказались независящими от величины Λ.

В последнее время заметно возрос интерес к проблеме Λ. С одной стороны, в теоретических работах исследуется квантово-полевая природа Λ, как тензора энергии—импульса вакуума [4, 6]. С другой стороны, наблюдательный материал приводит, по-видимому, к необходимости принять ненулевую величину Λ [5]. Интересно отметить, что и с экспериментальной, и с теоретической точек зрения (на основании совершенно различных аргументов) склоняются к положительному Λ.

Кроме того, возникла идея переменности Λ во времени [6]. Естественно, при учете неоднородности пространства должна быть переменность и по пространственным координатам. В рамках теории Дирака идея переменности Λ может быть корректно математически сформулирована [7].

Уравнения Эйнштейна $R_{..} - (1/2)\, g_{..}R = \varkappa T_{..} + g_{..}\Lambda$ в задаче со сферической симметрией с учетом Λ-члена в вакууме имеют решение [8]

$$ds^2 = \Phi dt^2 - \Phi^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega, \qquad \Phi = 1 - \frac{2m}{r} - \frac{1}{3}\Lambda r^2. \qquad (1)$$

Это решение не является асимптотически плоским на бесконечности (как решение Шварцшильда), m — масса источника. Нас в дальнейшем будет интересовать случай $\Lambda > 0$, соответствующий дополнительным силам отталкивания.

Особенность в метрике (1) в точке, где $\Phi = 0$, является координатной; ее можно ликвидировать (подобно случаю $\Lambda = 0$) преобразованием координат

$$d\tau = dt + f dr/\Phi, \quad dR = dt + dr/f\Phi; \qquad f^2 = 2m/r + \frac{1}{3}\Lambda r^2, \tag{2а}$$

которое приводит к метрике

$$ds^2 = d\tau^2 - f^2\, dR^2 - r^2 d\Omega,$$

$$r^{3/2} = \sqrt{\frac{3r_g}{\Lambda}}\,\mathrm{sh}\,\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}(R - \tau), \tag{2б}$$

$$f^2 = \left(\frac{r_g^2\Lambda}{3}\right)^{1/3} \frac{\mathrm{ch}^2\, \frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}(R-\tau)}{\mathrm{sh}^{2/3}\, \frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}(R-\tau)}; \qquad r_g \equiv 2m.$$

Эти формулы включают в себя и случай $\Lambda < 0$ ($\mathrm{sh}\, ix = i \sin x$).

Однородные, изотропные, с пылеобразным веществом космологические модели с метрикой

$$ds^2 = dT^2 - \frac{a^2(T)}{\left(1 + \frac{kR^2}{4}\right)^2}(dR^2 + R^2 d\Omega); \qquad k = \pm 1, 0, \tag{3а}$$

при учете $\Lambda \neq 0$ описываются уравнением

$$3\,\frac{\dot a^2 + k}{a^2} = \varkappa\rho + \Lambda; \qquad \rho = \rho_0 a^3, \quad \rho_0 - \text{const}. \tag{3б}$$

Единственным статическим решением этого уравнения является космологическая модель Эйнштейна

$$k = +1, \quad \varkappa\rho = 2\Lambda, \quad a = \Lambda^{-1/2}. \tag{3в}$$

Это решение неустойчиво [8], но существенно то, что решения устойчивые и достаточно близкие к нему по значениям параметров являются в некоторый период времени сколь угодно близкими к статическому. Именно такое свойство модели Леметра использовалось ранее при обсуждении проблемы концентрации квазаров вблизи $z = 2$ [2].

Решение (3а, в) может быть записано в виде

$$ds^2 = dT^2 - a^2 (d\chi^2 + \sin^2 \chi d\Omega), \quad r = a \sin \chi. \tag{4}$$

Общим решением сферически-симметричной задачи с пылеобразным веществом является решение Толмена [8]. (Кстати сказать, это решение первоначально было дано для общего случая $\Lambda \neq 0$, и лишь затем (по причинам скорее психологическим, чем физическим) при обсуждении этого решения, как правило, полагали $\Lambda = 0$).

$$ds^2 = d\tau^2 - e^{\lambda} dr^2 - r^2 d\Omega, \qquad e^{\lambda} = \frac{r'^2}{1+f(R)};$$

$$\dot{r}^2 = f(R) + \frac{F(R)}{r} + \frac{1}{3} \Lambda r^2; \qquad \varkappa\rho = \frac{F'}{r' r^2}, \tag{5а}$$

f, F — произвольные функции, $f > -1$.

Масса ограниченной в пространстве конфигурации ($\varepsilon = 0$ при $R > R_0$) дается тем же выражением, как и в случае $\Lambda = 0$

$$m = 4\pi \int\limits_0^r \rho r^2 dr = 4\pi \int\limits_0^{R_0} \rho\, r^2 r' dR = \frac{F(R_0)}{2}. \tag{5б}$$

Решение Толмена (5) включает в себя как частный случай статическую ПЗК, определяемую соотношениями

$$f = -\Lambda r^2; \quad F = \frac{1}{3} \varkappa\rho r^3; \quad \varkappa\rho = 2\Lambda \quad \text{при} \quad R < R_0 \left(> \frac{\pi}{2\sqrt{\Lambda}} \right)$$

и

$$r = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \sin \sqrt{\Lambda} R, \quad e^{\lambda} = 1, \quad ds^2 = dT^2 - dR^2 - \frac{1}{\Lambda} \sin^2 \sqrt{\Lambda} R d\Omega; \tag{6}$$

$$\text{при} \quad R > R_0, \quad \rho = 0$$

Выражения для трех основных параметров ПЗК в этом случае имеют вид: радиус горловины —

$$r_{\Gamma} \equiv r(R_0) = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \sin \sqrt{\Lambda} R_0, \tag{7а}$$

гравитационный радиус —

$$r_g \equiv 2m = F(R_0) = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \sin^3 \sqrt{\Lambda} R_0 \tag{7б}$$

(m— внешняя гравитирующая масса),

«внутренняя» масса (число нуклонов, составляющих ПЗК) —

$$\frac{R_g}{2} \equiv M \equiv \rho V(R_0) = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\Lambda}R_0 - \frac{1}{4}\sin 2\sqrt{\Lambda}R_0\right). \qquad (7в)$$

Исключая из соотношений (7) величины R_0 и Λ (наименее определенные с наблюдательной точки зрения), получим связь между тремя величинами m, M и r_Γ для ПЗК

$$\frac{R_g}{r_\Gamma} = \sqrt{\frac{2}{3}\frac{r_\Gamma}{r_g}}\left[\pi - \arcsin\sqrt{\frac{3}{2}\frac{r_g}{r_\Gamma}} - \sqrt{\frac{3}{2}\frac{r_g}{r_\Gamma}\left(1 - \frac{3}{2}\frac{r_g}{r_\Gamma}\right)}\right]. \qquad (8)$$

При $r_g/r_\Gamma \ll 1$ получим зависимость

$$M/M_\odot = 2\cdot 10^{-8} r_\Gamma^{3/2} (m/M_\odot)^{-1/2}, \qquad (9)$$

где r_Γ выражено в *см*.

Подставляя в эту формулу, например, характерные для некоторых квазаров величины $r_\Gamma = 10^{16}$ *см*, $m = 10^8 M_\odot$, получим $M = 2\cdot 10^{12} M_\odot$, т. е. массу, близкую к массе галактик. Это естественно сопоставить с гипотезой Воронцова-Вельяминова [9] о квазаре как протоскоплении галактик.

Следует отметить, однако, что соотношения (7а, б) дают тогда для Λ значение $\Lambda \approx 10^{-35}$ *см*$^{-2}$, что на двадцать порядков больше принятого сейчас верхнего предела для Λ. Но тут следует учесть и упомянутую возможность переменности Λ, и возможную большую ее величину в прошлом и в некоторых областях пространства.

Институт истории естествознания
и техники АН СССР

STATIC AND NEAR TO STATIC SEMICLOSED CONFIGURATIONS AND COSMOLOGICAL TERM

G. E. GORELIK

The possibility of the existence of static and near to static semiclosed configurations is pointed out. A certain model of such a configuration connected with the cosmological term is discussed.

The relationship connecting its main parameters (in and out-masses) is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Теория тяготения и эволюции звезд, Наука, М., 1972.
2. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1974.
3. *М. А. Марков, В. П. Фролов*, ТМФ, 3, 3, 1970; **13**, 41, 1972; **16**, 70, 1973.
4. *Я. Б. Зельдович*, УФН, **95**, 209, 1968.
5. *J. E. Gunn, B. M. Tinsley*, Nature, **247**, 454, 1975.
6. *А. Д. Линде*, Письма ЖЭТФ, **19**, 320, 1974.
7. *P. A. M. Dirac*, Proc. R. Soc. London, **A333**, 403, 1973.
8. *Р. Толмен*, Относительность, термодинамика и космология, Наука, М., 1974.
9. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Астрофизика, **6**, 101, 1970.