ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Բնական գիտություններ 2, 1981 Естественные науки

Физика

УДК 523.877

П. Б. АБРАМЯН, Г. Г. АРУТЮНЯН

НОВЫЙ ВАРИАНТ ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

В рамках варианта обобщенной теории гравитации с $\zeta=0$ рассчитаны звездные конфигурации с центрально-симметрическим однородным распределением вещества. Значения масс конфигураций с сингулярными условиями в центре лежат вблизи $10^5\ M_C$.

В работе [1] впервые высказана идея модификации обобщенной теории гравитации Иордана-Дикке-Бранса. Предложен новый вариант, в котором с допущением нарушения строгого постоянства эйнштейновской гравитационной постоянной отрицается наличие скалярного гравитационного поля. В настоящей статье найдены параметры моделей центрально-симметрических звездных конфигураций с однородным распределением вещества, построенных на основе обобщенной теории гравитации с $\zeta=0$ и $\eta=-1$. Исходным для теории является выражение действия

$$S=\frac{c}{2}\int\left(-\omega R+\frac{2}{c^2}\Lambda\right)\sqrt{-g}\,d\Omega, \tag{1}$$

где $\omega=\frac{c^4}{8\pi k}$, R—скалярная кривизна риманова пространства, Λ—плотность функции Лагранжа негравитационных полей и вещества. Отличительной чертой этого варианта является отсутствие в (1) членов с производными ω, означающее, что ω не понимается как отдельное от метрического скалярное гранитационное поле. Варьирование (1) по g^{ik} и ω для идеальной жидкости с плотностью ρ и давлением P в статических центрально-симметрических условиях

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

приводит к уравнениям

$$e^{-\lambda}\left(\nu''+\frac{\nu'^2}{2}-\frac{\nu'\lambda'}{2}+2\frac{\nu'-\lambda'}{r}+\frac{2}{r^2}\right)-\frac{2}{r^2}=0,$$

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{r^2}-\frac{\lambda'}{r}\right)+\frac{1}{r^2}-e^{-\lambda}\left(\frac{\omega''}{\omega'}-\frac{\lambda'}{2}+\frac{2}{r}\right)\frac{\omega'}{\omega}=\frac{\rho}{\omega},$$

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{r^2}+\frac{\nu'}{r}\right)+\frac{1}{r^2}-e^{-\lambda}\left(\frac{\nu'}{2}+\frac{2}{r}\right)\frac{\omega'}{\omega}=-\frac{P}{c^2\omega}, \tag{2}$$

$$\nu' = -2\frac{P'}{P+\rho c^2},$$

совпадающим с уравнениями из [2], записанными в предложении $\zeta=0$. В случае однородного распределения вещества систему (2) можно переписать в более удобной форме, введя обозначения

$$u=\frac{\rho}{\omega}r^2,\ f=-\frac{\omega'}{\omega}r,\ E=e^{\lambda},\ p=\frac{P}{\rho c^2},$$

что дает

$$\frac{dp}{du}=\frac{p+1}{f+2}\,\frac{\psi}{u};$$

$$\frac{dE}{du}=\frac{2E}{u(f+2)}\left(\frac{uE}{3}+1-f-E-\psi\right),$$

$$\frac{df}{du}=\frac{E}{u(f+2)}\left[u\left(1-p+\frac{f-2}{3}\right)-f\right], \qquad (3)$$

$$\text{где } \psi=\frac{1}{f-2}(uEp+2f-1+E).$$

2. Для построения статической центрально-симметрической модели необходимо выяснить свойства внешних решений системы (2). Эти уравнения для пустого пространства допускают два рода решений: поле Швардшильда

$$e^{\nu}=e^{-\lambda}=1-\frac{r_g}{r},\ \omega=\text{const}, \qquad (4)$$

и решение Гекмана [3]

$$r=\frac{r_0}{\sqrt{r}\,(\tau^{-h}-\tau^{h})},$$

$$e^{\nu}=\tau^{1/B},$$

$$e^{\lambda}=4h^2[(0{,}5+h)\tau^{h}-(0{,}5-h)\tau^{-h}]^{-2}, \qquad (5)$$

$$\omega=\omega_0\tau^{\beta_0/B},$$

где $h^2=\frac{1}{4}-\frac{\beta_0}{2B}$, $B=1+2\beta_0$. В пределе $\beta_0\to 0$ при $r>r_g$ решение (5) переходит в (4). Постоянные интегрирования r_0 и ω_0 определяются из требования о ньютоновском поведении решения на бесконечности:

$$\omega_0=\frac{c^2}{8\pi G},\ r_0=2hBr_g.$$

Что касается β_0, то, как считают некоторые авторы [4], эта постоянная является константой интегрирования и меняется в зависимости от центральной плотности

Однако, на наш взгляд, естественнее оценить значение β_0 на основе экспериментальных данных и при построении моделей конфигураций использовать разумные значения β_0. Результаты наблюдений трех эйнштейновских эффектов приведены в [5]. Они накладывают на β_0 ограничение $|\beta_0|\lesssim 0.03$. В этой статье мы будем использовать значение

$\beta_0=-0.03$. Отрицательный знак выбран в соответствии с требованиями отсутствия в (5) координатной сингулярности и топологической эквивалентности плоскому четырехмерному пространству.

3. Машинное интегрирование системы (3) удобно проводить от центра. На поверхности конфигурации, задаваемой условием $p(U)=0$, решение должно сшиваться с решением Гекмана:

$$E(U)=e^{\lambda},\quad f(U)=-R\frac{\omega'}{\omega},$$

где R—радиус конфигурации. Из этих двух условий можно исключить U и, таким образом, найти единственное равенство, которому должны удовлетворять E и f на поверхности: следуя [2], разделим в (3) второе уравнение на третье, положим $p=0$, $u=0$ $(P=\rho=0)$. Проинтегрировав полученное управление и сравнив его решение (напр., при $f\to 0$) с (5), получим искомое условие на поверхности

$$E(U)=1-\frac{B}{\beta_0}f(U)+\frac{1}{2\beta_0}f^2(U). \tag{6}$$

Как и в [2], поведение решения в центре конфигурации удается записать в аналитическом виде. Единственное требование конечности давления в центре приводит к двум возможностям

$$\text{I. } E(0)=0,\qquad f(0)=0.5;$$
$$\text{II. } E(0)=1,\qquad f(0)=0.$$

Подставляя эти значения в (3), соответственно находим

$$\begin{aligned}&\text{I. } E=Du^{0.4},\quad f=\frac{1}{2}(1-E);\\ &\text{II. } E=1+\left(\frac{2}{9}+\frac{p}{3}\right)u,\quad f=\left(\frac{1}{3}-p\right)u.\end{aligned} \tag{7}$$

Как видно из (7), интегральные кривые системы (3), относящиеся ко второй ветви, зависят от единственного параметра $p(0)$, и выполнение условия на поверхности (6) возможно только для единственного значения отношения центрального давления к центральной плотности $p(0)$ (как показали численные расчеты, это значение $p(0)=1.17$).

На первой ветви сшивка обеспечивается подбором постоянной интегрирования D, и здесь получается семейство конфигураций, непрерывное по $p(0)$. Допускать зависимость β_0 от параметров конфигурации на первой ветви уже нельзя, так как β_0 в таком случае оказывается недоопределенной.

4. Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений (3) с начальными условиями (7,I) проводилось на ЭВМ «Наири-2». Фиксировалась величина D, и подбором $p(0)$ достигалось выполнение условия на поверхности конфигурации (6). В результате получены параметры конфигурации с однородным распределением вещества, которые приводятся в таблице. Как видно, в случае $\rho=\text{const}$ сшивка внутренних решений с внешними решениями Гекмана оказалась возможной только в интервале значений параметра $p(0)$ от 1 до 1,3, что свидетельствует об отсутствии у этого варианта обобщенной теории гравитации

ньютоновского предела (можно показать, что приближение слабого поля получается при $\beta_0 = -1/3$). Этот вывод покажется еще более закономерным, если вспомнить, что значение параметра ζ, входящего в лагранжиан теории, изложенной в [2], выбрано равным —30 с единственной целью получить ньютоновский предел и что обобщенная теория переходит в ОТО при $\zeta \to \infty$, тогда как в нашем варианте обобщенной теории гравитации $\zeta = 0$. Так что отсутствие ньютоновского предела в последнем связано, по-видимому, с «заэйнштейновским» характером теории, имеющей смысл только в случае чрезмерно сильных гравитационных полей.

Таблица

p(0)	τ	k/G	w	R(*км*)	$M/M_\odot$
1·2893	0·00191	0·8189	0·5681	$1{\cdot}71\cdot10^5$	$6{\cdot}92\cdot10^5$
1·289	0·00274	0·8285	0·5644	$1{\cdot}70\cdot10^5$	$6{.}83\cdot10^5$
1·2865	0·00428	0·8403	0·5598	$1{,}68\cdot10^5$	$6{\cdot}74\cdot10^5$
1·265	0·0104	0·8644	0·5491	$1{\cdot}66\cdot10^5$	$6{\cdot}51\cdot10^5$
1·1	0·161	0·9434	0·4504	$1{\cdot}59\cdot10^5$	$5{\cdot}1\cdot10^5$
1·05	0·26	0·9579	0·3954	$1{\cdot}58\cdot10^5$	$4{\cdot}45\cdot10^5$

В таблице представлена зависимость массы M и радиуса R статических центрально-симметрических конфигураций с однородным распределением вещества в зависимости от значений центрального параметра $p(0) = P_0/\rho c^2$ (P_0 и ρ—соответственно центральное давление и плотность). Плотность вещества предполагается равной ядерной. Во втором столбце таблицы приводятся значения параметра τ, входящего в решение Гекмана, в третьем—значения гравитационной постоянной k на поверхности конфигурации, в четвертом—коэффициент упаковки $w = \dfrac{GM}{c^2R}$.

В отличие от результатов работы [2], где интервал значений центрального параметра $p(0)$, соответствующий большим массам конфигурации, был довольно узок ($2.04 \div 2.09$), мы получили $1 \div 1.3$ с заметно пониженным значением предельно возможного параметра $p(0)$. Это позволяет надеяться, что в случае использования реального уравнения состояния звездного вещества при построении моделей конфигурации в рамках предложенного варианта обобщенной теории гравитации будут получены большие массы, соответствующие разумным значениям параметра $p(0)$. Такие расчеты в настоящее время проводятся, и результаты будут опубликованы.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. С. Саакяну за постановку задачи и многочисленные обсуждения.

Кафедра теоретической физики *Поступила 15.07.1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. **Абрамян П. А., Саакян Г. С.**, Уч. записки ЕГУ, 1, 69, 1980.
2. **Саакян Г. С., Мнацаканян М. А.**, Астрофизика, 4, 567, 1968; 5, 555, 1969.
3. **Jordan P.**, Sohwerkraft und Weltall, Braunschweig, 1955.

4. **Matsuda P.**, Progr. Theor. Phys., 48, 341, 1972.
5. **Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж.**, Гравитация, изд-во «Мир», М., 1977.

Պ. Բ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ, Գ. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

ՁԳՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԸՆԴՀԱՆՐԱՑՎԱԾ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՆՈՐ ՏԱՐԲԵՐԱԿԸ

Ամփոփում

Կատարված է կենտրոնահամաչափորեն բաշխված համասեռ նյութից բաղկացած աստղային կոնֆիգուրացիաների հաշվարկն ըստ ձգողականության ընդհանրացված տեսության $\zeta=0$ տարբերակի։ Սինգուլյար սկզբնական պայմանների դեպքում ստացված են կոնֆիգուրացիաներ $\sim 10^5\ M_{\odot}$ զանգվածներով։