

К РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ
ГРАВИТАЦИИ. II. БАРИОННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Г. С. СААКЯН, М. А. МНАЦАКАНЯН

Поступила 1 октября 1968

Пересмотрена 13 октября 1969

Настоящая работа является продолжением [1]. Приводятся дальнейшие преобразования уравнений поля релятивистской обобщенной теории гравитации внутри статического сферически-симметрического распределения масс.

Рассматриваются предельный переход к уравнениям общей теории относительности и принцип соответствия.

Обсуждаются условия на поверхности и в центре, при которых конфигурация может иметь конечное центральное давление. Дается подробное описание процесса интегрирования краевой внутренней задачи. Выводятся некоторые важные свойства гравитаров, характеризуемых условием $M/R \gg 1$.

Результаты численного интегрирования в случае несжимаемой жидкости и реального газа барионов сравниваются с соответствующими результатами других теорий.

Гравитары представляют собой модели сверхмассивных статических образований с определенным значением P_0/ρ_0 и аномально большими гравитационными дефектами масс.

1. В нашей предыдущей работе [1] были получены уравнения поля внутренней области сферически-симметрического распределения масс. Перепишем их в виде:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{P+\rho}{2-r\frac{k'}{k}} r \left[8\pi k e^\lambda P + \frac{2}{r} \frac{k'}{k} - \frac{\zeta}{2} \left(\frac{k'}{k} \right)^2 + \frac{e^\lambda - 1}{r} \right], \quad (1)$$

$$\frac{d\lambda}{dr} = 16\pi k r e^\lambda \left[\frac{\zeta P + (1-\zeta\rho)}{3-2\zeta} + \frac{P}{2-r\frac{k'}{k}} \right] -$$

$$-2 \frac{e^\lambda - 1}{r} \frac{1 - r \frac{k'}{k}}{2 - r \frac{k'}{k}} + (2 - \zeta) \frac{r \left(\frac{k'}{k}\right)^2}{2 - r \frac{k'}{k}} \quad (2)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{k} \frac{dk}{dr} \right) = 8\pi k e^\lambda \left\{ (\rho - P) + \frac{2 - r \frac{k'}{k}}{3 - 2\zeta} [\zeta P + (1 - \zeta)\rho] \right\} - \frac{e^\lambda + 1}{r} \cdot \frac{k'}{k} \quad (3)$$

$$P = P(\rho), \quad (4)$$

$$\frac{d\nu}{dr} = - \frac{2}{P + \rho} \cdot \frac{dP}{dr}, \quad (5)$$

$$\frac{dm}{dr} = \left\{ \frac{8\pi k}{3 - 2\zeta} [(2 - \zeta)\rho + 3(1 - \zeta)P] + \frac{k' \nu'}{2k} \right\} e^{\frac{\lambda + \nu}{2}} \cdot r^2, \quad (6)$$

$$\frac{d\mu}{dr} = 4\pi e^{\lambda/2} r^2. \quad (7)$$

Здесь r — расстояние от центра конфигурации; давление P и плотность ρ вещества связаны уравнением состояния (4); $\lambda(r)$ и $\nu(r)$ описывают метрические свойства пространства; $k(r)$ — гравитационный скаляр; величина $M = \int_0^R dm$ представляет собой активную гравитационную массу, а $M_0 = \int_0^R d\mu$ — собственную массу конфигурации.

В центре звезды, при $r = 0$, мы имеем

$$P(0) = P_0, \quad m(0) = 0, \quad \mu(0) = 0,$$

а на поверхности, при $r = R$, должны выполняться условия, определяемые внешним решением Гекмана:

$$P(R) = 0, \quad R = \frac{4hBM}{\sqrt{\tau_0} (\tau_0^{-h} - \tau_0^h)}, \quad (8)$$

$$m(R) = M,$$

$$\lambda(R) = 2 \ln \left[\frac{2h}{(h + 1/2)\tau_0^h + (h - 1/2)\tau_0^{-h}} \right],$$

$$v(R) = \frac{1}{B} \ln \tau_0,$$

$$k(R) = \tau_0^{-\beta_0/B}, \quad (8)$$

$$k'(R) = -2\beta_0 \frac{M}{R^2} e^{\lambda(R)E} \tau_0^{-\beta_0/B-1/2},$$

где $\beta_0 = 1/2\zeta - 3$, $B = 1 + 2\beta_0$, $h = \sqrt{4\zeta^2 - 10\zeta + 7/2(1 - 2\zeta)}$, τ_0 — значение переменного параметра τ , соответствующее поверхности конфигурации.

Как и в общей теории относительности, величина $m(r)$ не имеет смысла „накопленной массы“ и условие $m(0) = 0$ означает отсутствие „точечной массы“ лишь постольку, поскольку $M \equiv m(R) = \int_0^R dm$. Однако в ОТО термин „точечная масса“ является правильным, ибо величина $m(r)$ при $r \rightarrow 0$ приобретает смысл массы, заключенной в сфере радиуса r , коль скоро $e^{\lambda(r)} \rightarrow e^{\lambda(r)} \rightarrow 1$ и пространство—время в центре конфигурации оказывается инфинитезимально евклидовым. Что касается „накопленного дефекта массы“, то $\mu(r) - m(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$. В обобщенной теории, как мы увидим, $e^{\lambda(r)} \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$, и метрика в окрестности центра крайне неевклидова. В малой области в окрестности центра конфигурации „накопленный дефект массы“ и собственная масса совпадают друг с другом. Под малостью r мы подразумеваем $r \ll r_g$, поэтому ясно, что гравитарам (так мы называем модели сверхмассивных статических конфигураций, рассчитанных на основе обобщенной теории гравитации), для которых характерно именно условие $R \ll R_g$, присущи большие значения гравитационного дефекта массы.

Уравнения (1)–(4) составляют независимую от остальных систему. Переход к переменным

$$E = e^\lambda, \quad f = r \frac{k'}{k}, \quad s = 8\pi k(r)r^3 \quad (9)$$

позволяет свести ее к системе на единицу меньшего порядка

$$\frac{dP}{ds} = \frac{P + p}{f + 2} \cdot \frac{\psi}{s}, \quad (10)$$

$$\frac{dE}{ds} = \frac{2E}{s(f + 2)} (sE\Phi + 1 - f - E - \psi), \quad (11)$$

$$\frac{df}{ds} = \frac{E}{s(f+2)} \left\{ s[(\rho - P) + (f-2)\Phi] - f \right\}. \quad (12)$$

Здесь сделаны следующие обозначения

$$\psi = \frac{1}{f-2} \left(sEP + 2f - \frac{\zeta}{2} f^2 - 1 + E \right), \quad (13)$$

$$\Phi = \frac{\rho - \zeta(\rho - P)}{3 - 2\zeta}. \quad (14)$$

Прежде чем перейти к рассмотрению условий в центре и на поверхности конфигураций, обсудим предельный переход от уравнений обобщенной теории гравитации к соответствующим уравнениям общей теории относительности.

Как мы уже знаем [1], такой предельный переход совершается стремлением параметра $|\zeta|$ к бесконечности. При этом внешнее решение в области $r > r_g = 2M$, переходит во внешнее решение Шварцшильда, внутри же гравитационной сферы, при $r < r_g$, характер этого решения не соответствует представлениям ОТО. Причем, функция $k(r)$ стремится (при $|\zeta| \rightarrow \infty$) к постоянной $k_0 = 1$, если $r > r_g$, и к функции $k(r) = (r/r_g)^{4/3}$, если $r \leq r_g$.

Полагая в уравнениях (10) и (11) $f \equiv 0$, приходим к системе уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dP}{ds} &= -\frac{P+\rho}{4s} (sEP + E - 1), \\ \frac{dE}{ds} &= \frac{E}{2s} (sE\rho - E + 1), \end{aligned} \quad (15)$$

которые в переменных $s = 8\pi r^2$ и $E = (1 - 2m/r)^{-1}$, совпадают с уравнениями эйнштейновской теории ($m(R) = M$):

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dr} &= -\frac{P+\rho}{r(r-2m)} (4\pi r^2 P + m), \\ \frac{dm}{dr} &= 4\pi r^2 \rho. \end{aligned}$$

Так как внешнее решение служит в качестве условий на поверхности конфигурации, то последние также переходят в соответствующие условия задачи в ОТО (понятно, для конфигураций с $R > R_g = 2M$).

Следовательно, полученные при предельном переходе функции $P(s)$, $E(s)$ и $f(s) \equiv 0$ совпадают с решениями соответствующей задачи ОТО, так как они удовлетворяют одним и тем же уравнениям с одинаковыми условиями. Сказанное в равной мере относится и к функциям ν , μ , m в (5)–(7). Что касается уравнения (12), то при $|\zeta| \rightarrow \infty$ и $f \equiv 0$ оно не обязано обращаться в тождество и при предельном переходе недействительно. Причину этого легко выяснить, если уравнение (12) записать символически в виде $Z = 0$ и вспомнить, что оно получено из вариационного принципа из требования $Z^{\delta\alpha} = 0$. Но при переходе к теории с постоянной $k(r)$, когда сама вариация $\delta x = \delta k = 0$, требование $Z = 0$ несправедливо.

Таким образом, предельный переход в уравнениях обобщенной теории к уравнениям ОТО совершается формальной подстановкой $f \equiv 0$ и $|\zeta| \rightarrow \infty$ (заметим, что $f \equiv 0$ означает, например, $|\zeta k'| = 0$). При этом уравнения, описывающие поведение $k(r)$ отбрасываются. Аналогично, в нестационарной задаче предельный переход совершается при $|\zeta| \rightarrow \infty$ и $k(r, t) \equiv k_0$.

2. Для интегрирования системы от поверхности, а также для обсуждения ниже некоторых других вопросов удобно в уравнениях (9)–(14) перейти к переменным

$$\tilde{s} = s/M^2, \quad \tilde{P} = M^2 P, \quad \tilde{\rho} = M^2 \rho, \quad (16)$$

что соответствует следующей замене: $\tilde{r} = r/M$. Имеем

$$\frac{d\tilde{P}}{d\tilde{s}} = \frac{\tilde{P} + \tilde{\rho}}{f + 2} \cdot \frac{\psi}{\tilde{s}},$$

$$\frac{dE}{d\tilde{s}} = \frac{2E}{\tilde{s}(f + 2)} (\tilde{s}E\tilde{\Phi} + 1 - f - E - \psi), \quad (17)$$

$$\frac{df}{d\tilde{s}} = \frac{E}{\tilde{s}(f + 2)} \left\{ \tilde{s} [\tilde{\rho} - \tilde{P} + (f - 2)\tilde{\Phi}] - f \right\},$$

$$\tilde{P} = M^2 P(\tilde{\rho}/M^2),$$

где

$$\psi = \frac{1}{f - 2} \left(\tilde{s}E\tilde{P} + 2f - \frac{\zeta}{2} f^2 - 1 + E \right),$$

$$\bar{\Phi} = \frac{\bar{\rho} - \zeta(\bar{\rho} - \bar{P})}{3 - 2\zeta} = M^2 \Phi.$$

Для условий на поверхности конфигурации, при $\bar{s} = \bar{S}$, получаем из (8) следующие параметрические выражения (параметром является τ_0):

$$\begin{aligned} \bar{S} &= 8 \pi k(R) R^2 / M = 8 \pi \tau_0^{-\beta/B} / \omega^2, \\ \bar{P}(\bar{S}) &= 0, \\ E(\bar{S}) &= \left[\frac{2h}{(h + 1/2)\tau_0^h + (h - 1/2)\tau_0^{-h}} \right], \\ f(\bar{S}) &\equiv F = -2\beta_0 \omega \sqrt{E(\bar{S})/\tau_0}, \\ \omega &\equiv M/R = \sqrt{\tau_0} (\tau_0^{-h} - \tau_0^h) / 4hB. \end{aligned} \quad (18)$$

Все эти условия, как и сама поверхность \bar{S} , однозначно определяются заданием одного параметра $\omega = M/R$. (Последнее соотношение в (18) представляет собой взаимно-однозначное соответствие между величиной ω и параметром τ_0).

Определив условия (18) для фиксированного значения ω , мы задаем некоторое значение массы M , которая входит в последнее уравнение системы (17), и проводим интегрирование к центру конфигурации. Так как для системы (17) в центре, при $\bar{s} = 0$, нет никаких условий (величина \bar{P}_0 определяется как значение функции $\bar{P}(s)$ в точке $\bar{s} = 0$), то, казалось бы, мы будем получать модели конфигураций со всевозможными массами M для каждого значения ω . Но дело в том, что, как это мы сейчас выясним, существует только одно значение $M(\omega)$, для которого давление $\bar{P}(0)$ в центре конфигурации является конечной величиной. Для любого другого значения M центральное давление будет расходиться. Для того, чтобы показать это, мы переходим к выяснению условий в центре, при которых центральное давление P_0 конечно.

Мы ограничимся только интересующим пока нас случаем $\zeta < 0$. Как видно из (10), для конечности центрального давления $P(0)$ нужно, чтобы или $|f(s)| \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow 0$, или $\psi(0) = 0$. Иначе, если $[\psi(P + \rho)/(f + 2)]_{s=0} \neq 0$, величина $(s dP/ds)_{s=0} \neq 0$ и функция $P(s)$

в центре звезды будет расходиться не слабее, чем по логарифмическому закону. Если допустить, что $|f(s)| \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow 0$, то из (13) будет следовать, что $E(s) \approx \zeta f^2/2 < 0$ при малых значениях s , так как, в противном случае, давление $P(0)$ будет бесконечным. Но функция $E(s) = e^{\lambda(s)}$ не может быть отрицательной, так что величина $f(0)$ должна быть конечной. Тогда, если $f(0)$ конечна, значение $E(0)$ тоже должно быть конечным, как это следует из выражения (13) для ψ и требования конечности центрального давления. Если это так, то должно быть $\psi(0) = 0$, что означает

$$2f(0) - \frac{\zeta}{2}f^2(0) - 1 + E(0) = 0. \quad (19)$$

Рассмотрим уравнение (11) при малых значениях s :

$$s \frac{dE}{ds} = \frac{2E(0)}{f(0) + 2} [1 - f(0) - E(0)].$$

Если правая часть этого уравнения не равняется нулю, то функция $E(s)$ расходится в точке $s = 0$, что недопустимо. Следовательно, должно быть

$$E(0) [1 - f(0) - E(0)] = 0. \quad (20)$$

Решая уравнения (19) и (20) относительно $f(0)$ и $E(0)$, получаем (для $\zeta = -30$)

$$\begin{aligned} E(0) = 0, \quad f(0) &= \frac{1 - \sqrt{1 - \zeta/2}}{\zeta/2} = 1/5, & 1a \\ E(0) = 0, \quad f(0) &= \frac{1 + \sqrt{1 - \zeta/2}}{\zeta/2} = -1/3, & 1b \\ E(0) = 1, \quad f(0) &= 0, & 1a \\ E(0) = 1 - 2/\zeta = 16/15, \quad f(0) &= 2/\zeta = -1/15. & 2b \end{aligned} \quad (21)$$

Теперь мы видим, что задача определения полей внутри распределения масс в обобщенной теории гравитации представляет собой краевую задачу, то есть, условия задачи поставлены как на поверхности, так и в центре конфигурации. Последние мы нашли из физического требования конечности центрального давления.

Количество условий (18) и (21) на единицу превышает порядок системы уравнений (10)–(14). Однако, в вариантах *1a* и *1b* точка $s = 0$ является особой точкой для системы, а, как известно, в таких случаях может существовать бесчисленное множество решений гранич-

ной задачи. Одно дополнительное условие позволяет выделить из этого множества единственное решение. В вариантах же $2a$ и $2b$ система не имеет особой точки и граничная задача с одним лишним условием может не иметь решения.

Выясним поведение решений системы (10)—(14) в окрестности точки $s = 0$ для вариантов $1a$ и $1b$. Так как при $s = 0$ обращаются в нуль величины ψ и E , то уравнения (11) и (12) при малых s записываются в виде

$$\frac{dE}{ds} = \frac{2(1-f_0)}{2+f_0} \frac{E}{s}, \quad \frac{df}{ds} = -\frac{f_0}{2+f_0} \frac{E}{s}, \quad f_0 = f(0).$$

Интегрирование определяет функции $E(s)$ и $f(s)$ в первом приближении по s^l :

$$E_{(1)} = Ds, \quad l = \frac{2(1-f_0)}{2+f_0}, \quad (22)$$

$$f_{(1)} = f_0 - \frac{f_0}{2(1-f_0)} E_{(1)}$$

где D — постоянная интегрирования. Разложение происходит по степеням величины s^l . Нужно отметить, что для давления $P(s)$ выполняется условие $(dP/ds)_{s=0} = 0$. Условия (22) принимаются в качестве начального поведения функций в центре конфигурации при численном интегрировании системы, и выбором „свободного параметра“ D (методом проб) обеспечивается выполнение всех условий (18) на поверхности, а также, понятно, условий $1a$ или $1b$ из (21). Что касается условий $2a$ из (21), то здесь отсутствует „свободный параметр“: поведение всех функций определяется центральным давлением, например, $f_{(1)} = \frac{\rho_0 - 3P_0}{3(3-2\zeta)} s$.

Отметим, что кроме решений с конечным центральным давлением, существует еще целый класс решений с бесконечным давлением в центре, но конечным значением полной массы M конфигурации.

3. Имея в виду рассмотренные выше поведения неизвестных функций в центре конфигурации, мы находим целесообразным интегрирование системы (10)—(14) проводить от центра к поверхности. В качестве условия на поверхности мы будем использовать следующее очень удобное выражение

$$E(F) = 1 + (2 - \zeta) F - \frac{3}{2} (1 - \zeta) F^2. \quad (23)$$

Такое внешнее решение проще получить подстановкой $Q = 0$ во второе уравнение системы (31) и последующим интегрированием получаемого линейного уравнения

$$dE/df = 2(1 + f + E + \psi)/f, \quad \psi = \left(2f - \frac{5}{2}f^2 - 1 + E\right)/(f - 2).$$

Оно содержится и в уже имеющемся у нас решении Гекмана (18). Заметим, кстати, что само решение Гекмана получается интегрированием системы (17) с $P = \rho = 0$ и с использованием выражения (23) для функции $E(f)$.

Процесс решения внутренней задачи заключается в следующем. Задав в центре $s = 0$ давление P_0 и поведения (22), мы подбираем (методом проб) такое значение постоянной D , чтобы после численного интегрирования, на поверхности $s = S$, где $P(s) = 0$, величины E и $F \equiv f(S)$ с определенной точностью удовлетворяли условию (23). Имея значение E , мы из (18) и (8) определяем величины τ_0 , ω и $k(R)$. С помощью последних, согласно (9), находим радиус и массу конфигурации

$$R = \sqrt{\frac{S}{8\pi k(R)}}, \quad M = \omega R. \quad (24)$$

После этого, для определения собственной массы M_0 , а также внутренних решений $k(r)$, $\nu(r)$, $\lambda(r)$ и $P(r)$, переходим к интегрированию следующей, эквивалентной (1)–(7), системы дифференциальных уравнений.

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dr} &= \frac{P + \rho}{r} \psi, \\ \frac{dE}{dr} &= \frac{2E}{r} (sE\Phi - E + 1 - f - \psi), \\ \frac{df}{dr} &= \frac{E}{r} \{s[\rho - P + (f - 2)\Phi] - f\}, \\ \frac{dk}{dr} &= f \frac{k}{r}, \\ \frac{d\nu}{dr} &= -2 \frac{\psi}{r}, \\ \frac{d\mu}{dr} &= 4\pi\rho \sqrt{E} r^2, \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$s = 8\pi k(r)r^2,$$

$$\psi = \frac{1}{f-2} \left(sEP + 2f - \frac{\zeta}{2} f^2 - 1 + E \right), \quad \Phi = \frac{\rho - \zeta(\rho - P)}{3 - 2\zeta}.$$

Интегрирование опять проводим от центра, где задаем условия

$$P(0) = P_0, \quad E(v) \approx D(8\pi\gamma)^l r^{2(1-f_0)}, \quad f(0) = f_0, \quad \mu(0) = 0$$

со значением D , найденным при интегрировании системы (17), а для $k(r)$ и $v(r)$ используем следующие из уравнений поведения

$$k(r) \approx \gamma r^{f_0}, \quad v(0) = \text{const.} \quad (26)$$

Беря произвольные значения γ_1 и v_1 для γ и $v(0)$, проводим пробное интегрирование к поверхности ($P=0$), в результате чего находим значения k_2 и v_2 на поверхности. Теперь повторно интегрируем систему (25) с теми же условиями в центре, но для γ и v берем значения

$$\gamma = \gamma_1 \frac{k(R)}{k_2}, \quad v(0) = v(R) - (v_2 - v_1), \quad (27)$$

которые, как это следует из уравнений, являются уже правильными, в том смысле, что все условия на поверхности будут выполнены. (Величины $k(R)$ и $v(R)$ определены заранее из (18) и (8) одновременно с τ_0 и ω). Таким образом, мы получаем внутренние решения $P(r)$, $\rho(r)$, $E(r)$, $f(r)$, $k(r)$ и $v(r)$, а также интегральные параметры R , M , M_0 для модели с заданным значением центрального давления P_0 . (Отметим, что при численном интегрировании удобно перейти к переменным $\ln s$, $\ln r$ и $\ln E = \lambda$).

4. Займемся выводом некоторых важных свойств гравитаров — моделей, которые характеризуются *большими значениями параметра* $\omega = M/R$. Анализ условий (18) и уравнений (17), а также численные расчеты, показывают, что, как на поверхности, так и внутри всей модели величина $E \ll 1$ и, в этом приближении, систему уравнений (17) можно записать следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{dP}{ds} &= \frac{P + \rho}{f + 2} \cdot \frac{\psi}{s}, \\ \frac{dE}{ds} &= \frac{2E}{s(f + 2)} (sE\Phi + 1 - f - \psi), \\ \frac{df}{ds} &= \frac{E}{s(f + 2)} \{s[\rho - P + (f - 2)\Phi] - f\}, \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$\psi = \frac{1}{f-2} \left(sEP + 2f - \frac{\zeta}{2} f^2 - 1 \right); \quad \Phi = \frac{\rho - \zeta(\rho - P)}{3 - 2\zeta}.$$

Теперь замечаем, что написанные уравнения удовлетворяют следующему преобразованию подобия

$$s \rightarrow \alpha s, \quad E \rightarrow \alpha^{-1} E, \quad f \rightarrow f, \quad P \rightarrow P, \quad \rho \rightarrow \rho. \quad (29)$$

А это означает, что (для заданного уравнения состояния) все гравитары представляют собой подобные модели и, что важно подчеркнуть, все они имеют одинаковое центральное давление. Используя соотношения (18), (9) и (24), мы можем написать зависимость интегральных характеристик гравитаров от параметра w :

$$\begin{aligned} M &\approx w^{\frac{3hB - 3\zeta_0 - 1}{2B}j} \approx w^{22.4}, \\ R &\approx w^{\frac{hB - \zeta_0}{2B}j} \approx w^{21.4}, \\ k(R) &\approx w^{3_0j/B} \approx w^{-1.328}, \\ e^{\lambda(R)} &\approx w^{-2hj} \approx w^{-83}, \\ e^{\nu(R)} &\approx w^{-j/B} \approx w^{-83.7}, \end{aligned} \quad (30)$$

где $j = 1/(h - 1/2)$, $\zeta = -30$.

Конечно, все указанные свойства являются не точными, а асимптотическими, при $w \gg 1$.

5. Для ультрарелятивистского уравнения состояния $\rho = aP$ масса M выпадает из уравнений (17) и условий (18), а это, как нетрудно показать, связано с тем, что модель, внутри которой всюду выполняется условие $\rho = aP$, не может обладать конечным радиусом. Такое уравнение состояния используется для центральных очень плотных областей модели. Введением функции

$$Q = sP$$

можно добиться понижения порядка системы (17):

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{df} &= \frac{Q}{EQ} [(a + 1)\psi + f + 2], \\ \frac{dE}{df} &= \frac{2}{G} [EQb_1 - f + 1 - E - \psi], \end{aligned} \quad (31)$$

где

$$\psi = \frac{1}{f-2} \left(EQ + 2f - \frac{\zeta}{2} f^2 - 1 + E \right),$$

$$G = b_2 Q + f(b_1 Q - 1),$$

$$b_1 = \frac{a - \zeta(a-1)}{4 - 2\zeta}, \quad b_2 = a - 1 - 2b_1.$$

Приводим частное решение этой системы, отвечающее давлению $P(s) = Q_0/s$, обращаемому в центре в бесконечность:

$$Q \equiv Q_0 = \frac{3 - 2\zeta}{3 + a(3 + a) - \frac{\zeta}{2}[1 + a(6 + a)]},$$

$$E = d_0 + d_1 f + d_2 f^2, \quad (32)$$

$$d_0 = \frac{a + 5}{(a + 1)(Q_0 + 1)}, \quad d_1 = -\frac{2}{Q_0 + 1}, \quad d_2 = \frac{\frac{\zeta}{2}(a + 1) - 1}{(a + 1)(Q_0 + 1)}.$$

При $|\zeta| \rightarrow \infty$ и $f \equiv 0$ (31) и (32) переходят в соответствующие выражения [3] ОТО.

Ниже приводятся результаты численных расчетов для модели, состоящей из несжимаемой жидкости. Она определяется двумя параметрами P_0 и $\rho(r) \equiv \rho_0 = \text{const}$. Можно свести задачу к однопараметрической, если ввести переменные

$$p = P/\rho_0, \quad u = 8\pi\rho_0 k(r) r^2. \quad (33)$$

Тогда уравнения (17) записываются в виде

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

$$\frac{dE}{du} = \frac{2E}{u(f + 2)} (uE\varphi + 1 - f - E - \psi), \quad (34)$$

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

где

$$\psi = \frac{1}{f-2} \left(uEp + 2f - \frac{\zeta}{2} f^2 - 1 + E \right), \quad \varphi = \frac{1 - \zeta(1 - p)}{3 - 2\zeta}.$$

Переход к уравнениям эйнштейновской теории дает

$$\frac{dp}{du} = -\frac{p+1}{4u} (uEp + E - 1),$$

$$\frac{dE}{du} = \frac{E}{2u} (uE - E + 1).$$

Последнее уравнение не содержит p и система легко интегрируется относительно неизвестных функций E^{-1} и p .

Масса и радиус модели несжимаемой жидкости

$$M = \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho_0}} w^{3/2}, \quad R = \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho_0}} w^{1/2}. \quad (35)$$

Согласно ОТО

$$w = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{p_0 + 1}{3p_0 + 1} \right)^2 \right]. \quad (36)$$

В теории Ньютона имеем выражение (35) и

$$w = 2p_0. \quad (37)$$

В нерелятивистском приближении обобщенной теории модель несжимаемой жидкости рассматривается в работе [2], где приводятся графическая зависимость $p_0(w)$ и те же выражения (35) для массы и радиуса. В релятивистской обобщенной теории аналитические соотношения $M(w)$, $R(w)$ и $w(p_0)$ отсутствуют.

6. Численное интегрирование проводилось методом Рунге-Кутты с относительной точностью 0.1% на электронно-вычислительной машине „Наири“.

На рис. 1 приведено внешнее решение $E(F)$; это парабола, определяемая выражением (23). Четыре жирные точки на плоскости (E, f) соответствуют начальным точкам интегрирования (21). Мы рассматриваем только условия в центре, определяемые $1a$ из (21). Кривые 1—7 представляют собой внутренние решения (считые со внешним) для моделей со значениями $p_0 = 0.253, 1.323, 1.886, 1.994, 2.047, 2.065$ и 2.070 . Пунктирные линии, расположенные рядом с кривой 5, изображают пробные интегрирования. (Мы фиксировали значение D в (22) и искали соответствующее значение величины p_0 . Указанные пробные решения относятся к значениям $D = 10^{-3}$ и $p_0 = 2.4, 2.2$ и 1.7).

Зависимость полной массы M конфигураций от значения параметра p_0 приведена на рис. 2 (кривая 4). Для сравнения, на этом же рисунке приведены зависимости $M(p_0)$, полученные по теории Ньютона (кривая 1), общей теории относительности (кривая 2) и в нерелятивистском варианте обобщенной теории (кривая 3). В обычной теории Ньютона увеличение массы влечет за собой неизбежный рост центрального давления. Учет релятивистских эффектов накладывает ограничение на величину массы: при $p_0 \rightarrow \infty$ масса модели несжимаемой жидкости достигает максимального значения, равного $4/9\sqrt{3\pi}$.

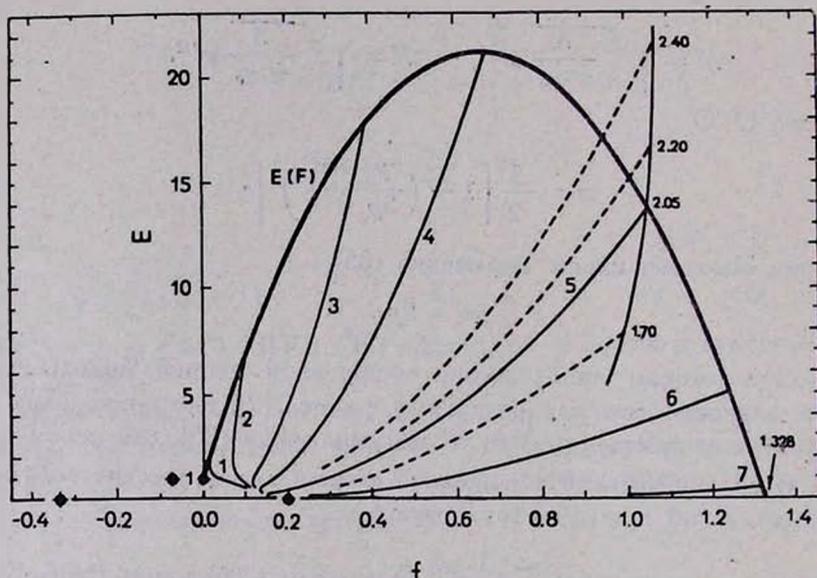


Рис. 1. Внешнее решение и внутренние решения для моделей несжимаемой жидкости.

В нерелятивистской обобщенной теории с ростом массы конфигурации давление растет до некоторого максимального значения (p_{\max}), после чего, при дальнейшем увеличении массы, оно убывает до нуля. Для каждого значения центрального давления $p_0 < p_{\max}$ существуют две статические конфигурации с существенно различными интегральными характеристиками M , R и ω . Равновесных конфигураций с $p_0 > p_{\max}$ не существует, что обусловлено следующим обстоятельством. С увеличением массы начинает сказываться ослабление гравитационного взаимодействия и для поддержания гидростатического равновесия отпадает необходимость возрастания центрального давления;

а при дальнейшем увеличении массы, при $M > M(p_{\text{max}})$, уменьшение гравитационного взаимодействия становится настолько эффективным, что центральное давление p_0 начинает даже падать.

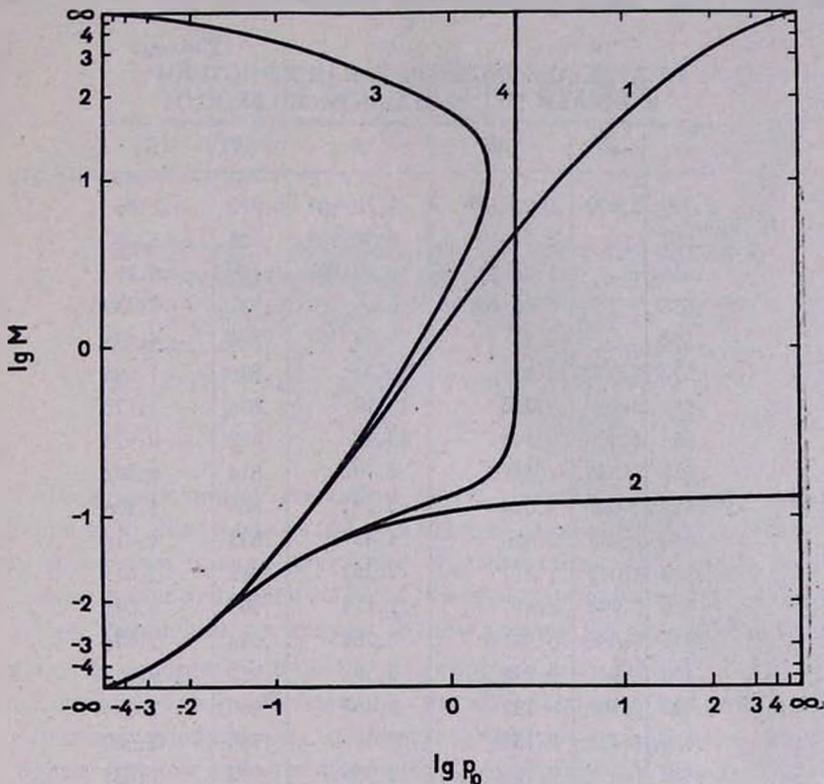


Рис. 2. Зависимости массы M от параметра $\rho_0 = P_0/\rho_0$ для модели несжимаемой жидкости: 1—по теории Ньютона, 2—по теории Эйнштейна, 3—по нерелятивистской обобщенной теории гравитации, 4—по релятивистской обобщенной теории гравитации. Шкала построена следующим образом. Если сторону квадрата принять за две единицы длины, то значение X откладывается величиной $2^{-|X|}$ от отметки $(-\infty)$, если $X < 0$, и от отметки $(+\infty)$, если $X > 0$. Такое построение графиков сохраняет непрерывность функции и ее производной. Шкала удобна тем, что она охватывает всю область изменения переменной $[-\infty, \infty]$ и изображает в сравнительно увеличенном масштабе ту область графика, которая помещается (например, сдвигом) в центральную часть квадрата.

В релятивистском варианте обобщенной теории в игру вступает также искривление пространства, что приводит к насыщению центрального давления p_0 и почти вертикальному росту массы M при определенном значении $\rho_0 = P_0/\rho_0 = 2.07$ в центре конфигурации. Этому участку кривой 4 принадлежат вышеупомянутые гравитары ($w \geq 0.5$).

В табл. 1 приводятся наиболее важные характеристики моделей идеальной жидкости по релятивистской обобщенной теории гравитации. Обратим внимание на большие значения гравитационного дефекта массы $\Delta M = M_0 - M$ для гравитаров (табл. 2).

Таблица 1

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МОДЕЛЕЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

ω	ρ_0	M	R	$k(R)$	$\lambda(R)$
0.729	2.070	$5.23 \cdot 10^5$	$7.16 \cdot 10^5$	0.612	-21.86
.657	"	$5.71 \cdot 10^3$	$8.70 \cdot 10^3$.703	-13.18
.635	"	$1.26 \cdot 10^3$	$1.99 \cdot 10^3$.736	-10.29
.613	"	$2.81 \cdot 10^2$	$4.59 \cdot 10^2$.771	-7.389
.592	"	62.46	$1.05 \cdot 10^2$.808	-4.495
.572	2.070	13.86	24.26	.846	-1.605
.567	2.069	9.700	17.12	.856	-1.179
.564	2.069	7.595	13.47	.862	-0.924
.558	2.068	4.851	8.702	.874	0.382
.552	2.067	3.078	5.581	.886	1.206
.548	2.065	2.426	4.427	.893	1.618
.538	2.047	1.217	2.262	.912	2.615
.526	1.994	0.617	1.174	.931	3.045
.511	1.886	0.391	0.764	.944	2.876
.498	1.761	0.298	0.598	.952	2.617
.480	1.580	0.232	0.484	.960	2.301
.456	1.323	0.185	0.406	.966	1.960
.425	1.030	0.151	0.356	.972	1.637
.388	0.752	0.125	0.322	.977	1.346
.345	0.520	0.102	0.295	.982	1.078
.301	0.365	$8.18 \cdot 10^{-2}$	0.271	.986	0.861
.255	0.254	$6.32 \cdot 10^{-2}$	0.248	.989	0.672
.210	0.178	$4.71 \cdot 10^{-2}$	0.224	.992	0.518
.135	0.092	$2.42 \cdot 10^{-2}$	0.179	.995	0.303
.081	0.048	$1.12 \cdot 10^{-2}$	0.129	.997	0.172
.047	0.026	$5.01 \cdot 10^{-3}$	0.106	.999	0.096

Качественное поведение функций $k(r)$, $E(r)$ и $\nu(r)$ следующее. В центре всех моделей $k(0) = E(0) = 0$ (см. (26) и (22)). С удалением от центра $k(r)$ монотонно растет, на поверхности переходит во внешнее решение, асимптотически приближающееся к значению $k_0 = 1$ на бесконечности. Существенное отличие $k(r)$ от единицы наблю-

дается внутри „гравитационной сферы“ $r_x = 2M$ конфигурации. Функция $E(r)$ по своему характеру напоминает продолжение соответствующего внешнего решения. $\nu(r)$ монотонно растет от центра модели к поверхности (см. (5)), причем

$$\nu(R) - \nu(0) = 2 \int_0^R \frac{dP}{P + \rho} = 2 \ln(p_0 + 1)$$

для несжимаемой жидкости.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ДЕФЕКТА МАССЫ ОТ ПАРАМЕТРА ω
МОДЕЛИ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

ω	0.46	0.51	0.53	0.54	0.55	0.61	0.73
ΔM	0.17	1.04	2.84	11.8	77.0	$5.9 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^{12}$

7. Вышеописанным способом были рассчитаны также параметры конфигураций, состоящих из реального газа барионов. Говоря о барионах мы имеем в виду нуклоны и гипероны. Уравнение состояния было заимствовано из работы [9]. Отметим наиболее характерные свойства этого уравнения состояния. В нем учтена энергия взаимодействия барионов. В ядерной области плотностей ($\rho \approx 3.6 \cdot 10^{14}$ г.см⁻³) силы взаимодействия между барионами имеют характер притяжения, энергия, соответствующая им, отрицательна (она уменьшает давление). При более тесном сближении частиц (расстояния между барионами порядка $2 \cdot 10^{-14}$ см), когда плотности превышают ядерную, между ними появляются более мощные силы отталкивания, в соответствии с чем энергия их взаимодействия положительна (учет ее приводит к увеличению давления). Другая особенность использованного уравнения состояния заключается в том, что при чрезвычайно больших плотностях давление становится равным плотности энергии (при $\rho \rightarrow \infty$, $P \rightarrow \rho$). Такое асимптотическое поведение $P \approx \rho$ релятивистского барионного газа, как показано в работе [10], следует из требования $\lim v = c$ при $\rho \rightarrow \infty$, где v — скорость звука. В [11] оно было получено из других соображений.

Результаты расчетов приведены в табл. 3 и на рисунках 3—6. Рис. 3 изображает зависимости массы M и радиуса R конфигураций от давления P_0 в их центре. При некоторых точках на кривых указаны значения величины $q_0 = P_0/\rho_0$. Нижние кривые, отмеченные циф-

рой 1, представляют те же зависимости согласно обычной релятивистской теории гравитации [12]. Здесь могут существовать статические конфигурации с любым центральным давлением P_0 , но ограниченным значением массы и радиуса ($M \sim M_\odot$, $R \sim 10$ км); при $P_0 \rightarrow \infty$ функция $M(P_0)$ приближается к значению, также близкому к массе Солнца.

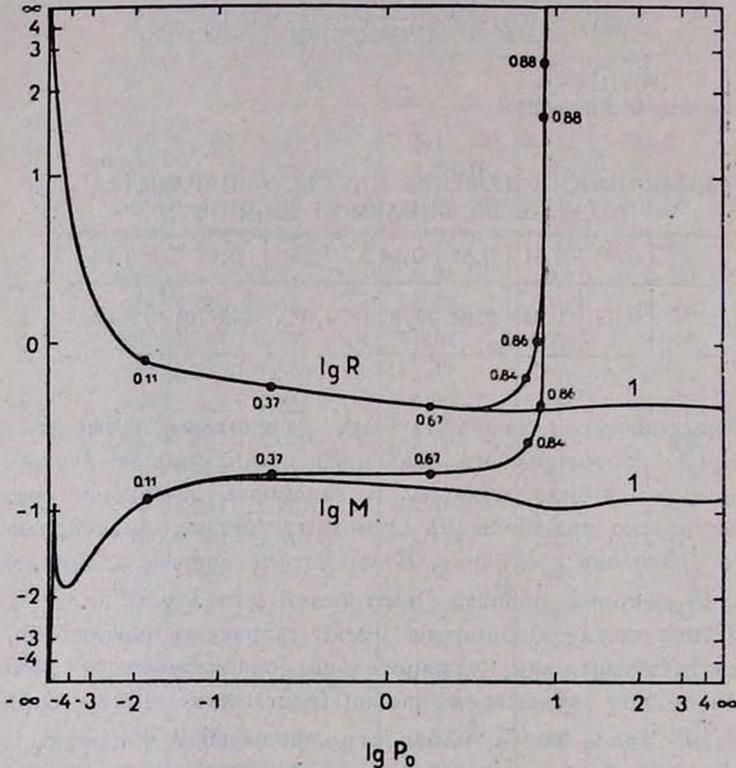


Рис. 3. Зависимость массы и радиуса от центрального давления для статических сферических конфигураций, состоящих из реального газа баронов. Уравнение состояния заимствовано из работы [9]. По теории Эйнштейна (кривая 1) масса конфигурации порядка массы Солнца, а центральное давление может иметь любые значения. По обобщенной теории гравитации (кривая 2) давление P_0 оказывается ограниченной сверху, однако для массы допустимы любые значения, причем при $P_0 \rightarrow 7.52$ $M \rightarrow \infty$. Числами у некоторых точек отмечены значения параметра $q_0 = P_0/\rho_0$.

Из таблицы и рисунков видно, что при $q_0 \leq 0.5$ результаты нового варианта теории мало отличаются от старой, существенные отклонения появляются лишь при $q_0 \geq 0.5$. С возрастанием параметра q_0 (следовательно, и давления P_0) масса и радиус растут, по P_0 может иметь значения, превышающие 7.52 (т. е. $4.86 \cdot 10^{37}$ дин.см⁻²).

НЕКОТОРЫЕ ВАЖНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНФИГУРАЦИЙ, СОСТОЯЩИХ ИЗ РЕАЛЬНОГО ГАЗА БАРИОНОВ
ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

P_0	q_0	R	M	ω	M_0	$N_0 \cdot 10^{-58}$	$\nu(0)$	$\nu(R)$	λ_0	$\lambda_-(R)$	γ	$k(R)$
$2.23 \cdot 10^{-3}$	0.038	0.930	0.050	0.054	—	—	—	- 0.124	8	0.122	—	0.998
$1.59 \cdot 10^{-2}$	0.11	0.827	0.122	0.148	0.136	0.143	- 0.741	- 0.346	5	0.331	2.39	0.995
0.239	0.37	0.651	0.185	0.284	0.254	0.236	- 2.19	- 0.834	2	0.793	1.60	0.987
1.64	0.67	0.500	0.180	0.366	0.342	0.251	- 3.94	- 1.27	0	1.194	1.32	0.980
2.34	0.72	0.489	0.188	0.385	—	—	—	- 1.32	- 0.5	1.313	—	0.978
3.05	0.75	0.490	0.200	0.407	0.485	0.310	- 4.65	- 1.58	- 1	1.475	1.21	0.975
4.55	0.81	0.552	0.232	0.445	—	—	—	- 1.96	- 2	1.815	—	0.969
5.73	0.84	0.610	0.290	0.474	1.22	0.658	- 6.24	- 2.47	- 3	2.211	1.08	0.961
6.93	0.86	0.972	0.491	0.510	3.73	1.89	- 7.50	- 3.56	- 5	2.855	0.946	0.945
7.39	0.87	2.20	1.17	0.533	21.5	10.7	- 9.27	- 5.27	- 8	2.881	0.772	0.920
7.48	0.87	3.91	2.12	0.543	—	—	—	- 6.12	- 10	2.128	—	0.902
7.49	0.87	16.9	9.51	0.563	$1.36 \cdot 10^3$	$6.72 \cdot 10^3$	- 13.4	- 9.35	- 15	- 0.444	0.479	0.862
7.51	0.88	74.9	43.7	0.583	$2.63 \cdot 10^4$	$1.30 \cdot 10^4$	- 16.2	- 12.3	- 20	- 3.33	0.341	0.823
7.52	0.88	$3.27 \cdot 10^2$	197.	0.604	$5.11 \cdot 10^5$	$2.52 \cdot 10^5$	- 19.2	- 15.2	- 25	- 6.22	0.244	0.785
7.52	0.88	$1.42 \cdot 10^3$	890.	0.626	$9.95 \cdot 10^6$	$4.91 \cdot 10^6$	- 22.1	- 18.1	- 30	- 9.12	0.172	0.747
7.52	0.88	$6.18 \cdot 10^3$	4010.	0.648	$1.92 \cdot 10^8$	$9.46 \cdot 10^7$	- 25.0	- 21.0	- 35	- 12.01	0.123	0.716
7.52	0.88	$2.68 \cdot 10^4$	$1.81 \cdot 10^4$	0.671	$3.71 \cdot 10^9$	$1.83 \cdot 10^9$	- 27.9	- 23.9	- 40	- 14.91	0.087	0.684

P_0 — центральное давление, ρ_0 — плотность энергии в центре, $q_0 = P_0/\rho_0$, R — радиус, M — масса конфигураций, $\omega = M/R$, M_0 — собственная масса (масс без учета гравитации), N_0 — число барионов конфигурации, $\nu(0)$ и $\nu(R)$ — значения функции $\nu(r) = \ln g_{00}(r)$ в центре и на поверхности, $\lambda(R) = \ln |g_{rr}(R)|$ (g_{00} и g_{rr} — компоненты метрического тензора), $k(R)$ — величина гравитационного скаляра на поверхности. $\lambda_0 = \ln D$ и γ — постоянные, входящие в асимптотические выражения (22), (26), для λ и k . Масса, радиус и давление измерены в единицах $9.29M_\odot$, 13.7 км и $6.47 \cdot 10^{30}$ дн·см⁻² — соответственно. Для четырех конфигураций проведено интегрирование только системы уравнений (17).

Если говорить об обратной зависимости $P_0(M)$, то центральное давление с ростом M растет, и при $M \rightarrow \infty$ асимптотически приближается к пределу $P_0 = 7.52$. При этом параметр q_0 стремится к пределу, приблизительно равному 0.88. Вертикальные ветви кривых 2 на рис. 3 представляют гравитары.

Перейдем к рассмотрению внутренних решений для функций $\nu(r)$, $\lambda(r)$ и $k(r)$. На рис. 4 приведен график функций $k/k(R)$ в зависимости от r/R . Верхняя линия представляет определенную барионную конфигурацию, интегральные параметры (масса, радиус и т. д.) которой близки к параметрам соответствующей (т. е. с одинаковым центральным давлением) конфигурации, рассчитанный по обычной релятивистской теории гравитации, а нижняя — представляет гравитары. Последняя, очевидно, является предельной, в том смысле, что нет линий, расположенных правее ее. При $q_0 \rightarrow 0$ величина $k(R)$ стремится к ньютоновскому пределу k_0 , а функция $k/k(R)$ — к единице.

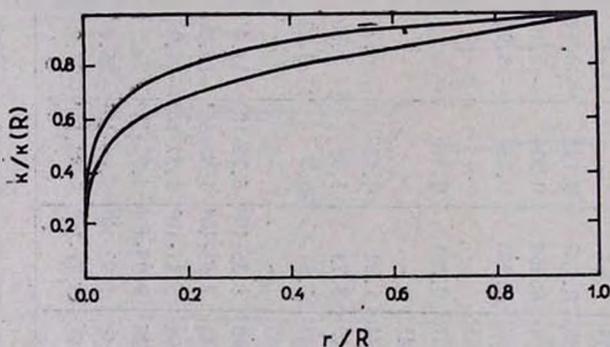


Рис. 4. Зависимость гравитационного скаляра от расстояния до центра конфигурации. Кривая 2 соответствует гравитарам, $q_0 = 0.88$. При переходе к моделям с малыми q_0 , $k(r)$ проходит выше, стремясь в пределе $q_0 \rightarrow 0$ к значению $k(r) = 1$.

Семейство линий на рис. 5 и 6 изображает зависимости функций λ и ν от r/R для ряда конфигураций. Мы видим, что с увеличением массы конфигураций кривые $\lambda(r/R)$ и $\nu(r/R)$ спускаются все ниже и ниже. В случае гравитаров функции $\lambda(r/R)$ и $\nu(r/R)$ изображаются параллельными линиями. Этот результат, а также то, что для всех гравитаров кривые $k/k(R)$ одинаковы, если r измеряется в единицах R , следует из того, что эти конфигурации являются подобными.

Нами были рассчитаны также конфигурации, состоящие из идеального газа нейтронов. В этом случае для P_0 и q_0 предельные значения не существуют, ветвь гравитаров отсутствует. Кривые $M(P_0)$ и $R(P_0)$ с точностью до величины порядка $1/|\zeta|$ совпадают с соответствующими

щими кривыми, рассчитанными ранее с помощью обычной теории гравитации [6—8]. В этом случае не проявляются какие-либо заметные отклонения от обычной теории и отсутствует вертикальная ветвь на линии $M(P_0)$. Дело, конечно не в химическом составе барионного газа;

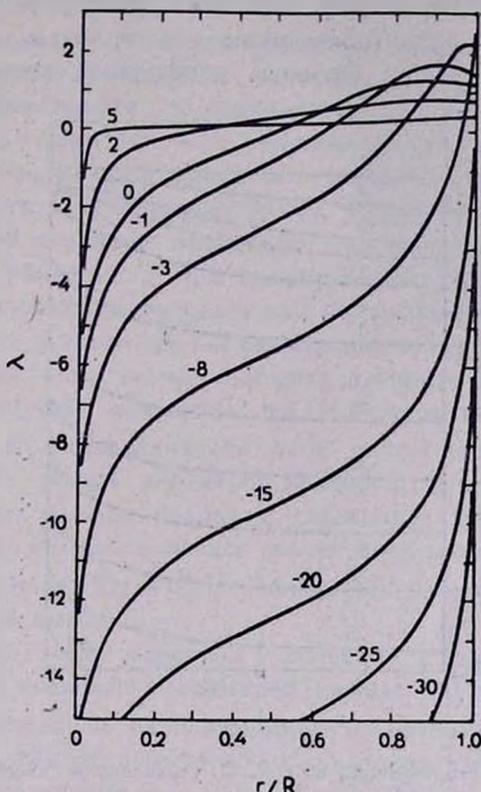


Рис. 5. Зависимость $\lambda = \ln |g_{rr}|$ от r/R . С увеличением массы конфигурации кривые проходят ниже. Для гравитаров линии $\lambda(r/R)$ параллельны друг другу. Числа на кривых указывают значения параметра $\lambda_0 \equiv \ln D$.

учет гиперонов и барионных резонансов не изменит картину результатов. Оказывается, здесь важная роль принадлежит параметру $q_0 = P_0/\rho_0$. Мы видим, что в случаях идеальной жидкости и реального газа барионов новые результаты получаются при значениях параметра $q_0 \geq 0.5$, а предельное значение q_0 , при котором получаются гравитары, равно 2.07 и 0.88 соответственно для идеальной жидкости и реального газа барионов. Для идеального газа нейтронов $q \leq 1/3$, поэтому область $q_0 \geq 0.5$, в которой следует ожидать заметные отклонения и появление вертикальной ветви, здесь никогда не достигается.

8. Интегральные характеристики сферических статических конфигураций, для которых компактность мала, $\omega \ll 1$, соответствуют обычной теории Эйнштейна. Как следует из таблицы, для таких конфигураций мала и величина $q_0 = P_0/\rho_0$. При этом незаметны также релятивистские эффекты. Таким образом q_0 является важным параметром, одновременно характеризующим как эффекты релятивистской теории гравитации, так и эффекты обобщенной теории гравитации.

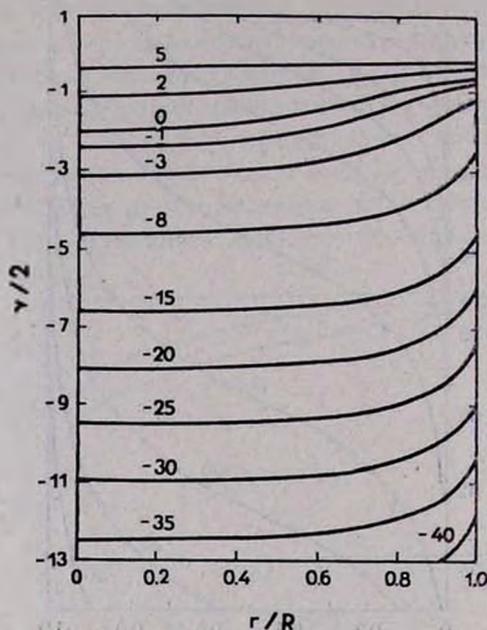


Рис. 6. Зависимость $\nu = \ln g_{00}$ от r/R . С увеличением массы конфигурации линии $\nu(r/R)$ смещаются вниз. Для гравитаров они параллельны друг другу. Числа на кривых указывают значения параметра λ_0 .

С увеличением параметра q_0 растут ω , масса, радиус и центральное давление (см. табл. 3). Одновременно происходит ослабление гравитационного взаимодействия, т. е. уменьшение скаляра $k(r)$, что способствует поддержанию гидродинамического равновесия для масс, больших, и давлений P_0 , меньших, чем это имеет место по обычной теории Эйнштейна. При массах, намного превышающих массу Солнца, уменьшение взаимного притяжения масс становится настолько эффективным, что давление в центре модели достигает насыщения и почти перестает расти при дальнейшем увеличении массы конфигурации. Для моделей звезд, состоящих из реального вырожденного газа барионов, это предельное значение P_0 приблизительно равно $4.86 \cdot 10^{37}$ дн·см⁻².

Все наши вычисления относятся к случаю $\zeta = -30$. Важным является выяснение вопроса о том, что произойдет с полученными результатами при изменении величины ζ . Качественную картину эволюции результатов при изменении ζ можно получить, не проводя новых расчетов, если изучить характер кривых на рис. 2 и 3. Мы замечаем, что в своей начальной части эти кривые касаются, или, точнее, почти совпадают с соответствующими кривыми по обычной теории, и по мере продвижения вправо, в сторону больших P_0 , загибают кверху. Далее, поскольку при $|\zeta| \rightarrow \infty$ результаты новой и обычной теории должны совпадать, то из упомянутого характера линий с очевидностью следует, что при уменьшении $|\zeta|$, максимальное значение P_0 по нерелятивистской теории и предельное значение его в релятивистской теории должны убывать, а при увеличении $|\zeta|$ — расти, при этом соответственно укоротятся или удлинятся совпадающие части линий. Таким образом, при увеличении $|\zeta|$ аномальные ветви линий $M(P_0)$, представляющие гравитары, должны смещаться вправо в сторону больших P_0 (больших значений величины q_0), и тем самым удлинятся совпадающие части. В справедливости этой закономерности в нерелятивистском варианте можно убедиться непосредственно. Действительно, здесь, при прочих равных условиях, давление в центре конфигурации и, следовательно, его максимальное значение обратно пропорциональны $\sim |\zeta|^{1/2}$ (см. формулы (32) и (33) работы [2]), что прямо подтверждает вышеприведенный вывод.

Средняя плотность вещества у гравитаров порядка ядерной. Мы видим, что при меньших плотностях (малых q_0) большие массы не получаются: обобщенный вариант теории гравитации по своим результатам не отличается от обычного. Из вышеизложенных рассуждений следует, что предельное значение q_0 , при котором получаются большие эффекты, должен зависеть от величины $|\zeta|$. При $|\zeta| < 30$ эффекты должны получиться и для меньших значений q_0 и, в частности, могут быть и в случае идеального газа барионов.

Являясь чрезвычайно компактными конфигурациями, гравитары обладают очень большим гравитационным дефектом массы (см. последние строки табл. 3). На первый взгляд, казалось бы, вследствие уменьшения гравитационного скаляра $k(r)$ с увеличением массы конфигурации, дефект массы должен уменьшиться. Но дело в том, что убывание $k(r)$ ни в коем случае не означает ослабления гравитационного поля вообще, даже можно утверждать обратное. В самом деле, нужно учесть, что у гравитаров с увеличением массы уменьшается не только функция $k(r)$ но и компоненты $|g_{rr}(r)|$ и $g_{00}(r)$ метрического тензора. Таким образом, уменьшение функции $k(r)$ не

приводит к приближению метрики пространства — времени к плоскому, а наоборот, сопровождается усилением искривления его. Это как раз и означает усиление гравитации.

Все конфигурации в обобщенной теории характеризуются одним параметром $\omega = M/R$. Если в ОТО принципиально недопустимо существование статических тел с величиной $\omega > 1/2$, то здесь возможны модели очень компактных равновесных конфигураций с $\omega \gg 1$ (гравитары). С точки зрения обобщенной теории, общая теория относительности неприменима к телам (пока это можно утверждать только для статических тел), для которых $\omega \geq 1/2$. Для менее компактных конфигураций, для которых $\omega \ll 1$ обе теории дают одинаковые результаты (принцип соответствия). Это и понятно, так как решения Шварцшильда и Гекмана, которые зависят только от отношения r/M , приводят к одинаковым условиям на поверхности при $\omega \ll 1$. При переходе от конфигураций с малыми значениями ω к более компактным конфигурациям, сначала, при $\omega \approx 0.01$, начинают сказываться релятивистские эффекты, а при $\omega \geq 0.3$ существенными становятся эффекты ослабления гравитационного взаимодействия.

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория

ON THE RELATIVISTIC GENERALIZED THEORY OF GRAVITY. II. BARYON CONFIGURATIONS

G. S. SAHAKIAN, M. A. MNATSAKIANIAN

This work proceeds the [1]. Further transformations of the relativistic generalized theory of equations for static spherically symmetric mass-distribution are presented.

The asymptotic transition to equations of the general theory of relativity and the conformity principle are considered.

The conditions on the surface and in the center are discussed, under which configurations can be of finite central pressures. The scrupulous description of integration of the internal problem is given. Some important properties of gravitars characterized by the condition $M/R \gg 1$ are established.

The computed results for incompressible liquid and real baryon gas are compared with those of the other theories.

Gravitars are models of supermassive static formations with definite value of P_0/ρ_0 and enormous mass-defects.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 4, 567, 1968.
2. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 3, 311, 1967.
3. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Вопросы космогонии*, 9, 123, 1963.
4. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, *Астрофизика*, 3, 503, 1967.
5. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Тезисы докладов V Международной конференции по гравитации и теории относительности*, Тбилиси, 1968, стр. 198.
9. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, *Phys. Rev.*, 55, 374, 1939.
7. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. ж.*, 38, 785, 1961.
8. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрофизика*, 1, 7, 1965.
9. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, *Сообщения Бюр. обс.*, 38, 55, 1963; см. также *Nuovo Cim.*, 30, 82, 1963.
10. Г. С. Саакян, *Известия АН АрмССР, серия физ.-мат.*, 14, 117, 1961.
11. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ*, 41, 1609, 1961.
12. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, *Астрон. ж.*, 39, 193, 1964.