АСТРОФИЗИКА

ТОМ 24 ИЮНЬ, 1986 ВЫПУСК 3

УДК: 524.832+531.51

О ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С УЧЕТОМ РОЛИ ВАКУУМА. II

Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 22 октября 1985

Развиты предложенные в первой части работы представления о том, что при наличии тяготения в вакууме возникает определенное поле натяжений и гравитационная «постоянная» определяется локальным состоянием вакуума. Исследовано статистическое сферически-симметрическое гравитационное поле. Изучен пост-ньютоновский предел теории. Предложена процедура интегрирования уравнений поля.

1. *Центрально-симметрическое статическое поле.* В наших работах [1—3] выдвинута гипотеза о том, что в вакууме искривленного пространства — времени должно существовать специфическое поле упругих натяжений. Считается, что оно обусловлено нарушением однородности вакуумного фона. Этому полю приписывается тензор натяжений, который учитывается в правой части уравнений Эйнштейна. В такой трактовке теории гравитации распределение вещества, вакуумное поле натяжений и метрика образуют единый комплекс, определяемый уравнениями гравитационного поля. В [4], развивая эту идею, предполагается, что гравитационная постоянная является своеобразным проявлением упругости вакуума и что поэтому она должна определяться локальными свойствами вакуума (зависит от плотности вакуумной энергии). Было написано соответствующее выражение для действия и получены следующие уравнения:

$$\gamma\left(R_{ik}-\frac{1}{2}Rg_{ik}\right)+\gamma^{;n}_{;n}g_{ik}-\gamma_{;i;k}+\frac{1}{2}R\frac{d\gamma}{d\varepsilon}(\tau_{ik}+\varepsilon g_{ik})=$$

$$=\frac{8\pi G_0}{c^4}(t_{ik}+\tau_{ik}), \tag{1}$$

$$t^k_{i;k}=0, \tag{2}$$

$$\tau^k_{i;k}+(\tau^k_i+\varepsilon\delta^k_i)\frac{\partial}{\partial x^k}\ln\left|1-\frac{c^4}{16\pi G_0}R\frac{d\gamma}{d\varepsilon}\right|=0. \tag{3}$$

Здесь t_{ik} — тензор энергии-импульса материальных полей, τ_{ik} — вакуумный тензор натяжений, ε — плотность энергии вакуума, $\gamma = G_0/G(\varepsilon)$, G_0 — ньютоновская гравитационная постоянная, $G(\varepsilon)$ — та же величина для данного состояния вакуума, $\gamma_i = \partial\gamma/\partial x^i$. Здесь уравнения гидродинамики (2) не содержатся в системе (1). Что же касается (3), то они получаются из первых двух систем уравнений.

После вывода уравнений гравитационного поля удобно вместо функции $\gamma(\varepsilon)$ иметь дело с ее обратной величиной $y(\varepsilon)$. В первой части настоящей работы с помощью особым образом сформулированного ренормгруппового соотношения (принцип инвариантности Амбарцумяна) было показано, что

$$y(\varepsilon) \equiv \frac{1}{\gamma(\varepsilon)} = \frac{G(\varepsilon)}{G_0} = e^{b\varepsilon/\rho_0 c^2}, \tag{4}$$

где b — безразмерный параметр, а ρ_0 — плотность массы в центре небесного тела.

Исследуем уравнения поля для случая статического поля. Примем за основу метрику в изотропных координатах:

$$ds^2 = e^f c^2 dt^2 - e^{\psi}(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\varphi^2), \tag{5}$$

где f и ψ — функции радиальной координаты r. Из симметрии метрики очевидно, что тензоры t_{ik} и τ_{ik} должны быть диагональными,

$$t_i^k = \mathrm{diag}(\rho c^2, -P, -P, -P),$$

$$\tau_i^k = \mathrm{diag}(\varepsilon, -p, -p_\perp, -p_\perp).$$

Здесь ρc^2 — плотность полной энергии звездного вещества, P — его давление, p — давление вакуума в радиальном, а $p_\perp$ — в поперечном направлениях.

Учитывая (4), выпишем уравнения (1), (2) для метрики (5):

$$\psi'' + \frac{1}{4}\psi'^2 + \frac{2}{r}\psi' + \frac{b}{\rho_0 c^2}\left(\frac{b}{\rho_0 c^2}\varepsilon'^2 - \varepsilon'' - \frac{1}{2}\varepsilon'\psi' - \frac{2}{r}\varepsilon' + \varepsilon F\right) =$$

$$= -\frac{8\pi G_0}{c^4}(\rho c^2 + \varepsilon)\, y e^{\psi},$$

$$\frac{1}{4}\psi'^2 + \frac{1}{2}f'\psi' + \frac{f' + \psi'}{r} - \frac{b}{\rho_0 c^2}\left[\frac{1}{2}\varepsilon' f' + \varepsilon'\psi' + \frac{2}{r}\varepsilon' + \frac{1}{2}(p - \varepsilon)F\right] =$$

$$= \frac{8\pi G_0}{c^4}(P + p)\, y e^{\psi},$$

$$\frac{1}{2}\left(\psi'' + f'' + \frac{1}{2}f'^2 + \frac{f' + \psi'}{r}\right) +$$

$$+ \frac{b}{\rho_0 c^2}\left[\frac{b}{\rho_0 c^2}\varepsilon'^2 - \varepsilon'' - \frac{1}{2}\varepsilon' f' - \frac{\varepsilon'}{r} + \frac{1}{2}(\varepsilon - p_\perp)F\right] = \frac{8\pi G_0}{c^4}(P + p_\perp) y e^{\psi},$$

$$P' + \frac{1}{2}(\rho c^2 + P) f' = 0, \tag{6}$$

где штрих означает производную по r, а

$$F = Re^{\psi} = f'' + 2\psi'' + \frac{1}{2}(f'\psi' + f'^2 + \psi'^2) + \frac{2}{r}(f' + 2\psi').$$

Эту систему уравнений нужно дополнить уравнениями состояния вакуума $p = p(\varepsilon)$, $p_\perp = p_\perp(\varepsilon)$ и граничными условиями.

2. *Условия на бесконечности.* Рассмотрим уравнения поля вне небесного тела, на больших расстояниях от него. Имеем

$$\begin{aligned} e^f &= 1 - \alpha\frac{r_g}{r} + \frac{1}{2}\beta\left(\frac{r_g}{r}\right)^2 + \dots, \\ e^{\psi} &= 1 + \gamma_1\frac{r_g}{r} + \frac{3}{8}\sigma\left(\frac{r_g}{r}\right)^2 + \dots, \end{aligned} \tag{7}$$

где $r_g = 2G_0M/c^2$ — гравитационный радиус небесного тела; α, β, γ_1, σ — так называемые пост-ньютоновские параметры разложения. Для теории гравитации Эйнштейна они равны единице.

С удалением от небесного тела, очевидно, τ_{ik} должно быстро стремиться к нулю. Подставляя в (6) соответствующие разложения и отбрасывая малые слагаемые, приходим к результату:

$$\frac{8\pi G_0}{c^4}\varepsilon = \frac{3}{4}(\gamma_1^2 - \sigma)\frac{r_g^2}{r^4} + \dots,$$

$$\frac{8\pi G_0}{c^4}p = (\alpha - \gamma_1)\frac{r_g}{r^3} + \left(\alpha^2 + \frac{9}{4}\gamma_1^2 - \frac{3}{2}\alpha\gamma_1 - \beta - \frac{3}{4}\sigma\right)\frac{r_g^2}{r^4} + \dots,$$

$$\frac{8\pi G_0}{c^4}p_\perp = \frac{1}{2}(\gamma_1 - \alpha)\frac{r_g}{r^3} + \left(\frac{3}{4}\sigma + \beta - \frac{3}{2}\gamma_1^2 + \frac{1}{2}\alpha\gamma_1 - \frac{3}{4}\alpha^2\right)\frac{r_g^2}{r^4} + \dots.$$

Разумно считать ε, p и $p_\perp$ величинами одинакового порядка малости. Это требование выполняется только при $\alpha = \gamma_1$. С другой стороны, можно положить $\alpha = 1$, что равносильно включению α в определение r_g. Таким образом,

$$\frac{8\pi G_0}{c^4}\varepsilon = \frac{3}{4}(1-\sigma)\frac{r_g^2}{r^4}+\ldots,$$

$$\frac{8\pi G_0}{c^4}p = \frac{1}{4}(7-3\sigma-4\beta)\frac{r_g^2}{r^4}+\ldots, \quad p_\perp = -p+\ldots. \tag{8}$$

Уравнение (3) при $r \gg r_g$ с точностью до членов порядка r_g^4/r^9 можно записать в виде

$$\tau^k_{i;\,k} + O(bc^2 r_g^4/G_0\rho_0 r^9) = 0$$

или в раскрытом виде

$$p' + \frac{1}{2}(\varepsilon+p)f' + (p-p_\perp)\left(\psi' + \frac{2}{r}\right) \approx 0. \tag{9}$$

Наблюдательные данные для гравитационного поля Солнца показывают, что $\beta = 1$. О параметре σ пока данных нет. Для электромагнитного вакуума в эффекте Казимира $\tau^n_n = 0$ [5]. Не исключено, что и здесь след вакуумного тензора равен нулю. Если так, то и $\sigma = 1$. Из этого можно было бы заключить, что теорию гравитации с переменным $G(\varepsilon)$ нужно согласовывать с существующей теорией в более высоком приближении пост-ньютоновского разложения. Однако в этом нет необходимости, даже если $\tau^n_n = 0$. Дело в том, что пост-ньютоновские параметры, вообще говоря, могут быть функциями от $P_0/\rho_0 c^2 = q_0$ (P_0 — давление, а ρ_0 — плотность массы в центре конфигурации). Если эти зависимости таковы, что при $q_0 \to 0$ параметры β и σ стремятся к единице, то противоречия с наблюдательными данными не будет, так как для Солнца (нерелятивистский объект) $q_0 \approx 3\cdot 10^{-5}$. Этот вопрос можно решить, производя соответствующие измерения для нейтронных звезд. Подтверждением сказанному служит биметрическая теория Розена [6]. Здесь для центрально-симметрического поля было найдено внешнее решение $f = -r_g/r$, $\psi = (M_1/M)\,r_g/r$, где M — обычная масса, а M_1 — некоторая величина с размерностью массы:

$$M = 4\pi\int_0^{r_1}(\rho + 3P/c^2)\,e^{(f+3\psi)/2}r^2dr, \quad M_1 = 4\pi\int_0^{r_1}(\rho - P/c^2)\,e^{(f+3\psi)/2}r^2dr,$$

r_1 — координатный радиус небесного тела. Как видим, в этом случае пост-ньютоновские параметры зависят от q_0, но при $q_0 \ll 1$ эти зависимости становятся несущественными. Далее мы полагаем $\beta,\ \sigma \neq 1$.

Можно найти аналитическое выражение для вакуумного тензора τ_{ik}, соответствующее асимптотике (8). Тензор τ_{ik} должен определяться величинами, характеризующими гравитационное поле. В [1] на примере статического поля, обсуждая различные возможности, мы показали, что в наипростейшем случае

$$\tau_{ik} = \frac{c^4}{\pi G_0}(a_1 w_i w_k + a_2 w_n w^n g_{ik} + a_3 w_n w^n u_i u_k).$$

Коэффициент $c^4/(\pi G_0)$ введен ради удобства; a_k — безразмерные постоянные параметры порядка единицы; $u^k = dx^k/ds$, $w^k = Du^k/ds$ — скорость и ускорение „вакуумного вещества“, которые в случае статического поля идентичны с соответствующими величинами для звездного вещества:

$$u^0 = e^{-f/2}, \quad u^\alpha = 0, \quad \alpha = 1, 2, 3,$$
$$w^1 = \frac{1}{2} f' e^{-\psi}, \quad w^0 = w^2 = w^3 = 0. \tag{10}$$

Аргументы, использованные для выбора τ_{ik}, здесь остаются в силе. Подчеркнем, что приведенное выражение является лишь основным членом в разложении τ_{ik} по степеням w^k. Вообще говоря, должны быть также члены порядка $(w_n w^n)^2$ и др., которые могут иметь важное значение при $r_1 \sim r_g$.

Учитывая асимптотику (8) и (10), из вышеприведенного выражения тензора τ_{ik}, находим

$$\varepsilon = -\frac{(a_2 + a_3)c^4}{4\pi G_0} f'^2 e^{-\psi}, \quad p = -p_\perp = -\frac{a_2 c^4}{4\pi G_0} f'^2 e^{-\psi},$$

$$a_1 = -2a_2, \quad \beta = 1 - 2a_3, \quad \sigma = 1 + \frac{8}{3}(a_2 + a_3).$$

Подставляя найденные выражения плотности энергии и давлений в уравнение (9), после интегрирования получим

$$f' \approx \frac{r_g}{r^2} \exp\left[-\frac{1}{2}\psi - \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4}\frac{a_3}{a_2}\right) f\right], \quad r \gg r_g. \tag{11}$$

Используя пост-ньютоновские разложения (7), отсюда находим

$$a_3(8a_2 - 1) = 0.$$

Таким образом, имеются два варианта: первый $a_3 = 0$, поэтому $\beta = 1$, $a_2 = 3(\sigma - 1)/8$; второй $a_2 = 1/8$, $4\beta + 3\sigma = 8$. В [1] выбор был сделан в пользу первого варианта, поскольку второй приводит к противоречию с ньютоновским пределом. Для достаточно разреженных звезд $G(\varepsilon) \approx G_0$, и поэтому доводы, приведенные в упомянутой работе о том, что $a_2 = 0$, остаются в силе. Итак (далее индекс у a_1 опускается),

$$\tau_{ik} = \frac{ac^4}{2\pi G_0}(2w_i w_k - w_n w^n g_{ik}) + O[(w_n w^n)^2],$$
$$\varepsilon = \frac{ac^4}{8\pi G_0} f'^2 e^{-\psi} + \dots, \quad p \approx -p_\perp = \frac{ac^4}{8\pi G_0} f'^2 e^{-\psi} + \dots . \tag{12}$$

Выше уже отмечалось, что эти выражения дают только основные члены τ_{ik} в разложении по r_g/r. Поэтому для сверхплотных небесных тел $(r_1 \sim r_g)$ при $r \sim r_g$ они нуждаются в уточнении.

Тензор вакуумных натяжений можно записать в виде, сходном с тензором энергии — импульса звездного вещества:

$$\tau_{ik} = (\varepsilon + p_\perp) u_i u_k - p_\perp g_{ik} + (p - p_\perp) n_i n_k, \tag{13}$$

где n^k — пространственно-подобный единичный вектор,

$$n^k = w^k (-w_n w^n)^{-1/2}, \quad n^1 = e^{-\psi/2}, \quad n^i = 0 \text{ при } i \neq 1.$$

Выражение (13) удобно тем, что допускает возможность задания уравнений состояния вакуума в виде, отличном от асимптотических соотношений (12).

3. *Граничные условия в центре.* Из уравнений (6) видно, что во избежание сингулярностей при $r = 0$ нужно полагать

$$P'(0) = \varepsilon'(0) = f'(0) = \psi'(0) = 0. \tag{14}$$

Значением давления в центре P_0 определяются все дифференциальные и интегральные характеристики конфигураций, состоящих из вырожденного звездного вещества. Возможны два случая деформированного состояния вакуума, а именно $\varepsilon(0) = 0$ и $\varepsilon(0) \neq 0$. Только детальное исследование решений (6) позволит сделать выбор между этими альтернативами. Поэтому мы обсудим поведение функций при $r = 0$ для обеих возможностей.

Рассмотрим сначала случай $\varepsilon(0) = 0$. При этом понятно, что и $p(0) = p_\perp(0) = 0$. Из условий (14) вблизи центра конфигурации находим

$$f(r) = f_0 + c_1 e^{\psi_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \dots ,$$

$$\psi(r) = \psi_0 - c_2 e^{\psi_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \ldots,$$

$$P(r) = P_0 - \frac{1}{2} c_1 (\rho_0 c^2 + P_0) e^{\psi_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \ldots, \tag{15}$$

$$\varepsilon(r) = c_3 \rho_0 c^2 e^{\psi_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \ldots.$$

Здесь f_0, ψ_0 — значения функций f и ψ в центре; c_1, c_2, c_3 — безразмерные постоянные. В (15) мы специально выделили множитель $\exp\psi_0$, желая подчеркнуть этим, что разложения функций ведутся по степеням отношения истинных расстояний $\tilde{r}/r_0$:

$$\tilde{r} = \int_0^r e^{\psi/2} dr \approx r\left[1 - \frac{1}{6} c_2 e^{\psi_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right] e^{\psi_0/2}, \quad r_0 = \int_0^{r_1} e^{\psi/2} dr, \tag{16}$$

где r_0, r_1 — истинный и координатный радиусы звезды. Подставляя (15) в (6) и учитывая, что $y(0) = 1$, в нулевом приближении находим

$$\begin{aligned} c_2 + bc_3 &= \frac{4\pi G_0}{3c^2} r_0^2 \rho_0, \\ c_1 - c_2 - 2bc_3 &= \frac{4\pi G_0}{c^4} r_0^2 P_0. \end{aligned} \tag{17}$$

Следовательно, если одна из постоянных c_1, c_2, c_3 задана, то две другие определяются этими уравнениями.

Теперь обсудим второй вариант, по-видимому, более близкий к развиваемым здесь представлениям, когда $\varepsilon(0) \neq 0$, и поэтому $y(\varepsilon_0) = y_0 \neq 1$. В этом случае в (15) вместо последнего выражения имеем

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_0 + c_3 \rho_0 c^2 e^{\psi_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \ldots. \tag{18}$$

При этом в соответствии с (4) вблизи центра небесного тела

$$y(r) = y_0\left[1 + bc_3 e^{\psi_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \ldots\right].$$

Подставим разложения f, ψ из (15) и $\varepsilon(r)$ из (18) в уравнения (6). В нулевом приближении получим

$$c_2 + bc_3 - \frac{b}{\rho_0 c^2}(c_1 - 2c_2)\varepsilon_0 = \frac{4\pi G_0}{3c^4} y_0 r_0^2 (\rho_0 c^2 + \varepsilon_0), \tag{19}$$

$$c_1 - c_2 - 2bc_3 + \frac{3b}{2\rho_0 c^2}(c_1 - 2c_2)(\varepsilon_0 - p_0) = \frac{4\pi G_0}{c^4} y_0 r_0^2 (P_0 + p_0). \quad (19)$$

Поскольку $p_\perp(0) = p(0)$, то второе и третье уравнения системы (6) в центре становятся идентичными. Равенство вакуумных давлений при $r = 0$ следует из уравнений (3). Впрочем, это обстоятельство очевидно и из физических соображений. В (19), вообще говоря, нельзя считать ε_0 малым по сравнению с $\rho_0 c^2$ (сверхплотные небесные тела). Для сверхмассивных, но разреженных объектов с радиусом порядка и меньше их гравитационного радиуса не исключена ситуация, когда $|\varepsilon_0| \gtrsim \rho_0 c^2$.

Система уравнений (6) не замкнута. Ее необходимо дополнить уравнениями состояния вакуума $p = p(\varepsilon)$ и $p_\perp = p_\perp(\varepsilon)$. После их задания удобно численное интегрирование (6) проводить от центра, исходя из граничных условий (14), (15), (18) и согласуя результат с асимптотиками (7), (8) на бесконечности. При этом необходимо знание параметров b, f_0, ψ_0, ε_0, c_3 (c_1 и c_2 определяются уравнениями (17) либо (19)). Постоянную b, по-видимому, можно считать универсальной (независящей от типа конфигурации). Остальные же зависят от параметра q_0 и должны быть определены одновременно с остальными характеристиками (масса, радиус и т. д.) конфигурации в процессе интегрирования (6).

4. *Приближенный способ интегрирования уравнений поля.* Попытаемся найти такие решения уравнений поля (6), для которых компоненты метрического тензора не имеют сингулярности шварцшильдовского типа. В этом случае можно ожидать, что в интервале $0 < r < \infty$ временной компонент метрического тензора g_{00} должен быть монотонно растущей функцией, и что $0 < g_{00}(r) < 1$. Это допущение позволяет выписать достаточно разумную аппроксимацию для производной f'. Согласно (11) и (15) имеем

$$f'(r) = \begin{cases} \dfrac{2c_1}{r_0^2} r e^{\psi_0}, & \text{при } r \to 0, \\[2ex] \dfrac{r_g}{r^2} e^{-(f+\psi)/2}, & \text{при } r \gg r_g. \end{cases}$$

Используя эти предельные выражения и допущение о монотонном характере изменения f', выпишем следующую аппроксимацию:

$$f' \approx \frac{r_g r}{A + r^3} e^{-(f+\psi)/2}, \qquad A = \frac{r_g r_0^2}{2c_1} e^{-(f_0+3\psi_0)/2}. \quad (20)$$

Интегрируя, находим

$$f(r) \approx f_0 + 2\ln\left(1 + \frac{1}{2} r_g e^{-f_0/2} \int_0^r \frac{se^{-\psi(s)/2}}{A+s^3} ds\right). \qquad (21)$$

Теперь обсудим вопрос о виде плотности вакуумной энергии. Учитывая асимптотику (12) и условие $\varepsilon'(0) = 0$, для $\varepsilon(r)$ можно написать следующее приближенное выражение:

$$\varepsilon(r) \approx \frac{ac^4}{8\pi G_0}\left(1 + B\frac{r_0^2}{\tilde{r}^2}\right) f'^2 e^{-\psi}, \qquad (22)$$

где B — новая безразмерная постоянная порядка единицы. Из этой формулы находим

$$\varepsilon_0 = \frac{ac^4 Bc_1^2}{2\pi G_0 r_0^2}, \qquad c_3 = \frac{ac^2 c_1^2}{2\pi G_0 \rho_0 r_0^2}\left[1 + \left(\frac{7}{3}c_2 - c_1\right)B\right].$$

Таким образом, постоянная B определяется значением плотности вакуумной энергии в центре. Учитывая (20) и (21), из (22) находим

$$\varepsilon(r) \approx \frac{ac^4 r_g^2}{8\pi G_0} e^{-f_0}\left(1 + B\frac{r_0^2}{\tilde{r}^2}\right)\left(1 + \frac{1}{2} r_g e^{-f_0/2} \int_0^r \frac{se^{-\psi/2}}{A+s^3} ds\right)^{-2} \frac{r^2 e^{-2\psi}}{(A+r^3)^3}. \qquad (23)$$

Если с помощью выражений (21), (23) исключить функции f и ε из системы уравнений (6), то в ней останутся четыре неизвестные функции ψ, P, p и $p_\perp$. Запишем первое и четвертое уравнения в символическом виде:

$$\Omega_1(\psi, \psi', \psi'', \rho) = 0, \quad \Omega_2(P, P', \psi, \psi') = 0. \qquad (24)$$

Они вместе с уравнением состояния $\rho = \rho(P)$ определяют функции ψ и P. Тогда второе и третье уравнения позволяют вычислить вакуумные давления:

$$p(r) = \left(\frac{1}{4}\psi'^2 + \frac{1}{2}f'\psi' + \frac{f' + \psi'}{r} - \right.$$
$$\left. - \frac{b}{\rho_0 c^2}\left(\frac{1}{2}\varepsilon' f' + \varepsilon'\psi' + \frac{2\varepsilon'}{r} - \frac{1}{2}\varepsilon F\right) - \frac{8\pi G_0}{c^4} yPe^{\psi}\right]\Phi,$$

$$p_\perp(r) = \left[\frac{1}{2}\left(\psi'' + f'' + \frac{f'^2}{2} + \frac{f' + \psi'}{r}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{b}{\rho_0 c^2}\left(\frac{b}{\rho_0 c^2}\varepsilon'^2 - \varepsilon'' - \frac{1}{2}\varepsilon' f' - \frac{\varepsilon'}{r} + \frac{1}{2}\varepsilon F\right) - \frac{8\pi G_0}{c^4} yPe^{\psi}\right]\Phi,$$

где

$$1/\Phi = \frac{8\pi G_0}{c^4} y e^{\psi} + \frac{b}{2\rho_0 c^2} F.$$

Таким образом, давления можно вычислить по ходу интегрирования уравнений (24). При этом можно получить также уравнения состояния $p = p(\varepsilon)$ и $p_\perp = p_\perp(\varepsilon)$.

Развиваемый вариант теории гравитации содержит две безразмерные постоянные b и a, которые нужно заранее задать. Выше отмечалось, что интегрирование уравнений поля удобно начинать с центра конфигурации, исходя из граничных условий (14) и разложений (15), (18), для фиксированного значения центрального давления и наугад выбранных значений параметров r_g, f_0, ψ_0 и ε_0 (в (15), (18) и других выражениях r_0 можно исключить заменой c_k на $r_0^2 c_k$). Совершив подстановку

$$r = \bar{r} e^{-\psi_0/2}, \quad r_g = \bar{r}_g e^{f_0/2},$$

мы опять получим уравнения (6), (20) и (22) с той разницей, что в них должны быть произведены замены

$$f \to \Delta f = f - f_0, \quad \psi \to \Delta\psi = \psi - \psi_0, \quad r_g \to \bar{r}_g, \quad A \to \bar{r}_g r_0^2 / 2c_1,$$

а штрих над функцией теперь означает производную по $\bar{r}$. В центре небесного тела $\Delta f = \Delta\psi = 0$, а на больших расстояниях от него $\Delta f \approx -f_0$, $\Delta\psi \approx -\psi_0$. Поэтому для интегрирования, начиная с центра конфигурации, теперь достаточно выбрать значения $\bar{r}_g$ и ε_0. В конце вычислений при $r \gg r_g$ результат расчетов должен быть согласован с асимптотиками (7), (8). Это достигается многократным повторным интегрированием уравнений поля для уточненных значений параметров методом последовательных приближений. В ходе расчетов можно определить также истинный радиус небесного тела по формуле, приведенной в (16), где r_1 определяется из условия $P(r_1) = 0$. Разумеется, можно интегрировать также снаружи небесного тела, начиная с расстояний $r \gg r_g$, для наугад выбранных значений r_g и r_1. При этом следует исходить из асимптотических разложений (7), (8) и согласовывать результат расчетов с условиями (14) и с выражениями (15), (18) в центре небесного тела. Описанная процедура базируется на представлении о том, что параметры вырожденных звездных конфигураций определяются их центральным давлением.

Институт прикладных проблем
физики АН АрмССР
Кафедра теоретической
физики ЕГУ

ON THE THEORY OF GRAVITATION, TAKING INTO ACCOUNT THE ROLE OF VACUUM. II

L. SH. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

The idea concerning the definite field of tensions appearing in vacuum in the presence of gravity and on the gravitational "constant" defined by the local state of vacuum suggested in Part one of the paper is further developed. The statical and spherically symmetric gravitational field has been investigated. The post-Newton limit of the theory has been studied and the integration procedure of field equations has been suggested.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. Ш. Григорян, Г. С Саакян*, Астрофизика, 20, 615, 1984.
2. *Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян*, Докл. АН СССР, 274, 1352, 1984.
3. *L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian*, Astrophys. and Space Sci., 104, 19, 1984.
4. *Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, 24, 387, 1986.
5. *А. А. Гриб, С. Г. Мамаев, В. М. Мостепаненко*, Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, Атомиздат, М., 1980.
6. *N. Rosen*, Ann. Phys. (USA), 84, 455, 1974.