P2-2006-132

В. П. Цветков*

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕОРИИ ГРАВИТИРУЮЩИХ БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ СВЕРХПЛОТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

*Тверской государственный университет

Цветков В. П. P2-2006-132
Релятивистские эффекты в теории гравитирующих
быстровращающихся сверхплотных конфигураций

Получены уравнения, описывающие гравитирующие быстровращающиеся сверхплотные конфигурации с учетом релятивистских поправок в первом постньютоновском приближении.

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Перевод авторов

Tsvetkov V. P. P2-2006-132
Relativistic Effects in the Theory of Gravitating
Fast Rotating Superdense Configurations

The equations describing rapidly rotating gravitating superdense configurations with the account of relative corrections in the first-order post-Newtonian approximation are obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Information Technologies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

Классическая теория ньютоновских вращающихся гравитирующих конфигураций [1, 2] может давать только достаточно грубое приближение в описании пульсаров вращающихся намагниченных нейтронных звезд. Для массивных и быстровращающихся нейтронных звезд релятивистские эффекты становятся не только заметными, но и в некоторых случаях определяющими характер конфигурации. Релятивистские эффекты определяются тремя независимыми параметрами $\gamma = \dfrac{P_0}{\rho_0 c^2}, \dfrac{\gamma}{K_0}, \dfrac{\gamma\varepsilon}{K_0}$; P_0 и ρ_0 — давление и плотность в центре конфигурации, c — скорость света, $K_0 = \dfrac{P_0}{2\pi G \rho_0^2 a_1^2}, \varepsilon = \dfrac{\omega^2}{2\pi G \rho_0^2}$; G — гравитационная постоянная, ω — угловая скорость вращения конфигурации; a_1, a_3 — полуоси сфероида, аппроксимирующего поверхность конфигурации [3]. Для миллисекундных пульсаров $\gamma \sim 0{,}07$, $\dfrac{\gamma}{K_0} \sim 0{,}3$, $\gamma\dfrac{\varepsilon}{K_0} \sim 0{,}08$, что несомненно указывает на существенную роль релятивистских эффектов в данном случае.

Целью данной работы является получение уравнения, описывающего вращающиеся гравитирующие конфигурации с учетом релятивистских поправок порядка γ.

Для последовательного учета поправок ОТО в пост-ньютоновском приближении при описании гравитирующих систем нужно найти поправки не только в уравнениях, определяющих распределение вещества и его движение, возмущения метрики внутри и вблизи этих систем, но и одновременно в формулах для интенсивности гравитационного излучения с требуемой степенью точности [4].

Для решения поставленной задачи будем следовать работе [4], в которой построена более эффективная по сравнению со стандартной схема пост--ньютоновских приближений.

В основу этой схемы пост-ньютоновских приближений положены уравнения Эйнштейна, записанные с помощью симметричного псевдотензора энергии-импульса гравитационного поля Ландау–Лифшица t^{ik}_{LL} в виде нелинейного интегродифференциального уравнения [4–6]:

$$h^{ik} = 4G \int (\tau^{ik})_{t'=t-R} \frac{dV'}{R}, \tag{1}$$

где $R = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$, $c = 1$, $h^{ik} = -\eta^{ik} + \sqrt{-g} g^{ik}$, $g = |g_{ik}|$, g^{ik} — метрический тензор, η^{ik} —тензор Минковского, G — гравитационная постоянная. В (1)

$\tau^{ik} = \tau_1^{ik} + \tau_2^{ik}$, и эти величины определяются следующим образом:

$$\tau_1^{ik} = t_{LL}^{ik} + (-g)(T_{(m)}^{ik} + T_{(ef)}^{ik}), \tag{2}$$

где $T_{(ef)}^{ik}$ — тензор энергии-импульса электромагнитного поля; $T_{(m)}^{ik}$ — тензор энергии-импульса вещества, и для системы гравитирующих тел, состоящих из идеальной жидкости, он равен

$$T_{(m)}^{ik} = (P+\rho)u^i u^k - P g^{ik}, \tag{3}$$

P и ρ — собственные давление и плотность энергии; u^i — вектор скорости вещества;

$$\tau_2^{ik} = \frac{1}{4\pi G}(h^{il}_{,m} h^{km}_{,l} - h^{lm} h^{ik}_{,lm}). \tag{4}$$

Уравнение (1) выполняется в гармонической системе координат, в которой $h^{ik}_{,k} = 0$, и, следовательно, уравнение движения вещества в данном случае имеет вид $\tau^{ik}_{1,k} = 0$.

Основной вклад в интеграл в (1) дают значения $\tau^{ik}_{1,2}$ внутри и вблизи системы гравитирующих масс. При нахождении h^{ik} внутри системы масс и на близких от нее расстояниях в пост-ньютоновском приближении уравнение (1) можно упростить введением поправок на запаздывание

$$h^{ik} = 4G\int (\tau_1^{ik} + \tau_2^{ik})_{t'=t}\frac{dV'}{R} + 2G\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int R(\tau_1^{ik} + \tau_2^{ik})_{t'=t} dV'. \tag{5}$$

При этом (1) можно рассматривать как способ аналитического продолжения в волновую зону h^{ik}, определяемых более простым уравнением (5) внутри и вблизи гравитирующей системы.

В пост-ньютоновском приближении h^{ik} внутри и вблизи гравитирующией системы масс могут быть получены методом итерации уравнения (5).

В ньютоновском приближении

$$h^{00} = -4\Phi, \quad h^{\alpha\beta} = h^{0\alpha} = 0, \quad \Phi = -G\int \rho\frac{dV'}{R},$$

Φ — ньютоновский гравитационный потенциал.

$$\tau^{\alpha\beta} = A^{\alpha\beta} = \rho v^\alpha v^\beta - P\eta^{\alpha\beta} + \frac{1}{4\pi G}(\Phi^{,\alpha}\Phi^{,\beta} - \frac{1}{2}\Phi^{,\gamma}\Phi_{,\gamma}\eta^{\alpha\beta}), \tag{6}$$

$\tau_2^{ik} = 0, \quad \tau_1^{00} = \rho, \quad \tau^{0\alpha} = \rho v^\alpha, R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$.

Подставляя (6) в (5), с учетом (3) и (4) находим первое пост-ньютоновское приближение для h^{ik} и τ^{ik}:

$$h^{00} = -4\phi + 7\Phi^2 + \Psi_1, \quad h^{0\alpha} = -\xi^\alpha, \quad h^{\alpha\beta} = 4G\int A^{\alpha\beta}\frac{dV'}{R},$$

$$\xi^{\alpha} = -4G\int \rho v^{\alpha}\frac{dV'}{R}, \quad \Psi_1 = 4G\int (\rho v^2 - \frac{5}{2}\rho\Phi + \frac{1}{4\pi G}\ddot{\Phi})\frac{dV'}{R}.$$

$$\tau^{00} = \rho - 6\rho\Phi + \rho v^2 + \frac{7}{8\pi G}\Phi^{,\gamma}\Phi_{,\gamma}; \quad \tau_2^{ik} = 0. \tag{7}$$

$$\tau^{0\alpha} = (\rho + \Phi - 6\rho\Phi + \rho v^2)v^{\alpha} + \frac{1}{4\pi G}(3\dot{\Phi}F^{\alpha} - F_{\gamma}f^{\alpha\gamma}),$$

$$\tau^{\alpha\beta} = -P(1-2\Phi)\eta^{\alpha\beta} + (\rho + P - 6\rho\Phi + \rho v^2)v^{\alpha}v^{\alpha} +$$

$$+\frac{1}{4\pi G}[4F^{\alpha}F^{\beta} - f^{\alpha\gamma}f_{\gamma}^{\beta} - 2\eta^{\alpha\beta}(F^{\gamma}F_{\gamma} - \frac{1}{8}f^{\alpha\gamma}f_{\gamma\lambda} - 3\Phi^2)]$$

$$F^{\alpha} = -\Phi^{,\alpha} - \Psi^{,\alpha} + \xi^{\alpha}, \quad f^{\alpha\beta} = \xi^{\alpha,\beta} - \xi^{\beta,\alpha}$$

$$\Psi = -G\int (3P + 2\rho v^2 - 2\rho\Phi + \frac{1}{4\pi G}\ddot{\Phi})\frac{dV'}{R}.$$

Подставляя (7) в (5) и с учетом (3), (4) далее находим $h^{ik}, \tau_{1,2}^{ik}$ во втором пост-ньютоновском приближении и т. д.

Для последующих вычислений нам в трехмерном виде потребуются уравнения движения вещества в первом пост-ньютоновском приближении, которые легко находятся из (7):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho - 6\rho\Phi + \rho v^2) + \nabla(\mathbf{v}(\rho + P - 6\rho\Phi + \rho v^2)) = -3\rho\frac{\partial\Phi}{\partial t} - 4\rho(\mathbf{v}\nabla\Phi), \tag{8}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{v}(\rho + P - 6\rho\Phi + \rho v^2) + \nabla(\mathbf{v}\mathbf{v}(\rho + P - 6\rho\Phi + \rho v^2)) =$$

$$= -\nabla P(1-2\Phi) - (\rho + 3P + 2\rho v^2 - 2\rho\Phi)(\nabla(\Phi + \Psi)) -$$

$$-\rho\frac{\partial\xi}{\partial t} - \rho[\mathbf{v}[\nabla\xi]] - \frac{1}{8\pi}(\nabla\mathbf{B}^2 - 2(\mathbf{B}\nabla)\mathbf{B}),$$

где $\mathbf{B}$ — вектор магнитной индукции внутреннего магнитного поля.

Система уравнений (8) более проста по форме, чем соответствующая система этих уравнений стандартной схемы пост-ньютоновских приближений [5].

Чтобы из (8) получить уравнение равновесия гравитирующей однородной и равномерно вращающейся намагниченной конфигурации, все временные производные положим равными нулю, $\mathbf{v} = [\omega\mathbf{r}]$, а P будем считать только функцией ρ. В результате получаем следующее уравнение, определяющее структуру вращающейся гравитирующей конфигурации:

$$(\tilde{\rho}\nabla\tilde{\Phi} + K_0\nabla p - \tilde{\rho}\varepsilon\mathbf{r}_{\perp}) + \gamma[\tilde{\rho}\nabla\tilde{\Psi} + (\frac{6}{K_0}\tilde{\rho}\tilde{\Phi} - \frac{\varepsilon}{K_0}\tilde{\rho}\mathbf{r}_{\perp}^2 - p)\varepsilon\mathbf{r}_{\perp} -$$

$$-2\nabla(p\tilde{\Phi}) + (3p + 2\frac{\varepsilon}{K_0}\tilde{\rho}\mathbf{r}_{\perp}^2 - 2\frac{\tilde{\rho}}{K_0}\tilde{\Phi})\nabla\tilde{\Phi} + 4\frac{\varepsilon}{K_0}\tilde{\rho}(\mathbf{r}_{\perp}(\nabla_{\perp}\tilde{\xi}_{\perp}) +$$

$$+\nabla_{\parallel}(\mathbf{r}_{\perp}\tilde{\xi}_{\perp})) - 4\frac{\varepsilon}{K_0}\tilde{\rho}[\mathbf{e}_3\mathbf{r}_{\perp}]([\mathbf{e}_3\mathbf{r}_{\perp}]\nabla\tilde{\Phi})] + \mathbf{\Pi}_{(m)} = 0, \tag{9}$$

где

$$\mathbf{\Pi}_{(m)} = \frac{1}{8\pi\rho_0}(\nabla \mathbf{B}^2 - 2(\mathbf{B}\nabla)\mathbf{B}),$$
$$x_1 = \frac{x}{a_1}, \quad x_2 = \frac{y}{a_1}, \quad x_3 = \frac{z}{a_3}, \quad p = \frac{P}{P_0}, \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0},$$
$$\nabla = \nabla_\perp + \nabla_\parallel, \quad \nabla_\perp = \frac{\partial}{\partial x_1}\mathbf{e}_1 + \frac{\partial}{\partial x_2}\mathbf{e}_2, \quad \nabla_\parallel = \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x_3}\mathbf{e}_3,$$
$$e = \frac{a_3}{a_1}, \quad \mathbf{r}_\perp = x_1\mathbf{e}_1 + x_2\mathbf{e}_2,$$

а функции $\tilde{\Phi}$, $\tilde{\xi}_\perp$, $\tilde{\Psi}$ равны

$$\tilde{\Phi} = -\frac{1}{2\pi a_1^2}\int \tilde{\rho}\frac{dV'}{R}, \quad \tilde{\xi}_\perp = -\frac{1}{2\pi a_1^2}\int \tilde{\rho}\mathbf{r}_\perp\frac{dV'}{R},$$
$$\tilde{\Psi} = -\frac{1}{2\pi a_1^2}\int (3p + 2\frac{\varepsilon}{K_0}\tilde{\rho}\mathbf{r}_\perp^2 - 2\frac{\tilde{\rho}}{K_0}\tilde{\Phi})\frac{dV'}{R}. \tag{9a}$$

В нашей работе [3] составлен комплекс программ для символьных вычислений ньютоновского $\tilde{\Phi}$ и пост-ньютоновских $\tilde{\xi}_\perp$ и $\tilde{\Psi}$ гравитационных потенциалов, что позволяет строить методы решения сложнейшей нелинейной системы интегродифференциальных уравнений (9) в R^3 с подвижной границей.

Целью данного исследования является замена сложнейшего уравнения (9) на значительно более простое, отличающееся от (9) членами, имеющими порядок γ^2.

В ньютоновском приближении, при $\mathbf{\Pi}_{(m)} = 0$, (9) имеет вид

$$\tilde{\rho}\nabla\tilde{\Phi} + K_0\nabla p - \tilde{\rho}\varepsilon\mathbf{r}_\perp = 0 \tag{10}$$

или

$$\nabla(\tilde{\Phi} + K_0\int_0^p \frac{dp}{\tilde{\rho}} - \frac{\varepsilon}{2}\mathbf{r}_\perp^2) = 0. \tag{10a}$$

Уравнение (10) можно записать также в виде нелинейного относительно $\tilde{\rho}$ интегрального уравнения

$$\tilde{\Phi} = \tilde{\Phi}_0 + K_0\int_p^1 \frac{dp}{\tilde{\rho}} + \frac{\varepsilon}{2}\mathbf{r}_\perp^2, \tag{11}$$

где $\tilde{\Phi}_0 = \tilde{\Phi}(0)$.

Соотношение (11) позволяет в пост-ньютоновских членах заменить $\tilde{\Phi}$ на $\tilde{\Phi}_0 + K_0 \int\limits_p^1 \frac{dp}{\tilde{\rho}} + \frac{\varepsilon}{2}\mathbf{r}_\perp^2$. При этом возникает погрешность порядка γ^2.

В результате простых преобразований уравнение (9) приводится к виду

$$\nabla[\tilde{\Phi} + K_0 \int\limits_0^p \frac{dp}{\tilde{\rho}} - \frac{\varepsilon}{2}\mathbf{r}_\perp^2 + \gamma(5\tilde{\Psi}_2 - \frac{K_0}{2}\int\limits_0^p \frac{dp^2}{\tilde{\rho}^2} + 2(\int\limits_p^1 \frac{dp}{\tilde{\rho}} + \\ + \frac{\tilde{\Phi}_0}{K_0})\varepsilon\mathbf{r}_\perp^2 + \frac{3}{4}\frac{\varepsilon^2}{K_0}\mathbf{r}_\perp^4 + 4\frac{\varepsilon}{K_0}(\mathbf{r}_\perp\tilde{\xi}_\perp))] + 4\gamma\varepsilon[\mathbf{e}_3\mathbf{r}_\perp]([\mathbf{e}_3\mathbf{r}_\perp]\nabla_\perp \int\limits_0^p \frac{dp}{\tilde{\rho}}) + \\ + 4\gamma\frac{\varepsilon}{K_0}(\mathbf{r}_\perp(\nabla_\perp\tilde{\xi}_\perp) - \nabla_\perp(\mathbf{r}_\perp\tilde{\xi}_\perp)) + \mathbf{\Pi}_{(m)} = 0, \quad (12)$$

где

$$\tilde{\Psi}_2 = -\frac{1}{2\pi a_1^2}\int (p + \frac{\varepsilon}{5K_0}\mathbf{r}_\perp^2 - \frac{2}{5}(\int\limits_0^1 \frac{dp}{\tilde{\rho}} + \frac{1}{K_0}\tilde{\Phi}_0))\frac{dV'}{R}. \quad (12a)$$

Выражение $\tilde{\Psi}_2$ в (12) намного проще выражения $\tilde{\Psi}$ в (9) и его уже реально будет вычислять.

Принципиально (12) отличается от чисто ньютоновского уравнения (10a) наличием членов, на которые не действует только оператор ∇, как в (10a), и, следовательно, (12) в общем случае не сводится к одному скалярному интегральному уравнению вида (11). Но можно показать, что для фигур вращения, когда $\tilde{\rho} = \tilde{\rho}(x_1^2 + x_2^2, x_3^2)$ и при $\mathbf{\Pi}_{(m)} = 0$, (12) имеет вид, как и (10a), но уже учитывает релятивистские эффекты порядка γ:

$$\tilde{\Phi} + K_0 \int\limits_0^p \frac{dp}{\tilde{\rho}} - \frac{\varepsilon}{2}\mathbf{r}_\perp^2 + \gamma(5\tilde{\Psi}_2 - \frac{K_0}{2}\int\limits_0^p \frac{dp^2}{\tilde{\rho}^2} + 2(\int\limits_p^1 \frac{dp}{\tilde{\rho}} + \\ + \frac{\tilde{\Phi}_0}{K_0})\varepsilon\mathbf{r}_\perp^2 + \frac{3}{4}\frac{\varepsilon^2}{K_0}\mathbf{r}_\perp^4 + 4\frac{\varepsilon}{K_0}(\mathbf{r}_\perp\tilde{\xi}_\perp)) = \mathrm{const}. \quad (13)$$

Из (13) следует возможность существования с точностью до членов порядка γ твердотельного вращения гравитирующих баротропных конфигураций, являющихся фигурами вращения, т. е. при $\tilde{\rho} = \tilde{\rho}(x_1^2 + x_2^2, x_3^2)$. Этот результат работы является достаточно важным и далеко не очевидным.

В случае наличия асимметрии в распределении плотности $\tilde{\rho}$ гравитирующей вращающейся конфигурации два последних члена в (12), содержащих параметр ε, уже в нуль не обращаются и дают вклад в значение этой асимметрии. При этом необходимо решать не одно (11), как в ньютоновском приближении, а три уравнения. Это принципиально отличает ньютоновский и пост-ньютоновский подходы к изучению гравитирующих конфигураций.

В самом простом приближении, когда плотность гравитирующей конфигурации считается постоянной $\tilde{\rho} \equiv 1$, уравнения (12) и (13) существенно упрощаются и имеют вид

$$\nabla[\tilde{\Phi} + K_0 p - \frac{\varepsilon}{2}\mathbf{r}_\perp^2 + \gamma(5\tilde{\Psi}_3 - \frac{K_0}{2}p^2 + 2(1-p+ \\ + \frac{\tilde{\Phi}_0}{K_0})\varepsilon\mathbf{r}_\perp^2 + \frac{3}{4}\frac{\varepsilon^2}{K_0}\mathbf{r}_\perp^4 + 4\frac{\varepsilon}{K_0}(\mathbf{r}_\perp\tilde{\xi}_\perp))] + 4\gamma\varepsilon[\mathbf{e}_3\mathbf{r}_\perp]([\mathbf{e}_3\mathbf{r}_\perp]\nabla_\perp p) + \\ + 4\gamma\frac{\varepsilon}{K_0}(\mathbf{r}_\perp(\nabla_\perp\tilde{\xi}_\perp) - \nabla_\perp(\mathbf{r}_\perp\tilde{\xi}_\perp)) + \mathbf{\Pi}_{(m)} = 0, \quad (14)$$

где

$$\tilde{\Psi}_3 = -\frac{1}{2\pi a_1^2}\int (p + \frac{\varepsilon}{5K_0}\mathbf{r}_\perp^2 - \frac{2}{5}(1 + \frac{1}{K_0}\tilde{\Phi}_0))\frac{dV'}{R}. \quad (14a)$$

В отличие от (12) в (14) искомой функцией будет не $\tilde{\rho}$, а p. Для фигур вращения $p = p(x_1^2 + x_2^2, x_3^2)$ и система уравнений (14) сведется к одному интегральному уравнению:

$$\tilde{\Phi} + K_0 p - \frac{\varepsilon}{2}\mathbf{r}_\perp^2 + \gamma(5\tilde{\Psi}_3 - \frac{K_0}{2}p^2 + 2(1-p+ \\ + \frac{\tilde{\Phi}_0}{K_0})\varepsilon\mathbf{r}_\perp^2 + \frac{3}{4}\frac{\varepsilon^2}{K_0}\mathbf{r}_\perp^4 + 4\frac{\varepsilon}{K_0}(\mathbf{r}_\perp\tilde{\xi}_\perp)) = \text{const}. \quad (15)$$

Как видно из (15), аналитическая структура уравнения равновесия вращающихся гравитирующих конфигураций, учитывающего релятивистские эффекты, намного сложнее и разнообразнее ньютоновского уравнения. Оно содержит свободный релятивистский параметр γ, при различных значениях которого (в нашем случае $\gamma \ll 1$) могут иметь место интересные для астрофизики релятивистские эффекты.

Для решения ньютоновского уравнения (11) в [3] развит эффективный метод, основанный на разложении по малому параметру X, характеризующему порядок асимметрии распределения плотности относительно оси вращения. В качестве этого параметра удобно взять $\tilde{\rho}_{[20]0}$ или $\rho_{[20]0}$. Здесь ρ_{abc} и p_{abc} — коэффициенты разложения $\tilde{\rho}$ и p по степеням координат x_1, x_2, x_3. Здесь $\tilde{\rho}_{[20]0} = \frac{1}{2}(\tilde{\rho}_{200} - \tilde{\rho}_{020})$, $p_{[20]0} = \frac{1}{2}(p_{200} - p_{020})$. В нулевом по X приближении решаем более простые уравнения (13) и (15).

Для решения уравнений (13), (15) в нашей работе [3] построен символьно-численный метод, позволяющий свести эти уравнения к системе алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения плотности или давления, описывающих фигуры равновесия, по степеням декартовых координат.

Асимметрия распределения плотности конфигурации будет тогда определяться системой линейных по X уравнений, особые точки которой по параметрам ε, γ (e, γ), будут точками бифуркации решений уравнений (12), (14), в которых происходит ответвление от фигур вращения асимметричных конфигураций.

Вблизи точек бифуркации соответствующие уравнения нужно уже решать с точностью до членов порядка X^3. Эта задача тоже может быть решена на основе комплекса программ символьно-численных вычислений построенного в [3].

Асимметрия распределения плотности пульсара обуславливает интенсивность их гравитационного излучения, которое для миллисекундных пульсаров может существенно повлиять на их эволюцию. Интенсивно проводятся поиски гравитационного излучения от космических источников [7], в том числе и от пульсаров.

Присутствующий в пост-ньютоновском приближении в уравнениях, описывающих гравитирующие быстровращающиеся релятивистские конфигурации, параметр γ, целиком определяемый уравнением состояния сверхплотного ядерного вещества $P_0 = P_0(\rho_0)$, может существенно изменить структуру конфигураций.

Автор благодарит А. Н. Сисакяна за поддержку исследований по сверхплотным гравитирующим конфигурациям.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Тассуль Ж.Л.* Теория вращающихся звезд. М.: Мир, 1982. 472 с.
2. *Чандрасекар С.* Эллипсоидальные фигуры равновесия. М.: Мир, 1982.
3. *Беспалько Е.В. и др.* Гравитирующая быстровращающаяся сверхплотная конфигурация с реалистическими уравнениями состояния // Мат. моделирование. 2006. Т. 118, №3. С. 103–119.
4. *Цветков В.П.* Излучение гравитационных волн гравитирующими системами в пост-ньютоновском приближении // Астрон. ж. 1984. Т. 61. С. 673–676.
5. *Вейнберг С.* Гравитация и космология. М.: Мир, 1975.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.Н.* Теория поля. М.: Наука, 1967.
7. *Brady P.R. et al.* Searching for Periodic Sources with LIGO // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 2101–2116.

Получено 25 сентября 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 04.12.2006.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,44. Уч.-изд. л. 0,5. Тираж 415 экз. Заказ № 55572.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/