Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Денисов, А. Н. Умнов, Обобщенный эффект Нордтведта, *ТМФ*, 1997, том 110, номер 3, 470–475

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1957>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.227.88.159

26 апреля 2023 г., 14:26:25

В. И. Денисов*, А. Н. Умнов*

ОБОБЩЕННЫЙ ЭФФЕКТ НОРДТВЕДТА

Проведено вычисление постньютоновских осцилляций орбиты Луны, предсказываемых различными теориями гравитации. Показано, что принцип метричности гравитационного взаимодействия может быть проверен с постньютоновской степенью точности при обработке данных, полученных при лазерной локации Луны.

Принцип метричности гравитационного взаимодействия является одним из фундаментальнейших принципов теории гравитации. Согласно этому принципу гравитационное взаимодействие осуществляется через метрический тензор риманова пространства-времени.

В настоящее время большинство теорий гравитации построено на основе этого принципа, и такие теории в научной литературе получили название метрических теорий. Однако существуют жизнеспособные теории гравитации [1], согласно которым гравитационное воздействие осуществляется (частично или целиком) и не через метрический тензор. Эти теории гравитации в той или иной мере нарушают принцип метричности, что, очевидно, должно проявляться в наблюдательных данных.

Для анализа и проверки предсказаний неметрических теорий гравитации, а также для планирования экспериментов по проверке принципа метричности в настоящее время разработан параметризованный постньютоновский формализм, который является более общим, чем формализм [2] Уилла и Нордтведта. Этот формализм содержит ряд дополнительных параметров, отличие от нуля каждого из которых означает нарушение принципа метричности. Поэтому, определяя значения этих параметров из результатов гравитационных экспериментов, можно проверить справедливость принципа метричности на постньютоновском уровне.

Для реализации этой программы в работе [3] были рассмотрены возможные эффекты неметричности в задаче двух протяженных тел и на основе экспериментального материала по пульсарной системе PSR 1913+16 получены ограничения на некоторые линейные комбинации параметров неметричности.

Дальнейший прогресс на этом пути возможен при переходе к ограниченной задаче трех тел и определении других комбинаций параметров неметричности из результатов экспериментов [4] по лазерной локации Луны (эффект Нордтведта). Этой задаче и посвящена настоящая статья.

Рассмотрим три протяженных тела: Солнце, Землю и Луну. Изучим частотный спектр постньютоновских осцилляций орбиты Луны в обобщенном параметризованном форма-

*Московский государственный университет. E-mail: Denisov@srdlan.npi.msu.su

лизме [5], включающем и постньютоновский предел неметрических теорий гравитации. Функцию Лагранжа для такой задачи удобно записать в виде

$$\begin{aligned}
 L = L_{\text{метр}} &+ \frac{GMm}{R_0} \left\{ \frac{\tau_1}{c^2} (V_{1\nu} V_1^\nu + V_{2\nu} V_2^\nu) + \frac{\tau_2}{c^2} V_{1\nu} V_2^\nu + \right. \\
 &+ \frac{\tau_3}{c^2} \frac{G(M+m)}{R_0} + \frac{\tau_4}{c^2} N_{0\beta} N_{0\gamma} (V_1^\beta V_1^\gamma + V_2^\beta V_2^\gamma) + \frac{\tau_5}{c^2} N_{0\beta} N_{0\gamma} V_1^\beta V_2^\gamma \left. \right\} + \\
 &+ \frac{GM\mu}{R} \left\{ \frac{\tau_1}{c^2} (V_{1\nu} V_1^\nu + V_{3\nu} V_3^\nu) + \frac{\tau_2}{c^2} V_{1\nu} V_3^\nu + \frac{\tau_3}{c^2} \frac{G(M+\mu)}{R} + \right. \\
 &+ \frac{\tau_4}{c^2} N_{\beta} N_{\gamma} (V_1^\beta V_1^\gamma + V_3^\beta V_3^\gamma) + \frac{\tau_5}{c^2} N_{\beta} N_{\gamma} V_1^\beta V_3^\gamma \left. \right\} + \\
 &+ \frac{Gm\mu}{r} \left\{ \frac{\tau_1}{c^2} (V_{2\nu} V_2^\nu + V_{3\nu} V_3^\nu) + \frac{\tau_2}{c^2} V_{2\nu} V_3^\nu + \frac{\tau_3}{c^2} \frac{G(m+\mu)}{r} + \right. \\
 &+ \frac{\tau_4}{c^2} N_{r\beta} N_{r\gamma} (V_2^\beta V_2^\gamma + V_3^\beta V_3^\gamma) + \frac{\tau_5}{c^2} N_{r\beta} N_{r\gamma} V_2^\beta V_3^\gamma \left. \right\} + \\
 &+ \tau_6 \frac{Mm\mu}{c^2} \left(\frac{1}{R_0 r} + \frac{1}{Rr} + \frac{1}{R_0 R} \right) + \\
 &+ \tau_7 \frac{Mm\mu}{c^2} \left[\frac{R_{0\nu}}{R_0^3} \left(\frac{r^\nu}{R} - \frac{R^\nu}{r} \right) - \frac{R_{\nu}}{R^3} \left(\frac{r^\nu}{r} + \frac{R^\nu}{R_0} \right) - \frac{r_\nu}{r^3} \left(\frac{R^\nu}{R_0} - \frac{R_0^\nu}{R} \right) \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $L_{\text{метр}}$ — известный [2] постньютоновский лагранжиан для метрических теорий гравитации, τ_i — параметры неметричности, M , m , μ — массы Солнца, Земли и Луны, соответственно, V_1^α , V_2^α , V_3^α — их скорости, R_0^α , R^α , r^α — радиус-векторы от Солнца до Земли, от Солнца до Луны и от Земли до Луны, соответственно, а N_0^α , N^α , N_r^α — единичные векторы в этих направлениях.

Следуя работе Нордтведта [6], получим уравнения движения Луны, записанные в системе отсчета, связанной с центром масс Земли:

$$\mu a_\alpha = F_\alpha^{\text{метр}} + F_\alpha^{\text{неметр}}, \quad (2)$$

где $F_\alpha^{\text{метр}}$ — довольно громоздкое постньютоновское выражение для силы, действующей на Луну в метрических теориях гравитации, полученное в работе [6], а $F_\alpha^{\text{неметр}}$ — поправки к ускорению, вызванные неметричностью:

$$\begin{aligned}
 F_\alpha^{\text{неметр}} = & - \frac{GMV_s^\beta N_{0\beta}}{R_0^2 c^2} \{ 2\tau_1 V_{s\alpha} + 6\tau_4 N_{0\alpha} N_{0\beta} V_s^\beta \} - \\
 & - \frac{GM}{R_0 c^2} \left\{ 2\tau_1 \frac{GM}{R_0^2} N_{0\alpha} + 2\tau_4 (V_{s\alpha} N_{0\beta} + V_{s\beta} N_{0\alpha}) \frac{V_s^\beta}{R_0} - \right. \\
 & - 2\tau_4 \frac{GM}{R_0^2} N_{0\alpha} + 2\tau_1 \frac{G\mu}{r^2} N_{r\alpha} + 2\tau_4 \frac{G\mu}{r^2} N_{r\beta} N_0^\beta N_{0\alpha} \left. \right\} + \\
 & + \frac{GM}{R^2 c^2} \left\{ 2\tau_1 (V^\beta N_\beta + V_s^\beta N_\beta) V_{s\alpha} + 2\tau_1 (V_s^\beta N_\beta) V_\alpha + \right. \\
 & + 6\tau_4 [(V_s^\beta N_\beta)^2 + 2(V^\beta N_\beta)(V_s^\gamma N_\gamma)] N_\alpha \left. \right\} + \\
 & + \frac{GM}{R c^2} \left\{ -2\tau_1 \left(\frac{GM}{R^2} N_\alpha + \frac{Gm}{r^2} N_{r\alpha} \right) + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2\tau_4 \left[(V_s^\beta N_\beta) V_\alpha + (V^\beta N_\beta + V_s^\beta N_\beta) V_{s\alpha} + \right. \\
& + (2V_\beta V_s^\beta + V_{s\beta} V_s^\beta) N_\alpha \left. \right] \frac{1}{r} - 2\tau_4 \left(\frac{GM}{R^2} N^\beta + \frac{Gm}{r^2} N_r^\beta \right) N_\beta N_\alpha \left. \right\} + \\
& + \frac{G}{rc^2} \left\{ -2\tau_1 \left(\frac{Gm^2}{r^2} N_{r\alpha} + \frac{GMm}{R^2} N_\alpha \right) - \tau_2 \frac{GMm}{R_0^2} N_{0\alpha} + \right. \\
& + (2\tau_4 + \tau_5) \left[(V_s^\beta N_{r\beta}) V_\alpha + (V_s^\beta V_\beta) N_{r\alpha} \right] \frac{m}{r} - \\
& - \left[2\tau_4 \left(\frac{Gm^2}{r^2} N_r^\beta + \frac{GMm}{R^2} N^\beta \right) + \tau_5 \frac{GMm}{R_0^2} N_0^\beta \right] N_{r\beta} N_{r\alpha} \left. \right\} - \\
& - \frac{GM}{R^2 c^2} N_\alpha \left\{ \tau_1 (V^\beta V_{s\beta} + V_s^\beta V_{s\beta}) + \tau_3 \frac{GM}{R} + \right. \\
& + \tau_4 \left[(V_s^\beta N_\beta)^2 + 2(V^\beta N_\beta)(V_s^\gamma N_\gamma) \right] \left. \right\} + \\
& + \frac{GM}{Rc^2} \left\{ -\tau_3 \frac{GM}{R^2} N_\alpha - \frac{2\tau_4}{R} \left[(V_s^\beta N_\beta) V_\alpha + (V^\beta N_\beta + V_s^\beta N_\beta) V_{s\alpha} + \right. \right. \\
& + ((V_s^\beta N_\beta)^2 + (V^\beta N_\beta)(V_s^\gamma N_\gamma)) N_\alpha \left. \right] \left. \right\} + \\
& + \frac{GM}{R_0^2 c^2} N_{0\alpha} \left\{ \tau_1 V_s^\beta V_{s\beta} + \tau_3 \frac{Gm}{R_0} + \tau_4 (V_s^\beta N_{0\beta})^2 \right\} + \\
& + \frac{GM}{R_0 c^2} \left\{ \tau_3 \frac{GM}{R_0^2} N_{0\alpha} + \frac{2\tau_4}{R_0} \left[(V_s^\beta N_{0\beta}) V_{s\alpha} + (V_s^\beta N_{0\beta})^2 N_{0\alpha} \right] \right\} - \\
& - \frac{G(M+\mu)}{r^2 c^2} \left\{ (2\tau_1 + \tau_2) (V^\beta V_{s\beta} + V_s^\beta V_{s\beta}) + \tau_3 \frac{Gm}{r} + \right. \\
& + (2\tau_4 + \tau_5) \left[(V^\beta N_{r\beta}) (V_s^\gamma N_{r\gamma}) + (V_s^\beta N_{r\beta})^2 \right] \left. \right\} - \\
& - \frac{G(M+\mu)}{rc^2} \left\{ \tau_3 \frac{GM}{r^2} N_{r\alpha} + \frac{2\tau_4 + \tau_5}{R} \left[(V_s^\beta N_{r\beta}) V_\alpha + \right. \right. \\
& + (V^\beta N_{r\beta} + V_s^\gamma N_{r\gamma}) V_{s\alpha} + (V_s^\beta N_{r\beta})^2 + (V_s^\beta N_{r\beta}) (V^\gamma N_{r\gamma}) N_{r\alpha} \left. \right] \left. \right\} - \\
& - \frac{G^2 M}{c^2} N_{r\alpha} \left\{ \left[\tau_6 \left(1 + \frac{R_0}{R} \right) - \tau_7 (1 + N_0^\beta N_\beta) \left(\frac{R}{R_0} + \frac{R_0}{R} \right) \right] \frac{m+\mu}{R_0 r^2} + \right. \\
& + 3\tau_7 \left[(N_0^\beta N_{r\beta}) \frac{R_0}{R} - (N^\beta N_{r\beta}) \frac{R}{R_0} \right] \frac{m+\mu}{r^3} \left. \right\} + \\
& + \tau_7 \frac{G^2 M}{c^2} N_{0\alpha} \left[\frac{m+\mu}{r^3} \frac{R_0}{R} + \frac{\mu}{R_0 r^2} (N_r^\beta N_\beta) \frac{R}{R_0} \right] + \\
& + \frac{G^2 M}{c^2} N_\alpha \left\{ \left[\tau_6 \frac{R_0^2}{R^2} + 3\tau_7 (N^\beta N_{0\beta}) \frac{R_0^3}{R^3} \right] \frac{m}{r R_0^2} - \right. \\
& - \tau_7 \frac{m+\mu}{r^3} \frac{R}{R_0} + \tau_7 \frac{m}{R_0 r^2} (N_r^\beta N_{0\beta}) \frac{R_0^2}{R^2} \left. \right\}, \tag{3}
\end{aligned}$$

где V^α, V_s^α — соответственно скорости Луны и Земли в системе центра масс Земли.

Так как слагаемые в выражении (3), описывающие поправки к ускорению Луны, обусловленные неметричностью гравитационного взаимодействия, имеют постньютоновский порядок малости, то из уравнения (2) следует, что их вклад в амплитуды осцилляций Луны войдет аддитивно со слагаемыми, вычисленными Нордтведтом. Поэтому для решений уравнений (2) нам достаточно определить амплитуду и частоту осцилляций, возникающих под действием неметрической части (3) силы и затем добавить их к соответствующим гармоникам, полученным в работе [6] для метрических теорий.

Разложим правую часть выражения (3) по гармоникам. Обозначая угловую частоту обращения Земли вокруг Солнца через Ω , а частоту обращения Луны вокруг Земли через ω , пренебрегая членами порядка $V^3/c^3 \sim \mu V^2/mc^2 \sim r^3/R_0^3 \sim \epsilon^3$, временную зависимость входящих в уравнение (3) величин запишем в виде

$$R_0(t) = R_0(1 - e \cos \Omega(t - t_0)); \quad V_s^2 = \frac{GM}{R_0}(1 + e \cos \Omega(t + t_0));$$

$$(\vec{N}_0 \vec{N}_r) = (\vec{N}_{V_s} \vec{N}_V) = \cos(\omega - \Omega)t; \quad (\vec{N}_0 \vec{N}_V) = (\vec{N}_{V_s} \vec{N}_r) = \sin(\omega - \Omega)t,$$

где t_0 – момент времени, измеренный в перигее земной орбиты.

Тогда с достаточной для наших целей точностью проекция соотношения (3) на радиальное направление примет вид

$$a_r^{\text{неметр}} = \left\{ (-2\tau_1 - \tau_2 + 2\tau_4 + \tau_5) \frac{Gm}{r^2 c^2} V V_s + 4\tau_1 \frac{G^2 M^2}{R_0^3 c^2} + \right. \\ \left. + \left[\tau_7 + \left(2\tau_1 + \tau_2 - \frac{5}{2}\tau_4 + \tau_5 - 8\tau_7 \right) \frac{r}{R_0} - 2\tau_4 \frac{\mu}{m} \right] \frac{G^2 M m}{R_0 r^2 c^2} \right\} \cos(\omega - \Omega)t + \\ + \left\{ - \left(\frac{3}{2}\tau_1 - 2\tau_4 \right) \frac{GM}{R_0^2 c^2} V V_s + \left(\frac{7}{2}\tau_1 - 4\tau_3 + \tau_4 \right) \frac{G^2 M^2 r}{R_0^4 c^2} + \right. \\ \left. + \left[-\frac{1}{2}\tau_5 m + \tau_7 \left(\left(2 - \frac{r}{R_0} \right) m + \frac{3}{2}\mu \right) \right] \frac{G^2 M}{R_0 r^2 c^2} \right\} \cos 2(\omega - \Omega)t - \\ - \left(\frac{3}{2}\tau_4 - \frac{19}{8}\tau_7 \right) \frac{G^2 M m}{r R_0^2 c^2} \cos 3(\omega - \Omega)t - \\ - (2\tau_1 - \tau_4 + 2\tau_6 + 4\tau_7) \frac{e G^2 M m}{R_0 r^2 c^2} \cos \Omega(t + t_0). \quad (4)$$

Следует отметить, что в неметрических теориях гравитации возможно появление и других гармоник в движении Луны в зависимости от вида потенциальной части лагранжиана (1). Однако они будут иметь весьма узкое применение. Поэтому мы ограничились гармониками, приведенными в выражении (4). Учитывая, что $a_r^{\text{неметр}} = d^2 \delta r^{\text{неметр}} / d^2 t$, несложно найти дополнительные осцилляции Луны, вызываемые неметрической частью гравитационного взаимодействия:

$$\delta r^{\text{неметр}} = \frac{1}{2\Omega\omega} \left\{ (-2\tau_1 - \tau_2 + 2\tau_4 + \tau_5) \frac{Gm}{r^2 c^2} V V_s + 4\tau_1 \frac{G^2 M^2}{R_0^3 c^2} + \right. \\ \left. + \left[\tau_7 + \left(2\tau_1 + \tau_2 - \frac{5}{2}\tau_4 + \tau_5 - 8\tau_7 \right) \frac{r}{R_0} - 2\tau_4 \frac{\mu}{m} \right] \frac{G^2 M m}{R_0 r^2 c^2} \right\} \cos(\omega - \Omega)t -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{3\omega^2}\left(1+\frac{8}{3}\frac{\Omega}{\omega}\right)\left\{-\left(\frac{3}{2}\tau_1-2\tau_4\right)\frac{GM}{R_0^2c^2}VV_s+\left(\frac{7}{2}\tau_1-4\tau_3+\tau_4\right)\frac{G^2M^2r}{R_0^4c^2}+\right. \\
& +\left[-\frac{1}{2}\tau_5m+\tau_7\left(\left(2-\frac{r}{R_0}\right)m+\frac{3}{2}\mu\right)\right]\frac{G^2M}{R_0r^2c^2}\left\}\cos 2(\omega-\Omega)t+ \right. \\
& +\frac{1}{8\omega^2}\left(1+\frac{9}{4}\frac{\Omega}{\omega}\right)\left(\frac{3}{2}\tau_4-\frac{19}{8}\tau_7\right)\frac{G^2Mm}{rR_0^2c^2}\cos 3(\omega-\Omega)t+ \\
& +\frac{1}{\omega^2}(2\tau_1-\tau_4+2\tau_6+4\tau_7)\frac{eG^2Mm}{R_0r^2c^2}\cos \Omega(t+t_0). \tag{5}
\end{aligned}$$

Следует отметить, что полученное выражение является координатным и для сопоставления с экспериментальными данными его, вообще говоря, необходимо преобразовать в физически наблюдаемое. Но так как все члены этого выражения имеют постньютоновский порядок малости, а ньютоновские слагаемые учитываются выражением (2) Нордтведта, то с принятой нами точностью выражение (5) совпадает с физически наблюдаемым. Добавляя к соотношению (5) гармоники, обусловленные метрической частью гравитационного взаимодействия, получим окончательно следующее выражение для постньютоновских осцилляций Луны относительно ньютоновской орбиты:

$$\begin{aligned}
\delta r = & \left\{\left(4\beta-\gamma-3-\alpha_1+\frac{2}{3}\alpha_2+\frac{2}{3}\xi_1-\frac{1}{3}\xi_2-\frac{10}{3}\xi_w\right)\frac{G^2Mm}{rR_0^2c^2}\frac{1}{2\Omega\omega}-\right. \\
& -\frac{1}{4}\alpha_1\frac{Gm}{r^4}\frac{VV_s}{c^2}\frac{1}{2\Omega\omega}-\frac{1}{2\Omega\omega}\left[(-2\tau_1-\tau_2+2\tau_4+\tau_5)\frac{Gm}{r^2c^2}VV_s+4\tau_1\frac{G^2M^2}{R_0^3c^2}+\right. \\
& +\left.\left[\tau_7+\left(2\tau_1+\tau_2-\frac{5}{2}\tau_4+\tau_5-8\tau_7\right)\frac{r}{R_0}-2\tau_4\frac{\mu}{m}\right]\frac{G^2Mm}{R_0r^2c^2}\right]\left\}\cos(\omega-\Omega)t- \right. \\
& -\left\{\frac{1}{12}\alpha_2\frac{V_s^2}{c^2}r-\frac{1}{3\omega^2}\left(1+\frac{8}{3}\frac{\Omega}{\omega}\right)\left[-\left(\frac{3}{2}\tau_1-2\tau_4\right)\frac{GM}{R_0^2c^2}VV_s+\right.\right. \\
& +\left.\left(\frac{7}{2}\tau_1-4\tau_3+\tau_4\right)\frac{G^2M^2r}{R_0^4c^2}+\right. \\
& +\left.\left[-\frac{1}{2}\tau_5m+\tau_7\left(\left(2-\frac{r}{R_0}\right)m+\frac{3}{2}\mu\right)\right]\frac{G^2M}{R_0r^2c^2}\right]\left\}\cos 2(\omega-\Omega)t+ \right. \\
& +\frac{1}{8\omega^2}\left(1+\frac{9}{4}\frac{\Omega}{\omega}\right)\left[\frac{3}{2}\tau_4-\frac{19}{8}(\xi_w+\tau_7)\right]\frac{G^2Mm}{rR_0^2c^2}\cos 3(\omega-\Omega)t+ \\
& +\left\{\left(3+\gamma-4\beta-\frac{1}{2}\xi_2+\xi_w\right)\frac{GM}{c^2R_0}r+\right. \\
& +\left.(2\tau_1-\tau_4+2\tau_6+4\tau_7)\frac{eG^2Mm}{\omega^2R_0r^2c^2}\right\}\cos \Omega(t+t_0). \tag{6}
\end{aligned}$$

Из всех представленных гармоник наибольшую амплитуду имеет осцилляция с частотой $\omega - \Omega$. Как видно из (6), эта амплитуда содержит множителем следующую комбинацию

постньютоновских параметров:

$$\begin{aligned} \eta = & \left(4\beta - \gamma - 3 - \alpha_1 + \frac{2}{3}\alpha_2 + \frac{2}{3}\xi_1 - \frac{1}{3}\xi_2 - \frac{10}{3}\xi_W \right) \frac{G^2 M m}{r R_0^2 c^2} \frac{1}{2\Omega\omega} - \\ & - \frac{1}{4}\alpha_1 \frac{Gm}{r^4} \frac{VV_s}{c^2} \frac{1}{2\Omega\omega} - \frac{1}{2\Omega\omega} \left[(-2\tau_1 - \tau_2 + 2\tau_4 + \tau_5) \frac{Gm}{r^2 c^2} VV_s + 4\tau_1 \frac{G^2 M^2}{R_0^3 c^2} + \right. \\ & \left. + \left[\tau_7 + \left(2\tau_1 + \tau_2 - \frac{5}{2}\tau_4 + \tau_5 - 8\tau_7 \right) \frac{r}{R_0} - 2\tau_4 \frac{\mu}{m} \right] \frac{G^2 M m}{R_0 r^2 c^2} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Поэтому при проведении лазерной локации Луны и обработке результатов измерений было обращено особое внимание на выделение этой гармоник. Эти измерения [4] позволили установить, что $|\eta| \leq 0.03$. Таким образом, отсутствие гармоник $\omega - \Omega$ в движении Луны позволило получить довольно жесткое ограничение на комбинацию (7) обычных постньютоновских параметров и параметров неметричности.

Однако для измерения параметров неметричности более перспективным является выделение из массива экспериментальных данных гармоник с частотами $2(\omega - \Omega)$; $3(2\omega - \Omega)$; Ω , так как определение их амплитуд позволит получить оценки на следующие комбинации параметров неметричности:

$$\left(\frac{3}{2}\tau_4 - \frac{19}{8}\tau_7 \right); \quad (2\tau_1 - \tau_4 - 2\tau_6 + 4\tau_7); \quad - \left(\frac{3}{2}\tau_1 - 2\tau_4 \right) \frac{VV_s}{c^2} + \left(2\tau_7 - \frac{1}{2}\tau_5 \right) \frac{GmR}{r^2 c^2}.$$

Данные, полученные при таких измерениях, дадут возможность установить ограничения на неметрическую часть гравитационного взаимодействия, накладываемые экспериментом на постньютоновском уровне точности.

Список литературы

- [1] *J. W. Moffat*. Foundation of Physics. 1984. V. 14. P. 1217.
- [2] *К. Уилл*. Теория и эксперимент в гравитационной физике. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [3] *V. I. Denisov, A. N. Umnov*. In: Abstracts of the Contributed Papers of the 14-th International Conference on General Relativity and Gravitation. Florence, Italy, August 6–12, 1995. P. 40.
- [4] *J. Williams et al.* Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 551.
- [5] *В. И. Денисов, А. Н. Умнов*. ТМФ. 1993. Т. 96. № 1. С. 79.
- [6] *K. Nordtvedt*. Phys. Rev. 1973. V. D7. P. 2347.

Поступила в редакцию 14.X.1996 г.

V. I. Denisov, A. N. Umnov

THE GENERALIZED NORDTVEDT EFFECT

Post-Newtonian oscillations of lunar orbit, predicted in various theories of gravity are calculated. It is shown that the principle of metric nature of gravitational interaction may be checked in the post-Newtonian level of accuracy under the analysis of laser lunar ranging data.