

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.1.01

СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ
НА ЦЕНТРИФУГЕ

А. А. Логунов, Ю. В. Чугреев

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Рассмотрен ряд возможных экспериментов на вращающемся диске по проверке специальной теории относительности. Обсуждаются понятия собственного времени наблюдателя, физически измеримых расстояний, частот и т. д.

В настоящее время в связи с ускоренным развитием лазерной техники, созданием высокоточных атомных часов, пико- и фемтосекундной техники появилась возможность для новых тестов специальной теории относительности (СТО) — в опытах на вращающейся неинерциальной системе отсчета. Подчеркнем, что речь идет именно о проверке распространенному мнению (см., напр., [1, 2]) описание явлений в неинерциальных (и в частности, вращающихся) системах отсчета находится полностью в компетенции СТО. Для этого необходимо и достаточно лишь, чтобы тензор кривизны (четырёхмерный) был тождественно равен нулю, т. е. геометрия пространства-времени была псевдоевклидовой [3].

С другой стороны, отличие тензора кривизны от нуля означает присутствие гравитационного поля. Сам факт наличия гравитационного поля носит абсолютный характер, так как только в пространстве Минковского существует бесконечное множество выделенных систем отсчета (инерциальных), относительно которых все изотропные геодезические, описывающие свободное распространение световых лучей в вакууме, являются прямыми. Уже одного этого обстоятельства достаточно для понимания того, что эквивалентности гравитации и инерции не существует. Это хорошо понимал В. А. Фок [4].

Целью этой работы является не детальный расчет конкретных эффектов, а привлечение внимания к постановке возможных опытов на вращающемся диске и обсуждения таких понятий, как собственное время наблюдателя, физически измеримые расстояния, частоты и т. д.

Рассмотрение начнем с некоторых предварительных сведений. Запишем интервал пространства Минковского в инерциальной системе отсчета в цилиндрических координатах $\{ct, r, \varphi, z\}$:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\varphi^2 - dz^2 = \gamma_{ik} dx^i dx^k. \quad (1)$$

С его помощью можно рассчитывать величины различных эффектов на центрифуге с точки зрения неподвижного наблюдателя. Нам также понадобится интервал и соответствующий ему метрический тензор γ_{ik} псевдоевклидова пространства для наблюдателя, находящегося во вращающейся вместе с центрифугой неинерциальной системе

* Латинские индексы пробегает значения 0, 1, 2, 3, а греческие — 1, 2, 3.

отсчета. Это выражение получается в результате координатного преобразования

$$\begin{cases} \varphi_n = \varphi_c - \omega t_c, \\ t_n = t_c, \\ r_n = r_c, \\ z_n = z_c, \end{cases} \quad (2)$$

и имеет вид (опуская в дальнейшем индекс «н»):

$$ds^2 = (1 - \omega^2 r^2/c^2) c^2 dt^2 - 2\omega r^2 d\varphi dt - dr^2 - r^2 d\varphi^2 - dz^2. \quad (3)$$

В (3) ω и r означают угловую частоту ($\omega = \text{const}$) и радиус, измеряемые неподвижным наблюдателем. Как будет показано ниже, наблюдатель на центрифуге измерит несколько отличающиеся от ω и r значения.

Метрика γ_{ik} имеет следующие ненулевые компоненты:

$$\gamma_{00} = 1 - \omega^2 r^2/c^2, \quad \gamma_{0\varphi} = -\omega r^2/c, \quad \gamma_{rr} = \gamma_{zz} = -1, \quad \gamma_{\varphi\varphi} = -r^2. \quad (4)$$

Следует подчеркнуть, что в (3) координата r не может превышать значения c/ω : $r < c/\omega$, так как в этом случае переменная t теряет смысл времени.

Покажем, что энергия частицы массы m , покоящейся относительно диска, стремится к бесконечности при $r \rightarrow c/\omega$. Расчет проведем в инерциальной системе отсчета, где интервал имеет вид (1). Замечая, что 4-скорость частицы имеет две ненулевые компоненты u^0 и u^φ , связанные друг с другом условием нормировки $g_{ik}u^i u^k = 1$: $(u^0)^2 - (u^\varphi)^2 r^2 = 1$, с учетом соотношения $\varphi = cu^\varphi/u^0 = \omega$ получим $u^0 = c(1 - \beta^2)^{-1/2}$, где $\beta \equiv \omega r/c$. Энергия частицы равна [3]

$$P^0 = m_0 c u^0 = \frac{m_0 c^2}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \rightarrow \infty. \quad (5)$$

Ясно, что и инертная масса M , и момент инерции I самой центрифуги при стремлении ее радиуса к предельно допустимому ($r \rightarrow c/\omega$) становятся бесконечными. Предполагая, что распределение вещества такого диска является однородным, найдем связь M и I с массой покоя диска M_0 и соответственно с нерелятивистским значением момента инерции $I_0 = I(\beta = 0)$.

Согласно строгому определению инертная масса тела равна

$$M = c^{-2} \int dV (T^{00} + t^{00}),$$

где T^{ik} — плотность тензора энергии-импульса вещества, t^{ik} — плотность тензора энергии-импульса гравитационного поля. В рассматриваемом случае гравитационным полем диска, а также внутренней энергией и давлением внутри него можно пренебречь, так как их вклад в M всегда будет подавлен фактором c^{-2} . В качестве T^{ik} возьмем плотность тензора энергии-импульса идеальной жидкости: $T^{00} = \gamma \rho_0 (u^0)^2$, где $\gamma = \det \gamma_{ik} = -r^2$, $\rho_0 = \text{const}$ — инвариантная плотность однородного распределения массы. Выразим ρ_0 через массу покоя диска. Как следует из ковариантного уравнения неразрывности, сохраняющаяся плотность массы ρ (плотность массы покоя) связана с ρ_0 соотношением $\rho = \rho_0 u^0 \sqrt{-\gamma}/c$. Поэтому масса покоя однородного диска будет равна

$$M_0 = \int \rho_0 dV = \frac{2\pi l c^3}{\omega^2} \rho_0 (1 - \sqrt{1 - \beta^2}),$$

где l — толщина диска. С помощью связи $\rho_0 = \rho_0(M_0)$ легко найти инертную массу однородного диска:

$$M = M_0 \frac{\ln \sqrt{1-\beta^2}}{\sqrt{1-\beta^2} - 1} \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} \infty. \quad (6)$$

Вычисление момента инерции дает

$$I = \int T^{00} r^2 dV = I_0 \frac{\ln(1-\beta^2)^{-1} - \beta^2}{\beta^4} \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} \infty.$$

Эти результаты означают, что реализовать вращающуюся систему отсчета с $r \gg c/\omega$ невозможно в принципе.

Как уже отмечалось, ω и r измеряются именно неподвижным наблюдателем. Какие частоту вращения (ω_0) и его радиус (r_0) измерит наблюдатель на центрифуге?

Начнем с процедуры определения ω_0 . Пусть неподвижный относительно вращающегося диска наблюдатель по своим часам измерит промежуток времени T_1 , в течение которого он совершит полный оборот относительно инерциальной системы отсчета. Время полного оборота по часам наблюдателя в инерциальной системе обозначим через T_1' . Естественно теперь определить ω_0 как $\omega_0 = 2\pi/T_1$. Вычислим это значение. В соответствии с дефиницией собственного времени мы должны проинтегрировать интервал (1) в точках, где находится наблюдатель на центрифуге, как функцию φ от 0 до 2π . Пользуясь также тем, что $d\varphi_c/dt_c = \omega$, получаем

$$T_1 = \frac{1}{c} \int_0^{2\pi} \frac{ds}{d\varphi} d\varphi = \int_0^{2\pi} \left[\left(\frac{dt}{d\varphi} \right)^2 - \frac{r^2}{c^2} \right]^{1/2} d\varphi = \frac{2\pi}{\omega} \sqrt{1-\beta^2}.$$

Следовательно,

$$\omega_0 = 2\pi/T_1 = \omega/\sqrt{1-\beta^2} > \omega. \quad (7)$$

Выразим теперь непосредственно измеряемую экспериментатором, находящимся на центрифуге, координату r_0 через r и ω . Для этого воспользуемся следующим процессом. Из точки с координатой r направим световой луч по радиусу к оси вращения и обозначим время его возвращения в исходную точку после отражения от зеркала, установленного на оси вращения, как T_2 . Естественно теперь определить радиальную координату соотношением $r_0 = cT_2/2$.

Рассмотрим процесс распространения луча. Найдем сначала закон изменения радиальной координаты как функции координатного времени. Поскольку для световых лучей $ds^2 = 0$, а для радиальных траекторий $d\varphi = 0$ (луч двигается по световоду, так как его свободная траектория во вращающейся системе отсчета не является прямой — см. раздел 2), то

$$dr/dt = \pm c \sqrt{1-\beta^2}.$$

Отсюда легко найти промежуток t_2 координатного времени полного распространения луча:

$$t_2 = -\frac{1}{c} \int_r^0 dr (1-\beta^2)^{-1/2} + \frac{1}{c} \int_0^r dr (1-\beta^2)^{-1/2} = \frac{2}{\omega} \arcsin \frac{\omega r}{c}.$$

Поэтому «измеримая» координата r_0 равна

$$r_0 = \frac{cT_2}{2} = \frac{c}{\omega} \sqrt{1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}} \arcsin \frac{\omega r}{c} < r. \quad (8)$$

Из (7), (8) следует, что при малых значениях произведения ωr ($\ll c$) величины ω , r совпадают с ω_0 , r_0 соответственно. В противоположном предельном случае $\omega r \rightarrow c$ ($\beta \rightarrow 1$) имеем

$$\begin{aligned} \omega_0/\omega &= (1 - \beta^2)^{-1/2} \rightarrow \infty, & r_0/r &= (1 - \beta^2)^{1/2} \arcsin \beta \rightarrow 0, \\ \omega_0 r_0/\omega r &= \arcsin \beta/\beta \rightarrow \pi/2. \end{aligned} \quad (9)$$

Отсюда следует, что «скорость» $\omega_0 r_0$ имеет в качестве верхнего предела величину большую, чем c : $\omega_0 r_0 < (\pi/2)c$. Это не должно нас смущать, так как $\omega_0 r_0$ не есть реальная физическая скорость какого-либо объекта.

Выразим ω и r через ω_0 и r_0 . Вводя обозначение $\beta_0 \equiv \omega_0 r_0/c$, из (9) получим

$$\beta = \sin \beta_0. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (7), находим выражение для ω :

$$\omega = \omega_0 \cos \beta_0. \quad (11)$$

Аналогично из (8) следует, что

$$r = \frac{c}{\omega_0} \operatorname{tg} \beta_0. \quad (12)$$

В последующих вычислениях мы будем пользоваться, как правило, параметрами ω и r . Их всегда можно выразить через ω_0 , r_0 с помощью (11), (12).

1. **Эффект Саньяка** [5]. Анализ этого эффекта содержится в нашей работе [6], где подчеркнуто, что по своей природе он является чисто специрелятивистским.

Эффект Саньяка состоит в различии времен распространения лучей света, двигающихся по одной и той же замкнутой траектории в противоположных направлениях. Луч, направление обхода которого совпадает с вращением, придет позднее.

Выведем формулу для времени задержки. Следуя работе [7], рассмотрим в качестве траектории лучей окружность радиуса $r = \text{const}$, центр которой совпадает с осью вращения системы отсчета. Инвариантное уравнение, описывающее распространение световых сигналов, гласит $ds^2 = 0$. Так как $dr = dz = 0$, то из (3) имеем

$$d\varphi_{\pm}/dt = -\omega \pm c/r.$$

Индексом «+» помечен луч, двигающийся в направлении вращения, а индексом «-» — луч в противоположном направлении. С учетом начальных условий $\varphi_+(0) = 0$, $\varphi_-(0) = 2\pi$ находим закон изменения углов $\varphi_{\pm}(t)$:

$$\varphi_+(t) = \frac{ct}{r} (1 - \beta), \quad \varphi_-(t) = 2\pi - \frac{ct}{r} (1 + \beta).$$

Закон изменения угловой координаты источника света (совмещенного с наблюдателем) тривиален: $\varphi_s = 0$. Координатный момент време-

ни t_+ встречи «+» луча с источником можно найти из условия $\varphi_s(t_+) = \varphi_+(t_+) - 2\pi$:

$$t_+ = \frac{2\pi r}{c(1-\beta)}, \quad (13a)$$

а момент t_- — из условия $\varphi_s(t_-) = \varphi_-(t_-)$:

$$t_- = \frac{2\pi r}{c(1+\beta)}. \quad (13b)$$

Промежуток собственного времени между приходом двух лучей равен по определению

$$\Delta = \frac{1}{c} \int_{s(t_-)}^{s(t_+)} ds = \frac{1}{c} \int_{t_-}^{t_+} \frac{ds}{dt} dt. \quad (14)$$

Подставляя в (14) значение интервала в точке источника, т. е. $ds = \sqrt{1-\beta^2} c dt$, с учетом соотношений (13) находим окончательно

$$\Delta = \sqrt{1-\beta^2} (t_+ - t_-) = \frac{4\pi\beta^2}{\omega \sqrt{1-\beta^2}}. \quad (15)$$

При $\beta \ll 1$

$$\Delta \simeq 4\pi\omega r^2/c^2 = 4\omega S/c^2, \quad (16)$$

где S — площадь, охватываемая траекторией световых лучей. Последняя формула подтверждена экспериментально (наблюдалась соответствующая интерференция «+» и «—» лучей) с точностью порядка процента.

Выражая ω и r через ω_0 и r_0 , найдем для времени задержки следующее соотношение:

$$\Delta = \frac{4\pi}{\omega_0} \operatorname{tg}^2 \beta_0. \quad (17)$$

Этот результат можно было бы получить иначе, записав интервал сразу в координатах $\{ct, r_0, \varphi, z\}$:

$$ds^2 = \cos^2 \beta_0 c^2 dt^2 - \frac{2c^2}{\omega_0} \frac{\sin^2 \beta_0}{\cos \beta_0} dt d\varphi - \frac{dr_0^2}{(1 - \beta_0 \operatorname{tg} \beta_0)^2} - \frac{c^2 \operatorname{tg}^2 \beta_0}{\omega_0^2} d\varphi^2 - dz^2, \quad (18)$$

а затем проводя выкладки, аналогичные использованным при выводе (15).

Отметим, что наиболее «выгодными» для наблюдения эффекта Саньяка являются центрифуги с большими радиусами, так как эффект зависит от r квадратично ($\beta \ll 1$), а от угловой скорости только линейно. Кроме того, центробежные силы растут с увеличением радиуса слабее (линейно), чем с ростом частоты (квадратично), что накладывает ограничения на параметры центрифуги.

2. Эффект отклонения (трехмерной) траектории светового луча от прямой. Как уже отмечалось, изотропные геодезические, представляющие мировую линию световых лучей, в инерциальных системах отсчета являются прямыми. Во вращающейся системе отсчета траектория света уже не будет прямой линией. Для того чтобы это показать, найдем с

помощью основного уравнения $ds^2=0$ зависимость $r=r(\varphi)$. Так как движение происходит в плоскости $z=0$, то мы получаем из (3)

$$r^2 \left(\frac{d\varphi}{dr} \right)^2 + 1 + 2\omega r^2 \frac{d\varphi}{dr} \frac{dt}{dr} - c^2 \left(1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2} \right) \left(\frac{dt}{dr} \right)^2 = 0. \quad (19)$$

Заметим, что в инерциальной системе координат уравнение, определяющее зависимость $r_c(t_c)$, имеет вид уравнения равномерного движения:

$$r_c(t_c) = ct_c.$$

Но из (2) следует, что координаты r_n и t_n совпадают с координатами r_c и t_c , поэтому $r_n(t_n) = ct_n$, т. е.

$$dt/dr \doteq 1/c. \quad (20)$$

Подставляя (20) в (19), получаем

$$\varphi = -\omega r/c. \quad (21)$$

Таким образом, траекторией свободного движения луча света во вращающейся системе координат является спираль.

3. Эффект замедления хода часов на центрифуге по отношению к неподвижному наблюдателю. Из (7) следует, что наблюдатель, находящийся в неподвижной, инерциальной системе отсчета, измерит период обращения центрифуги в $1/\sqrt{1-\beta^2}$ раз больший, чем сопутствующий наблюдатель. Относительная величина этого эффекта равна

$$\frac{T'_1 - T_1}{T'_1} = 1 - \sqrt{1-\beta^2} \underset{\beta \ll 1}{\approx} \frac{1}{2} \beta^2. \quad (22)$$

Этот эффект наблюдался в эксперименте на ускорителе с мюонными накопительными кольцами [8]. «Удлинение» времени жизни релятивистского мюона ($1/\sqrt{1-\beta^2} = 29,3$) из-за эффекта (22) подтверждено с точностью 0,1%. Роль центрифуги в данном случае играет однородное магнитное поле.

4. Эффект замедления времени для наблюдателя, находящегося на периферии центрифуги. Рассмотрим двух наблюдателей на центрифуге, расположенных на радиусах r_1 и r_2 . Их скорость относительно центрифуги равна нулю. Какие промежутки времени покажут их часы за один и тот же интервал координатного времени?

Интегрируя ds/c как функцию t от $t=0$ до $t=T$, получаем $T_{1,2} = \sqrt{1-\beta_{1,2}^2} T$. Таким образом, относительная величина отставания часов наблюдателя, находящегося на периферии, равна

$$\frac{T_1 - T_2}{(1/2)(T_1 + T_2)} = 2 \frac{\sqrt{1-\beta_1^2} - \sqrt{1-\beta_2^2}}{\sqrt{1-\beta_1^2} + \sqrt{1-\beta_2^2}} \underset{\beta_1, \beta_2 \ll 1}{\approx} \frac{1}{2} (\beta_2^2 - \beta_1^2), \quad (23)$$

где

$$\beta_1 = \omega r_1/c, \quad \beta_2 = \omega r_2/c.$$

5. Эффект фиолетового смещения частоты света, распространяющегося по радиусу от центра. При распространении вдоль радиуса центрифуги частота света $\nu(r)$ увеличивается по закону

$$\frac{\nu(r) - \nu_0}{\nu_0} = \sqrt{\frac{\gamma_{00}(0)}{\gamma_{00}(r)}} - 1 = \frac{1 - \sqrt{1 - \beta^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx \frac{1}{2} \beta^2. \quad (24)$$

Здесь ν_0 — частота света в точке испускания (на оси). Эффект (24) есть, по существу, поперечный эффект Доплера на центрифуге.

Экспериментальное смещение частоты (24) было проверено с помощью эффекта Мёссбауэра с точностью $10^{-2} \%$ [9].

6. Эффект замедления времени для наблюдателя, свободно движущегося вдоль радиуса центрифуги. Рассчитаем, на сколько отстанут часы в системе отсчета, осуществляющей радиальное движение ($\varphi = \text{const}$) без трения от оси вращения с начальной скоростью v_0 до некоторого радиуса $r = r_{\text{max}}$ и обратно. «Отражение» такой системы отсчета от оси вращения и от стенки, находящейся в точке $r = r_{\text{max}}$, предполагается идеальным.

Рассмотрим закон движения $r = r(t)$. Согласно общей теории, для описания движения тела (массы m), на которое наложены связи, нужно модифицировать свободную функцию Лагранжа этого тела введением дополнительного слагаемого, которое имеет вид левой части уравнения связи ($\varphi = 0$) с множителем Лагранжа λ :

$$L = -mc \sqrt{g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt}} + \lambda \varphi. \quad (25)$$

Здесь и далее точка означает дифференцирование по t .

Распишем покомпонентно уравнения Лагранжа $\frac{d}{dt} (\partial L / \partial \dot{x}_A) = \partial L / \partial x_A$, соответствующие функции Лагранжа (25):

$$x_A = r: \quad \frac{d}{dt} (\dot{r} / \sigma) = (\omega + \dot{\varphi})^2 r / \sigma, \quad (26a)$$

$$x_A = \varphi: \quad \frac{d}{dt} (\lambda + m (\omega + \dot{\varphi}) r^2 / \sigma) = 0, \quad (26b)$$

$$x_A = z: \quad \frac{d}{dt} (\dot{z} / \sigma) = 0, \quad (26в)$$

$$x_A = \lambda: \quad \dot{\varphi} = 0. \quad (26г)$$

Здесь

$$\sigma = \sqrt{1 - [\dot{r}^2 + \dot{z}^2 + r^2 (\dot{\varphi} + \omega)^2] / c^2}.$$

Подставляя (26г) в остальные уравнения (26), с учетом начального уравнения $z(0) = \dot{z}(0) = 0$ получаем

$$\frac{d}{dt} \frac{\dot{r}}{\sqrt{1 - (\omega^2 r^2 + \dot{r}^2) / c^2}} = \frac{\omega^2 r}{\sqrt{1 - (\omega^2 r^2 + \dot{r}^2) / c^2}}, \quad (27a)$$

$$\lambda = - \frac{m \omega r^2}{\sqrt{1 - (\omega^2 r^2 + \dot{r}^2) / c^2}}, \quad (27б)$$

$$z = 0. \quad (27в)$$

Уравнение (27а) определяет закон движения $r(t)$. Так как в предлагаемой задаче релятивистские скорости трудно реализуемы, то достаточно ограничиться вычислением лишь первой релятивистской поправки искомой величины. Для этого, как мы увидим, нужно использовать уравнение (27а) в нерелятивистском приближении:

$$\ddot{r} = \omega^2 r + O(1/c^2). \quad (28)$$

Решением уравнения (28) с начальным условием $\left. \frac{dr}{dt} \right|_{t=r=0} = v_0$

является функция

$$r(t) = \frac{v_0}{\omega} \operatorname{sh} \omega t. \quad (29)$$

Величина собственного времени радиально движущегося относительно центрифуги наблюдателя при изменении r от 0 до $r_{\max}$ равна

$$\begin{aligned} T &= \left(\int_0^{T_{\max}} + \int_{T_{\max}}^{2T_{\max}} \right) \left(1 - \frac{\omega^2 r^2(t)}{c^2} - \frac{\dot{r}^2}{c^2} \right)^{1/2} dt \approx \\ &\approx 2 \int_0^{T_{\max}} \left(1 - \frac{\omega^2 r^2}{2c^2} - \frac{\dot{r}^2}{2c^2} \right) dt. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь $T_{\max}$ обозначает координатное время движения от 0 до $r_{\max}$: $r_{\max} = r(T_{\max})$. Из (30) видно, что если бы мы учли первую релятивистскую поправку в уравнении движения (28), то это привело бы к поправкам второго порядка по $1/c^2$ в T . Из (30) также следует, что часы покоящегося на оси вращения наблюдателя ($r=0$) покажут время возвращения, равное $2T_{\max}$. Поэтому, подставляя (29) в (30) и интегрируя, получим окончательное выражение относительной задержки:

$$\frac{T - 2T_{\max}}{2T_{\max}} = -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{c^2} \frac{\xi \sqrt{1 + \xi^2}}{\ln(\xi + \sqrt{1 + \xi^2})}, \quad (31)$$

где

$$\xi = \omega r_{\max} / v_0.$$

Рассмотрим предельные случаи выражения (31):

а) $c \gg \omega r_{\max} \gg v_0$ ($\xi \gg 1$)

$$\frac{\Delta T}{2T_{\max}} = -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{c^2} \frac{\xi^2}{\ln \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\omega^2 r_{\max}^2}{c^2 \ln \omega r_{\max} / v_0},$$

б) $c \gg v_0 \gg \omega r_{\max}$ ($\xi \ll 1$)

$$\frac{\Delta T}{2T_{\max}} = -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{c^2}. \quad (32)$$

7. Эффект замедления времени для равномерно движущегося по радиусу центрифуги наблюдателя. Если систему отсчета, рассмотренную в предыдущем разделе, связать пружиной с осью вращения, то, выбирая ее (пружины) коэффициент упругости равным $K = m\omega^2$ (m — масса системы отсчета), мы получим вместо (26) уравнения движения

$d^2r/d^2t=0$. Поэтому такая система будет двигаться относительно центрифуги равномерно со скоростью, равной начальной скорости v_0 :

$$r = v_0 t. \quad (33)$$

Подставляя (33) в интеграл (30), находим относительное время задержки часов такого наблюдателя в виде

$$\frac{T - 2T_{\max}}{2T_{\max}} = -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{c^2} \left(1 + \frac{1}{3} \xi^2 \right).$$

При $\xi \gg 1$ отсюда находим

$$\frac{\Delta T}{2T_{\max}} = -\frac{1}{6} \frac{\omega^2 r_{\max}^2}{c^2},$$

а в случае $\xi \ll 1$

$$\frac{\Delta T}{2T_{\max}} = -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{c^2}. \quad (34)$$

Как и следовало ожидать, (34) совпадает с (32).

В заключение авторы выражают надежду, что рассмотренные эффекты или им подобные заинтересуют экспериментаторов, так как существует очевидная необходимость проиллюстрировать «работоспособность» СТО в неинерциальных, и в частности вращающихся, системах отсчета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. I. М., 1965; Паули В. Теория относительности. М., 1983; Меллер Х. Теория относительности. М., 1975.
 [2] Зоммерфельд А. Оптика. М., 1953. [3] Логунов А. А. Лекции по теории относительности и гравитации. М., 1987. [4] Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. М., 1961. [5] Saghas M. G. // J. de Phys. 1914. 4. P. 177—184.
 [6] Логунов А. А., Чугреев Ю. В. Препринт ИФВЭ 87-138. Серпухов: Изд. ИФВЭ, 1987. [7] Yilmaz H. // Proc. Fourth Marsel Grossmann Meeting on GR/Ed. R. Ruffini. Rome: Elsevier Science Publishers. 1986. P. 1753—1791. [8] Bailey J. et al. // Nature. 1977. 268. P. 301—310. [9] Hay H. J., Schiffer J. P., Cranshaw T. E., Egelstaff P. A. // Phys. Rev. Lett. 1960. 4, N 4. P. 165—166.

Поступила в редакцию
20.10.87