Свет в гравитационных полях

А.К. Юхимец Anatoly.Yuhimec@Gmail.com

«Мы должны найти такой приём исследования, при котором мы могли бы сопровождать каждый свой шаг ясным физическим изображением явления».
Д.К. Максвелл

В данной работе показано как объективно реально изменяются физические эталоны длины, времени и массы в гравитационных полях. Изменяется также и скорость света в зависимости от гравитационного потенциала, а также от направления. Это приводит к искривлению световых лучей, проходящих вблизи космических тел с большой массой. Изменяется также и частота света. Результаты расчётов совпадают с теми, которые получены в *общей теории относительности* (ОТО) Эйнштейном. Однако общий подход к рассмотрению вопроса несколько иной, чем в ОТО. Он намного проще и нагляднее.

Согласно *общей теории относительности* (ОТО), все физические явления в природе следует рассматривать как протекающие в некотором материальном субстрате (в эфире). Его объём в целом мы назовем *абсолютным пространством* (АП). С этим АП, его чисто геометрическим объёмом, мы вправе связать некоторую *мыслимую* глобальную неподвижную *абсолютную систему отсчёта* (АСО). Её физическое пространство (т.е. геометрический объём вместе с материальным субстратом) будем считать однородным и изотропным. Оно как бы не подвержено влиянию гравитационного поля. Поэтому в АСО применимы общепринятые эталоны длины и времени, а также геометрия Евклида. Все материальные тела имеют свои собственные (абсолютные) скорости движения и такие же траектории. Это позволит нам «увидеть» те реальные изменения в физических явлениях, которые связаны именно с гравитацией.

Так как реально все физические тела находятся в тех или иных гравитационных полях, их движение никогда не бывает инерциальным, а всегда ускоренно. Поэтому *специальная теория относительности* (СТО), рассматривающая физические явления в *инерциальных системах отсчёта* (ИСО), принципиально является абстрактной теорией. Однако реальность во многих случаях такова, что позволяет применять эту теорию на практике всего лишь с некоторыми оговорёнными ограничениями.

Как следует из исправленной трактовки СТО [1], и в ускоренно движущейся *системе отсчёта* (СО) в любой момент её движения внутренние пространственно-временные соотношения в ней будут точно такие же, как и в ИСО, движущейся с той же постоянной скоростью, которую имеет в рассматриваемый момент ускоренная СО. Поэтому, рассматривая что-либо в ускоренной СО, мы будем считать, что рядом с ней всегда присутствует в любой временной момент и некоторая уже готовая ИСО, движущаяся с той же скоростью, что и ускоренная СО. Она как бы *наложена* на последнюю и их пространственно-временные точки совпадают. Такую ИСО мы назовём *наложенной* ИСО (НИСО). Она позволит нам, во-первых, правильно принимать различные физические эталоны измерения в ускоренной СО. А из них нам, прежде всего, нужны эталоны длины и времени. А, во-вторых, через неё мы в любой момент можем устанавливать и пространственно-временные отношения в наблюдаемых явлениях по отношению к как бы всегда готовой к измерениям ускоренной СО.

Поведение и свойства различных физических объектов в гравитационных полях мы будем рассматривать с помощью как бы *реальных систем отсчёта* (РСО), т.е. тех, в которых действуют гравитационные поля. Каждая такая как бы локальная РСО неподвижна в той или иной области гравитационного поля, в которой мы можем считать гравитационный потенциал постоянным.

Мы также воспользуемся принципом эквивалентности гравитационного поля и ускоренно движущейся СО, принятым ещё Эйнштейном, но существенно уточнённым [2]. И так как в ускоренно движущейся СО объективно реально изменяются эталоны длины и времени, то так же объективно реально они будут изменяться и в РСО. А теперь посмотрим, каким будет поведение света в гравитационном поле. Для этого рассмотрим следующий мысленный эксперимент.

Возьмём в абсолютном пространстве неподвижную СО xoy и поместим в ней источник света A. В какой-то момент времени из источника A направляем световой импульс с частотой ν перпендикулярно к оси oy и в этот же момент сообщаем СО ускорение γ в направлении оси *oy*. Тогда в СО траектория светового импульса будет такой, как показано на рис.1.

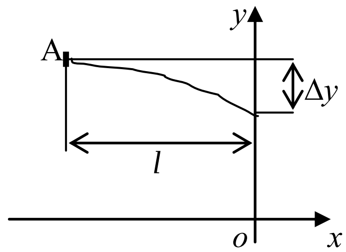

Рис.1. Траектория светового импульса в ускоренной СО.

Скорость СО в момент, когда световой импульс достигнет оси *oy*, будет $V=\sqrt{2\Delta y\gamma}$. Или, если обозначить $\Delta y\gamma=\Phi$, то скорость будет $V=\sqrt{2|\Phi|}$. Таким образом, световой импульс будет воспринят в СО, движущейся со скоростью *V*. Если применить к ней введенную нами выше НИСО, движущуюся с такой же абсолютной скоростью, то через неё мы увидим, что в ускоренной СО в рассматриваемый момент размеры тел, в том числе и эталонов длины, вдоль направления абсолютного движения сократятся на множитель $\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}$, где c - скорость света в АСО. В перпендикулярном движению направлении они останутся прежними. Будет замедлен также и ход часов в такой системе в сравнении с часами в АСО в $1/\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}$ раз. Тогда частота светового импульса в СО будет воспринята как $\nu'=\nu/\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}$. То есть она будет больше, чем в АСО. Соответственно и воспринятая масса фотона будет больше, а длина волны меньше. Эффект Доплера здесь не участвует, так как в АСО световой импульс движется перпендикулярно к оси *oy* и объективно реально под этим же углом будет воспринят в движущейся СО.

Так как масса фотона объективно реально не изменилась, то из увеличения его воспринятой массы следует, что в гравитационном поле, раз уж оно эквивалентно ускоренной СО, должен измениться (а именно уменьшиться) в $1/\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}$ раз также и эталон массы.

Далее, несколько иначе, чем в своё время поступил Эйнштейн, мы примем, что неподвижная локальная РСО, находящаяся в поле тяготения с гравитационным потенциалом Φ, эквивалентна рассмотренной нами движущейся с ускорением СО именно в тот момент, когда она достигает абсолютной скорости $V = \sqrt{2|\Phi|}$. Но уже $\Phi = \frac{kM}{R}$, где *k*- гравитационная постоянная, *M*- масса, создающая гравитационное поле, *R*- расстояние от массы *M*. А скорость $V = \sqrt{2|\Phi|}$ будет той скоростью, которую приобретет малое пробное тело в РСО, «падая» из бесконечности.

Здесь также важно подчеркнуть весьма существенное отличие РСО от просто ускоренной СО, чего не сделал Эйнштейн. Несмотря на то, что в локальной РСО, находящейся на расстоянии *R* от *M*, продолжает действовать ускорение силы тяжести, её физические эталоны не изменяются, пока не изменится её потенциал Ф. А в просто ускоренной СО её физические эталоны изменяются *непрерывно*, пока действует ускорение, так как непрерывно изменяется скорость её абсолютного движения. Эйнштейн принципиально не мог учесть это, так как отрицал само абсолютное движение.

Поскольку в НИСО скорость света во всех направлениях локально измеряется как *c*, то точно такой же она должна быть и по отношению к ускоренной СО, а следовательно, будет *так же измерена* и в РСО. Тогда с точки зрения АСО, не подверженной влиянию гравитационного поля, она должна быть соответственно:

в направлении, параллельном *gradФ,* $c_{\parallel} = c(1 - 2|\Phi|/c^2)$;

в направлении, нормальном к *gradФ,* $c_{\perp} = c\sqrt{1 - 2|\Phi|/c^2}$, где Ф - потенциал гравитационного поля в месте измерения скорости света.

Тогда собственные измерения в РСО действительно дадут:

<u>в первом случае</u> $c_{\parallel соб} = \dfrac{l_{\parallel соб}}{t_{соб}} = \dfrac{l_{\parallel}}{\sqrt{1-2|\Phi|/c^2} \cdot t\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}} = \dfrac{c_{\parallel}}{1-2|\Phi|/c^2} = c$,

где $l_{\parallel соб}$- расстояние, проходимое светом за время $t_{соб}$ в РСО, параллельно *gradФ*; $l_{\parallel}$ – это же расстояние, проходимое светом за время *t* в АСО;

<u>а во втором случае</u> $c_{\perp соб} = \dfrac{l_{\perp соб}}{t_{соб}} = \dfrac{l_{\perp}}{t\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}} = \dfrac{c_{\perp}}{\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}} = c$,

где $l_{\perp соб}$- расстояние, проходимое светом за время $t_{соб}$ в РСО, перпендикулярно к *gradФ*; $l_{\perp}$ – это же расстояние, проходимое светом за время *t* в АСО.

Таким образом, скорость света в гравитационном поле с точки зрения АСО изменяется в зависимости от направления, рис. 2.

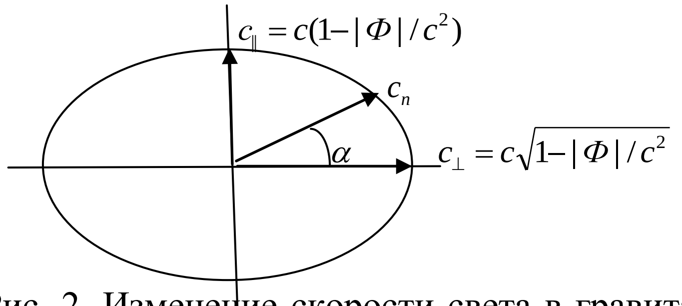

Рис. 2. Изменение скорости света в гравитационном поле с точки зрения АСО.

Скорость света c_n в каком-либо произвольном направлении $\vec{n}$ в АСО определится из условия, что $c_{nссо} = c$. (1)

И, так как $c_{n.соб} = \dfrac{l_{соб}}{t_{соб}} = \dfrac{\sqrt{l^2{}_{\perp соб} + l^2{}_{\parallel соб}}}{t\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}} =$

$$= \frac{\sqrt{l_\perp{}^2 + l_\parallel{}^2/(1-2|\Phi|/c^2)}}{t\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}} = \frac{\sqrt{l_n{}^2 Cos^2\alpha + l_n{}^2 Sin^2\alpha/(1-2|\Phi|/c^2)}}{t\sqrt{1-2|\Phi|/c^2}} =$$

$= \dfrac{l_n}{t}\dfrac{\sqrt{1-(2|\Phi|/c^2)Cos^2\alpha}}{(1-2|\Phi|/c^2)} = c_n\dfrac{\sqrt{1-(2|\Phi|/c^2)Cos^2\alpha}}{(1-2|\Phi|/c^2)}$, то подставляя сюда $c_{nсоб}$ из (1), окончательно получим, что $c_n = \dfrac{c(1-2|\Phi|/c^2)}{\sqrt{1-(2|\Phi|/c^2)Cos^2\alpha}}$. (2)

Если же $|\Phi| << c^2$, то

$$c_n \approx c(1-2|\Phi|/c^2)\left[1+(|\Phi|/c^2)Cos^2\alpha\right] \approx c\left[1-2|\Phi|/c^2+(|\Phi|/c^2)Cos^2\alpha\right] =$$
$$= c\left[1-(|\Phi|/c^2)(2-Cos^2\alpha)\right] = c\left[1-(|\Phi|/c^2)(1+Sin^2\alpha)\right]. \quad (3)$$

То есть мы получили в точности то же выражение, что и у Эйнштейна, и с тем же приближением (см. А. Эйнштейн. Собрание научных трудов (СНТ) в 4-х т., М. Наука, 1965-1967, т.1, с. 503).

Так как скорость света в гравитационном поле зависит от расстояния до источника гравитации и от направления на него, то фронт световой волны, распространяющейся поперек гравитационного поля, будет поворачиваться. То есть, как это показал еще в свое время Эйнштейн в ОТО, световые лучи, проходя в гравитационном поле, искривляются в сторону гравитирующей массы. Покажем это и мы, для чего воспользуемся рис.3.

Картину поведения света будем рассматривать в АСО.

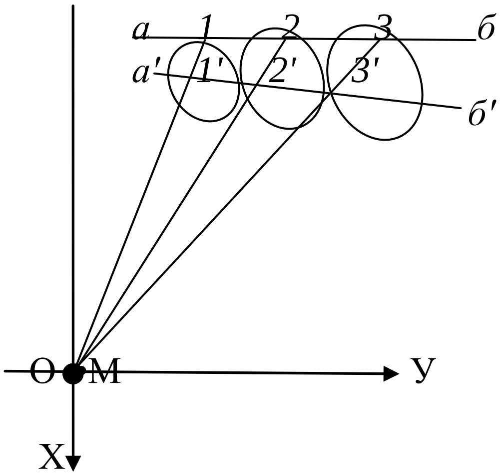

Рис. 3. Поворот фронта световой волны в гравитационном поле массы *М*. Отрезки 1-1′, 2-2′ и 3-3′ пропорциональны скорости $c_{||}$ в этих точках. Скорость света возрастает пропорционально удалению точек 1, 2 и 3 от массы *М*.

Обозначим в плоскости чертежа фронт световой волны, распространяющейся в направлении оси *х-ов* в гравитационном поле массы *М*, в момент времени *t* через *аб*. В соответствии с принципом Гюйгенса через время *dt* фронт волны переместится в положение *а′б′*. И так как в более удаленных от массы *М* точках световая волна распространяется с большей скоростью, чем в более близких, фронт волны будет разворачиваться в сторону гравитирующей массы. Кроме того, он несколько искривляется, что является следствием зависимости скорости света от направления на источник гравитационного поля. Это также способствует развороту фронта волны.

Фронт волны и в положении *аб* должен быть уже несколько повёрнут. Он условно показан ровным, чтобы нагляднее было видно его поворот при дальнейшем перемещении.

Если взять фронт волны в какой-либо точке А (см. рис.4), то его поворот $d\beta$ за время движения *dt* можно выразить как $d\beta = \omega dt$, (4)
где ω–угловая скорость фронта волны в данной точке в рассматриваемый момент времени *t*.

Угловую скорость фронта волны для нашего случая можно выразить как $\omega = \partial c_x / \partial y$, (5)
а прирост времени $dt = dx / c_x$, где *dx* – перемещение фронта волны вдоль направления оси *х-ов* за время *dt*. Или с большой точностью
$dt = dx / c$. (6)

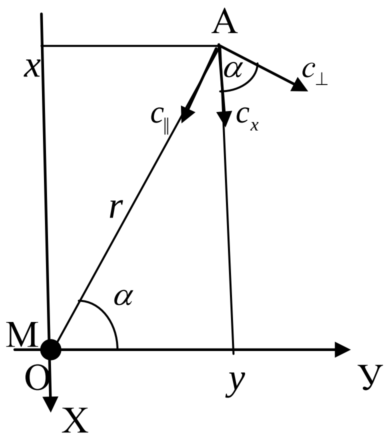

Рис. 4. Скорость света c_x в точке А на расстоянии r от массы *M*. Световой фронт приближается вдоль оси *x-ов.*

Тогда равенство (4) с учётом (5) и (6) запишется как

$$d\beta = \frac{1}{c}\frac{\partial c_x}{\partial y}dx\,. \qquad (7).$$

В соответствии с формулой (3) скорость света c_x в точке *A* можно выразить как $c_x = c\left[1-(kM/rc^2)(1+Sin^2\alpha)\right]$, где: r - расстояние точки *A* от массы *M*; k – гравитационная постоянная; α – угол между осью *y-ов* и направлением $\vec{r}$.

Из рис. 3 видно, что r можно выразить как $r=\sqrt{x^2+y^2}$, а $Sin^2\alpha = x^2/(x^2+y^2)$. Тогда $c_X = c\left(1-\frac{kM}{c^2\sqrt{x^2+y^2}}\left(1+\frac{x^2}{x^2+y^2}\right)\right)$.

Дифференцируя это выражение по *y*, получим

$$\frac{\partial c_X}{\partial y} = \frac{kM}{c}\left[\left(x^2+y^2\right)^{-3/2}+3x^2\left(x^2+y^2\right)^{-5/2}\right]. \qquad (8)$$

А, подставляя (8) в (7) и интегрируя в пределах изменения *x* от -∞ до +∞, для искривления луча света, проходящего на расстоянии *y* от массы *M*, получим угол $\beta = \frac{kM}{c^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{y}{(x^2+y^2)^{3/2}}+\frac{3yx^2}{(x^2+y^2)^{5/2}}\right)dx$. (9)

Интегрируя слагаемые, получим:

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{y}{(x^2+y^2)^{3/2}}dx = \left.\frac{x}{y\sqrt{x^2+y^2}}\right|_{-\infty}^{+\infty},\ \text{а} \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{yx^2}{(x^2+y^2)^{5/2}}dx = \left.\left(-\frac{yx}{(x^2+y^2)^{3/2}}+\frac{x}{y\sqrt{x^2+y^2}}\right)\right|_{-\infty}^{+\infty}.$$

И так как во втором интеграле первое слагаемое при подстановке пределов дает ноль, подставляя полученные значения в (9), будем иметь $\beta = \frac{kM}{c^2}\left.\frac{2x}{y\sqrt{x^2+y^2}}\right|_{-\infty}^{+\infty}$. А с учётом того, что $x/\sqrt{x^2+y^2} = Sin\alpha$, и изменяя пределы интегрирования, можем записать, что

$\beta = \frac{4kM}{c^2 y} \sin\alpha \Big|_0^{\pi/2}$. Подставляя пределы, окончательно получим тот же результат, что и у Эйнштейна в ОТО: $\beta = \frac{4kM}{c^2 y}$. И если в эту формулу подставить данные для луча света, проходящего мимо края Солнца, то отклонение составит угол $\beta = 1{,}7''$, что, как известно, хорошо согласуется с данными эксперимента.

Ссылки:

1. А.К. Юхимец. Методологические основы правильной трактовки СТО. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/14284.html1.
2. А.К. Юхимец. Общая относительность и эталоны массы, длины и времени в гравитационном поле. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/10900.html