

ПРЕПРИНТ

С.К.МАНКЕВИЧ, Е.П.ОРЛОВ

**ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И  
МЕТОД ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ**

Москва 2010

## АННОТАЦИЯ

В данной работе кинематика тел в специальной теории относительности рассмотрена с точки зрения метода лазерной локации движущихся объектов, и проанализирована возможность прямых измерений отклонений от результатов теории относительности указанным методом. Формулы кинематики теории относительности получены как методом, использующим понятие рассинхронизации событий, так и на основе описания движения тел в косоугольных системах координат евклидова пространства событий. Показано, что локационный метод при использовании в качестве лоцируемого объекта интерферометра Майкельсона с двумя зеркалами в каждом из плеч позволяет измерить разность хода пучков света с длиной волны 1 мкм с точностью до  $10^{-19}$  –  $10^{-20}$  с, что соответствует минимальной обнаружимой скорости движения Земли относительно эфира менее 500 – 200 м/с.

## ABSTRACT

In the present paper the kinematics of the bodies in a special theory of relativity has been considered from the viewpoint of the method of laser location of the moving bodies. A possibility of direct measurement of the deviations from the results of special theory of relativity with the help of this method has been analyzed. The formulas of kinematics of the theory of relativity have been deduced both by the method based on the notion of the event time mismatch and the description of the moving bodies using non-orthogonal reference systems in the Euclidean space of events. It has been shown that at the wavelength of 1  $\mu\text{m}$  the method of laser location allows one to measure the path difference of two light beams with an accuracy of  $10^{-19}$ - $10^{-20}$  s, if an object under study is the Michelson interferometer with two mirrors in each shoulder. This accuracy corresponds to the minimal velocity (which can be detected) of the Earth of less than 500 – 200 m/s relative to the ether.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
1. Введение .....	4
2. Основные понятия и соотношения, формула рассинхронизации событий .....	6
3. Вывод формул сокращения размеров тел и замедления времени, и анализ возможности их проверки методом лазерной локации .....	19
4. Экспериментальные возможности .....	29
5. Вывод формулы сложения скоростей, и анализ возможности её экспериментальной проверки методом лазерной локации .....	32
6. Определение величины абберации света с использованием формулы величины рассинхронизации событий .....	36
7. О зависимости массы тела от скорости .....	37
8. Заключение .....	40
Литература .....	41

## 1. Введение

Теория относительности А.Эйнштейна является одним из фундаментальных оснований современной физики и естествознания. Теория относительности совместно с квантовой механикой кардинально изменила представления физиков об устройстве мироздания и позволила в XX веке в науке и технике достичь результатов, преобразивших повседневную жизнь человека. Современные технические достижения в самых различных областях техники и производства немыслимы без глубокого понимания, правильного и эффективного использования законов физики, базирующихся на понятиях теории относительности. Однако, до настоящего времени в достаточно широкой массе инженеров, учёных различных специальностей существует либо неприятие теории относительности, либо отношение к ней как к чему-то потустороннему, иррациональному. С самого начала создания теории относительности А. Эйнштейном не утихают научные споры о её физических основах и правильности её выводов, см., например, книги [1 - 10] и множество других.

Происходит это в значительной мере из-за второго постулата специальной теории относительности о постоянстве скорости света, который, как принято считать [11], невозможно понять, а можно только принять как неизбежный результат развития физики [12]. Другой причиной являются трудности восприятия теории относительности, связанные с тем, что некоторые её выводы воспринимаются как парадоксы [12, 13].

Кроме того математический аппарат специальной теории относительности довольно сложен. Он основывается на псевдоевклидовой геометрии пространственно-временного многообразия Минковского [14], которая отличается от евклидовой геометрии. Пространство скоростей тел тоже не может быть описано в рамках евклидовой геометрии, а подчиняется геометрии Лобачевского – Больи [15, 16]. Эти геометрии, не говоря уже о Римановой геометрии пространства общей теории относительности, сами по себе непросты для восприятия, и связь их с реальностью не всегда удаётся ясно осознать.

Отчасти со стремлением уяснить эту связь связано развитие теорий, имеющих более чем три пространственных измерения, начало которым положено в работах Калуцы и Клейна. Размер этих измерений считался микроскопическим, но в последнее время активно развиваются теории, в которых размер этих измерений может быть большим или даже бесконечным

[17]. Во всех этих теориях к 4-мерному пространственно-временному многообразию, свойства которого постулируются, добавляется ещё одно или более измерений.

В работах [18, 19] было показано, что свойства пространственно-временного многообразия Минковского и кинематика тел в теории относительности могут быть выведены из законов распространения волн в резонаторах. При таком подходе в основу рассмотрения кладётся пространственное многообразие некоторой размерности, а временные координаты определяются через времена жизни мод резонатора. Размерность пространственного многообразия, отвечающего реальному миру, предполагается равной четырём. Если рассматривать трёхмерное многообразие, вдоль одной из координат которого расположены зеркала резонатора, то такое пространство является упрощённой и наглядной моделью 4-мерного пространства с компактным четвёртым измерением.

Анализ распространения волн в таком 4-мерном пространстве с «резонатором» в четвёртом измерении приводит к понятию 4-мерного, евклидова пространства событий с косоугольными системами координат. Как будет видно из дальнейшего, рассмотрение физических процессов в таком пространстве оказывается весьма наглядным и понятным, и, что весьма важно, лишённым мистицизма, поскольку всегда может быть соотнесено с распространением волн в резонаторах. При этом понятия и выводы теории относительности получаются лишь на основе предположений об однородности и изотропности пространства внутри резонатора и отсутствии дисперсии скорости, распространяющихся в нём волн. При таком подходе для формирования понятий и выводов теории относительности нет необходимости использовать второй постулат А.Эйнштейна. Более того этот постулат является необходимым следствием законов распространения волн в резонаторах, а эксперименты по проверке этого постулата фактически являются экспериментами по обнаружению дополнительного 4-го измерения.

В представленной работе авторы излагают основные законы кинематики тел в теории относительности, сопровождая это изложение иллюстрациями движения тел и распространения света в евклидовом пространстве событий с косоугольными системами координат, естественность введения которых, как отмечалось выше, следует из рассмотрения распространения волн в резонаторах. При этом изложение основных законов кинематики ведётся исходя не из

преобразований Лоренца, как это обычно делается, а исходя из мысленных опытов по распространению световых импульсов, в которых последовательно проводится учёт рассинхронизации пространственно разделённых событий при наблюдении их из различных инерциальных систем отсчёта.

Из такого способа изложения видно, что кинематические эффекты теории относительности могут быть рассмотрены с точки зрения метода лазерной локации движущихся объектов. Моменты времени прихода отражённых от этих объектов сигналов на приёмник лазерного локатора содержат информацию об особенностях этих кинематических эффектов, что позволяет проанализировать возможности прямой экспериментальной проверки этих эффектов указанным методом [20, 21].

## **2. Основные понятия и соотношения, формула рассинхронизации событий**

В данном параграфе мы обсудим сначала особенности распространения света в простейшем мысленном эксперименте по распространению света вдоль движущегося жёсткого стержня, которые возникают при использовании постулатов теории относительности. Эти особенности хорошо известны и их обсуждение связано с тем, что на базе схемы этого простейшего эксперимента далее будут построены схемы опытов, позволяющие проанализировать возможности прямой экспериментальной проверки формул, описывающих кинематику тел в теории относительности, с помощью лазерной локации систем движущихся тел.

К постулатам теории относительности относятся постулат о равноправии инерциальных систем отсчёта, и постулат о постоянстве скорости света. Как отмечалось во введении, довольно большое число учёных подвергают сомнению эти постулаты, в особенности второй постулат. Во-первых, потому, что безусловно достоверных прямых экспериментов по проверке этого постулата, по-видимому, до сих пор нет [3]. И, во-вторых, по мнению авторов данной работы, понять второй постулат в рамках трёхмерной геометрии пространства так же невозможно, как, например, невозможно из шести спичек сложить на плоскости четыре треугольника так, чтобы спички не пересекались, или начертить двугульник. Для этого необходимо выйти из плоскости в трёхмерное пространство. Аналогично и второй постулат можно понять, лишь рассмотрев распространение волн, описывающих частицы материи, в пространстве с дополнительными измерениями.

Наглядной моделью такого пространства, позволяющей понять второй постулат теории относительности, является обычный плоскопараллельный резонатор с бесконечными зеркалами, в котором возбуждены движущиеся друг относительно друга моды [18]. Множество точек, образованное бесконечным числом отражений точек пространства внутри резонатора в его зеркалах представляет собой пространство событий. В отличие от псевдоевклидова пространства Минковского данное пространство событий является евклидовым [18, 19]. В этом пространстве движущиеся друг относительно друга моды изображаются плоскими волнами, волновые вектора которых повернуты друг относительно друга. На рис.1,а схематично изображены фазовые поверхности и нормали к ним двух волн, точнее их сечение плоскостью, совпадающей с плоскостью, в которой лежат волновые вектора этих волн. Одну из волн (с горизонтальной нормалью) условимся относить к покоящейся моде, а другую, повернутую на угол  $\beta$  – к движущейся моде.

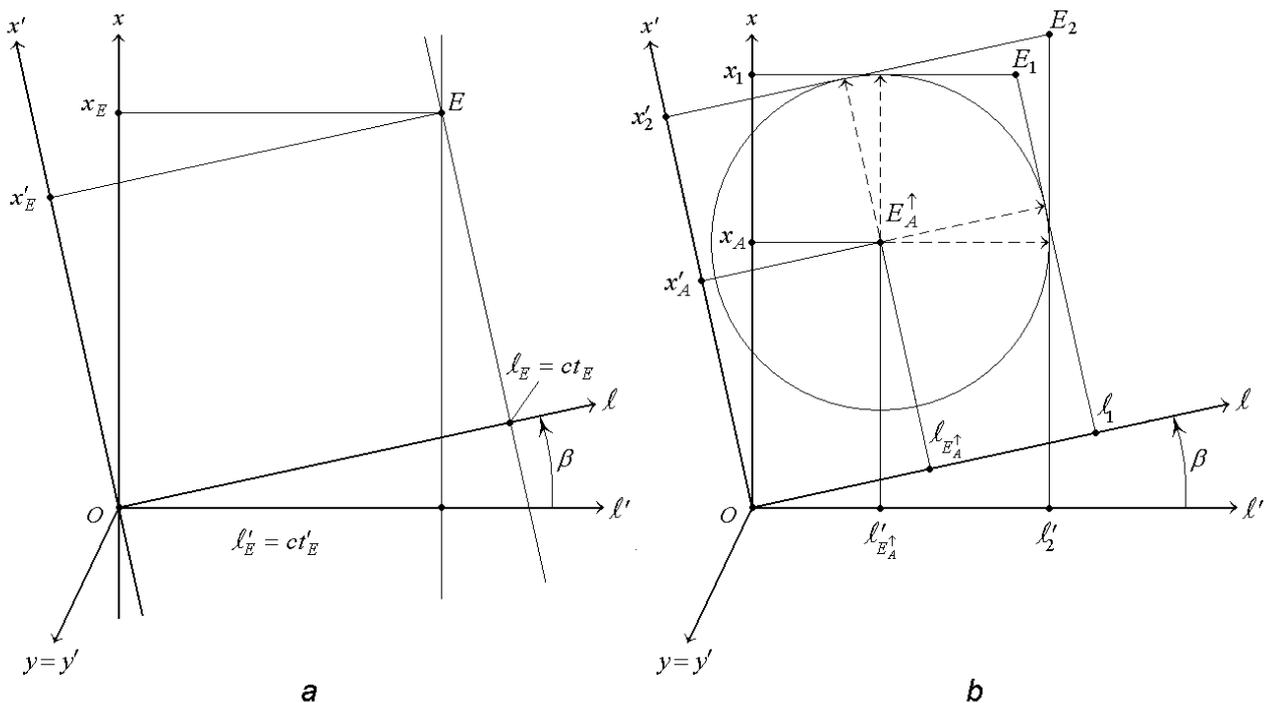


Рис.1.

Величина угла  $\beta$  удовлетворяет соотношению  $\sin \beta = v/c$ , где  $v$  - скорость относительного движения мод;  $c$  - скорость распространения волн в резонаторе, которую будем полагать в данной работе равной скорости света в

вакууме. Пересечение двух фазовых поверхностей этих волн в указанном сечении выбрано за начало отсчёта  $O$ .

Как показано в [18, 19] исходя из времен жизни движущейся и покоящейся мод, можно ввести временную координату любой точки пространства событий, как с точки зрения наблюдателя, связанного с покоящейся модой, так и с точки зрения наблюдателя, связанного с движущейся модой. Временная координата некоторой точки  $E$  пространства событий с точки зрения неподвижного наблюдателя определяется длиной пути  $l_E = ct_E$ , который проходит между точками  $O$  и  $E$  волна, отвечающая движущейся моде. И, наоборот, временная координата этой же точки с точки зрения движущегося наблюдателя определяется длиной пути  $l'_E = ct'_E$ , который проходит между точками  $O$  и  $E$  волна, отвечающая неподвижной моде. Пространственные координаты точки  $E$  с точки зрения неподвижного (движущегося) наблюдателя определяются при этом как ортогональные проекции этой точки на плоскость волнового фронта волны, отвечающей неподвижной (движущейся) моде.

Это приводит к тому, что с движущимися друг относительно друга модами связываются косоугольные системы координат. С неподвижной модой связывается система отсчёта  $Ox\ell$ , а с движущейся модой – система  $Ox'\ell'$ . С учётом координаты  $y = y'$ , перпендикулярной плоскости, в которой лежат волновые вектора волн, с указанными модами связываются, соответственно, системы  $Oy\ell$  и  $Ox'y'\ell'$ . Им отвечают инерциальные системы отсчёта  $Oy$  и  $Ox'y'$ , которая движется относительно системы  $Oy$  с постоянной скоростью  $v \parallel Ox$ .

Отметим, что введённые указанным образом косоугольные системы координат существенно отличаются от косоугольных систем координат, введённых на основе теоремы о сохранении полного импульса при столкновении и распаде частиц Д.-Э. Либшером [22] для описания кинематики тел в специальной теории относительности.

В [18] показано также, что свет представляет собой моду резонатора с нулевым значением продольного индекса и длина волны волн, образующих эту моду, равна бесконечности. Иными словами комptonовское волновое число равно нулю. Поэтому распространение импульса света, излучённого в некоторый момент времени из некоторой точки 3-мерного пространства, должно изображаться в пространстве событий 4-мерными сферами. Радиус каждой такой сферы пропорционален промежутку времени, прошедшему с момента

излучения света. Коэффициентом пропорциональности является скорость света. Для упомянутого выше резонатора это будет 3-мерная сфера.

Обозначим событие, состоящее в излучении импульса света из точки  $A$  с координатами  $(x_A, y_A)$  в момент времени  $\ell_A = ct_A$  как  $E_A^\uparrow$ . Если эта точка лежит в плоскости, в которой лежат волновые вектора волн, отвечающих неподвижной и подвижной модам, то  $y_A = 0$ , и распространение света в этой плоскости из точки  $(x_A, 0)$  к моменту времени  $\ell = ct$  изобразится в пространстве событий окружностью с радиусом  $\ell - \ell_A = c(t - t_A)$ , рис.1,*b*. Видно, что распространение света на одинаковые расстояния в обеих системах отсчёта соответствуют двум разным событиям:  $E_1$  в системе  $Oxy$  и  $E_2$  в системе  $Ox'\ell'$ . При этом временной промежуток между событиями  $E_A^\uparrow$ ,  $E_1$  равный  $\ell - \ell_A = c(t - t_A)$  и  $E_A^\uparrow$ ,  $E_2$  равный  $\ell' - \ell'_A = c(t' - t'_A)$  также одинаков, то есть скорость света в обеих системах одинакова. Таким образом, изображение в пространстве событий распространения света с помощью сфер, обоснованное в [18], даёт ключ к пониманию и обоснованию второго постулата теории относительности.

Как отмечалось в начале данного раздела, мысленный опыт по распространению импульса света вдоль движущегося стержня является опытом, на основе которого можно сформировать ряд схем мысленных опытов, позволяющих теоретически получить все основные эффекты теории относительности и поставить вопрос о возможности проверки этих эффектов с помощью реализации этих опытов. Рассмотрим этот опыт более подробно, рис.2. Система координат  $Oxy$  - неподвижна. Система координат  $Ox'y'$  - связана с жёстким стержнем, который движется со скоростью  $\mathbf{v} \parallel OX$ . Длина стержня –  $L_0$ . Точки, соответствующие левому и правому концам стержня, обозначим, соответственно, как  $A$  и  $B$ . Рассмотрим положения стержня в два момента времени:  $t_1$ , рис.2,*a*, и более поздний момент времени  $t_2$ , рис.2,*b*.

Пусть в момент времени  $t = t_1$  из точки  $A$  излучается импульса света в направлении точки  $B$ . Проекцию точки  $A$  (левого конца стержня) на ось  $Ox$  неподвижной системы координат  $Oxy$  в момент времени  $t_1$  обозначим как  $x_A(t_1)$ .

В момент  $t = t_2$  импульс света достигает точки  $B$  стержня (правого конца стержня). К этому моменту времени правый конец стержня (точка  $B$ ) перемещается на расстояние  $v(t_2 - t_1)$ . Его проекцию на ось  $Ox$  системы координат  $Oxy$  обозначим как  $x_B(t_2)$ . Так как за промежуток времени  $t_2 - t_1$  свет проходит расстояние  $c(t_2 - t_1)$ , то получаем, что

$$x_B(t_2) - x_A(t_1) = c(t_2 - t_1) = v(t_2 - t_1) + l,$$

то есть промежуток времени, за который свет доходит от левого конца движущегося стержня до правого

$$t_{AB} = t_2 - t_1 = \frac{L}{c - v}, \quad (1)$$

где  $L$  - длина стержня в системе  $Oxy$ , относительно которой предполагается, что она может отличаться от  $L_0$ ;  $v = |\mathbf{v}|$ . Если свет распространяется из правого конца стержня (из точки  $B$ ) в сторону левого конца, то

$$t_{BA} = t_2 - t_1 = \frac{L}{c + v}. \quad (1a)$$

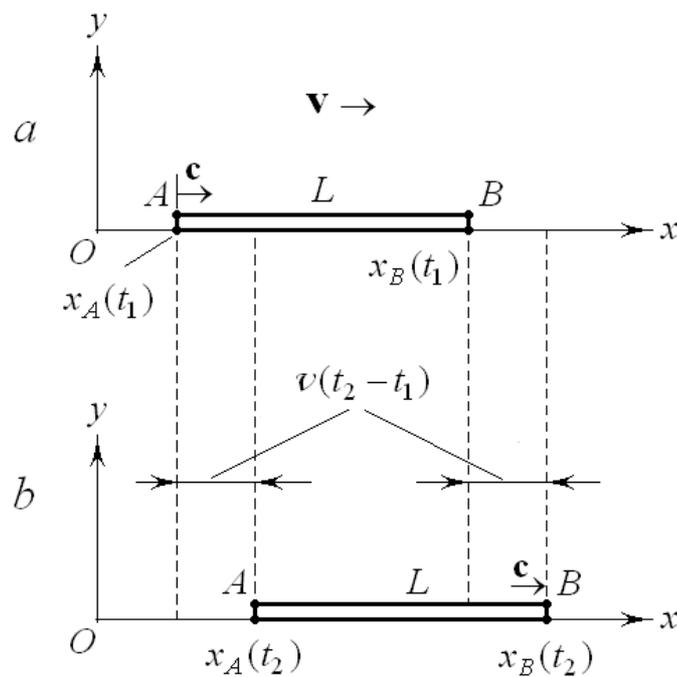


Рис.2.

В пространстве событий описанный процесс распространения светового импульса от одного конца стержня к другому как в системе координат, относительно которой стержень покоится, так и в системе координат, относительно которой он движется, представлен на рис.3. Движение стержня изображено двумя прямыми линиями, одна из которых (нижняя) описывает движение левого конца стержня (точки  $A$ ), а другая (верхняя) описывает движение правого конца стержня (точки  $B$ ). Заметим при этом, что длина

стержня в системе координат  $O'x'y'l'$   $L_0 = x'_B - x'_A$ . В системе координат  $Oxyl$  длина стержня  $L = x_B(l_1) - x_A(l_1) = x_B(l_2) - x_A(l_2)$ , причём  $L = L_0 \cos\beta = L_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$ .

Из рисунка видно, что пока свет в системе координат связанной со стержнем идёт от точки  $A(B)$  к точке  $B(A)$  параллельно оси  $Ox'$  волна, отвечающая неподвижной моде, проходит параллельно оси  $Ol'$  путь, начало которого отмечено координатой  $l'_1 = ct'_1$ , а конец – координатой  $l'_2 = ct'_2$ . Восстанавливая к оси  $Ol'$  в точке  $l'_2$  перпендикуляр до его пересечения с линией движения точки  $B(A)$  стержня, находим её положение в тот момент времени, когда до неё дошёл импульс света. В результате получаем, что в системе координат, относительно которой стержень движется, пока свет идёт от точки  $A(B)$  к точке  $B(A)$  параллельно оси  $Ox$  (от точки с координатой  $x_A(l_1)$  ( $x_B(l_1)$ ) до точки с координатой  $x_B(l_2)$  ( $x_A(l_2)$ )) волна, отвечающая движущейся моде, проходит параллельно оси  $Ol$  путь, начало и конец которого отмечены точками с координатами  $l_1 = ct_1$  и  $l_2 = ct_2$ .

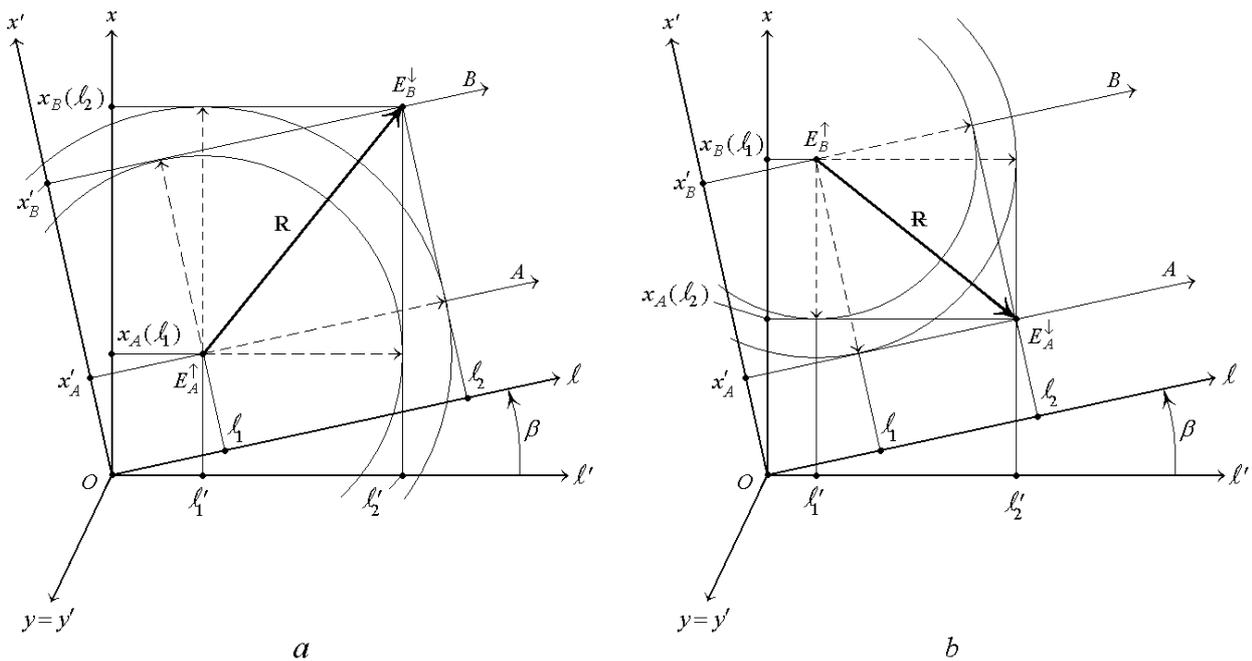


Рис.3.

Из рис.3,а видно, что в случае, когда свет распространяется от левого конца стержня к правому, то есть когда направление его распространения совпадает с направлением движения стержня в системе координат  $Oxyl$

получаем, что  $l_2 - l_1 = c(t_2 - t_1) = ct_{AB} = \frac{L_0}{\cos\beta} + L_0 \operatorname{tg}\beta = L_0 \cos\beta \frac{1 + \sin\beta}{1 - \sin^2\beta} = \frac{L}{1 - \sin\beta} = \frac{L}{1 - v/c}$

, что совпадает с формулой (1). В случае, когда свет распространяется от правого конца стержня к левому, то есть когда направление его распространения противоположно направлению движения стержня, рис.3,б получаем, что

$l_2 - l_1 = c(t_2 - t_1) = ct_{BA} = \frac{L_0}{\cos\beta} - L_0 \operatorname{tg}\beta = L_0 \cos\beta \frac{1 - \sin\beta}{1 - \sin^2\beta} = \frac{L}{1 + \sin\beta} = \frac{L}{1 + v/c}$ , что совпадает

с формулой (1,а).

Из рис.3 видно, что изображение распространения света с помощью сфер можно заменить изображением с помощью векторов  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{R}'$ , первый из которых направлен из точки  $E_A^\uparrow$  в точку  $E_B^\downarrow$  по направлению биссектрисы угла  $xO\ell$  (или угла  $x'O\ell'$ ), а второй – из точки  $E_B^\uparrow$  в точку  $E_A^\downarrow$  перпендикулярно биссектрисам этих углов.

Таким образом, в пространстве событий в плоскости волновых векторов волн, отвечающих неподвижной и движущейся модам, распространение света по направлению движения движущейся системы отсчёта можно изобразить вектором, направленным по биссектрисе угла между осями этой системы, а против направления движущейся системы – вектором, направленным перпендикулярно биссектрисе этого угла.

В системе  $O'x'y'\ell'$  импульс света, излучённый из точки  $A$ , приходит в точку  $B$  за время  $t'_{AB} = L_0/c$ , а импульс света, излучённый из точки  $B$ , приходит в точку  $A$  за время  $t'_{BA} = L_0/c$ , которое равно  $t'_{AB}$ . Так как  $t'_{AB} = t'_{BA}$ , то  $\Delta t'_{\uparrow\downarrow} = t'_{AB} - t'_{BA} = 0$ . В неподвижной же (лабораторной) системе отсчёта  $Oxy\ell$  разность времен распространения света в разных направлениях

$$\Delta t_{\uparrow\downarrow} = t_{AB} - t_{BA} = L \left( \frac{1}{c-v} - \frac{1}{c+v} \right) = \frac{2L \cdot v}{c^2 - v^2} = 2 \frac{L}{c} \frac{v/c}{1 - v^2/c^2} \neq 0. \quad (2)$$

Если обозначить момент излучения импульса света из точки  $A(B)$  в

системе  $O'x'y'$  как  $t_A^\uparrow$  ( $t_B^\uparrow$ ) и в системе  $Oxy$  как  $t_A^\uparrow$  ( $t_B^\uparrow$ ), а момент его прихода в

точку  $B(A)$  в системе  $O'x'y'$  как  $t_B^\downarrow$  ( $t_A^\downarrow$ ) и в системе  $Oxy$  как  $t_B^\downarrow$  ( $t_A^\downarrow$ ), то

импульсы света, а  $t_B^\downarrow - t_A^\uparrow - (t_A^\downarrow - t_B^\uparrow) = \Delta t_{\uparrow\downarrow} \neq 0$ . Отсюда видно, что если в системе  $O'x'y'$

импульсы света из точек  $A$  и  $B$  излучаются одновременно ( $t_A^\uparrow = t_B^\uparrow$ ), то их

приход, соответственно, в точки  $B$  и  $A$  также одновременен ( $t_B^\downarrow = t_A^\downarrow$ ). Это

утверждение проиллюстрировано в пространстве событий с помощью рис.4.

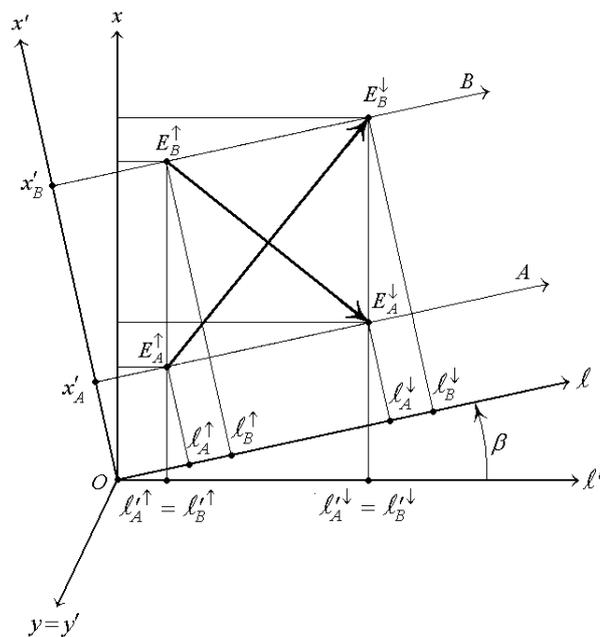


Рис.4.

В системе же  $Oxy$  если импульсы света из точек  $A$  и  $B$  излучаются одновременно ( $t_A^\uparrow = t_B^\uparrow$ ), то их приход, соответственно, в точки  $B$  и  $A$  уже не являются одновременным так как  $t_B^\downarrow - t_A^\downarrow = \Delta t_{\uparrow\downarrow} \neq 0$ . И, наоборот, если импульсы света в точки  $B$  и  $A$  приходят одновременно ( $t_B^\downarrow = t_A^\downarrow$ ), то их излучение из точек  $A$  и  $B$  является неодновременным ( $t_B^\uparrow - t_A^\uparrow = \Delta t_{\uparrow\downarrow} \neq 0$ ). Эти утверждения

проиллюстрированы в пространстве событий с помощью рис.5. Имеем

$$c\Delta t_{\uparrow\downarrow} = \Delta l_{\uparrow\downarrow} = l_B^{\downarrow} - l_A^{\uparrow} - (l_A^{\downarrow} - l_B^{\uparrow}) = 2L_0 \operatorname{tg}\beta = 2L \frac{v/c}{1 - v^2/c^2}, \text{ что совпадает с формулой (2).}$$

Покажем, что определение пространственно-временных отношений между событиями в различных инерциальных системах отсчёта по распространению световых сигналов обладает общностью и относится к любым событиям, а не только к событиям, связанным с излучением и приёмом световых сигналов. Для этого рассмотрим известную процедуру [23] установления одновременности событий в различных точках пространства, с помощью событий, заключающихся в излучении из этих точек пространства световых импульсов.

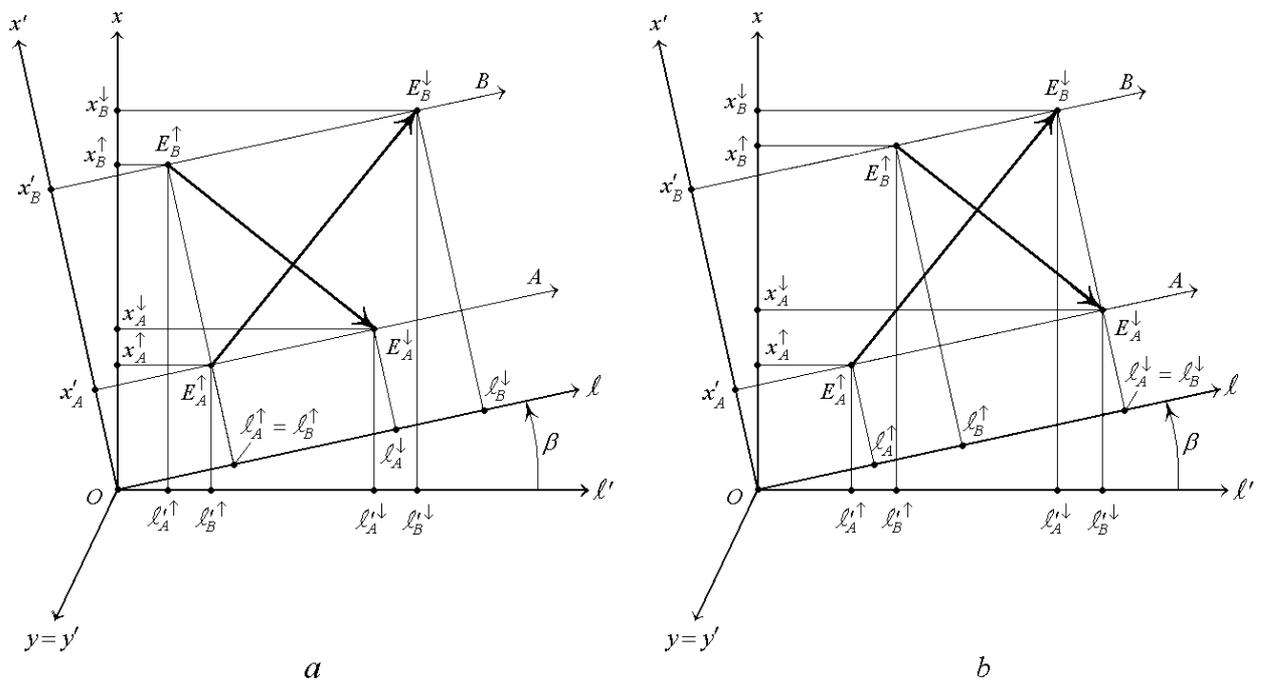


Рис.5.

Пусть на концах стержня  $A$  и  $B$  закреплены излучатели, которые посылают импульсы света в моменты наступления в точках  $A$  и  $B$  событий  $E_A$  и  $E_B$ , одновременность которых мы хотим определить. Рассмотрим сначала распространение световых импульсов в системе координат, в которой стержень с излучателями неподвижен, рис.6.

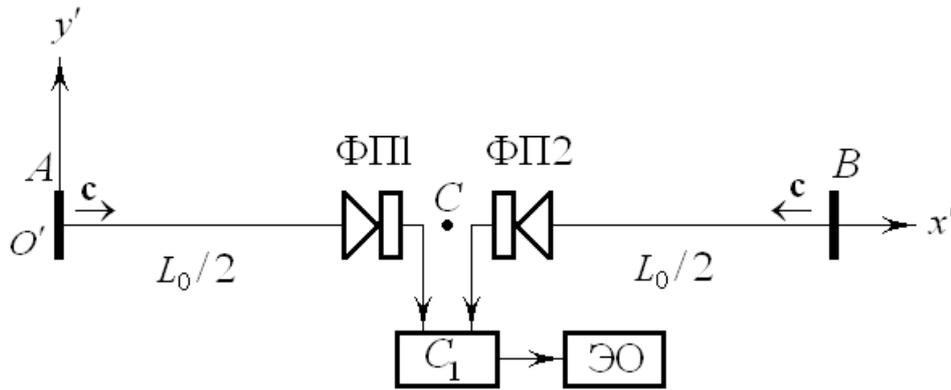


Рис.6.

В точке  $C$  (малая окрестность точки  $C$ ) находятся принимающие фотоприёмники ФП1 и ФП2. Расстояния  $AC=BC=L_0/2$ . В точках  $A$  и  $B$  излучаются импульсы света в сторону точки  $C$  и попадают на фотоприёмники ФП1 и ФП2. Выходы ФП1 и ФП2 подсоединены к двум входам схемы совпадений  $C_1$ , выход которой подключён к электронному осциллографу.

Схема совпадений  $C_1$  выдает сигнал при одновременном приходе световых импульсов на фотоприёмники ФП1, ФП2, что свидетельствует об одновременности излучения импульсов света в точках  $A$  и  $B$  (события  $E_A^\uparrow$  и  $E_B^\uparrow$ ), произошедшего до момента прихода указанных импульсов в точку  $C$ , причём моменты времени, в которые излучаются импульсов в  $A$  и  $B$  опережают момент времени прихода импульсов в точку  $C$  на промежуток времени  $L_0/2c$ .

На рис.7,*a* описанные процессы показаны в евклидовом пространстве событий. Мы видим, что если событие  $E_A$  одновременно с событием  $E_A^\uparrow$ , а событие  $E_B$  - с событием  $E_B^\uparrow$ , то одновременный приход световых импульсов из точек  $A$  и  $B$  в точку  $C$  позволяет говорить и об одновременности событий  $E_A$  и  $E_B$  в системе отсчёта  $O'x'y'$ .

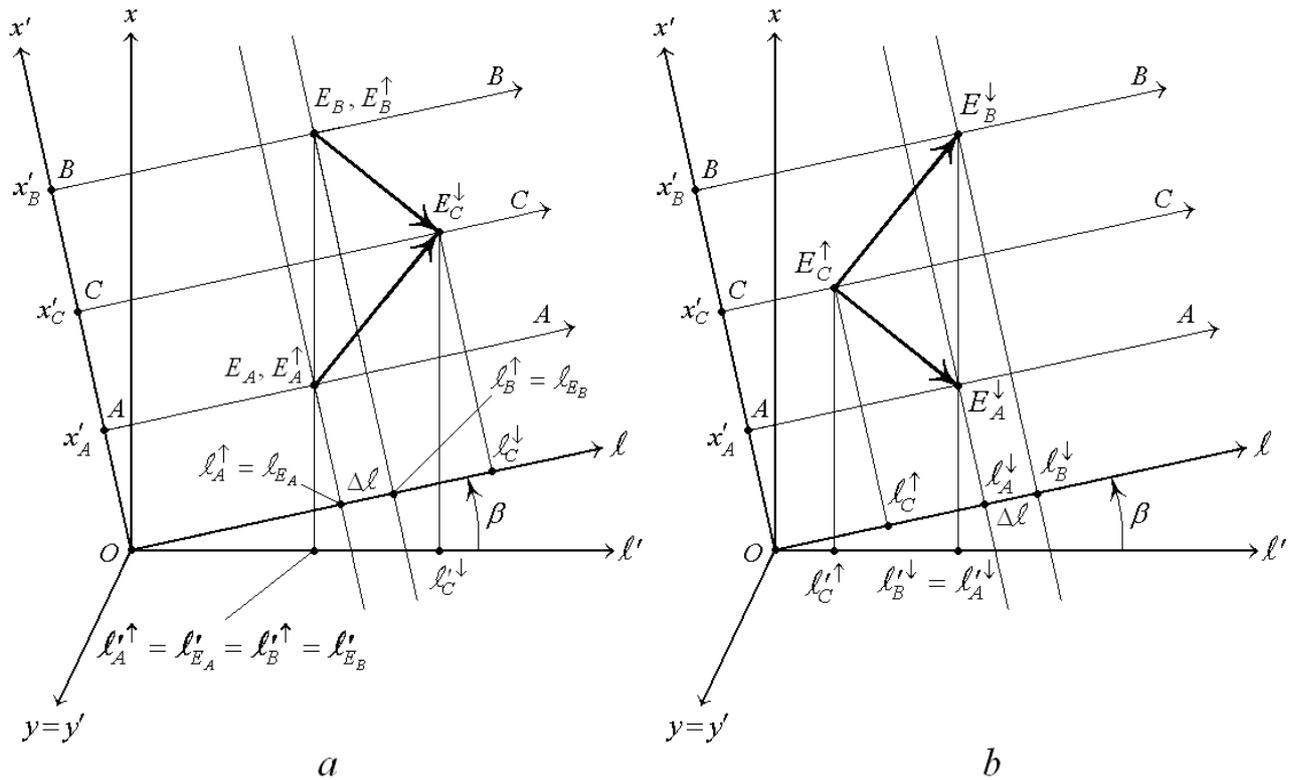


Рис.7.

Таким образом, в системе отсчёта  $O'x'y'$  устанавливается одновременность событий в точках  $A$  и  $B$  с помощью излучения из этих точек световых импульсов и приёма их в точке  $C$ , в которой расположен наблюдатель, неподвижный в системе  $O'x'y'$ . Установление одновременности событий в точках  $A$  и  $B$  эквивалентно установлению синхронизации часов в  $A$  и  $B$ .

Установленная одновременность событий  $E_A$  и  $E_B$  имеет место только для системы отсчёта, в которой стержень с излучателями покоится. Для наблюдателя, расположенного в системе отсчёта  $Oxy$ , относительно которой стержень движется с постоянной скоростью, события  $E_A$  и  $E_B$  не являются одновременными (см. также формулу (2) для разности промежутков времени  $\Delta t_{\uparrow\downarrow}$ ). Говоря другими словами, происходит рассинхронизация событий в этих точках. Действительно, из рис.7,а видно, что если два события одновременны в движущейся системе отсчёта  $O'x'y'$ , то есть две точки в пространстве событий  $E_A$  и  $E_B$  имеют одинаковое значение координаты  $l' = l'_{E_A} = l'_{E_B} = ct'_{E_A} = ct'_{E_B}$  в системе  $Ox'y'l'$ , то в системе  $Oxy$  эти точки имеют разные значения координаты  $l$ :  $l_{E_A} \neq l_{E_B}$ . Дело в том, что при распространении до точек  $E_A$  и  $E_B$  волны, отвечающей движущейся моде, под углом  $\beta$  к волне, отвечающей покоящейся моде, возникает разность хода  $\Delta l = l_{E_B} - l_{E_A}$ . И эта разность хода в

точности равна величине рассинхронизации световых событий умноженной на скорость света.

Это означает, что с точки зрения наблюдателя в движущейся системе координат  $Oy$  события  $E_A$  и  $E_B$  не являются одновременными, то есть  $t_{E_A} \neq t_{E_B}$ . Разности хода  $\Delta\ell = \ell_{E_B} - \ell_{E_A}$  отвечает промежуток времени между этими событиями  $\Delta t = \Delta\ell / c$ . Итак, два пространственно разделённых события одновременных в некоторой системе отсчёта становятся неодновременными при наблюдении их из другой системы отсчёта, движущейся относительно первой с некоторой постоянной скоростью. А.Эйнштейн назвал это относительностью одновременности [23].

Определим количественно рассинхронизацию событий одновременных в точках  $A$  и  $B$  стержня, при наблюдении их из движущейся системы координат. Для этого представим следующий мысленный опыт. Пусть из точки  $C$ , расположенной точно посередине стержня, излучается импульс света со сферическим волновым фронтом, рис.7,*b*. Тогда события, состоящие в том, что свет пришёл в точки  $A$  и  $B$  в системе координат  $O'x'y'$  будут одновременны, так как при наблюдении из этой системы свет приходит в точки  $A$  и  $B$  через одинаковые промежутки времени  $L_0/2c$  после излучения импульса света из точки  $C$ . Это значит, что промежуток времени между этими событиями  $\Delta t' = t'_B - t'_A = 0$ . При наблюдении же из системы отсчёта  $Oy$  моменты времени, в которые свет приходит в точки  $A$  и  $B$ , отличаются друг от друга, рис.7,*b*.

Определим промежуток времени между этими моментами. Для движущегося стержня время, затрачиваемое светом на путь от точки  $C$  до точек  $B$  и  $A$ , определяется формулами (1) и (1a) в которых надо только  $L$  заменить на  $L/2$ . Отсюда для искомой величины рассинхронизации событий в точках  $A$  и  $B$  в системе отсчёта  $Oy$  получаем формулу:

$$\Delta t = \frac{Lv}{c^2 - v^2} = \frac{L}{c} \frac{v/c}{1 - v^2/c^2}. \quad (3)$$

Эта же формула следует из чертежей на рис.7:  $\Delta\ell = c\Delta t = L_0 \operatorname{tg} \beta = \frac{L}{\cos \beta} \frac{\sin \beta}{\cos \beta}$ .

Учитывая, что  $\sin \beta = v/c$ , получаем формулу (3).

Пусть теперь жёсткая прямоугольная платформа, ориентированная так, как показано на рис.8,*a*, движется вдоль оси  $Ox$  неподвижной системы отсчёта  $Oy$  со скоростью  $\mathbf{V}$ . С платформой свяжем систему координат  $O'x'y'$ . Пусть в

точках  $A$  и  $D$ , лежащих на диагонали платформы происходят события  $E_A$  и  $E_D$ , одновременные с точки зрения наблюдателя в системе координат  $O'x'y'$ .

На рис.8,*b* эти события имеют одинаковые координаты  $l'_{E_A} = l'_{E_D}$ . В системе  $Oy$ , как видно из рисунка, эти события не являются одновременными. Величина рассинхронизации  $\Delta t = (l_{E_D} - l_{E_A})/c = (L_{\overline{AB}}/\cos\beta)\text{tg}\beta$ , где  $L_{\overline{AB}}$  - длина стороны платформы параллельной вектору скорости  $\mathbf{V}$  в системе координат  $Oy$ . Но  $L_{\overline{AB}} = L_{\overline{AD}} \cos\alpha$ , где  $\alpha$  - угол между вектором  $\overline{AD}$  и вектором скорости  $\mathbf{V}$ . Окончательно получаем

$$\Delta t = \frac{L_{\overline{AD}} \cos\alpha}{c} \frac{v/c}{1 - v^2/c^2}. \quad (3a)$$

Из формулы (3a) видно, что рассинхронизация при наблюдении событий из системы отсчёта  $Oy$  возникает только для тех событий, которые происходят в точках прямых параллельных вектору скорости  $\mathbf{V}$ . Для событий, происходящих в точках прямых, перпендикулярных вектору скорости  $\mathbf{V}$ , например, в точках прямой  $AF$  (или  $BD$ ), принадлежащей плоскости платформы  $ABDF$ , разность моментов времени остаётся равной нулю.

Это означает, что для точек этой прямой, а также любой другой прямой, параллельной оси  $O'y'$ , события одновременные в системе координат  $O'x'y'$ , являются также одновременными и в системе координат  $Oy$ . На рис.8,*b* мы видим, что волновой фронт волны, отвечающей движущейся моде, сначала одновременно пересекает точки  $E_A$  и  $E_F$ , а затем – точки  $E_B$  и  $E_D$ .

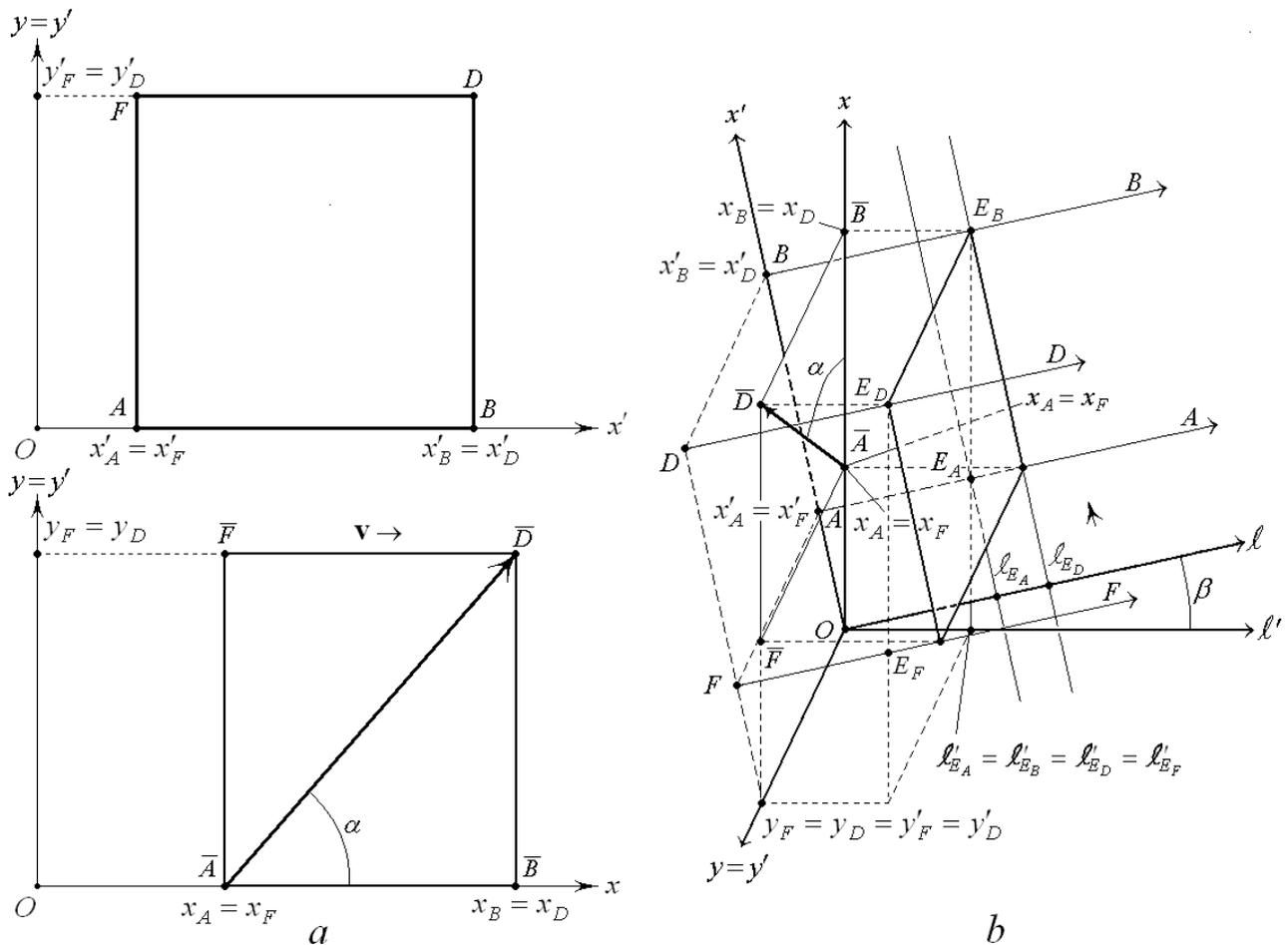


Рис.8.

Если стержень движется со скоростью, перпендикулярной оси стержня ( $\alpha = \pi/2$ ), то в этом случае импульсы света, испущенные из точки  $C$  стержня, придут в точки  $A$  и  $B$  (концы стержня) одновременно, как в системе  $O'x'y'$ , так и в системе  $Oxy$ . Это также видно из рис.8, *b*. Действительно, например, прямая  $AF$  движется параллельно самой себе, то есть её скорость перпендикулярна самой прямой. При этом  $\ell_{EA} = \ell_{EF}$  и, следовательно, все события на прямой  $AF$ , одновременные в системе  $O'x'y'$ , будут одновременны и в системе  $Oxy$ .

Формула величины рассинхронизации событий, как будет видно из дальнейшего, позволяет просто и наглядно получать формулы кинематики тел в специальной теории относительности. Эти формулы также легко получаются и при использовании евклидова пространства событий с косоугольными системами координат, что будет продемонстрировано в следующих разделах настоящей работы, в которых будут проанализированы также возможности экспериментальной проверки этих формул методом лазерной локации.

### 3. Вывод формул сокращения размеров тел и замедления времени, и анализ возможности их проверки методом лазерной локации

Рассмотренный выше мысленный эксперимент по распространению импульса света вдоль движущегося стержня является исходным. Используя результаты анализа этого эксперимента можно сформировать схему эксперимента (опыта), позволяющего, во-первых, теоретически получить основные кинематические эффекты теории относительности и, во-вторых, поставить вопрос о возможности проверки этих эффектов с помощью реализации этого эксперимента.

В качестве основы такого эксперимента предлагается использовать лазерную локацию движущихся объектов [21]. Схема эксперимента показана на рис.9. В неподвижной системе отсчёта  $Ox$  в точке  $x=0$  расположен лазерный локатор 1, содержащий импульсный лазерный излучатель и фотоприёмник. Пробный, экспериментальный наблюдаемый объект представляет собой стержень 2, движущийся со скоростью  $V$  вдоль оси  $Ox$  ( $\mathbf{v} \parallel Ox$ ). Лазерный излучатель осуществляет облучение импульсом(ами) света движущийся стержень АВ (вдогонку). На конце стержня  $A$  расположено полупрозрачное зеркало 3 с коэффициентом отражения  $R_3$  и пропусканием  $T_3$ , а на конце стержня  $B$  - практически глухое зеркало 4 с коэффициентом отражения  $R_4 \cong 1$ . Отражённые импульсы света от этих зеркал приходят на вход фотоприёмника лазерного локатора с периодом  $T = t_{AB} + t_{BA} + (t_{AB} + t_{BA})v/c$ , где  $t_{AB}$  и  $t_{BA}$  определяются в соответствии с формулами (1) и (1а), соответственно. В результате имеем

$$T = 2L/(c - v) \quad (4)$$

или  $L = (c - v)T/2$ .

Импульсный лазерный излучатель лазерного локатора 1, если он работает в импульсно-периодическом режиме, должен излучать последовательность коротких импульсов, длительность которых существенно меньше  $T$ , а период следования  $\mathcal{T}$  больше времени, за которое импульс соответствующий  $n$  – ому отражению от зеркала 4 становится пренебрежимо малым по сравнению с импульсом, отражённым от зеркала 3. Нетрудно показать, что это имеет место, когда период следования  $\mathcal{T} > nT$ , где  $n$  определяется из неравенства  $T_3^2 R_3^{n-2} R_4^n \ll 1$ .

Поскольку, как следует из формулы (4)  $L = (c - v)T/2$ , то осуществляя приём импульсов, отражённых от зеркал, закреплённых на движущемся стержне

можно в принципе получить информацию о характере изменений в метрике движущегося стержня, обусловленных теорией относительности. Однако используемая в данном методе взаимосвязь величин  $\mathcal{T}$  и  $L$  не позволяет выявить связь этих величин с аналогичными величинами в системе отсчёта относительно которой стержень покоится, то есть с  $\mathcal{T}'$  и  $L_0$  и сравнить теорию с экспериментом.

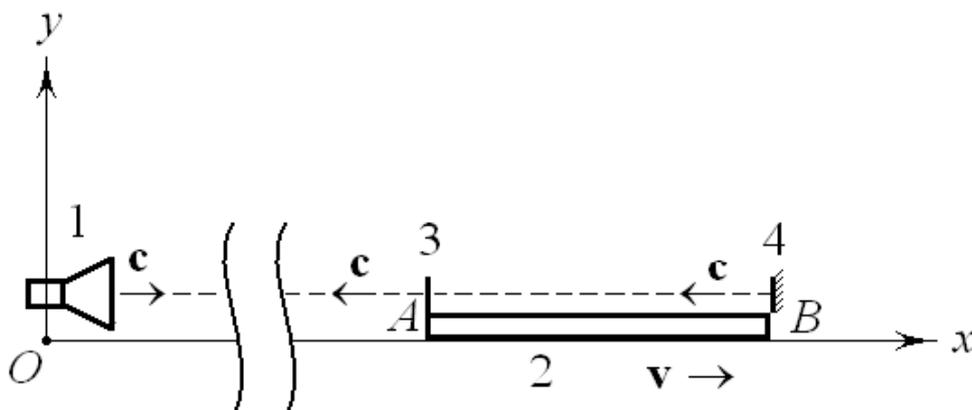


Рис.9.

Для того чтобы это сделать следует так модифицировать описанный метод, чтобы в нём мог осуществляться дополнительный второй эксперимент, в котором исключено действие одного из факторов, например, фактор изменения длины стержня АВ. Этого можно добиться, располагая второй стержень с такой же длиной, что и стержень АВ, перпендикулярно направлению вектора скорости  $\mathbf{v}$ .

Как будет показано ниже, в этом положении изменения длины стержня 2 не происходит, и можно получить информацию о связи периода  $\mathcal{T}$  с периодом  $\mathcal{T}'$ , а затем и информацию о связи  $L$  и  $L_0$ . Схема эксперимента, который позволяет реализовать такой метод, показана на рис.10.

В неподвижной системе отсчёта  $Oxy$  в точке  $x = -x_r$  расположен лазерный локатор 1 с оптической приёмо-передающей антенной 2. Вдоль оси  $Ox$  в положительном направлении движется платформа 3 с постоянной скоростью  $\mathbf{v}$ . В точках  $O'$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  платформы установлены и жёстко закреплены зеркала 4, 5, 6, 7 и 8. Зеркало 4, расположенное в точке  $O'$ , являющейся началом системы отсчёта  $O'x'y'$ , является светоделительным

зеркалом. Оно разделяет лазерное излучение, приходящее от лазерного локатора 1, на два световых потока, распространяющихся, соответственно, по оси  $O'x'$  и в перпендикулярном направлении. При этом отрезки  $O'A = O'D = l_0$ ,  $O'B = O'C = L_0$ ,  $AB = DC = L_0 - l_0$ , угол  $BAC = 90^\circ$ . Зеркала 5 и 7 являются полупрозрачными с коэффициентами отражения  $R_5, R_8$  и пропускающими  $T_5, T_8$ , соответственно. Зеркала 6 и 8 являются практически глухими с коэффициентами отражения  $R_6 \cong 1$  и  $R_8 \cong 1$ .

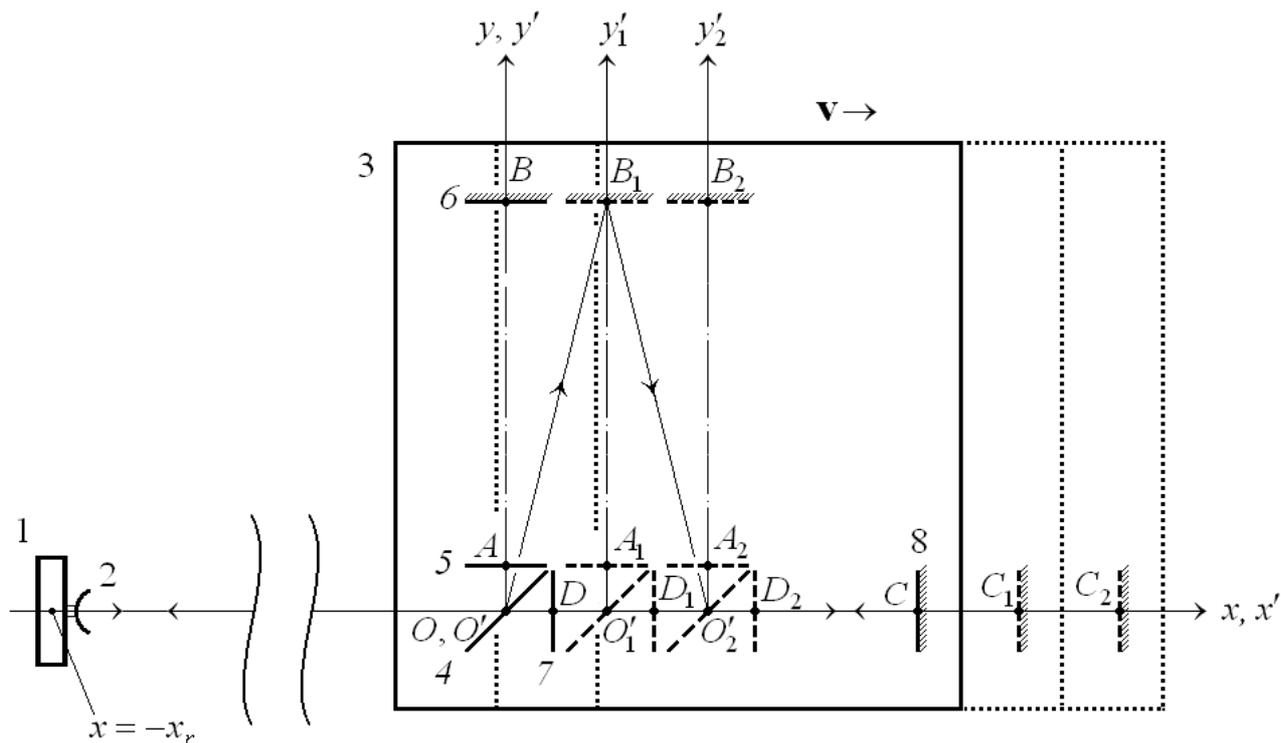


Рис.10.

Условия на длительность каждого отдельного импульса, излучаемого лазерным излучателем лазерного локатора 1 такое же, как и раньше, а условие на период их следования  $\mathcal{T} > nT$ , где  $n$  теперь определяется из неравенства  $T_5^2 R_5^{n-2} R_6^n \ll 1$  или  $T_8^2 R_8^{n-2} R_7^n \ll 1$ .

Таким образом, излученный оптической антенной 2 лазерный импульс достигает платформы 3, отражается от зеркал 5, 6, 7 и 8, возвращается назад к оптической антенне 2 и регистрируется аппаратурой лазерного локатора 1. По измерениям моментов прихода лазерных импульсов, отраженных от указанных зеркал, как будет показано ниже, можно судить о наличии эффектов, предсказанных теорией относительности. По существу это схема

интерферометра Майкельсона. Только источник света связан здесь с системой отсчёта  $Oy$  и ведётся наблюдение импульсов света, возвратившихся к источнику.

Рассмотрим соотношение моментов отражения импульсного лазерного излучения от зеркал 5, 6, 7, 8. Выберем начало системы координат  $O$  так, чтобы в момент  $t_0$  прихода лазерного импульса от приёмо-передающей оптической антенны 2 на светоделительное зеркало 4 оно совпадало с  $O'$ , и примем этот момент времени за начало отсчета времени как в системе  $Oy$ , так и в системе  $O'x'y'$ .

Рассмотрим с точки зрения наблюдателя, движущегося вместе с платформой 3 момент времени  $t_B^{\downarrow}$  прихода лазерного импульса, отражённого от полупрозрачного зеркала 4, на зеркало 6 (точка  $B$ ) и, соответственно, момент прихода этого импульса  $t_0^{\downarrow}$  обратно в точку  $O'$ . Момент времени  $t_0^{\downarrow}$  отстоит от момента  $t_0$  на величину  $\tau'_L = L_0/c$ . Соответственно  $t_B^{\downarrow} = t_0 + \tau'_L$ , а  $t_0^{\downarrow} = t_0 + 2\tau'_L$ .

С точки зрения неподвижного наблюдателя момент времени  $t_B^{\downarrow} = t_0 + \tau_L$  прихода лазерного импульса на зеркало 6, занимающего к этому моменту положение  $B_1$ , поскольку платформа 3 движется со скоростью  $v$  относительно системы отсчёта  $Oy$  и за время  $\tau_L = t_B^{\downarrow} - t_0$  пройдет расстояние  $BB_1 = v\tau_L$ . Из треугольника  $OB_1$  имеем:

$$OB = L_0 = c\tau'_L; \quad BB_1 = v\tau_L,$$

$$OB_1 = c\tau_L = \left( (c\tau'_L)^2 + (v\tau_L)^2 \right)^{1/2}.$$

Отсюда следует известное соотношение для замедления времени в системе координат  $O'x'y'$ , движущейся относительно системы координат  $Oy$ :

$$\tau_L = \frac{\tau'_L}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (5)$$

Через промежуток времени  $2\tau_L$  после момента времени  $t_0$  с точки зрения неподвижного наблюдателя отражённый от зеркала 6 импульс придет в точку  $O_2$ :  $t_{O_2}^{\downarrow} = t_0 + 2\tau_L$ . Соответственно, в начало координат системы отсчёта  $Oy$  данный импульс придёт в момент времени

$$t_O^{\downarrow(L)} = t_0 + 2\tau_L + 2v\tau_L/c = t_0 + 2\frac{L_0}{c} \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}. \quad (6)$$

Малая добавка  $2v\tau_L/c$  образуется за счёт перемещения платформы на расстояние  $2v\tau_L$  за время обратного прохода импульса, отраженного от зеркала 4, занимающего в момент отражения положение  $O_2$ , обратно в точку  $O$ .

Рассуждая аналогичным образом можно показать, что при отражении импульса света от зеркала 5 он вернётся в точку  $O$  в момент времени

$$t_O^{\downarrow(l)} = t_0 + 2\frac{l_0}{c} \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}. \quad (7)$$

Таким образом, при приёме импульсов, возвратившихся на приёмо-передающую антенну, задержка во времени импульса, прошедшего плечо  $O'B$  относительно импульса, отражённого от зеркала 5

$$T = t_O^{\downarrow(L)} - t_O^{\downarrow(l)} = 2\frac{L_0 - l_0}{c} \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}. \quad (8)$$

Нетрудно показать, что при последующих проходах импульса света между зеркалами 5 и 6 на приёмо-передающую антенну будет поступать серия затухающих импульсов с периодом равным  $T$ . Так как в системе  $O'x'y'$  период следования импульсов  $T' = 2(L_0 - l_0)/c$ , то формула (8) принимает вид

$$T = T' \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}. \quad (8a)$$

По существу это есть релятивистская формула эффекта Доплера для периода излучения в случае, когда источник и наблюдатель удаляются друг от друга со скоростью  $\mathcal{V}$  по прямой линии, соединяющей источник излучения и наблюдателя [14]. Изменение знака  $\mathcal{V}$ , как известно, соответствует случаю, когда источник и наблюдатель приближаются друг к другу. То, что формула (8a) совпадает с релятивистской формулой эффекта Доплера, как будет показано ниже, не является случайным совпадением.

Найдём далее момент времени прихода на приёмо-передающую оптическую антенну лазерного импульса, отражённого от зеркал 7 и 8. С точки зрения наблюдателя, движущегося вместе с платформой, момент времени прихода импульса в точку  $C$  на зеркале 8  $t'_{C\leftarrow} = t_0 + \tau'_L$  совпадает с моментом времени  $t'_B = t_0 + \tau'_L$  прихода лазерного импульса в точку  $B$  на зеркале 6. Момент

времени обратного прихода светового импульса в точку  $O'$  определяется как  $t'_{O\leftarrow} = t_0 + 2\tau'_L = t_0 + 2L_0/c$ .

С точки зрения неподвижного наблюдателя в системе  $Oy$  момент времени обратного прихода сигнала в точку  $O$  после отражения от зеркала 8 с учётом формулы (4) определяется, как

$$t_{O\leftarrow}^{(L)} = t_0 + 2L/(c-v), \quad (9)$$

а после отражения от зеркала 7 – как

$$t_{O\leftarrow}^{(l)} = t_0 + 2l/(c-v). \quad (9a)$$

Для нахождения  $L$  поступим следующим образом. Заметим, что момент времени  $t_{C\leftarrow}$  прихода лазерного импульса на зеркало 8 отличается от момента времени  $t_B^\downarrow = t_0 + \tau_L$  прихода лазерного импульса на зеркало 6 на величину рассинхронизации  $\Delta t$  событий в точках  $B$  и  $C$  платформы. Эти события одновременные с точки зрения наблюдателя жёстко связанного с платформой и находящиеся на расстоянии  $OC = L_0$  по направлению движения платформы, при наблюдении этих событий из системы координат  $Oy$  становятся неодновременными. При этом

$$t_{C\leftarrow} = t_B^\downarrow + \Delta t = t_0 + \tau_L + \Delta t,$$

где величина рассинхронизации событий  $\Delta t$  вычисляется по формуле (3). Используя эту формулу и формулу (5) для  $\tau_L$ , получаем, что

$$t_{C\leftarrow} = t_0 + \tau_L + L \frac{v}{c^2 - v^2}. \quad \text{Одновременно} \quad \text{имеем} \quad \text{соотношение}$$

$c(t_{C\leftarrow} - t_0) = L + v(t_{C\leftarrow} - t_0)$ , которое определяет длину пути, пройденного лазерным импульсом от точки  $O$  до точки  $C$  с учетом движения платформы со скоростью  $v$ .

Из последних двух уравнений получаем неизвестную априори величину  $L$  - расстояние между точкой  $O'$  светоделительного зеркала 4 и точкой  $C$  зеркала 8 с точки зрения неподвижного наблюдателя в системе координат  $Oy$ .

Исключая величину  $t_{C\leftarrow} - t_0$  и используя формулу (5) для  $\tau_L$ , получаем, что

$$L = \tau_L \left( \frac{1}{c-v} - \frac{v}{c^2 - v^2} \right) = L_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad (10)$$

что соответствует известной формуле сокращения длины движущегося объекта

в теории относительности [14]. Соответственно, момент времени обратного прихода сигнала в точку  $O$  после отражения от зеркала 8

$$t_{O\leftarrow}^{(L)} = t_0 + 2 \frac{L_0}{c} \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}, \quad (11)$$

что совпадает с формулой (6) для  $t_O^{\downarrow(L)}$ .

Аналогично момент времени обратного прихода сигнала в точку  $O$  после отражения от зеркала 7  $t_{O\leftarrow}^{(l)} = t_0 + 2 \frac{l_0}{c} \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}$ , что совпадает с формулой (7) для  $t_O^{\downarrow(l)}$ . Следовательно, при приёме импульсов, возвратившихся на приёмо-передающую антенну, задержка во времени импульса, прошедшего плечо  $O'C$  относительно импульса, отражённого от зеркала 7, такая же, как и задержка во времени импульса, прошедшего плечо  $O'B$  относительно импульса, отражённого от зеркала 5. Она определяется формулой (8).

Соответственно при последующих проходах импульса света между зеркалами 7 и 8 на приёмо-передающую антенну будет поступать серия затухающих импульсов с таким же периодом  $\mathcal{T}$ , что и при проходах импульса света между зеркалами 5 и 6. Проиллюстрируем сказанное в евклидовом пространстве событий, рис.11.

На этом рисунке прямые линии  $O\ell$ ,  $y_A A$ ,  $y_B B$ ,  $x'_C C$  и  $x'_D D$  изображают движение точек  $O'$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  зеркал 4, 5, 6, 8, 7, соответственно. Точка “0” показывает момент времени прихода импульсов света, отражённых от зеркал 5 и 8. Из рисунка понятно, что эти моменты совпадают друг с другом. Точки “1”, “2”, “3”, ... – моменты времени прихода импульсов света после 1-го, 2-го, 3-го и т.д. проходов между зеркалами 5, 6 или 7, 8. Из рисунка опять же видно, что моменты прихода после проходов между зеркалами 5 и 6 совпадают с моментами приходов импульсов после проходов между зеркалами 7 и 8. Расстояния между точками “0” - “1”, “1” - “2”, “2” - “3” и т.д. равны  $c\mathcal{T}$ .

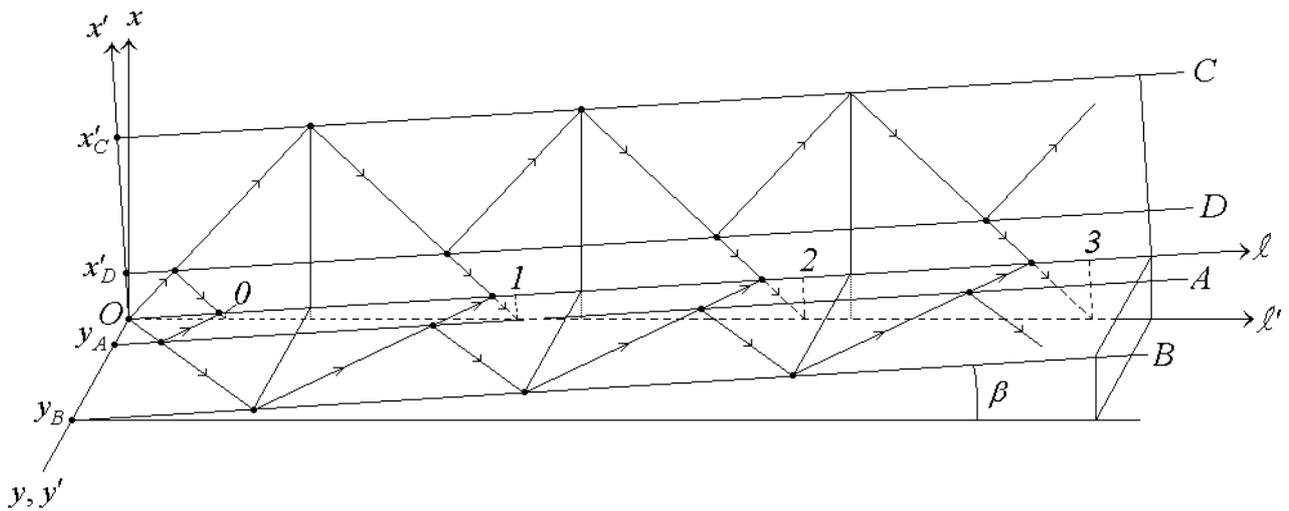


Рис.11.

Это хорошо видно из рис.13, на котором более крупным планом изображена плоскость  $Ox'l$ . Действительно, треугольники  $FGE$  и  $FGH$  равны, следовательно  $EF = FH$ . Из построения следует, что  $OE = 2L_0$ . Тогда  $OH = OF + FH = 2L_0 / \cos \beta + 2L_0 \tan \beta$ . Учитывая, что  $OH = ct_{O \leftarrow}$ , а  $\sin \beta = v/c$ , получаем формулу (11), если вспомнить, что  $t_0 = 0$ . Далее понятно, что для периода  $T$  получится формула (8а).

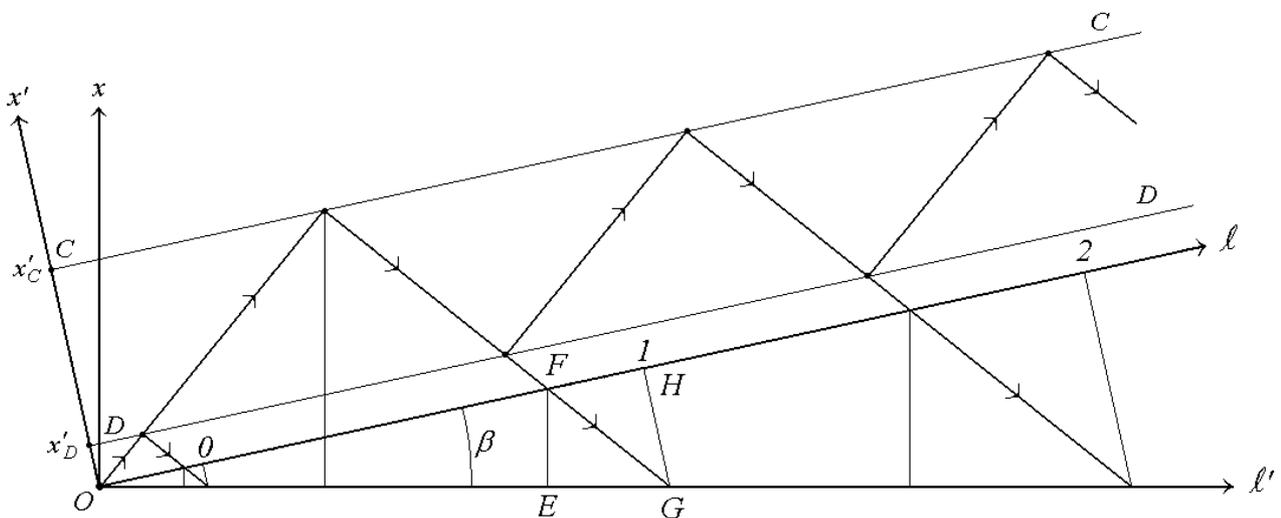


Рис.12.

Как отмечалось выше формула (8а) представляет собой релятивистскую формулу эффекта Доплера для периода излучения в случае, когда источник и наблюдатель удаляются друг от друга со скоростью  $V$  по прямой линии,

соединяющей источник излучения и наблюдателя. В самом деле, пусть зеркала 7 и 8 образуют резонатор, в котором возбуждена мода с числом полуволин  $q$  вдоль оси  $O'x'$ , то есть  $x'_C - x'_D = q\lambda_0/2$ . Некоторые фотоны моды покидают резонатор и регистрируется наблюдателем. Пусть наблюдатель расположен в точке с координатами  $x=0, y=0$ . Наблюдателю с такими координатами в пространстве событий на рис.13 соответствует линия  $Ol'$ . Движению же точек  $D$  и  $C$  зеркал 7 и 8 соответствуют прямые  $DD$  и  $CC$ .

Для простоты рассуждений поместим начало отсчёта пространственных координат  $x$  и  $x'$  в точку, соответствующую середине зеркала 7, рис.13. Точка  $E_v$  означает событие, заключающееся в приходе излучения к наблюдателю. Пусть в момент времени  $t=0$  из точки  $D$  зеркала 7 в положительном направлении осей  $Ox$  и  $O'x'$  выходит световая волна. Её распространение описывается линией  $OE$ . После отражения от зеркала 8 распространение волны до наблюдателя описывается линией  $EE_v$ .

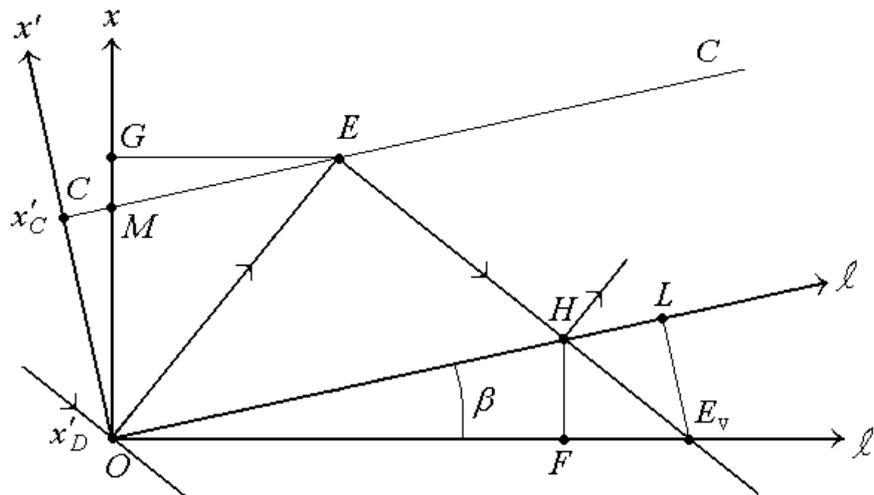


Рис.13.

Из рисунка понятно, что на отрезке  $OF$ , принадлежащем оси  $O'l'$ , должно уложиться  $q$  периодов  $\tau_0$  колебаний поля, что соответствует наблюдению выходящего из резонатора излучения в системе координат  $O'x'y'l'$ . В системе  $Oxyl$  на отрезке  $OG$  должно уложиться также целое число полуволин, но уже с другой длиной волны  $\lambda$ , а на отрезке  $OL$  - целое число периодов, но уже с другой величиной периода  $\tau$ , то есть  $OL = q\tau$ . В силу того, что

треугольники  $FHE_v$  и  $HLE_v$  равны  $OL = q\tau = \frac{q\tau_0}{\cos\beta} + q\tau_0 \operatorname{tg}\beta$ . Так как  $\sin\beta = v/c$ , то получаем, что период световой волны в системе координат наблюдателя  $Oxy$  при удалении источника и наблюдателя друг от друга  $\tau = \tau_0 \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}$ , что совпадает с формулой (8а) для периода  $\mathcal{T}$ . Такое же соотношение получается и между длинами волн источника и наблюдателя:  $\lambda = \lambda_0 \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}$ . Для доказательства достаточно учесть равенство треугольников  $OCM$  и  $EMG$ .

Период  $\mathcal{T}$  в принципе является измеримой величиной, которую можно сравнить с теоретическим значением, поскольку в формулу (8) для  $\mathcal{T}$  входят известные величины  $L_0, l_0, \mathcal{V}, c$ . Измерение указанного периода в принципе равноценно прямому измерению замедления хода времени, а также сокращения длин движущихся объектов, что тем самым позволяет осуществить прямую экспериментальную проверку выводов теории относительности А.Эйнштейна.

Действительно, по измерению периода  $\mathcal{T}$  между лазерными импульсами, приходящими на приёмо-передающую антенну, после многократного прохождения промежутка между зеркалами 5, 6 и 7, 8 можно с учётом формулы (4) рассчитать длину  $L-l$  отрезка  $OC$  в движущейся со скоростью  $\mathcal{V}$  системе координат:

$$L-l = \mathcal{T}(c-v)/2$$

и сравнить её с вычисленной длиной по формуле  $L-l = (L_0-l_0)\sqrt{1-v^2/c^2}$ . С другой стороны, представляя  $\mathcal{T}$  в виде  $\mathcal{T} = 2\tau(1+v/c)$ , где  $\tau = \tau_L - \tau_l = \tau'/\sqrt{1-v^2/c^2}$ ;  $\tau' = \tau'_L - \tau'_l = (L_0-l_0)/c$  можно по измеренному значению  $\mathcal{T}$  вычислить  $\tau$  по формуле  $\tau = \frac{1}{2}\mathcal{T}/(1+v/c)$  и сравнить полученное значение с теоретическим значением  $\tau = \tau'/\sqrt{1-v^2/c^2}$ .

#### 4. Экспериментальные возможности

Оценим сначала, с какой точностью надо измерять период следования импульсов, чтобы, выполнив сравнения измеренных значений  $L-l$  и  $\tau$  с теоретическими значениями, заметить нарушение законов теории относительности. Для этого рассмотрим, например, каким был бы этот период в предположении, что расстояние между зеркалами 7, 8 при наблюдении из системы  $Oy$  остаётся таким же, как и при наблюдении из системы  $O'x'y'$ .

Используя формулу (4), в которой полагаем  $L-l=L_0-l_0$ , получаем, что период следования импульсов, выходящих из горизонтального плеча,  $T_{\leftrightarrow} = 2(L_0 - l_0)/(c - v)$  будет отличаться от периода  $T$  последовательности импульсов, выходящих из вертикального плеча:

$$T_{\leftrightarrow} = \frac{T'}{1 - v/c} = \frac{T}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Таким образом, в измеряемом в локационном эксперименте периоде соотношение  $T = T_{\leftrightarrow} \sqrt{1 - v^2/c^2}$  непосредственно отражается факт укорочения длины тел, движущихся со скоростью  $v$ . Разность периодов

$$\Delta T = T_{\leftrightarrow} - T = T' \left( \frac{1}{1 - v/c} - \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \right) \cong \frac{L_0 - l_0}{c} \frac{v^2}{c^2}.$$

Отметим, что это известная формула для разности времён прохождения лучами света разных плеч интерферометра Майкельсона с длиной плеча  $L_0 - l_0$  [24]. Если  $L_0 - l_0 = 10$  м,  $v = 10$  км/с, то  $\Delta T \approx 4 \cdot 10^{-17}$  с. Это весьма жёсткое требование к точности измерения времени.

В связи с этим заметим, что ввиду многократности отражений импульс, вышедший из горизонтального плеча, после  $n$ -го отражения будет сдвинут по времени относительно соответствующего импульса, вышедшего из вертикального плеча, на величину  $n\Delta T$ .

Если этот сдвиг будет равен или кратен половине периода колебаний электромагнитного поля в световых импульсах, то импульсы из вертикального и горизонтального плеч будут гасить друг друга. Поэтому в случае отклонения от законов теории относительности должна наблюдаться модуляция амплитуды огибающей последовательности импульсов, пришедших на приёмо-передающую антенну из обоих плеч интерферометра. Число колебаний амплитуды огибающей  $N = 2nc\Delta T / \lambda_0$ , что соответствует числу полос, на которое сдвигается интерференционная картина при наличии некоторого угла между направлениями плеч интерферометра.

Пусть энергия импульса, приходящего от лазерного локатора,  $E$ , и пусть  $R_5 = R_6 = R_7 = R_8 = R$ ,  $T_5 = T_7 = T = 1 - R$ . После  $n$ -го прохода между зеркалами (5) – (6) ((7) – (8)) к локатору будет возвращаться импульс с энергией  $E_n = (1/4)ET_5^2 R_5^{n-1} R_6^n = (1/4)ET^2 R^{2n-1}$  ( $E_n = (1/4)ET_7^2 R_7^{n-1} R_8^n = (1/4)ET^2 R^{2n-1}$ ). Если энергия до приёмного устройства доставляется без потерь, то с учетом того, что суммарная энергия импульсов, приходящих из обоих плеч, составляет  $2E_n$ , число проходов

$$n = \frac{1}{2} \ln \left( 2 \frac{E_n R}{E T^2} \right) / \ln R \approx \frac{1}{2T} \ln \left( \frac{T^2 E}{2 E_n} \right).$$

Приближённая запись возможна в силу того, что  $R$  близко к единице.

Таким образом, число колебаний амплитуды огибающей импульсов

$$N = \frac{c}{\lambda_0} \ln \left( 2 \frac{E_n R}{E T^2} \right) \frac{\Delta T}{\ln R} \approx \frac{c}{\lambda_0} \frac{1}{T} \ln \left( \frac{T^2 E}{2 E_n} \right) \Delta T.$$

Используя эту формулу, можно по измерению энергии импульса, падающего на интерферометр, энергии импульса вышедшего из интерферометра после  $n$ -го прохода и числу колебаний амплитуды огибающей рассчитать  $\Delta T$ , как

$$\Delta T = N \frac{\lambda_0}{c} T / \ln \left( \frac{T^2 E}{2 E_n} \right).$$

Найдём, сколько проходов могут сделать импульсы света, чтобы их можно было зарегистрировать современными средствами регистрации. Если чувствительность, выраженная через энергию фотона, составляет  $m \square \omega$ , то для регистрации импульса после  $n$ -го прохода необходимо выполнение условия  $2E_n \geq m \square \omega$  или  $ET^2 R^{2n-1} \geq 2m \square \omega$ . Это условие будет выполнено, если максимальное число проходов

$$n_{\max} \approx \frac{1}{2T} \ln \left( \frac{ET^2}{2m \square \omega} \right).$$

Таким образом, число колебаний амплитуды огибающей импульсов за время, соответствующее максимальному числу проходов,

$$t_{\max} = n_{\max} T = \frac{L_0 - l_0}{c} \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \frac{1}{\ln R} \ln \left( 2 \frac{m \square \omega R}{E T^2} \right) \approx \frac{L_0 - l_0}{cT} \ln \left( \frac{ET^2}{2m \square \omega} \right)$$

составит

$$N = \frac{c}{\lambda_0} \ln \left( 2 \frac{m \square \omega R}{E T^2} \right) \frac{\Delta T}{\ln R} \approx \frac{c}{\lambda_0} \frac{1}{T} \ln \left( \frac{T^2 E}{2 m \square \omega} \right) \Delta T.$$

В последних двух выражениях учтено, что  $v/c < \ll 1$ . Отсюда получаем, что

$$\Delta T = N \frac{\lambda_0}{c} T / \ln \left( \frac{T^2}{2} \frac{E}{m \square \omega} \right).$$

Если  $L_0 - l_0 = 10$  м,  $v = 10$  км/с,  $R = 0,999$ ,  $T = 10^{-3}$ ,  $m = 5000$ , то для импульсов света с энергией  $E = 1$  Дж, длиной волны  $\lambda_0 = 1$  мкм  $N \approx 220$  за время  $t_{\max} = 680$  мкс. Для скорости  $v = 30$  км/с за то же время получаем  $N \approx 2000$ . Отметим, что чувствительность, соответствующую приведённому значению  $m$ , в области длин волн 1 мкм имеет, например, фотодиод ЛФД-2 [25].

Рассмотрим вопрос о чувствительности метода. Чтобы колебания амплитуды огибающей можно было надёжно обнаружить их полупериод не должен превышать  $t_{\max}$ , то есть должно выполняться неравенство  $N \geq 0,5$ . Отсюда находим, что измерение  $\Delta T$  при указанных значениях  $\lambda_0$ ,  $T$ ,  $E$  и  $m$  может быть произведено с точностью до  $10^{-19}$  с ( $10^{-4}$  фс) независимо от расстояния между зеркалами. При этом минимальная обнаружимая скорость

$$v_{\min} = c \sqrt{\frac{\lambda_0 / 2}{L_0 - l_0} \frac{T}{\ln(ET^2 / 2m \square \omega)}}$$

при указанных выше значениях  $\lambda_0$ ,  $T$ ,  $L_0 - l_0$ ,  $E$  и  $m$  составляет  $\approx 470$  м/с. Если использовать зеркала с  $T = 10^{-4}$ , что вполне достижимо при современных технологиях [26], то точность измерения  $\Delta T$  составит  $10^{-20}$  с, а  $v_{\min} \approx 170$  м/с.

Отметим, что чувствительность метода может быть несколько улучшена путём использования лазерного приёмного устройства с активным квантовым фильтром [27, 28], чувствительность которого практически равна квантовому пределу. Если потребовать, чтобы отношение сигнал/шум составляло величину, равную десяти, то измерение  $\Delta T$  может быть произведено с точностью  $\approx 7 \cdot 10^{-20}$  с, когда  $T = 10^{-3}$  и  $\approx 8 \cdot 10^{-21}$ , когда  $T = 10^{-4}$ .

## 5. Вывод формулы сложения скоростей, и анализ возможности её экспериментальной проверки методом лазерной локации

Интересно рассмотреть вывод релятивистской формулы сложения скоростей на основе рассинхронизации событий и проанализировать возможности её экспериментальной проверки локационным методом. Рассмотрим движущуюся платформу 1, рис.14, облучаемую вдогонку импульсами, излучаемыми лазерным локатором 2. С платформой свяжем систему координат  $O'x'y'$ . Вдоль оси координат  $O'x'$  осуществляет движение некоторый пробный объект 3, снабжённый зеркалом, отражающим импульс лазерного излучения назад к лазерному локатору 2. Скорость пробного объекта в

его собственной системе координат  $O'x'y'$ , полагаем равной  $v'_0$ . Скорость платформы 1 равна  $\mathbf{V}$  ( $\mathbf{v} \parallel \mathbf{Ox}$ ) в системе отсчёта  $Oxy$ ,  $|\mathbf{v}| = v$ .

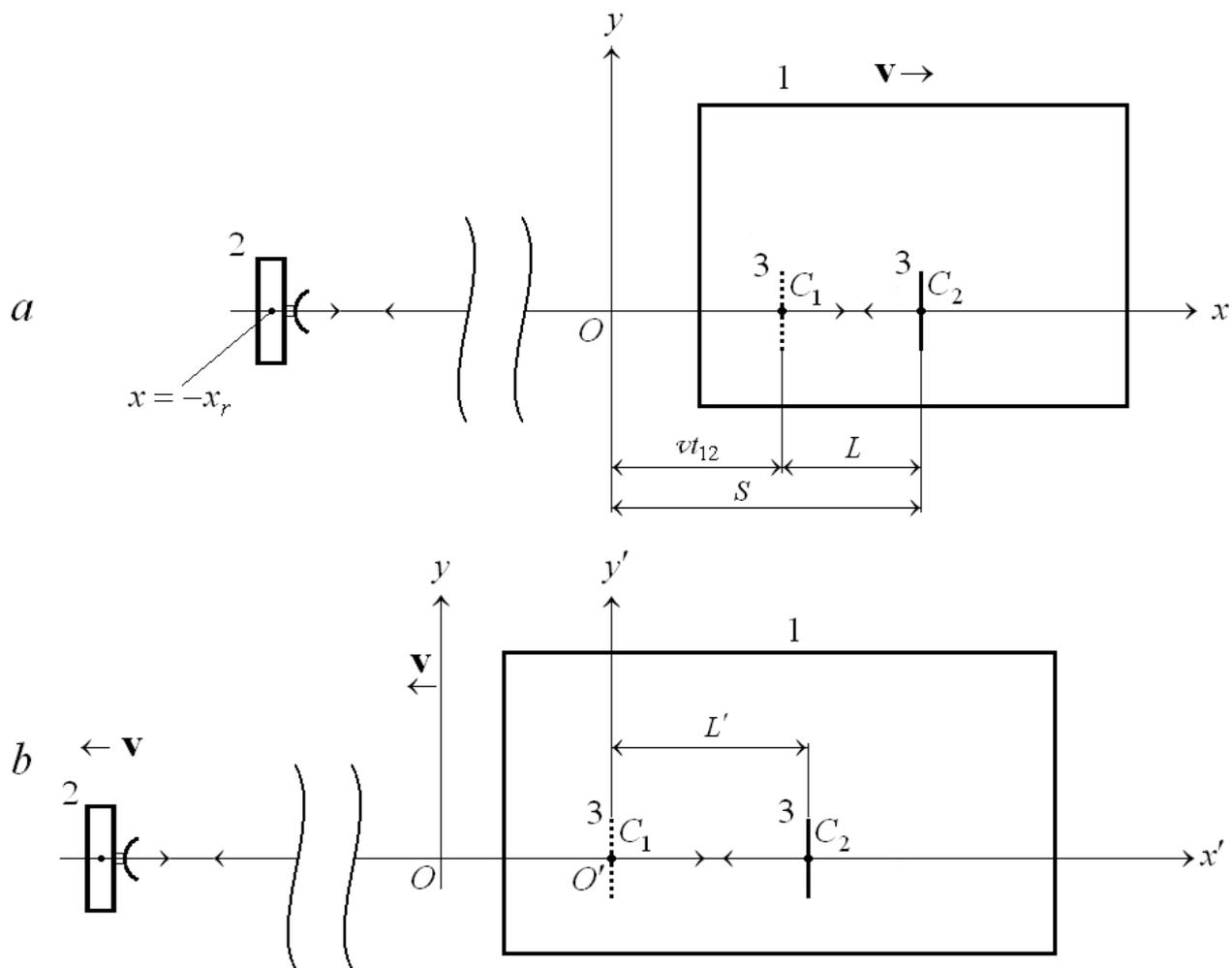


Рис.14.

Определим скорость пробного объекта с помощью лазерного локатора 2 в системе координат  $Oxy$ . Обозначим эту скорость  $v_0$ . Пусть в некоторый момент времени  $t_1$  импульс света от лазерного локатора достигает точки  $O'$ , в которой в этот момент находится середина  $C_1$  зеркала 3 пробного объекта. После отражения от зеркала 3 импульс света возвращается назад к приёмно-передающей антенне лазерного локатора 2.

Пусть в момент времени  $t_2$  пробный объект настигает второй импульс лазерного локатора и от зеркала 3 пробного объекта, середина которого в этот момент находится в точке  $C_2$ , отражается назад к приёмнику лазерного

локатора, рис.14,*a*. За время  $t_{12} = t_2 - t_1$ , отсчитываемое от момента времени  $t_1$ , пробный объект проходит в системе  $Oxy$  путь

$$S = vt_{12} + L. \quad (12)$$

Здесь  $L$  - длина «следа» пробного объекта на платформе, наблюдаемого из системы координат  $Oxy$ , то есть с точки зрения неподвижного наблюдателя. Из (12) видно, что искомая скорость пробного объекта в системе координат  $Oxy$

$$v_0 = S/t_{12} = v + L/t_{12}. \quad (13)$$

Тем временем в системе координат  $O'x'y'$  пробный объект проходит путь  $L'$ , рис.14,*b*. Величина  $L$  связана с  $L'$  известным соотношением

$$L = L' \sqrt{1 - v^2/c^2} = L'K, \quad (14)$$

где  $K = \sqrt{1 - v^2/c^2}$ . Величина  $L'$  известна наблюдателю на платформе, так как он может замерять координаты  $x'$  пробного объекта в моменты времени, когда первый и второй импульсы лазерного локатора приходят на зеркало пробного объекта. Разность этих моментов времени обозначим  $\tau'$ . Тогда скорость пробного объекта  $v'_0$  в системе координат  $O'x'y'$ , длина пути  $L'$  и время  $\tau'$  связаны друг с другом соотношением

$$\tau' = L'/v'_0. \quad (15)$$

За время  $\tau'$  пробный объект со скоростью  $v'_0$  прошёл бы такое же расстояние  $L'$  при движении и вдоль оси  $O'y'$ , то есть в направлении, перпендикулярном вектору скорости движения платформы  $\mathbf{V}$ . Поэтому время движения на расстояние  $L'$  с точки зрения неподвижного наблюдателя в системе координат  $Oxy$

$$\tau = \tau'/K. \quad (16)$$

Следовательно, как было показано выше в п. 3

$$t_{12} = \tau + \Delta t, \quad (17)$$

где  $\Delta t$  - величина рассинхронизации одновременных с точки зрения наблюдателя в системе координат  $O'x'y'$  событий в точках  $O'$  и  $C_2$ , расположенных вдоль оси  $O'x'$ , параллельной вектору скорости  $\mathbf{V}$  движения платформы, при наблюдении этих событий из системы координат  $Oxy$ . В соответствии с формулой (3) величина

$$\Delta t = \frac{Lv}{K^2 c^2}. \quad (18)$$

Подставляя (18), (16) в (17) и используя (15), (14) получаем, что

$$t_{12} = \frac{L}{v'_0 K^2} \left( 1 + \frac{v v'_0}{c^2} \right). \quad (19)$$

С учётом (19) формула (13) принимает вид

$$v_0 = \frac{v + v'_0}{1 + v v'_0 / c^2}. \quad (20)$$

Таким образом, мы получили известную формулу сложения скоростей в теории относительности, используя величины  $S$  и  $t_{12}$ , которые в принципе могут быть измерены с помощью лазерной локации. Действительно, момент времени  $t_1$  (упомянутый ранее), соответствующий приходу первого зондирующего импульса от лазерного локатора в точку  $O = O'$ , определяет расстояние в этот момент времени от лазерного локатора до точки  $O$ , а именно:

$$S_O = t_{01} c / 2,$$

где  $t_{01}$  - промежуток времени от момента  $t_0$  излучения лазерным локатором первого зондирующего импульса до прихода отражённого от зеркала пробного объекта импульса обратно на приёмо-передающую антенну. Аналогично расстояние от лазерного локатора до пробного объекта в точке  $C_2$  в момент времени, когда на него приходит второй зондирующий импульс  $S_{C_2} = t_{02} c / 2$ , где  $t_{02}$  - промежуток времени между излучением второго зондирующего импульса и его обратным приходом на приёмник лазерного локатора. Таким образом, расстояние, пройденное пробным объектом от точки  $O$  до точки  $C_2$   $S = S_{C_2} - S_O = c(t_{02} - t_{01}) / 2$ . Так как точке  $O$  соответствует момент времени  $t_1 = t_0 + t_{01} / 2$ , а точке  $C_2$  - момент времени  $t_2 = t_0 + \mathcal{T} + t_{02} / 2$ , где  $\mathcal{T}$  - промежуток времени между моментами излучения лазерным локатором первого и второго импульсов, то время движения пробного объекта  $t_{12} = \mathcal{T} + t_{02} / 2 - t_{01} / 2$ .

Таким образом, измеряя промежутки времени  $t_{01}$ ,  $t_{02}$  и  $\mathcal{T}$  мы получаем скорость пробного объекта в системе отсчёта  $Ox'y'$ , то есть относительно лазерного локатора. При этом данная величина скорости, как было показано выше, должна соответствовать величине скорости, полученной на основе релятивистской формулы сложения скоростей. Доказательство формулы (20) с использованием косоугольных систем координат евклидова пространства событий, содержится в работе [19].

## 6. Определение величины аберрации света с использованием формулы величины рассинхронизации событий

Заметим прежде всего, что если световой импульс представляет собой плоскую волну, то его волновой фронт по отношению к наблюдателю, движущемуся параллельно направлению волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  ( $\mathbf{v} \parallel \mathbf{k}_0$ ), можно рассматривать как плоскость одновременных (синхронных) событий<sup>1</sup> [18]. При движении наблюдателя в направлении, перпендикулярном волновому вектору  $\mathbf{v} \perp \mathbf{k}_0$ , с точки зрения наблюдателя происходит рассинхронизация событий в плоскости волнового фронта вдоль линии параллельной вектору  $\mathbf{v}$  (см. рис.7,b). Для движущегося наблюдателя это равносильно повороту волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  на некоторый угол  $\alpha$ , который и определяет, так называемую, абберацию света при движении наблюдателя. Рассмотренная выше формула (3) величины рассинхронизации событий, позволяет достаточно просто вычислить абберацию света.

Пусть в системе  $Ox'y'$  (рис.15,a) имеется источник световых импульсов, жестко связанный с этой системой. Будем считать, что источник представляет собой плоскую квадратную платформу со стороной квадрата существенно превышающей длину волны световых импульсов. На рисунке плоскость платформы не видна, так как она перпендикулярна плоскости  $Ox'y'$ . Видна только сторона квадрата  $AB$ .

В некоторый момент времени  $t = 0$  рассмотрим плоский волновой фронт светового импульса, совпадающий с излучающей плоскостью платформы. При этом волновой вектор  $\mathbf{k}_0$  направлен вдоль отрицательного направления оси  $Oy'$ . В системе  $Oxy$  (рис.15,b) имеет место рассинхронизация событий – точка  $B$  отстаёт по времени наступления событий от точки  $A$  на величину рассинхронизации событий  $\Delta t$ , определяемую формулой (3), в которой  $L$  – укороченная длина стороны квадрата  $AB$  в системе  $Oxy$ . При этом пока свет из точки  $A$  проходит расстояние равное  $c\Delta t$ , стержень смещается на расстояние  $v\Delta t$ . В этот момент из точки  $B$  излучается световая волна той же фазы, что и из точки  $A$  в момент времени  $t = 0$ .

---

<sup>1</sup>) Под событием здесь следует понимать изменение, например, напряжённости электрического (магнитного) поля  $\mathbf{E}$  ( $\mathbf{H}$ ) волны в рассматриваемой точке волнового фронта в некоторое число раз по сравнению с её значением в соответствующей точке волнового фронта, принятого за начало отсчёта.

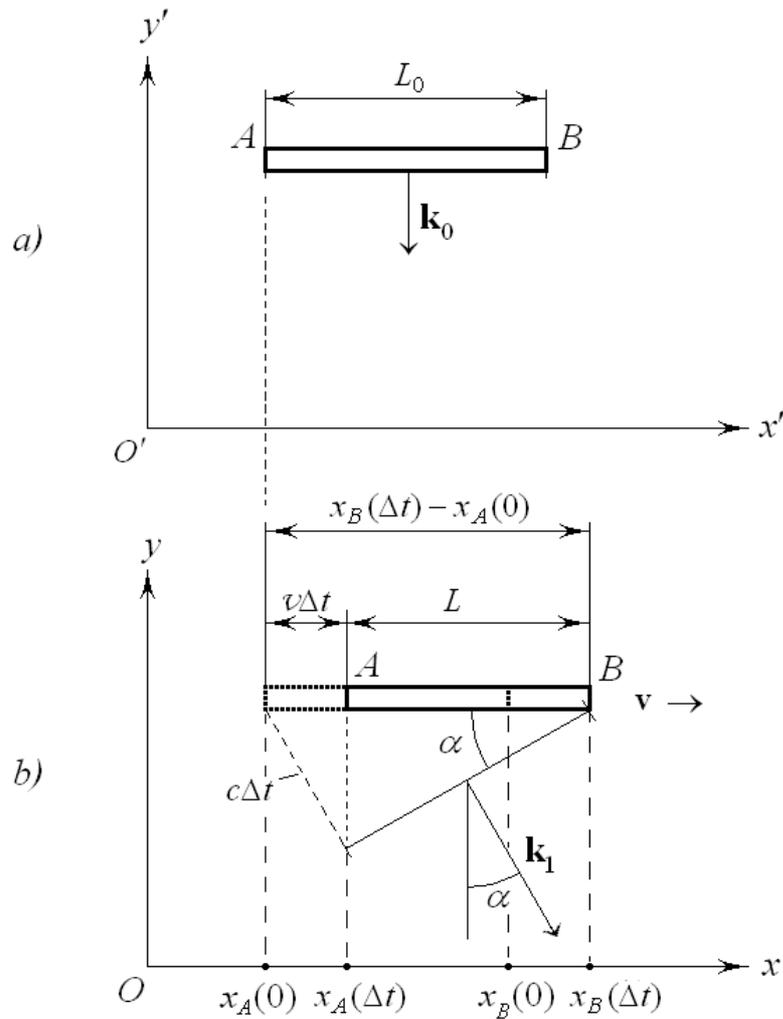


Рис.15.

Отсюда получаем, что волновой вектор в системе  $Oxy$  будет иметь новое направление  $\mathbf{k}_1$  и неподвижный наблюдатель воспримет волновой фронт повернутым на угол  $\alpha$ , определяемым из соотношения  $\sin \alpha = c\Delta t / (x_B(\Delta t) - x_A(0))$ , где  $x_A(0)$  - координата точки  $A$  (левого конца стержня) в момент времени  $t = 0$ ;  $x_B(\Delta t)$  - координата точки  $B$  (правого конца стержня) в момент времени  $\Delta t$ . Несложный расчёт показывает, что

$$x_B(\Delta t) - x_A(0) = \frac{L}{1 - v^2/c^2} = \frac{L_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (21)$$

Используя формулы (3) и (21) получаем, что  $\sin \alpha = v/c$ , или

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (22)$$

Это и есть основная формула, определяющая аберрацию света, то есть угол поворота волнового вектора при наблюдении движущегося излучателя на платформе АВ из системы  $\mathcal{O}_y$ . Волновой вектор  $\mathbf{k}_1$  отклоняется вперёд по направлению движения платформы с точки зрения неподвижного наблюдателя. При малых скоростях  $\alpha \approx v/c$  - классический вариант формулы. Соответственно при наблюдении с поверхности Земли получаем, так называемую, звёздную аберрацию. Для рис.15 Земля (наблюдатель в системе отсчёта  $\mathcal{O}_y$ ) движется со скоростью  $\mathbf{V}$  влево относительно неподвижной звезды (платформы). Волновой вектор отклоняется навстречу движению Земли.

Таким образом, использование формулы величины рассинхронизации событий позволяет достаточно просто получить величину аберрации светового пучка, обусловленную движением источника (или, соответственно, наблюдателя). Полученные результаты (формула (22)) находятся в согласии с [14] для случая  $\vartheta' = -\pi/2$ , в которой вопрос аберрации светового пучка получен на основании преобразований Лоренца. Нужно только сделать соответствующие замены переменных, а именно;  $\vartheta = \alpha - \pi/2$  и  $\vartheta' = \alpha' - \pi/2$ .

Заметим, что доказательство формул для аберрации света с использованием понятий косоугольных систем координат евклидова пространства событий, можно найти в работе [19].

## 7. О зависимости массы тела от скорости

Наконец обсудим эффект изменения массы тела в зависимости от скорости его движения, а также релятивистское соотношение между энергией движущегося тела и его импульсом с точки зрения распространения волн в резонаторах. Но сначала дадим вывод зависимости массы тела от скорости его движения способом, не связанным напрямую с анализом распространения волн в резонаторах, а как бы в продолжение темы, связанной с методом лазерной локации. Дело в том, что замедление времени в движущейся системе координат, обнаруживаемое в локационных опытах, позволяет получить эту зависимость весьма простым и наглядным способом. Действительно, пусть цилиндр 1, рис.16, вращающийся с угловой скоростью  $\omega$  вокруг главной оси инерции параллельной оси  $\mathcal{O}_x$  неподвижной системы координат  $\mathcal{O}_{yz}$ , движется со скоростью  $\mathbf{v} \parallel \mathcal{O}_x$ .

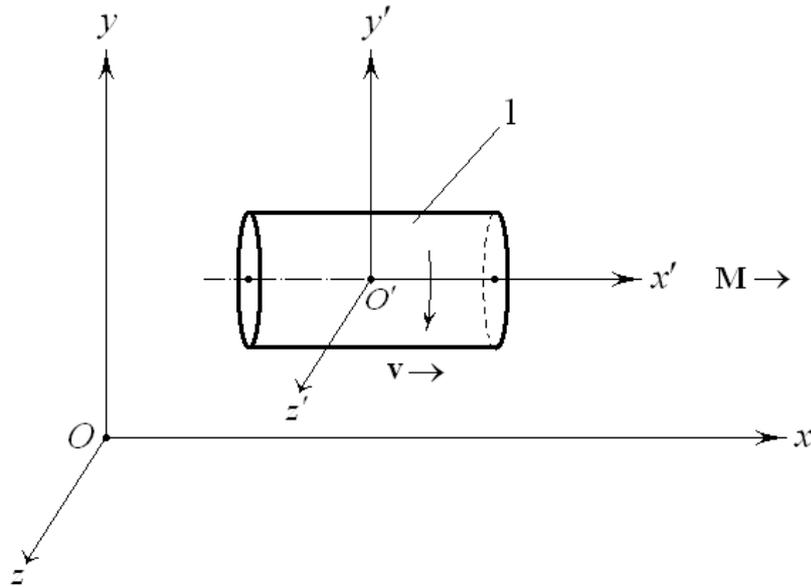


Рис.16.

Свяжем с цилиндром систему координат  $O'x'y'z'$  так, чтобы ось  $O'x'$  совпала с главной осью инерции цилиндра. Тогда её направление совпадёт с направлением оси  $Ox$ . Относительно направления других осей будем полагать, что их направления совпадают с направлениями соответствующих осей системы координат  $Oxyz$ .

Пусть в системе координат  $O'x'y'z'$  вращающийся цилиндр имеет массу  $m_0$ . Масса цилиндра  $m_0$  и его геометрия определяют момент инерции  $J'_x$  цилиндра в системе отсчёта  $O'x'y'z'$ :

$$J'_x = \alpha m_0,$$

где  $\alpha$  - некоторый коэффициент, определяющий связь момента инерции с массой тела. В случае, когда линейные скорости вращения точек цилиндра малы по сравнению со скоростью света,  $\alpha = (1/2)r^2$ , где  $r$  - радиус цилиндра. Заметим, что радиус цилиндра при переходе в систему координат  $Oxyz$  не меняется. Следовательно, не меняется и величина  $\alpha$ .

Момент инерции цилиндра определяет момент количества движения вращающегося цилиндра  $\mathbf{M}$ , причём в рассматриваемом случае отлична от нуля только проекция  $M_x$ . В системе координат  $O'x'y'z'$  эту проекцию можно представить в виде  $M_x = J'_x \omega_0$ . Как известно [29, 14 (§ 14)], в соответствии с законами механики имеет место сохранение  $M_x$ . Поэтому, записывая в системе координат  $Oxyz$   $M_x$  как  $J_x \omega$ , где  $J_x = \alpha m$ ,  $m$  и  $\omega$  - момент инерции, масса и

угловая скорость цилиндра в системе координат  $Oxyz$ , и приравнявая  $J'_x \omega_0$  и  $J_x \omega$ , получаем уравнение

$$m_0 \omega_0 = m \omega. \quad (23)$$

В силу замедления времени в движущейся системе координат  $O'x'y'z'$ , описываемого формулой (5), угловая скорость вращения цилиндра при наблюдении его из системы координат  $Oxyz$

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (23) получаем известную формулу зависимости массы тела от скорости его движения

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (25)$$

Эту массу называют релятивистской [30]. Отметим, что понятие релятивистской массы и формула (25) подвергается критике ввиду того, что, как утверждается в [31], нельзя придать прозрачный физический смысл этому понятию. Это действительно так, если оставаться в рамках трёхмерного пространства. В модели пространства с дополнительным четвертым измерением, ограниченном «зеркалами» резонатора релятивистская масса приобретает ясный физический смысл. Дело в том, что для существования движущейся моды в таком 4-х мерном резонаторе должно выполняться условие резонанса. А именно, как показано в [18, 19], проекция волнового вектора  $k$  волны, образующей движущуюся моду резонатора, на четвертую пространственную координату должна равняться волновому числу  $k_0$  неподвижной моды:  $k \cos \beta = k_0$ , где  $\sin \beta = v/c$ ,  $v$  - скорость моды в направлении перпендикулярном координате 4-го измерения. Отсюда получаем, что  $k = k_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ . Используя далее соотношения  $k = mc/\hbar$  и  $k_0 = m_0 c/\hbar$  можем привести полученную зависимость  $k$  от  $v$  к виду (25).

С другой стороны имеем  $k^2 - k_{\perp}^2 = k_0^2$ , где  $k_{\perp} = k \sin \beta$ . Поскольку  $k_{\perp} = mv/\hbar = p$ , где  $P$  - импульс, то нетрудно видеть, что это соотношение эквивалентно релятивистскому соотношению между импульсом и энергией  $E^2/c^2 - p^2 = m_0^2 c^2$ . Релятивистская инвариантность этого соотношения есть следствие резонансного условия для мод резонатора с одинаковым продольным индексом.

Из сказанного понятно, что масса тела и его энергия являются различными представлениями частоты моды, моделирующей физическое тело. Разница

между ними заключается лишь в различии единиц измерения. Таким образом, соотношение (25) представляет собой частоту моды, которая может меняться в зависимости от скорости движения моды вследствие поперечного эффекта Доплера.

## 8. Заключение

В данной работе кинематика тел в специальной теории относительности рассмотрена с точки зрения метода лазерной локации движущихся объектов и проанализирована возможность прямых измерений отклонений от результатов теории относительности указанным методом. Этим обусловлено то, что вывод формул, описывающих кинематические эффекты теории относительности, проведён не с помощью преобразований Лоренца, а исходя из мысленных опытов по распространению световых импульсов при последовательном учёте рассинхронизации одновременных в некоторой инерциальной системе отсчёта пространственно разделённых событий, при наблюдении их из другой инерциальной системы отсчёта, движущейся относительно первой.

Второй постулат А.Эйнштейна, на основании которого проведено рассмотрение, обсуждается с точки зрения распространения волн в 4-мерном евклидовом пространстве по одной из координат которого имеется некий эффективный «резонатор», анализ распространения волн в котором приводит к понятию евклидова пространства событий с косоугольными системами координат, с которыми связаны движущиеся друг относительно друга инерциальные системы отсчёта.

На основе использования такой модели пространства событий, показано, что определение одновременности и рассинхронизации событий с помощью световых импульсов универсально и относится к событиям любого рода, а не только к событиям, связанным с прохождением световых импульсов определённых точек пространства. Распространение световых импульсов и кинематика тел проиллюстрированы с помощью евклидова пространства событий с косоугольными системами координат.

Показано, что локационный метод при использовании в качестве лоцируемого объекта интерферометра Майкельсона с двумя зеркалами в каждом из плеч позволяет при пропускании зеркал  $10^{-3}$  измерить разность хода пучков света с длиной волны 1 мкм с точностью до  $10^{-19}$  с, что соответствует минимальной обнаружимой скорости движения Земли относительно эфира менее 500 м/с. Использование зеркал с пропусканием  $10^{-4}$  позволит довести

точность измерения разности хода до  $10^{-20}$  с и обнаруживать скорость менее 200 м/с.

С точки зрения модели 4-мерного резонатора обращается внимание на то, что релятивистское соотношение между энергией и импульсом движущегося тела есть следствие резонансного условия для мод резонатора с одинаковым продольным индексом, а, так называемая, релятивистская масса есть не что иное как частота моды резонатора, которая может меняться в зависимости от скорости движения моды вследствие поперечного эффекта Доплера.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Эйнштейновский сборник, 1984 - 1985*. Москва : Наука, 1988. С. 5-105.
2. **Денисов А.А.** *Мифы теории относительности*. Вильнюс: ЛитНИИТИ, 1989. 52 с.
3. **Ацюковский В.А.** *Логические и экспериментальные основы теории относительности: Аналитический обзор*. Москва: Издательство МПИ, 1990. 56 с.
4. **Брусин Л.Д., Брусин С.Д.** *Иллюзия Эйнштейна и реальность Ньютона (фундаментальные основы физики)*. 2-е издание. Москва: РИО Упрполиграфиздата Администрации Московской области, 1993. 88 с.
5. **Маринов С.** Экспериментальные нарушения принципов относительности, эквивалентности и сохранения энергии. *Физическая мысль России*. 1995 г., № 2, стр. 52-77.
6. **Калинин Л.А.** *Кардинальные ошибки Эйнштейна*. Москва: "Едиториал УРСС", 2003. 80 с.
7. **Сазонов А.Ф.** *Физика без парадоксов (А.Эйнштейн правильно начал, но ...)*. Дубна: "Феникс", 2004. 136 с.
8. **Заказчиков А.И.** *Загадка эфирного ветра: фундаментальные вопросы физики*. Москва: Едиториал УРСС, 2004. 48 с.
9. **Артеха С.Н.** *Критика основ теории относительности*. Москва: "Едиториал УРСС", 2004. 222 с.
10. **Красин А.В., Красин В.В.** *Основы теории пространственного силового поля и их приложение к космологии (к единой физической картине мира)*. Екатеринбург: "Средн.-Урал. кн. изд-во", 2005. 304 с.
11. **Академия наук СССР, Институт истории естествознания и техники, институт философии.** *Эйнштейн и философские проблемы физики XX века*. Москва: Наука, 1979. 568 с.
12. **Мандельштам Л.И.** *Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике*. Москва: Наука, 1972. 440 с.

13. **Терлецкий Я.П.** *Парадоксы теории относительности*. Москва: "Наука", 1966. 119 с.
14. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** *Теория поля*. 4-е издание. Москва: Государственное издательство физико-математической литературы, 1962. 424 с.
15. **Паули В.** *Теория относительности*. [ред.] Фролов В.П. Гинзбург В.Л. [перев.] Левин Л.М. Гинзбург В.Л. 3-е издание, исправленное. Москва: "Наука", Главная редакция физико-математической литературы, 1991. 328 с.
16. **Дубровский В.Н., Смородинский Я.А., Сурков Е.Л.** *Релятивистский мир*. [ред.] Кикоин И.К. Москва: "Наука", Главная редакция физико-математической литературы, 1984. 176 с. - (Библиотечка "Квант", Вып. 34).
17. **Рубаков В.А.** Большие и бесконечные дополнительные измерения. *УФН*. Сентябрь 2001 г., Т. 171, №9, С. 913-938.
18. **Орлов Е.П.** Пространственно-временные отношения между модами резонатора с параллельными плоскими зеркалами. *Препринт ФИАН № 16*. Москва, 2004 г. 17 с.
19. **Орлов Е.П.** Описание пространственно-временных отношений между модами плоскопараллельного резонатора с помощью косоугольных систем координат. *Препринт ФИАН № 16*. Москва, 2009 г. 32 с.
20. **Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.** *Способ лазерной космической связи и комплекс для его осуществления*. Патент РФ № 2380834 Россия, 27 Январь 2010 г.
21. **Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.** *Способ лазерной локации и устройство для его осуществления*. Патент РФ № 2152056 Россия, 27 Июнь 2000 г.
22. **Либшер Д.-Э.** *Теория относительности с циркулем и линейкой*. [ред.] Н.В.Мицкевич. [перев.] В.Е.Маркевич. Москва: "Мир", 1980. 152 с.
23. **Эйнштейн А.** К электродинамике движущихся тел. [ред.] А.А.Белавин. *Сб. А.Эйнштейн. Теория относительности (избранные работы)*. Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2000 г. С. 8-36.
24. **Савельев И.В.** *Курс общей физики*. 3-е издание. Москва: "Наука", Главная редакция физико-математической литературы, 1971. стр. 196. Т. III.
25. **Напартович А.П.** [ред.]. *Справочник по лазерной технике*. [перев.] Белоусова В.Н. Москва: Энергоатомиздат, 1991 г. С. 489.
26. **"Layertec (optical coatings, optics)"**. [www.layertec.de](http://www.layertec.de). [В Интернете]
27. **Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.** Лазерное приёмное устройство с квантовым пределом чувствительности в ближнем ИК-диапазоне. *Квантовая электроника*. 2000 г., Т. 30, № 9, С. 833-838.
28. **Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.** Помехоустойчивые лазерные приёмно-передающие устройства с квантовым пределом чувствительности. *Квантовая электроника*. 2009 г., Т. 39, № 11, С. 1008-1017.

29. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Механика*. Москва: ФИЗМАТГИЗ, 1958. С. 31. Т. I.
30. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике*. [ред.] Гессен Л.В. Москва: "Мир", 1965. Т. Вып. II. С.31.
31. Окунь Л.Б. Формула Эйнштейна:  $E = mc^2$ . "Не смеётся ли Господь Бог"? *УФН*. 2008 г., Т. 178, № 5, С. 541-555.