

Нужен ли постулат о постоянстве скорости света в специальной теории относительности?

С.Г. Федосин, А.С. Ким

Предлагается вариант обоснования специальной теории относительности, не требующий постулата о постоянстве скорости света во всех инерциальных системах отсчёта. В качестве исходного принципа постулируется существование хотя бы одной изотропной системы отсчёта, в которой скорость волны не зависит от направления. Последующее применение принципа относительности позволяет доказать неизменность скорости волны в инерциальных системах отсчёта, вывести соотношения специальной теории относительности и предположить возможность существования эфира как среды, влияющей на распространение электромагнитных волн.

PACS number: 03.30.+p

Содержание

1. Введение (1).
 2. Основные уравнения (2).
 3. Заключение (19).
- Список литературы (20).

1. Введение

В основе всех практически важных физических теорий лежит специальная теория относительности (СТО), позволяющая пересчитывать результаты экспериментов из одной инерциальной системы отсчёта в другую. Характерным случаем здесь является наблюдение движущихся с постоянной скоростью объектов в лабораторной системе отсчёта. Соотношения СТО были выведены Эйнштейном [1] в предположении полной эквивалентности инерциальных систем отсчёта, что включает в себя принцип относительности (изменение состояния движения наблюдателя и регистрируемых им объектов не изменяет для наблюдателя видимую

картину явлений), и принцип постоянства скорости света. Кроме этого, были использованы симметрии относительно сдвигов и поворотов в пространстве и времени Евклида.

Математически связь между событиями в инерциальных системах отсчёта записывается с помощью преобразований Лоренца. В настоящее время лоренц-инвариантность считается одним из главных атрибутов каждой новой физической теории. Однако один из основных принципов СТО – принцип постоянства скорости света во всех инерциальных системах отсчёта – до сих пор остаётся одним из самых интригующих моментов теории. Одной из задач настоящей работы как раз и является вывод данного постулата СТО из других принципов. Вначале мы предполагаем, что существует хотя бы одна система отсчёта настолько симметричная, что в ней скорость распространения волны в любом направлении одинакова. После применения принципа относительности к объектам этой системы отсчёта получается совокупность уравнений, решение которых приводит к заключению о постоянстве скорости волны и её независимости от направления распространения в инерциальных системах. В результате мы не только выводим формулы СТО, но и обосновываем возможность существования эфира как среды, связанной с распространением электромагнитных волн и вероятно ограничивающей их скорость. Заметим, что все дальнейшие рассуждения приводят к универсальным соотношениям, поскольку никак не связаны с конкретным типом волны.

2. Основные уравнения

Пусть имеется изотропная система отсчёта S_0 , в которой скорость гребня сферической волны одинакова по всем направлениям и равна c . Рассмотрим такую ситуацию, когда приёмник и источник двигаются с разными скоростями в S_0 , а мы знаем только относительную скорость

движения между ними. На рисунке 1 наблюдатель находится в точке O' системы отсчёта S' , связанной с приёмником, а источник удаляется со скоростью V' относительно приёмника из точки P .

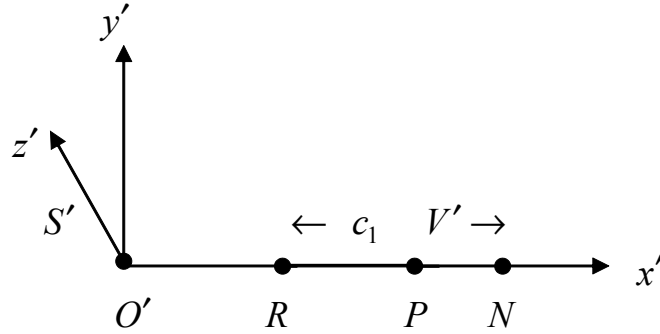


Рис. 1. Приёмник покоится в O' , источник движется из P в N , c_1 – скорость волны.

После испускания первого гребня в точке P источник за время T' по часам приёмника перемещается в точку N , где появляется второй гребень волны. Первый гребень за время T' проходит расстояние PR со скоростью волны c_1 , так что расстояние между гребнями равно RN :

$$PR = c_1 T', \quad PN = V' T', \quad RN = PR + PN = (c_1 + V') T'.$$

Разделив RN на скорость гребней волны c_1 , найдём время \tilde{T} между попаданием гребней в приёмник по его собственным часам. Из-за движения источника относительно S' его собственное время отличается от времени в S' . Введём коэффициент пересчёта A' , зависящий от скорости часов в S' , для определения собственного времени этих часов. Тогда собственный период волны источника T_0 из-за движения источника отличается от наблюдаемого в S' периода T' на некоторый коэффициент A' :

$$T' = A' T_0, \quad \tilde{T} = \frac{RN}{c_1} = \frac{A' T_0 (c_1 + V')}{c_1}. \quad (1)$$

На рисунке 2 показана ситуация как на рисунке 1, но уже в изотропной системе отсчёта S_0 , для наглядности пространственно совпадающие оси x и x' разнесены.

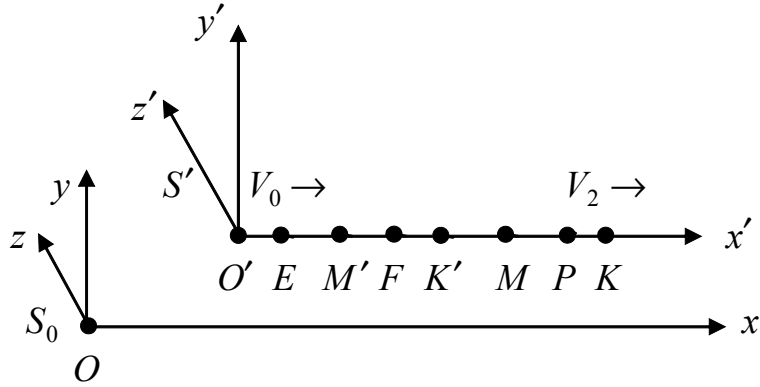


Рис. 2. Система отсчёта S' движется со скоростью V_0 вдоль оси x , приёмник находится в O' , источник движется из P в K со скоростью V_2 относительно S_0 вдоль оси x .

В изотропной системе отсчёта S_0 скорость волны равна c . За время T первый гребень из P достигает точки M , приёмник перейдёт в положение E , а источник перемещается в K , где появляется второй гребень:

$$PM = cT, \quad PK = V_2T, \quad MK = (c + V_2)T.$$

Далее в течении времени τ гребни синхронно двигаются навстречу приёмнику, выдерживая между собой расстояние $M'K'$, равное MK . Встреча приёмника с первым гребнем произойдёт в точке M' :

$$O'M' = V_0(T + \tau), \quad MM' = c\tau.$$

После встречи с первым гребнем в точке M' приёмник за время T_1 пройдёт расстояние $M'F$, прежде чем встретится со вторым гребнем в точке F . Соответственно, второй гребень за время T_1 пройдёт расстояние $K'F$:

$$K'F = cT_1, \quad O'K' = O'M' + M'K' = O'M' + MK = O'F + K'F,$$

$$V_0(T + \tau) + (c + V_2)T = V_0(T + \tau + T_1) + cT_1, \quad T_1 = \frac{(c + V_2)T}{c + V_0}.$$

Времена T и T_1 в последнем равенстве отсчитываются по часам в S_0 . Из-за движения источника и приёмника относительно S_0 их собственные времена отличаются от времени в S_0 . Перейдём к собственным значениям периодов времени с помощью коэффициентов пересчёта времени A_2 и A_0 , зависящих от скоростей V_2 и V_0 соответственно:

$$T = A_2 T_0, \quad \tilde{T} = \frac{T_1}{A_0}. \quad (2)$$

Собственные значения периодов \tilde{T} между попаданием гребней в приёмник (1) и (2) должны совпадать, что даёт следующее равенство:

$$\frac{A_2(c + V_2)}{A_0(c + V_0)} = \frac{A'(c_1 + V')}{c_1}. \quad (3)$$

Очевидно, что коэффициент A' согласно (3) существенно зависит от скорости волны c_1 , определяемой в системе отсчёта S' . Если скорости V_0 и V_2 равны и направлены в одну сторону, то и приёмник и источник движутся в S_0 с одинаковой скоростью, и по (3) будет $V' = 0$, $A' = 1$. Это значит, что наблюдатель в S' не замечает изменения периода или частоты волны от источника независимо от скорости движения системы отсчёта S' в S_0 . Поскольку при этом за единицу времени в S_0 и источник и приёмник перемещаются на одинаковое расстояние, то и наблюдатель в S_0 отметит равенство периода волны от источника и периода попадания гребней в приёмник. В соответствии с принципом относительности физические явления в покоящихся или движущихся с постоянной скоростью инерциальных системах отсчёта протекают одинаково, а физические законы неизменны. Для случая электромагнитных волн также остаётся неизменной энергия фотонов $E = h\nu$, где h – постоянная Планка, ν – частота. Вероятно,

именно принцип относительности и независимость внутренних физических явлений от скорости системы отсчёта и послужили теми аргументами, на основании которых А. Эйнштейн предложил свой постулат неизменности скорости света в любой инерциальной системе отсчёта и как следствие вывел СТО [1]. Возвратимся теперь к (3) и предположим, что $c_1 = c$, как это было принято в [1]. Нетрудно проверить, что если подставить в (3) следующие выражения:

$$A_2 = A' A_0 \left(1 + \frac{V_0 V'}{c^2} \right), \quad V_2 = \frac{V_0 + V'}{1 + \frac{V_0 V'}{c^2}}, \quad (4)$$

то соотношение (3) при условии $c_1 = c$ выполняется тождественно. При этом формулы (4) представляют нам характерные особенности СТО – первая из них осуществляет преобразование лоренцевского множителя, а вторая есть формула сложения скоростей в СТО.

Итак, формулы СТО (4) и соотношение (3), фактически базирующееся на предположении о существовании изотропной системы отсчёта S_0 , хорошо сочетаются друг с другом. Предположим теперь, что изотропность системы отсчёта S_0 обеспечивается тем, что в ней покоится эфир как некоторая среда, влияющая на распространение электромагнитных колебаний. Тогда факты постоянства скорости света и независимости скорости света от скорости источников легко можно было бы объяснить, сославшись на внутренние свойства эфира, а СТО и эфир никак бы не противоречили друг другу. Однако для полного признания возможности существования эфира следует по меньшей мере доказать, что действительно $c_1 = c$ в ситуации на рисунке 1, то есть скорость волны c_1 для любого наблюдателя в S' , движущегося относительно S_0 , остаётся равной скорости волны c в изотропной системе отсчёта S_0 . Оказывается, что постулат постоянства скорости света в инерциальных системах отсчёта, на

котором основана СТО, действительно может быть выведен в рамках нашего подхода.

Для этого вернёмся к рисунку 1 и переставим в нём приёмник и источник местами. Теперь на рисунке 3 в точке O' находится источник, а приёмник удаляется со скоростью V' вдоль оси x' .

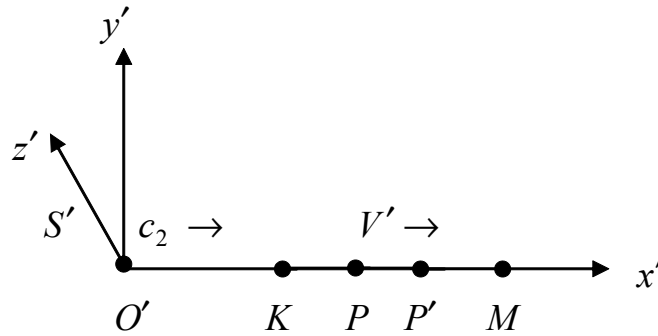


Рис. 3. Источник покоится в O' , приёмник движется из P в M , c_2 – скорость волны вдоль оси x' .

В отличие от ситуации на рисунке 1 сейчас гребни волны идут не против оси x' , а должны догонять приёмник, двигаясь вдоль оси x' с некоторой скоростью c_2 . За время τ_1 первый гребень проходит расстояние $O'P'$, а приёмник перемещается из P в P' :

$$O'P' = c_2 \tau_1, \quad PP' = V' \tau_1.$$

Поскольку в S' источник покоится, расстояние между соседними гребнями волны равно $c_2 T_0$, где T_0 – собственный период источника. Когда первый гребень догнал приёмник в точке P' , второй гребень находился в K , так что $KP' = c_2 T_0$. Через время T_2 после этого второй гребень настигает приёмник в точке M , так что можно записать:

$$PM = V'(\tau_1 + T_2), \quad KM = c_2 T_2, \quad KM = KP' + PM - PP',$$

$$T_2 = \frac{c_2 T_0}{c_2 - V'}.$$

Переведём промежуток времени T_2 в собственное время приёмника T_{01} . Для этого можно использовать тот же самый коэффициент A' из (1), который связывает интервалы времени покоящихся и движущихся в S' часов:

$$T_{01} = \frac{T_2}{A'}. \quad (5)$$

Теперь определим время T_{01} между приходом двух последовательных гребней в приёмник с точки зрения изотропной системы отсчёта S_0 в соответствии с рисунком 4.

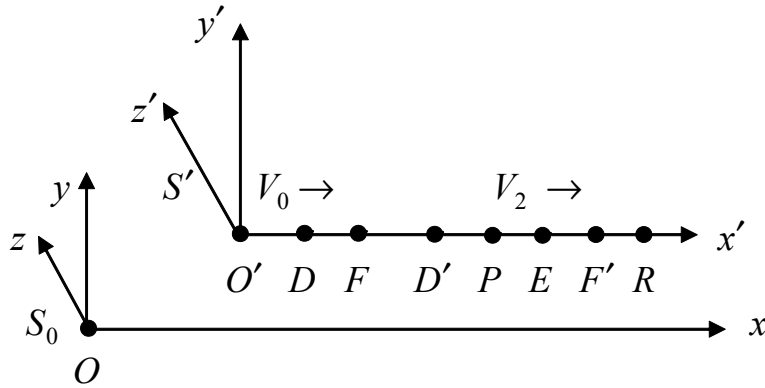


Рис. 4. Система отсчёта S' движется со скоростью V_0 вдоль оси x , источник находится в O' , приёмник движется из P в R со скоростью V_2 относительно S_0 вдоль оси x .

За время T_3 приёмник перемещается из P в E , первый гребень волны от источника пройдёт расстояние $O'F$ со скоростью c , а сам источник за это же время дойдёт до точки D и там появится второй гребень. Расстояние между гребнями будет DF :

$$O'F = cT_3, \quad DF = O'F - O'D = cT_3 - V_0 T_3.$$

Пусть далее за время τ_2 первый гребень проходит путь FF' и достигает приёмник в точке F' , а второй гребень при этом находится в D' , так что можно записать:

$$FF' = c\tau_2, \quad D'F' = DF, \quad PF' = V_2(T_3 + \tau_2).$$

Встреча второго гребня с приёмником произойдёт через время T_{02} в точке R :

$$D'R = cT_{02}, \quad PR = V_2(T_3 + \tau_2 + T_{02}), \quad D'R = D'F' + PR - PF',$$

$$T_{02} = \frac{(c - V_0)T_3}{c - V_2}.$$

Переведём интервалы времени T_3 и T_{02} , отсчитываемые в S_0 , в собственные интервалы для испускания волны источником и для приёма гребней приёмником соответственно с помощью коэффициентов A_0 и A_2 :

$$T_3 = A_0 T_0, \quad T_{02} = A_2 T_{01},$$

$$T_{01} = \frac{A_0 T_0 (c - V_0)}{A_2 (c - V_2)}.$$

Сравнение данной величины T_{01} со значением (5) даёт:

$$\frac{A_0 (c - V_0)}{A_2 (c - V_2)} = \frac{c_2}{A'(c_2 - V')}. \quad (6)$$

Соотношения (3), (6) являются двумя уравнениями для пяти неизвестных величин c_1 , c_2 , A' , A_0 , A_2 . Прежде чем найти необходимое для дальнейшего решения третье уравнение, рассмотрим зависимость длины тела вдоль оси x от его скорости в системе отсчёта S_0 . Процедура измерения длины покоящегося тела заключается в следующем: от одного конца тела к другому пускается волна, которая отражается и возвращается обратно через некоторое время Δt_0 . Под длиной тела ℓ_0 в этом случае подразумевается величина $\frac{c\Delta t_0}{2}$, где c – скорость волны. На рисунке 5

показано движущееся в S_0 тело, на одном его конце в точке K находятся источник и приёмник волны, а на другом конце в точке N установлен отражатель. При движении тела отражатель в точке N убегает от волны, что увеличивает время встречи волны с отражателем от величины $\frac{\Delta t_0}{2}$ до Δt_1 :

$$KN_1 = c\Delta t_1, \quad NN_1 = V\Delta t_1, \quad KN_1 = KN + NN_1, \quad \Delta t_1 = \frac{\ell}{c - V}.$$

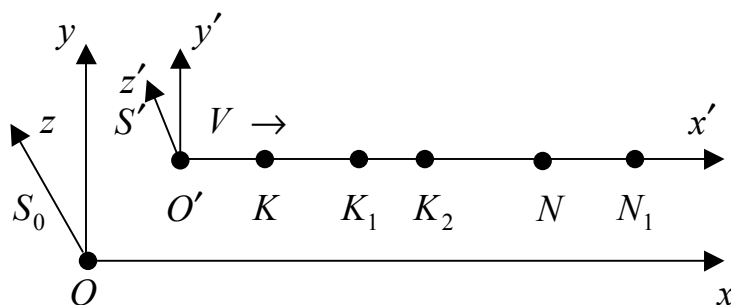


Рис. 5. Движущееся со скоростью V тело длиной KN по мере движения переходит в положение K_1N_1 .

Мы предполагаем, что длина движущегося тела $KN = K_1N_1 = \ell$ сама по себе остаётся неизменной при любом движении как у твёрдого тела, но отличается от длины покоящегося тела ℓ_0 вследствие процедуры измерения длины движущегося тела с помощью волны. Через время Δt_2 после отражения в положении N_1 волна возвращается обратно и встречается с приёмником в положении K_2 :

$$N_1K_2 = c\Delta t_2, \quad KK_2 = V(\Delta t_1 + \Delta t_2),$$

$$K_1K_2 = KK_2 - KK_1 = KK_2 - NN_1 = V\Delta t_2, \quad K_1N_1 = K_1K_2 + N_1K_2,$$

$$\Delta t_2 = \frac{\ell}{c + V}.$$

Суммируя времена Δt_1 и Δt_2 , найдём промежуток времени Δt , который также как периодический процесс излучения волны может быть связан с промежутком времени $\Delta \tau$ в собственной системе отсчёта движущегося тела с помощью коэффициента A :

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2c\ell}{c^2 - V^2} = A\Delta \tau. \quad (7)$$

С точки зрения движущейся относительно S_0 с постоянной скоростью V системы отсчёта S' на рисунке 5 длина тела KN должна равняться её значению в S_0 , то есть величине ℓ_0 . В самом деле, при переходе в S_0 от покоящегося тела к движущемуся его длина согласно измерениям изменится и далее останется неизменной благодаря постоянству скорости, но точно также изменится и масштаб длины на движущемся теле. Следовательно, длина покоящегося в S' тела имеет столько же масштабных единиц длины S' , сколько содержится в длине покоящегося в S_0 этого же тела масштабных единиц длины S_0 . В S' волна при движении вдоль оси x' имеет скорость c_2 , как на рисунке 3, а при движении против оси x' её скорость равна c_1 в соответствии с рисунком 1. Тело длиной $KN = \ell_0$ неподвижно относительно S' , и для времени движения волны от K до N и обратно по часам в S' имеем:

$$\Delta \tau = \frac{\ell_0}{c_2} + \frac{\ell_0}{c_1} = \frac{\ell_0(c_1 + c_2)}{c_1 c_2}. \quad (8)$$

Но что можно сказать о времени $\Delta \tau$? Мы знаем, что показания движущихся относительно S_0 часов отличаются от показаний часов, покоящихся в S_0 . Поскольку и S' и тело KN синхронно двигаются относительно S_0 , то часы системы отсчёта S' и световые часы на отрезке KN с периодом $\Delta \tau$ должны в одинаковой степени изменить свой ход относительно S_0 . Это означает, что длительность $\Delta \tau$ относительно часов в

S' такая же, как и длительность Δt_0 относительно часов в S_0 . Следовательно, в данном случае в S' не только $KN = \ell_0$, но и $\Delta\tau = \Delta t_0 = \frac{2\ell_0}{c}$. Отсюда с помощью (8) и (7) получаем следующее:

$$\frac{c_1 + c_2}{c_1 c_2} = \frac{2}{c}, \quad (9)$$

$$\ell = \frac{A\ell_0(c^2 - V^2)}{c^2}, \quad (10)$$

то есть длина движущегося в S_0 тела вдоль направления движения изменяется вследствие выбранной нами процедуры измерения хода часов и длин тел непосредственно с помощью волны.

Преобразуем теперь уравнения (3), (6), (9). Из (9) выражаем c_2 , перемножаем (3) и (6), подставляем в результат c_2 и находим вначале c_1 , а затем c_2 и отношение скоростей $\frac{c_1}{c_2}$:

$$\begin{aligned} c_2 &= \frac{c c_1}{2c_1 - c}, & \frac{(c + V_2)(c - V_0)}{(c - V_2)(c + V_0)} &= \frac{c_2(c_1 + V')}{c_1(c_2 - V')}, \\ c_1 &= \frac{c^2 V'(V_2 - V_0)}{cV'(V_2 - V_0) + (c^2 V_0 + c^2 V' - c^2 V_2 - V'V_0 V_2)}, \\ c_2 &= \frac{c^2 V'(V_2 - V_0)}{cV'(V_2 - V_0) - (c^2 V_0 + c^2 V' - c^2 V_2 - V'V_0 V_2)}, \\ \frac{c_1}{c_2} &= \frac{cV'(V_2 - V_0) - (c^2 V_0 + c^2 V' - c^2 V_2 - V'V_0 V_2)}{cV'(V_2 - V_0) + (c^2 V_0 + c^2 V' - c^2 V_2 - V'V_0 V_2)} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta}. \end{aligned} \quad (11)$$

Скорости волны c_1 против оси x' и c_2 вдоль оси x' в системе отсчёта S' не должны зависеть от скорости V' движущихся в S' тел. В том частном случае, когда $V' = 0$, тело покоится в S' , а его скорость V_2 относительно S_0 равна скорости движения V_0 системы отсчёта S' относительно S_0 . Тогда из

(11) следует, что при $V_2 = V_0$ величина $\alpha = 0$, а отношение $\frac{c_1}{c_2} = -1$.

Поскольку отношение скоростей волны не может быть отрицательным, нам следует признать, что в (11) $\beta = 0$. Данное условие даёт формулу сложения скоростей в СТО, аналогичную (4):

$$V_2 = \frac{V_0 + V'}{1 + \frac{V_0 V'}{c^2}}. \quad (12)$$

Кроме этого, при $\beta = 0$ в (11) получается $c_1 = c_2$. Тогда из (9) находим $c_1 = c_2 = c$, то есть скорости волны против и вдоль оси x' в S' одинаковы и равны скорости волны в изотропной системе отсчёта S_0 . Разделив (3) на (6), при условии $c_1 = c_2 = c$ получим:

$$A' \sqrt{1 - V'^2/c^2} = \frac{A_2 \sqrt{1 - V_2^2/c^2}}{A_0 \sqrt{1 - V_0^2/c^2}}. \quad (13)$$

Подстановка (12) в (13) даёт: $A_2 = A' A_0 \left(1 + \frac{V_0 V'}{c^2}\right)$, что также совпадает с (4).

Поперечные размеры тел. Пусть в изотропной системе отсчёта S_0 находится неподвижное тело, размер которого в некотором направлении, перпендикулярном оси x , равен $d_0 = LM$. Поместим в точке L источник и приёмник, а в точке M – отражатель волны, и пустим волну из L в M и обратно. Если засесть время Δt_0 , необходимое для движения волны вперёд и назад, то ширина покоящегося тела будет равна:

$$d_0 = \frac{c \Delta t_0}{2}. \quad (14)$$

Переведём теперь данное тело в движение относительно оси x со скоростью V , так что оно будет покоиться в сопутствующей системе отсчёта S' на рисунке 6. При движении тела LM волна через время Δt_{01} после начала движения встречается с отражателем в положении M_1 и далее

возвращается в приёмник в положении L_2 , затрачивая на это то же самое количество времени Δt_{01} . В качестве эффективной ширины движущегося тела примем значение d :

$$MM_1 = L_1L_2 = V \Delta t_{01}, \quad LM_1 = M_1L_2 = c \Delta t_{01},$$

$$(LM_1)^2 = (MM_1)^2 + (LM)^2,$$

$$\Delta t_{02} = 2 \Delta t_{01} = \frac{2d}{\sqrt{c^2 - V^2}}.$$

Время движения волны Δt_{02} отсчитывается по часам в S_0 и может быть переведено в собственное время тела LM с помощью коэффициента A :

$$\Delta t' = \frac{\Delta t_{02}}{A} = \frac{2d}{A\sqrt{c^2 - V^2}}.$$

Как было показано выше, длительности одинаковых процессов в собственных системах отсчёта должны быть равны друг другу. Следовательно, $\Delta t' = \Delta t_0$, и с учётом (14) имеем:

$$d = d_0 A \sqrt{1 - V^2/c^2}. \quad (15)$$

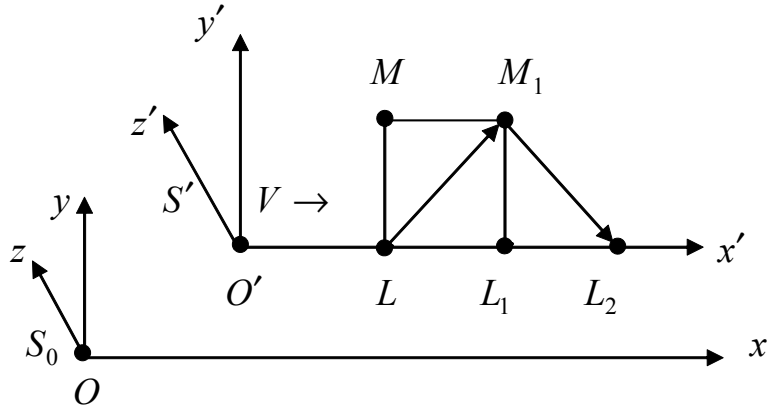


Рис. 6. Система отсчёта S' и тело LM движутся со скоростью V вдоль оси x системы отсчёта S_0 , движение волны по ломаной линии LM_1L_2 показано относительно S_0 .

Предположим, что в начальный момент, когда система отсчёта S' вместе с телом LM начала двигаться относительно S_0 , за счёт движения как-то изменились масштабы длины осей S' , а также и размеры всех тел, неподвижных в S' . Мы также считаем, что движение относительно S_0 одинаково изменяет как масштабные линейки в S' , так и соответствующие размеры любых тел. Другими словами, в каждой инерциальной системе отсчёта S' , движущейся относительно S_0 , покоящиеся в S' тела должны иметь те же размеры, какие они имели при покое в S_0 . Исходя из этого, на рисунке 6 в системе отсчёта S' для тела с шириной LM выполняется соотношение:

$$LM = \frac{c' \Delta t'}{2} = d_0,$$

причём в силу симметрии относительно движения вдоль оси x волна в S' при движении из L в M и обратно имеет одну и ту же скорость c' . Учитывая (14) и соотношение $\Delta t' = \Delta t_0$, приходим к равенству $c' = c$, так что скорость волны в S' поперёк оси x' равна скорости волны в изотропной системе отсчёта S_0 .

Скорость волны в произвольном направлении в системе отсчёта S' .

Пусть в S' находится неподвижное тело с размером X' вдоль оси x' и размером Y' поперёк оси x' , как показано на рисунке 7. Суммарное время для движения волны из M через точки K и P и обратно в M равно:

$$\Delta t_0 = \frac{Y'}{c} + \frac{X'}{c} + \frac{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}{\tilde{c}}, \quad (16)$$

причём скорость волны вдоль и поперёк оси x' равна c в соответствии с полученными выше результатами, а при движении по диагонали PM скорость волны равна некоторой величине \tilde{c} .

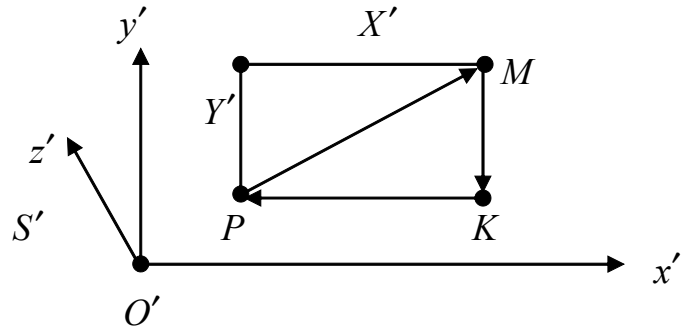


Рис. 7. Волна выходит из M , отражается в K и в P и по диагонали PM возвращается обратно в M .

Рассмотрим ситуацию рисунка 7 с точки зрения системы отсчёта S_0 . На рисунке 8 система отсчёта S' вместе с телом, имеющим в S_0 размеры $KP = X$ и $MK = Y$, движется со скоростью V вдоль оси x . За время Δt_1 волна пройдёт путь MK_1 , а точка K переместится в положение K_1 :

$$MK_1 = c \Delta t_1, \quad KK_1 = V \Delta t_1, \quad (MK_1)^2 = (MK)^2 + (KK_1)^2, \quad \Delta t_1 = \frac{Y}{\sqrt{c^2 - V^2}}.$$

Далее за время Δt_2 точка P из положения P_1 переходит в положение P_2 и встречается там с волной, идущей из K_1 :

$$P_1P_2 = V \Delta t_2, \quad K_1P_2 = c \Delta t_2, \quad KP = K_1P_1 = P_1P_2 + K_1P_2, \quad \Delta t_2 = \frac{X}{c + V}.$$

Затем по истечении времени Δt_3 волна встречается с точкой M в положении M_3 :

$$(P_2M_3)^2 = (M_3K_3)^2 + (K_2P_2 + K_2K_3)^2, \quad M_2M_3 = K_2K_3 = V \Delta t_3,$$

$$P_2M_3 = c \Delta t_3, \quad M_3K_3 = MK = Y, \quad K_2P_2 = KP = X,$$

$$\Delta t_3 = \frac{VX + \sqrt{(c^2 - V^2)Y^2 + c^2X^2}}{c^2 - V^2}.$$

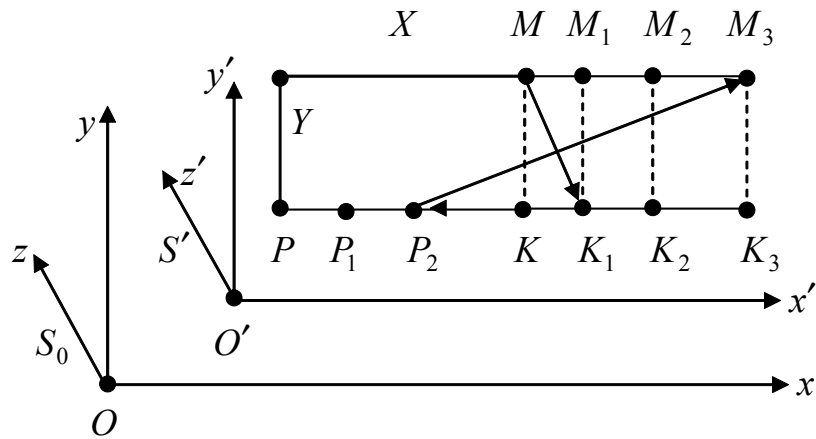


Рис. 8. За счёт движения системы отсчёта S' вдоль оси x системы отсчёта S_0 движение волны происходит по ломаной линии $MK_1P_2M_3$.

В соответствии с (10) для длины тела вдоль оси x имеем: $X = X' A(1 - V^2/c^2)$, в то время как поперечные размеры в S_0 согласно (15) будут таковы: $Y = Y' A\sqrt{1 - V^2/c^2}$. Подставляя значения X и Y , находим период времени в S_0 :

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3 = \frac{A}{c} (Y' + X' + \sqrt{X'^2 + Y'^2}).$$

Если перевести наблюдаемый в S_0 период Δt в собственное время движущегося тела с помощью коэффициента A , то полученный результат можно будет сравнить с (16):

$$\Delta t_0 = \frac{\Delta t}{A} = \frac{Y' + X' + \sqrt{X'^2 + Y'^2}}{c} = \frac{Y'}{c} + \frac{X'}{c} + \frac{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}{\tilde{c}},$$

что даёт равенство $\tilde{c} = c$ при любых X и Y , и значит скорость волны одна и та же для всех возможных направлений движения волны в S' .

Таким образом, при оценке с помощью волн параметров тел, движущихся с постоянной скоростью вдоль оси наблюдения, мы приходим к постоянству скорости волны относительно каждого такого тела, а также к формулам СТО. В данном случае условие $c = const$ в инерциальных

системах отсчёта делает их симметричными по отношению друг к другу и к изотропной системе отсчёта S_0 . Отсюда следует ожидать, что коэффициент A должен иметь один и тот же вид во всех инерциальных системах отсчёта. Если обозначить: $F(V) = A(V)\sqrt{1 - V^2/c^2}$, где $F(V)$ и $A(V)$ являются функциями скорости V , то из (13) следует:

$$F(V') = \frac{F(V_2)}{F(V_0)}, \quad (17)$$

причём каждый из коэффициентов A' , A_2 , A_0 в (13) зависит соответственно только от скоростей V' , V_2 , V_0 , а сами скорости связаны формулой (12):

$$V_2 = \frac{V_0 + V'}{1 + \frac{V_0 V'}{c^2}}. \text{ В случае, когда } V_0 = 0, \text{ а значит } V_2 = V', \text{ из (17) получаем}$$

$F(0) = 1$. При $V_0 = c$ из формулы сложения скоростей следует $V_2 = c$ и согласно (17) $F(V') = 1$ при любом V' . Наконец, если $V_0 = -V'$, то $V_2 = 0$, $F(V_2) = F(0) = 1$, и по (17) $F(-V_0) = \frac{1}{F(V_0)}$. Очевидно, что всем этим

требованиям удовлетворяет простейшая функция вида:

$$F(V) = A(V)\sqrt{1 - V^2/c^2} = \frac{\sqrt{1 - V^2/c^2}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = 1.$$

Отсюда находим зависимость коэффициента $A = A(V)$ от скорости движения в инерциальной системе отсчёта:

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}. \quad (18)$$

Эффект замедления времени (7) в движущемся относительно наблюдателя теле в явном виде с учётом (18) можно записать так:

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}. \quad (19)$$

Формулы (10) и (15) для длины и ширины тела относительно скорости его движения принимают теперь обычный для СТО вид:

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - V^2/c^2}, \quad d = d_0. \quad (20)$$

Как показано в [2], соотношения (18) вполне достаточно, чтобы вывести преобразования Лоренца и все остальные следствия СТО.

3. Заключение

Исходя из вышеизложенного, основные результаты специальной теории относительности могут быть получены на основе следующих предположений:

1. Выполняется принцип относительности.
2. Существует изотропная система отсчёта, в которой скорость волны одинакова по всем направлениям.
3. Процедура измерения пространственно-временных параметров тел осуществляется непосредственно с помощью самой волны.

Тогда постулат о постоянстве скорости света в инерциальных системах оказывается вторичным и может быть сам выведен в рамках нашего подхода. Предположение об изотропной системе отсчёта естественным образом сочетается с покоящимся в этой системе отсчёта эфиром, который и обеспечивает изотропию свойств волны. Однако свойства эфира в движущихся с постоянной скоростью системах отсчёта не проявляются, что является следствием использования нами принципа относительности, соответствующей процедуры измерений и вытекающей отсюда относительной эквивалентности инерциальных систем отсчёта.

Необходимо сделать ещё одно замечание, касающееся измерений в инерциальных системах отсчёта. Часто случается так, что скорость движения тел не совпадает по направлению с линией наблюдения за телом. В то же время сделанные выше выводы были справедливы для движения

тел вдоль линии наблюдения. В данном случае нужно учесть, что все точки любой конкретной системы отсчёта должны быть синхронизированы между собой. Поэтому, если эффект замедления времени отмечается вдоль линии наблюдения хотя бы в одной точке системы отсчёта, то точно такой же эффект должен быть обнаружен и в остальных точках, включая центр системы отсчёта, независимо от направления скорости тела относительно этого центра. Если эффект замедления времени в движущемся теле носит абсолютный характер, то эффект сокращения длины тела по (20) является относительным, так как зависит от ориентации скорости тела и линии наблюдения.

Список литературы

1. Эйнштейн А *Собрание научных трудов*. Т.1. (М.: Наука, 1965)
2. Федосин С Г *Физика и философия подобия от преонов до метагалактик*. (Пермь: Стиль-МГ, 1999)