Вывод всех линейных преобразований, удовлетворяющих эксперименту Майкельсона—Морли, и обсуждение основ релятивизма

Р. Шостэк[a]
Жешувский технологический университет, кафедра количественных методов. Польша, 35-959, Жешув, Улица Повстанцев Варшавы 12.

Поступила в редакцию 13.11.2019, после доработки 18.08.2020, принята к публикации 29.08.2020.

В статье показано, что существует бесконечное множество различных преобразований, в которых однонаправленная скорость света всегда равна c. Преобразование Лоренца является лишь одним из этого бесконечного множества преобразований. Доказательство опирается на анализ значения параметра $e(v)$. Понимание значения этого параметра возможно благодаря анализу общей формы преобразования, для которого преобразование Лоренца является лишь частным случаем. Если $e(v) \neq 0$, то часы в инерциальных системах отсчета рассинхронизированы. Величины, например, однонаправленной скорости при использовании таких часов не дают реальных значений.

В статье выведен целый класс линейных преобразований времени и положения в предположении, что для наблюдателя любой инерциальной системы отсчета выполняются выводы экспериментов Майкельсона—Морли и Кеннеди—Торндайка, а именно, что средняя скорость света в вакууме, распространяющегося в прямом и обратном направлениях, является постоянной. Предполагается также, что существует хотя бы одна инерциальная система отсчета, в которой скорость света в вакууме в любом направлении имеет одно и то же значение c, и для наблюдателей этой выделенной системы отсчета (универсальной системы отсчета) пространство изотропно.

Выведенные преобразования позволяют построить множество различных кинематик, согласующихся с экспериментами Майкельсона—Морли и Кеннеди—Торндайка.

Выведенный в статье класс преобразований представляет собой обобщение преобразования, приведенного в работе [12], основанного на допущении ненулевых значений параметра $e(v)$. Идея такого обобщения была предложена автору Гжегожем Кочаном, который не критикует Специальную теорию относительности, но развивает ее и углубляет ее понимание (см., например [2]).

Ключевые слова: преобразование времени и положения, кинематика, универсальная система отсчета, однонаправленная скорость света, анизотропия реликтового излучения (РИ).
УДК: 530.112. PACS: 02.90.+p, 03.30.+p.

ВВЕДЕНИЕ

Опыт Майкельсона—Морли не является единственным экспериментальным или наблюдательным результатом, на котором строится Специальная теория относительности (СТО), однако здесь мы не рассматриваем другие результаты, которые подтверждают СТО.

В современной физике широко распространено мнение, что эксперименты Майкельсона—Морли [4] и Кеннеди—Торндайка [1] доказали, что скорость света является абсолютно постоянной, а также что не существует универсальной системы отсчета, называемой эфиром. На основе анализа указанных экспериментов было выведено преобразование Лоренца, на которое опирается СТО. В настоящее время считается, что СТО является единственной теорией кинематики, правильно поясняющей эксперимент Майкельсона—Морли, а также все другие эксперименты, в которых измерялась скорость света.

Но оказывается, что однонаправленная (мгновенная) скорость света никогда точно не была измерена. Во всех точных измерениях скорости света измерялась лишь средняя скорость света, распространяющегося по замкнутой траектории. Чтобы скорость света была измерена, он должен был вернуться в измерительный прибор. В простейшем случае свет распространялся к зеркалу и обратно так, как делали в своих экспериментах Арман Физо в 1849 и Жан Фуко в 1850 гг. Так же реализованы эксперименты Макельсона—Морли и Кеннеди—Торндайка, в которых после отражения от зеркал пучки света возвращаются в точку выхода. Из этих экспериментов следует, что постоянной является средняя скорость света, проходящего путь туда-обратно, а не то, что однонаправленная (мгновенная) скорость света постоянна.

Имеются публикации, в которых представлены многочисленные преобразования координат времени и положения [3, 6–8, 17].

Выведенный в данной статье класс преобразований является обобщением преобразования, приведенного в работе [12], в которой были выведены все линейные преобразования, возможные для параметра $e(v) = 0$. В работе [13] выполнен анализ одного из указанных преобразований. В этой статье выведены все возможные линейные преобразования (без вращения). Преобразования, представленные в этой статье, основываются на постулате о средней скорости света, а не на синхронизации часов. Из представленного анализа следует, что существует бесконечное множество преобразований времени и положения, которые находятся в согласии с результатами экспериментов Майкельсона—Морли. На основе этих преобразований можно построить множество кинематик, описывающих различные физические свойства, такие как, например, замедление времени. Из этого следует, что существует бесконечное множество различных кинематик, которые согласуются с результатами эксперимента Майкельсона—Морли.

[a] E-mail: rszostek@prz.edu.pl

1. ПРИНЯТЫЕ ПОСТУЛАТЫ

В представленном анализе принимаем следующие постулаты:

I. Преобразование координат времени и положения «инерциальная система — инерциальная система» является линейным.

II. Существует как минимум одна инерциальная система отсчета, в которой скорость света в вакууме одинакова в любом направлении. Будем называть эту систему универсальной системой отсчета. Постоянную однонаправленную скорость света обозначим $c = \mathrm{const}$.

III. Средняя скорость света в вакууме, проходящего путь туда-обратно, постоянна для любого наблюдателя в инерциальной системе отсчета. Это средняя скорость не зависит ни от скорости наблюдателя относительно универсальной системы отсчета, ни от направления распространения света. Эту среднюю скорость обозначим как c_p.

На основании постулатов II и III можно показать, что средняя скорость c_p равна однонаправленной скорости c. Достаточно заметить, что на основании III значение c_p одинаковое для любого наблюдателя, то есть в том числе и для того, который не движется относительно универсальной системы отсчета. Так как для наблюдателя, неподвижного относительно универсальной системы отсчета, скорость имеет значение c, поэтому $c_p = c$.

Пусть световой импульс проходит путь L в одну сторону со скоростью $c^+ \geqslant 0$ в течение времени t_1, а также в обратную сторону вдоль той же траектории длиной L со скоростью $c^- \leqslant 0$ в течение времени t_2. Тогда средняя скорость света по пути туда-обратно составляет

$$c_p = c = \frac{2L}{t_1 + t_2} = \frac{2L}{\dfrac{L}{c^+} + \dfrac{L}{-c^-}} = \frac{2}{\dfrac{1}{c^+} - \dfrac{1}{c^-}}. \tag{1}$$

На этом основании получаем постулат III, записанный в виде уравнения

$$\frac{1}{c^+} - \frac{1}{c^-} = \frac{2}{c}. \tag{2}$$

2. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ОДНОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ

Принимаем обозначения, показанные на рис. 1. Координаты в универсальной системе отсчета U будем обозначать символами x, t. Координаты в инерциальной системе отсчета U' будем обозначать символами x', t'. Инерциальная система отсчета U' движется относительно универсальной системы отсчета U со скоростью v вдоль параллельных осей x и x'. Все скорости с тем же направлением, что и ось x (или x' в системе U'), имеют положительные значения, а для противоположно направленных — отрицательные. Символ c тем не менее всегда будет иметь положительное значение независимо от направления распространения света, то есть всегда $c = +299\,792\,458$ м/с.

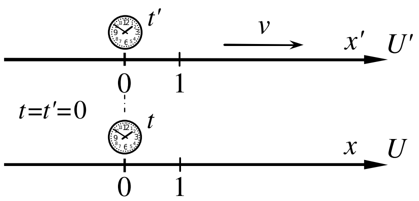

Рис. 1. Инерциальная система отсчета U', движущаяся относительно универсальной системы отсчета U со скоростью v

Когда начала отсчета систем совпадают, тогда часы, находящиеся в этих началах, обнуляются. Часы в универсальной системе отсчета U синхронизированы по отношению к часам, находящимся в начале этой системы, с помощью света методом Эйнштейна. На данном этапе мы не уточняем способ синхронизации часов в системе U'.

Преобразование из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' имеет на основании постулата I вид

$$\begin{cases} x' = a\,x + b\,t, \\ t' = e_1\,x + f\,t. \end{cases} \tag{3}$$

Параметры в преобразовании являются непрерывными функциями скорости v со следующими свойствами

$$\begin{array}{llll} a(0) = 1 & \wedge & a(v) > 0, & [1] \\ b(0) = 0 & \wedge & (v > 0 \;\Rightarrow\; b(v) < 0) & \\ & \wedge & (v < 0 \;\Rightarrow\; b(v) > 0) & [\text{м/с}] \\ e_1(0) = 0, & & & [\text{с/м}] \\ f(0) = 1 & \wedge & f(v) > 0. & [1] \end{array} \tag{4}$$

Параметры $a(0) = 1$, $b(0) = 0$, $e_1(0) = 0$ и $f(0) = 1$, так как для $v = 0$ системы U и U' идентичны, то есть показывают одинаковые координаты положения и времени.

Условие $a(v) > 0$ должно быть выполнено в силу того, что оси x и x' имеют одно направление (рис. 1), то есть если x увеличивается, то x' также увеличивается. Условие $(v > 0 \Rightarrow b(v) < 0)$ должно быть выполнено в силу одинакового направления осей x и x' (рис. 1), то есть для выбранной координаты x по истечении времени t координата x' уменьшается. Аналогично если скорость v отрицательна, то есть система U' движется в противоположную сторону, то координата x' увеличивается, то есть $(v < 0 \Rightarrow b(v) > 0)$. Условие $f(v) > 0$ должно быть выполнено потому, что если t увеличивается, то t' также увеличивается.

Для наших нужд удобно пользоваться параметром $e(v)$, где $e_1(v) = v \cdot e(v)$. Введение такого параметра допустимо, так как согласно (4) получается, что $e_1(0) = 0$. Параметр $e(v)$ [$\text{с}^2/\text{м}^2$] является непрерывной функцией скорости v. Теперь преобразование (3) принимает вид

$$\begin{cases} x' = a\,x + b\,t, \\ t' = e\,v\,x + f\,t. \end{cases} \tag{5}$$

Дифференциалы из преобразования (5) имеют вид ($v = \mathrm{const}$)

$$\begin{cases} dx' = a\, dx + b\, dt, \\ dt' = e\, v\, dx + f\, dt. \end{cases} \tag{6}$$

Рассмотрим тело, находящееся в состоянии покоя в инерциальной системе отсчета U'. Так как оно является в этой системе отсчета неподвижным, для его координаты положения получается

$$dx' = 0. \tag{7}$$

Заметим, что скорость рассматриваемого тела относительно системы U (то есть dx/dt) является скоростью v системы U' относительно системы U. Поэтому получим

$$\frac{dx}{dt} = v. \tag{8}$$

Из дифференциала положения (6) на основании (7) и (8) получаем

$$0 = dx' = \frac{dx'}{dt} = \frac{a\, dx + b\, dt}{dt} = a\,\frac{dx}{dt} + b = a\, v + b. \tag{9}$$

Отсюда следует, что

$$b = -\, a\, v. \tag{10}$$

На этом основании преобразование (5) принимает вид

$$\begin{cases} x' = a\,(x - v\, t), \\ t' = e\, v\, x + f\, t. \end{cases} \tag{11}$$

Дифференциалы из преобразования (11) имеют вид ($v = \mathrm{const}$)

$$\begin{cases} dx' = a\,(dx - v\, dt), \\ dt' = e\, v\, dx + f\, dt. \end{cases} \tag{12}$$

Рассмотрим теперь световой импульс, который движется вдоль осей x и x'. Когда свет распространяется в направлении оси x' и скорости v, скорость света в инерциальной системе U' имеет значение

$$\frac{dx'}{dt'} = c_x^{+}(v), \tag{13}$$

при этом в универсальной системе отсчета U имеет значение (постулат II)

$$\frac{dx}{dt} = c \geqslant 0. \tag{14}$$

Если же свет распространяется в направлении противоположном оси x' и скорости v, тогда скорость света в инерциальной системе U' имеет значение

$$\frac{dx'}{dt'} = c_x^{-}(v), \tag{15}$$

при этом в универсальной системе отсчета U имеет значение (постулат II)

$$\frac{dx}{dt} = -c \leqslant 0. \tag{16}$$

Если поделим дифференциалы (12), то на основе (13) и (14) получаем

$$c_x^{+}(v) = \frac{dx'}{dt'} = \frac{a\,(dx - v\, dt)}{e\, v\, dx + f\, dt} = \\ = \frac{a\left(\dfrac{dx}{dt} - v\right)}{e\, v\,\dfrac{dx}{dt} + f} = \frac{a\,(c - v)}{e\, v\, c + f}. \tag{17}$$

Если поделим дифференциалы (12), то на основе (15) и (16) получаем

$$c_x^{-}(v) = \frac{dx'}{dt'} = \frac{a\,(dx - v\, dt)}{e\, v\, dx + f\, dt} = \\ = \frac{a\left(\dfrac{dx}{dt} - v\right)}{e\, v\,\dfrac{dx}{dt} + f} = \frac{-a\,(c + v)}{-e\, v\, c + f}. \tag{18}$$

Выражение (18) можно получить из выражения (17) путем изменения знака перед скоростью c (это означает изменение направления движения светового импульса).

Выражение (18) можно также получить путем одновременной замены в выражении (17) знаков перед скоростями v и c_x^{+} (это означает одновременное изменение направления скорости v и направления оси x'). Чтобы получить выражение (18), параметр $e(v)$ не может изменять знак. На этом основании получаем следующие свойства для этого параметра

$$e(v) \cdot e(-v) \geqslant 0. \tag{19}$$

Из выражений (17) и (18) с учетом (19) следует, что функции однонаправленной скорости света удовлетворяют зависимости

$$c_x^{-}(v,\ c) = -c_x^{+}(-v,\ c), \tag{20}$$

$$c_x^{-}(v,\ c) = c_x^{+}(v,\ -c). \tag{21}$$

Если зависимости (17) и (18) подставим в уравнение (2), то получаем

$$\frac{e\, v\, c + f}{a\,(c - v)} + \frac{-e\, v\, c + f}{a\,(c + v)} = \frac{2}{c}. \tag{22}$$

То есть чтобы выполнилось условие (2), параметр $a(v)$ должен иметь вид

$$a = c^2 \cdot \frac{f + e\, v^2}{c^2 - v^2} = \frac{1}{1 - (v/c)^2}(f + e\, v^2) = \\ = \gamma^2 (f + e\, v^2). \tag{23}$$

На основании (23) преобразование (11) принимает вид

$$\begin{cases} x' = \gamma^2 (f + e\, v^2)(x - v\, t), \\ t' = e\, v\, x + f\, t. \end{cases} \tag{24}$$

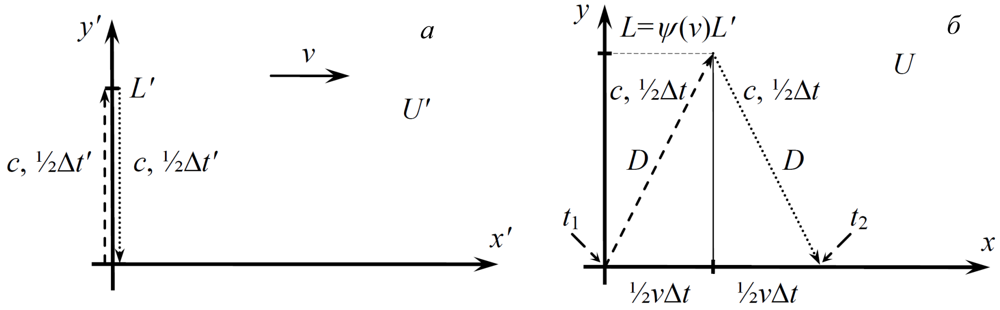

Рис. 2. Путь, проходимый светом, видимый из двух систем отсчета: *а* — инерциальная система отсчета U', *б* — универсальная система отсчета U

На этом основании можно получить обратное преобразование из инерциальной системы U' в универсальную систему отсчета U в виде

$$\begin{cases} x = \dfrac{f}{\gamma^2(f+e\,v^2)^2}x' + \dfrac{1}{f+e\,v^2}\,v\,t', \\ t = \dfrac{-e\,v}{\gamma^2(f+e\,v^2)^2}\,x' + \dfrac{1}{f+e\,v^2}t'. \end{cases} \tag{25}$$

Уравнения (24) и (25) являются искомыми преобразованиями для одного пространственного измерения. Они содержат параметры $e(v)$ и $f(v)$. Эти параметры должны удовлетворять условиям (4) и (19). В случае использования определенных параметров получается определенное преобразование, описывающее определенную кинематику. Этот общий вид преобразования содержит в себе все возможные линейные преобразования между универсальной системой отсчета U, в которой свет распространяется с постоянной скоростью c, и инерциальной системой U', движущейся относительно системы U со скоростью v, вдоль осей x и x', если в инерциальной системе U' однонаправленные скорости света удовлетворяют условию (2) (то есть постулат III).

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ТРЕХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Для того, чтобы ввести в преобразование два оставшихся пространственных измерения принимаем дополнительный постулат:

IV. Для любого наблюдателя, неподвижного относительно универсальной системы отсчета, пространство изотропно, то есть обладает одинаковыми свойствами в любом направлении.

Из постулата IV следует, что параметры в преобразованиях (6) и (24), (25) удовлетворяют следующим свойствам:

$$\begin{aligned} a(v) &= a(-v), \quad & b(v) &= -b(-v), \\ e\,(v) &= e\,(-v), \quad & f(v) &= f(-v). \end{aligned} \tag{26}$$

Свойства (26) следуют из (4), (19) и из следующих соображений. Параметры $a(v)$ и $f(v)$ должны быть четными функциями, так как если x возрастает, то x' возрастает, и если t растет, то t' растет также без учета направления скорости v. Параметр $b(v)$ должен быть нечетной функцией, так как после изменения направления скорости v для выбранной координаты x, если проходит время t, координата x' растет так же, как уменьшалась для неизмененного направления скорости v. Параметр $e(v)$ должен быть нечетной функцией, так как в результате изменения направления скорости v для указанного момента t, изменение времени t' зависит от x обратным образом, чем для неизмененного направления скорости v. Поэтому функция $e(v)$ должна быть четной.

Рассмотрим ситуацию, показанную на рис. 2. В инерциальной системе отсчета U' световой импульс движется перпендикулярно к оси x'. Этот свет проходит расстояние L' сначала в одном направлении, а затем обратно, то есть возвращается в начальную точку.

С точки зрения постулата IV скорость света в направлении, перпендикулярном оси x', является такой же и в прямом и в обратном направлении и составляет c. Это следует из того, что ни одно направление, перпендикулярное направлению скорости v (а также осям x и x'), не является выделенным (постулат IV) и средняя скорость света по пути туда и обратно составляет c (постулат III). Поэтому тот же самый световой импульс для наблюдателя неподвижной относительно универсальной системы отсчета U будет двигаться вдоль боковых сторон равнобедренного треугольника. Для наблюдателя из системы U размеры, перпендикулярные скорости v, могут быть иными, чем для наблюдателя из системы U', поэтому высоту треугольника обозначим как

$$L = \psi(v)\,L'. \tag{27}$$

Параметр $\psi(v)$ описывает поперечное сокращение тел, движущихся относительно универсальной системы отсчета. Этот параметр должен удовлетворять условиям

$$\psi(0) = 1 \quad \wedge \quad \psi(v) > 0 \quad [1]. \tag{28}$$

Параметр $\psi(0) = 1$, так как для $v = 0$ поперечные размеры идентичны для наблюдателей обеих систем U и U'. Условие $\psi(v) > 0$ должно быть выполнено потому, что поперечные размеры не обращаются в другую сторону.

С точки зрения постулата IV для наблюдателя из системы U поперечные размеры сокращаются одинаково для любого направления скорости v. Поэтому параметр $\psi(v)$ должен удовлетворять условию

$$\psi(v) = \psi(-v). \tag{29}$$

Определим теперь параметр $\psi(v)$.

Для наблюдателя из системы U' получается

$$\Delta t' = \frac{2L'}{c} \quad \Leftrightarrow \quad L' = \frac{c\,\Delta t'}{2}. \tag{30}$$

На основе преобразования (25) получаем дифференциал ($v = \mathrm{const}$)

$$dt = \frac{-e\,v}{\gamma^2(f + e\,v^2)^2}dx' + \frac{1}{f + e\,v^2}dt'. \tag{31}$$

Таким образом, для выбранной координаты x' в системы U' получаем

$$dx' = 0 \quad \Rightarrow \quad dt = \frac{1}{f + e\,v^2}dt'. \tag{32}$$

Выражение (32) описывает замедление времени для часов, неподвижных относительно системы U'. На рис. 2 такие часы находятся в начале отсчета системы U'. Если по этим часам пройдет время $\Delta t'$, имеющееся в выражении (30), тогда в системе U пройдет время $\Delta t = t_2 - t_1$, где t_1 — это момент, в который импульс был выслан, а t_2 — когда импульс вернулся к оси x. Моменты t_1 и t_2 измеряются в системе U двумя различными часами. Согласно выражению (32) получим

$$\Delta t = \frac{1}{f + e\,v^2}\Delta t'. \tag{33}$$

Из геометрии рисунка получаем

$$D = \sqrt{v^2\Delta t^2/4 + \psi^2 L'^2}, \tag{34}$$

а также

$$\Delta t = \frac{2D}{c}. \tag{35}$$

Из уравнений (34) и (35) получаем

$$\Delta t = \frac{2\sqrt{v^2\Delta t^2/4 + \psi^2 L'^2}}{c}, \tag{36}$$

$$c^2\Delta t^2 = 4(v^2\Delta t^2/4 + \psi^2 L'^2), \tag{37}$$

$$4\psi^2 L'^2 = (c^2 - v^2)\Delta t^2. \tag{38}$$

На основании (30) и (33) получаем

$$4\psi^2\frac{c^2\Delta t'^2}{4} = (c^2 - v^2)\frac{1}{(f + e\,v^2)^2}\Delta t'^2, \tag{39}$$

$$\psi^2 = \frac{c^2 - v^2}{c^2}\,\frac{1}{(f + e\,v^2)^2}, \tag{40}$$

$$\psi = \sqrt{1 - (v/c)^2}\frac{1}{f + e\,v^2} = \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}(f + e\,v^2)}. \tag{41}$$

Таким образом, параметр поперечного сокращения $\psi(v)$ должен иметь значение

$$\psi = \frac{1}{\gamma(f + e\,v^2)}. \tag{42}$$

Из анализа выше следует, что выражение (42) для параметра $\psi(v)$ следует из постулата IV и замедления времени (32).

После введения (42) в преобразования (24), (25) получаем преобразование для трех пространственных измерений, описываемое параметрами $e(v)$ и $f(v)$. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t' = e\,v\,x + f\,t, \\ x' = \gamma^2(f + e\,v^2)(x - v\,t), \\ y' = \gamma(f + e\,v^2)y, \\ z' = \gamma(f + e\,v^2)z. \end{cases} \tag{43}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = \dfrac{-e\,v}{\gamma^2(f + e\,v^2)^2}x' + \dfrac{1}{f + e\,v^2}t', \\ x = \dfrac{f}{\gamma^2(f + e\,v^2)^2}x' + \dfrac{1}{f + e\,v^2}v\,t', \\ y = \dfrac{1}{\gamma(f + e\,v^2)}y', \\ z = \dfrac{1}{\gamma(f + e\,v^2)}z'. \end{cases} \tag{44}$$

Зависимость (42) можно записать иначе:

$$f = \frac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2. \tag{45}$$

После введения (45) в преобразования (24), (25) или (43), (44) получаем преобразование для трех пространственных измерений, описываемого параметрами $e(v)$ и $\psi(v)$. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t' = e\,v\,x + \left(\dfrac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2\right)\,t, \\ x' = \dfrac{\gamma}{\psi}(x - v\,t), \\ y' = \dfrac{1}{\psi}y, \\ z' = \dfrac{1}{\psi}z. \end{cases} \tag{46}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = -\psi^2 e\,v\,x' + \gamma\,\psi\,t', \\ x = \left(\dfrac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e\,v^2\right)x' + \gamma\,\psi\,v\,t', \\ y = \psi\,y', \\ z = \psi\,z'. \end{cases} \tag{47}$$

Уравнения (43), (44) и (46), (47) являются искомыми преобразованиями для всех пространственных измерений. Набор преобразований (43), (44) идентичен набору (46), (47). Эти наборы отличаются лишь используемыми параметрами.

4. ИЗБРАННЫЕ СВОЙСТВА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Дифференциалы из преобразования (46) имеют вид ($v = \mathrm{const}$)

$$\begin{cases} dt' = e\,v\,dx + \left(\dfrac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2\right)\,dt, \\ dx' = \dfrac{\gamma}{\psi}(dx - v\,dt), \\ dy' = \dfrac{1}{\psi}dy, \\ dz' = \dfrac{1}{\psi}dz. \end{cases} \tag{48}$$

Дифференциалы из преобразования (47) имеют вид ($v = \mathrm{const}$)

$$\begin{cases} dt = -\psi^2 e\,v\,dx' + \gamma\,\psi\,dt', \\ dx = \left(\dfrac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e\,v^2\right)dx' + \gamma\,\psi\,v\,dt', \\ dy = \psi\,dy', \\ dz = \psi\,dz'. \end{cases} \tag{49}$$

4.1. Замедление времени

Определим выражения для замедления времени для преобразований (46), (47).

Из дифференциала времени (48) для наблюдателя, неподвижного относительно универсальной системы отсчета U, получается следующее выражение для замедления времени (также на основании (45)):

$$dx = 0 \quad \Rightarrow \quad dt' = \left(\frac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2\right)\,dt = f(v)\,dt. \tag{50}$$

Из дифференциала времени (49) для наблюдателя, неподвижного относительно инерциальной системы отсчета U', получается следующее выражение для замедления времени:

$$dx' = 0 \quad \Rightarrow \quad dt = \gamma\,\psi\,dt'. \tag{51}$$

Из выражений (50) и (51) следует, что наблюдатели из движущихся относительно друг друга систем отсчета U и U' смогут измерить одинаковое замедление времени, только если параметр $e(v) = 0$. Если $e(v) \neq 0$, то оба наблюдателя будут по-разному оценивать относительное течение времени с использованием сравниваемых часов.

Замедление времени (50) и (51) записывается в виде импликации, так как этот способ является более точным по сравнению с общепринятой в физике записью.

4.2. Сокращение продольных размеров (Лоренца—Фицджеральда)

Определим выражения сокращения продольных размеров (вдоль оси x и x') для преобразований (46), (47).

Из дифференциала положения (48) следует, что для наблюдателя из универсальной системы отсчета U выражение для сокращения продольных размеров (также на основании (23) и (45)) имеет вид

$$dt = 0 \quad \Rightarrow \quad dx' = \frac{\gamma}{\psi}dx = a(v)\,dx. \tag{52}$$

Из дифференциала положения (49) следует, что для наблюдателя из универсальной системы отсчета U выражение для сокращения продольных размеров имеет вид

$$dt' = 0 \quad \Rightarrow \quad dx = \left(\frac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e\,v^2\right)dx'. \tag{53}$$

Из выражений (52) и (53) следует, что наблюдатели из движущихся относительно друг друга систем отсчета U и U' смогут измерить одинаковое продольное сокращение, только если параметр $e(v) = 0$. Если параметр $e(v) \neq 0$, тогда оба наблюдателя по-разному оценивают пропорции измеряемых ими продольных размеров.

Сокращение продольных размеров (52) и (53) записывается в виде импликации, так как этот способ является более точным по сравнению с общепринятой в физике записью.

4.3. Преобразования скорости

Определим выражения, описывающие преобразования скорости для преобразований (46), (47). Принимаем обозначения согласно рис. 3. Тело движется относительно систем U и U'. Для наблюдателя из системы U у него скорость v, а для наблюдателя из системы U' — скорость V'.

Из уравнений (48) следуют уравнения

$$\begin{cases} \dfrac{dx'}{dt'} = \dfrac{\dfrac{\gamma}{\psi}(dx - v\,dt)}{e\,v\,dx + \left(\dfrac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2\right)\,dt}, \\ \dfrac{dy'}{dt'} = \dfrac{\dfrac{1}{\psi}dy}{e\,v\,dx + \left(\dfrac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2\right)\,dt}, \\ \dfrac{dz'}{dt'} = \dfrac{\dfrac{1}{\psi}dz}{e\,v\,dx + \left(\dfrac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2\right)\,dt}. \end{cases} \tag{54}$$

На этом основании преобразование скорости из системы U в систему U' имеет вид

$$\begin{cases} V'_x = \dfrac{\gamma^2\,(V_x - v)}{\gamma\,\psi\,e\,v\,(V_x - v) + 1}, \\ V'_y = \dfrac{\gamma\,V_y}{\gamma\,\psi\,e\,v\,(V_x - v) + 1}, \\ V'_z = \dfrac{\gamma\,V_z}{\gamma\,\psi\,e\,v\,(V_x - v) + 1}. \end{cases} \tag{55}$$

Из уравнения времени (49) следуют уравнения

$$\begin{cases} \dfrac{dx}{dt} = \dfrac{\left(\dfrac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e\,v^2\right)dx' + \gamma\,\psi\,v\,dt'}{-\psi^2 e\,v\,dx' + \gamma\,\psi\,dt'}, \\ \dfrac{dy}{dt} = \dfrac{\psi\,dy'}{-\psi^2 e\,v\,dx' + \gamma\,\psi\,dt'}, \\ \dfrac{dz}{dt} = \dfrac{\psi\,dz'}{-\psi^2 e\,v\,dx' + \gamma\,\psi\,dt'}. \end{cases} \tag{56}$$

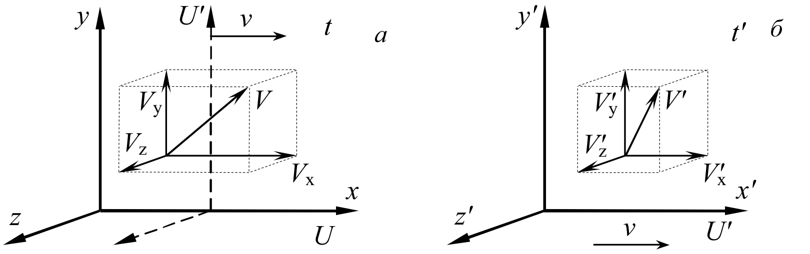

Рис. 3. Движение, видимое из универсальной (*а*) и инерциальной (*б*) систем отсчета

На этом основании преобразование скорости из системы U' в систему U имеет вид

$$\begin{cases} V_x = \dfrac{\left(\dfrac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e\, v^2\right) V_x' + \gamma\, \psi\, v}{-\psi^2 e\, v\, V_x' + \gamma\, \psi}, \\ V_y = \dfrac{\psi\, V_y'}{-\psi^2 e\, v\, V_x' + \gamma\, \psi}, \\ V_z = \dfrac{\psi\, V_z'}{-\psi^2 e\, v\, V_x' + \gamma\, \psi}. \end{cases} \tag{57}$$

Преобразования скорости (55) и (57) эквивалентны. Можно показать, что в результате подстановки одного во второе получаются тождества.

4.4. Скорость света вдоль оси x', видимая в инерциальной системе

Если тело, представленное на рис. 3, является световым импульсом, тогда в системе U оно движется со скоростью c. Рассмотрим только случай движения этого импульса параллельно осям x и x' (то есть движение параллельно скорости v). Тогда получим

$$V_x = c, \quad V_y = 0, \quad V_z = 0. \tag{58}$$

На основании преобразования (55) получим скорость этого светового импульса, видимую в инерциальной системе отсчета U':

$$c_x^+(v) = V_x' = \frac{\gamma^2\,(c - v)}{\gamma\,\psi\, e\, v\,(c - v) + 1}, \qquad c_y' = V_y' = 0, \quad c_z' = V_z' = 0. \tag{59}$$

Выражение (59) можно получить также из выражения (17) после применения зависимостей (23) и (45). Так как

$$\gamma^2\,(c - v) = \frac{1}{1 - (v/c)^2}\,(c - v) = \frac{c^2}{c^2 - v^2}\,(c - v) = = \frac{c^2}{(c + v)(c - v)}\,(c - v) = \frac{c^2}{c + v}, \tag{60}$$

то на основании (59) однонаправленная скорость света в направлении оси x', а также в направлении скорости v имеет в инерциальной системе отсчета U' значение

$$c_x^+(v) = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma}\, e\, v\, c^2 + c + v}, \quad c_y' = 0, \quad c_z' = 0. \tag{61}$$

Однонаправленная скорость света при направлении, противоположном оси x', а также направлению скорости v, имеет в инерциальной системе отсчета U' значение

$$c_x^-(v) = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma}\, e\, v\, c^2 - c + v}, \quad c_y' = 0, \quad c_z' = 0. \tag{62}$$

Выражение (62) получено из выражения (61) путем изменения знака перед скоростью c (это означает изменение направления движения светового импульса). Его также можно получить путем замены в выражении (61) знака перед скоростью v (необходимо в этом случае рассмотреть зависимость (20), что означает изменение направления оси x'). Тогда перед параметрами $\psi(v)$, $\gamma(v)$ и $e(v)$ не нужно менять знаки, так как они являются четными функциями. Именно в силу таких ситуаций удобнее пользоваться четной функцией $e(v)$, которая присутствует в преобразовании (5), чем нечетной функцией $e_1(v)$, содержащейся в преобразовании (4).

4.5. Выводы относительно однонаправленной скорости света и параметра $e(v)$

На основании (61) получаем

$$e = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c + v)}{v\, c^2\, c_x^+}. \tag{63}$$

На основании (62) получаем

$$e = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 + c_x^-(c - v)}{v\, c^2\, c_x^-}. \tag{64}$$

На этом основании получаем

$$\frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 + c_x^-(c - v)}{v\, c^2\, c_x^-} = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c + v)}{v\, c^2\, c_x^+}, \tag{65}$$

$$\frac{c^2}{c_x^-} + c - v = \frac{c^2}{c_x^+} - c - v, \tag{66}$$

$$\frac{c^2}{c_x^-} = \frac{c^2}{c_x^+} - 2c = \frac{c^2 - 2\, c\, c_x^+}{c_x^+}. \tag{67}$$

Окончательно получаем соотношение между однонаправленными скоростями света в вакууме, параллельными оси x':

$$c_x^-(v) = \frac{c\, c_x^+(v)}{c - 2\, c_x^+(v)}. \tag{68}$$

Из выражений (61) и (62) следует важный вывод относительно параметра $e(v)$. Проверим, для каких значений параметра $e(v)$ получается, согласно принятому в зависимости (2), что

$$c_x^+ \geqslant 0 \quad \wedge \quad c_x^- \leqslant 0. \tag{69}$$

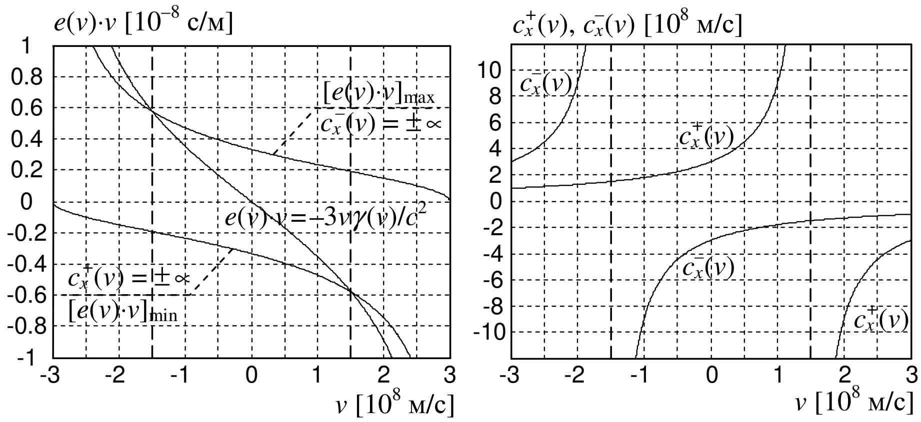

Рис. 4. Однонаправленная скорость света в вакууме как функция скорости v для $e(v)\cdot v = -3v\gamma(v)/c^2$

Из (61) и (62) следует, что должно получиться

$$\begin{cases} c_x^+(v) \geqslant 0 & \Rightarrow \quad \dfrac{\psi(v)}{\gamma(v)}\, e(v)\, v\, c^2 + c + v \geqslant 0, \\ c_x^-(v) \leqslant 0 & \Rightarrow \quad \dfrac{\psi(v)}{\gamma(v)}\, e(v)\, v\, c^2 - c + v \leqslant 0. \end{cases} \tag{70}$$

Отсюда следует: чтобы выполнились неравенства (69), параметр $e(v)$ должен удовлетворять условиям

$$\begin{cases} c_x^+(v) \geqslant 0 \quad \Rightarrow \\ \quad \Rightarrow e(v)\, v \geqslant \dfrac{-1}{\psi(v)\, c}\sqrt{\dfrac{c+v}{c-v}} = [e(v)\, v]_{\min}, \\ c_x^-(v) \leqslant 0 \quad \Rightarrow \\ \quad \Rightarrow e(v)\, v \leqslant \dfrac{1}{\psi(v)\, c}\sqrt{\dfrac{c-v}{c+v}} = [e(v)\, v]_{\max}. \end{cases} \tag{71}$$

Если условия (71) не выполняются для какой-либо инерциальной системы, то значение однонаправленной скорости света, измеряемое в этой системе отсчета, несовместимо с осью времени. Это значит, что свет может мнимо возвращаться во времени (течение времени отрицательно). Это приводит к тому, что скорость света $c_x^+(v)$, совпадающая с направлением оси x, может быть отрицательной или скорость света $c_x^-(v)$, не совпадающая с направлением оси x, может быть положительной. В этом случае не выполнится одно из неравенств (69). Тем не менее уравнение (2) все еще верно, так как оно более общее, чем принятые в начале (для обращения внимания) неравенства (69).

На рис. 5 проиллюстрированы неравенства (71). Функции $[e(v)\cdot v]_{\min}$ и $[e(v)\cdot v]_{\max}$ определяют пределы, в которых должны находиться значения функции $e(v)\cdot v$, чтобы ни в одной инерциальной системе не проявился эффект мнимого возвращения света во времени. На графике представлены также значения функции $e(v)\cdot v$ для СТО (75), а также для СТЭ (84).

На рис. 4 представлен пример того, как значения однонаправленных скоростей света $c_x^+(v)$ и $c_x^-(v)$ зависят от скорости инерциальной системы отсчета, в которой находится наблюдатель, при значении параметра $e(v)\cdot v = -3v\gamma(v)/c^2$.

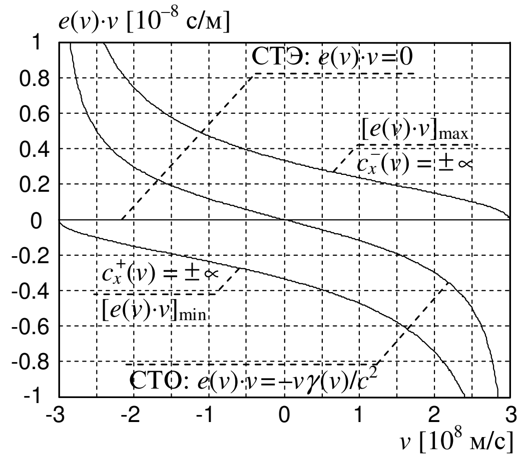

Рис. 5. Область значений функции $e(v)\cdot v$, для которой не наблюдается мнимого возвращения света во времени

Рассмотрим световой импульс, движущийся вдоль оси x. Импульс движется из точки x_1 в точку $x_2 > x_1$. Чтобы осуществить измерение однонаправленной скорости света $c_x^+(v)$, необходимы двое часов. Часы Z_1, находящиеся в точке x_1, измеряют момент t_1, когда световой импульс испускается. Часы Z_2, находящиеся точке x_2, измеряют момент t_2, когда световой импульс до них доходит. В случае, показанном на рис. 4, часы в инерциальных системах рассинхронизированы параметром $e(v)$ так, что в инерциальной системе, движущейся со скоростью $v = c/2$, выполняется равенство $t_1 = t_2$. В этой ситуации измерение однонаправленной скорости света дает бесконечное значение, так как

$$c_x^+(c/2) = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{L}{\pm 0} = \pm\infty. \tag{72}$$

В реальности в этой инерциальной системе отсчета у света конечная скорость, так как он имеет конечную скорость в эфире. Бесконечная скорость, имеющаяся в (72), обусловлена рассинхронизацией часов. Часы Z_2 опаздывают по отношению к часам Z_1 ровно на столько, сколько времени требуется свету, чтобы добраться из точки x_1 в точку x_2. Таким образом, выражения (61) и (62) не представляют реальной скорости света, а только результат измерения этой скорости, осуществленный с использованием рассинхронизированных часов для случая $e(v) \neq 0$.

В инерциальных системах отсчета (рис. 4), движущихся со скоростями $v > c/2$, часы настолько сильно рассинхронизированы, что измерение однонаправленной скорости света $c_x^+(v)$ дает отрицательные значения. Это происходит из-за того, что часы Z_2 отстают относительно часов Z_1 на больший промежуток времени, чем необходимо свету, чтобы добраться из точки x_1 до точки x_2. В этих инерциальных системах $t_2 - t_1 < 0$. Поэтому свет, распространяясь из точки x_1 до точки x_2, мнимо возвращается во времени.

То, что возвращение света во времени является мнимым, а не реальным, будет также выяснено в подразд. 6.7. Значение параметра $e(v)$ также оговорено в подразд. 6.7, разд. 7 и 8.

5. ОБЩИЙ ВИД ПРЕОБРАЗОВАНИЯ, ВЫРАЖЕННОГО ЧЕРЕЗ ОДНОНАПРАВЛЕННУЮ СКОРОСТЬ СВЕТА

В преобразованиях (46), (47), благодаря зависимости (63), можем заменить параметр $e(v)$ с использованием однонаправленной скорости света $c_x^+(v)$. Получаем тогда преобразование из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' в виде

$$\begin{cases} t' = \dfrac{\gamma}{\psi} \cdot \dfrac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2\, c_x^+}\, x + \\ \qquad + \left(\dfrac{1}{\gamma\, \psi} - \dfrac{\gamma}{\psi} \cdot \dfrac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2\, c_x^+}\, v \right)\, t, \\ x' = \dfrac{\gamma}{\psi}(x - v\, t), \\ y' = \dfrac{1}{\psi} y, \\ z' = \dfrac{1}{\psi} z. \end{cases} \tag{73}$$

При этом из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = -\gamma\, \psi \dfrac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2\, c_x^+}\, x' + \gamma\, \psi\, t', \\ x = \left(\dfrac{\psi}{\gamma} - \gamma\, \psi \dfrac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2\, c_x^+}\, v \right) x' + \gamma\, \psi\, v\, t', \\ y = \psi\, y', \\ z = \psi\, z'. \end{cases} \tag{74}$$

Аналогичным образом преобразования (46), (47) можно записать на основании (64) с использованием однонаправленной скорости света $c_x^-(v)$.

Благодаря преобразованиям (73), (74) можно дать определение произвольному преобразованию, удовлетворяющему постулатам I–IV, на основе двух параметров: поперечного сокращения $\psi(v)$ и однонаправленной скорости света в вакууме $c_x^+(v)$.

Благодаря преобразованиям (46), (47) можно дать определение произвольному преобразованию, удовлетворяющему постулатам I–IV, на основе двух параметров: поперечного сокращения $\psi(v)$ и параметра синхронизации часов в инерциальных системах отсчета $e(v)$.

Благодаря преобразованиям (43), (44) можно дать определение произвольному преобразованию, удовлетворяющему постулатам I–IV, на основе двух параметров: замедления времени $f(v)$ (следующего из (50)) и параметра синхронизации часов в инерциальных системах отсчета $e(v)$.

Значение параметра $e(v)$ выясняется в статье ниже.

6. ОСОБЫЕ СЛУЧАИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

6.1. Преобразование Лоренца — преобразование СТО

Если принять, что

$$\psi(v) = 1, \qquad [1]$$
$$e(v) = -\gamma(v)\frac{1}{c^2} = -\frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}\,\frac{1}{c^2}, \quad \left[\frac{\text{с}^2}{\text{м}^2}\right] \tag{75}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид преобразования Лоренца, на которое опирается СТО. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t' = \gamma\, \left(-\dfrac{v}{c^2}\, x + t \right), & y' = y, \\ x' = \gamma\, (x - v\, t), & z' = z. \end{cases} \tag{76}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = \gamma\, \left(\dfrac{v}{c^2}\, x' + t' \right), & y = y', \\ x = \gamma\, (x' + v\, t'), & z = z'. \end{cases} \tag{77}$$

Существуют лишь два преобразования (46), (47), в которых соответствующие друг другу коэффициенты в преобразовании и преобразовании ему обратном имеют такие же числовые значения (с точностью до знака, связанного с направлением скорости v). Это преобразование Лоренца и показанное ниже преобразование Галилея. Поэтому в преобразовании Лоренца системы U и U' становятся неотличимыми.

6.2. Преобразования Лоренца с поперечным сокращением

Если принять, что

$$e(v) = -\frac{\gamma(v)}{\psi(v)}\frac{1}{c^2} = \\ = -\frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}}\,\frac{1}{c^2} \quad \left[\frac{\text{с}^2}{\text{м}^2}\right], \tag{78}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид преобразования, которое можно назвать преобразованием Лоренца с поперечным сокращением. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразования имеет вид

$$\begin{cases} t' = \dfrac{\gamma}{\psi}\, \left(-\dfrac{v}{c^2}\, x + t \right), & y' = \dfrac{1}{\psi} y, \\ x' = \dfrac{\gamma}{\psi}\, (x - v\, t), & z' = \dfrac{1}{\psi} z. \end{cases} \tag{79}$$

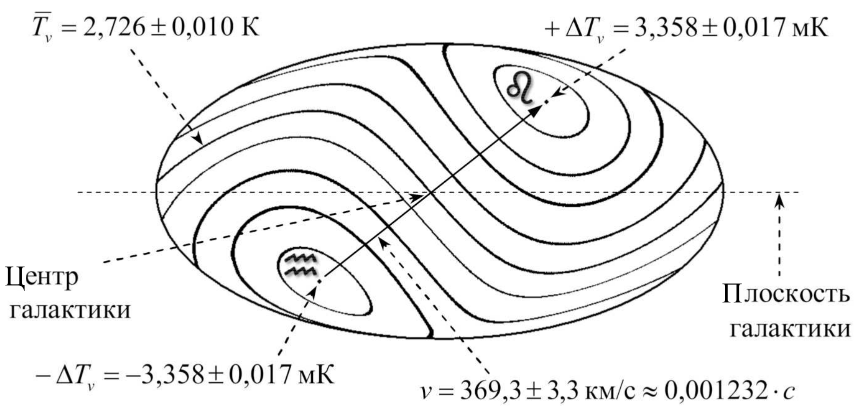

Рис. 6. Дипольная анизотропия РИ показана в проекции Хаммера—Аитова (собственная обработка на основе [9])

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U эти преобразования имеют вид

$$\begin{cases} t = \gamma\,\psi\left(\frac{v}{c^2}\,x' + t'\right), & y = \psi\,y', \\ x = \gamma\,\psi\,(x' + v\,t'), & z = \psi\,z'. \end{cases} \tag{80}$$

Необходимо выяснить происхождение идеи обобщения преобразования Лоренца, представленного в этой статье. В связи с выражением (61) относительно однонаправленной скорости света возникает естественный вопрос: для каких параметров $e(v)$ и $\psi(v)$ скорость света в инерциальной системе отсчета будет иметь значение c в любом направлении. На основании (61) для света, распространяющегося вдоль оси x', должно выполняться уравнение

$$c = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma}\,e\,v\,c^2 + c + v}, \tag{81}$$

$$\frac{\psi}{\gamma}\,e\,v\,c^3 + c^2 + v\,c = c^2. \tag{82}$$

То есть, чтобы однонаправленная скорость света имела точное значение c, должно выполняться

$$e\ = -\frac{\gamma}{\psi}\,\frac{1}{c^2}. \tag{83}$$

Легко проверить на основании преобразования скорости (55), что для всех рассматриваемых преобразований (46), (47) свет, распространяющийся параллельно оси y', также будет иметь однонаправленную скорость со значением c в системе U'. Это также следует непосредственно из постулата IV, что и показано на рис. 2. Также с использованием численных методов было проверено для различных значений функции $\psi(v)$, что однонаправленная скорость света в кинематиках, описанных преобразованиями (79), (80), всегда имеет значение c в любом направлении.

Отсюда следует, что существует бесконечное множество кинематик, в которых однонаправленная скорость света в вакууме в любой инерциальной системе отсчета является постоянной и имеет значение c. Основываются они на преобразованиях (79), (80). СТО является лишь одной из бесконечного множества таких кинематик (преобразование (76), (77)).

В кинематиках (79), (80), в которых $\psi(v) \neq 1$, инерциальные системы отсчета отличимые и существует универсальная система отсчета, обозначенная символом U. Система U отличается хотя бы тем, каким образом изменяются, согласно преобразованию (46), (47), поперечные размеры тел, движущихся относительно указанной системы отсчета. Поэтому такие теории не удовлетворяют принципу эквивалентности всех инерциальных систем отсчета.

В современной физике считается, что однонаправленная скорость света в вакууме является абсолютно постоянной, то есть имеет одинаковое значение в любом направлении распространения и для любого наблюдателя. На этом основании была выведена теория СТО Эйнштейна. Как показано выше, существует бесконечное множество кинематик, удовлетворяющих этому условию. СТО выделяется среди них тем, что дополнительно в ней постулирован принцип эквивалентности всех инерциальных систем отсчета: не существует такого физического явления, которое выделяет какая-либо инерциальная система. Это сводится к тому, что соответствующие друг другу коэффициенты в преобразовании и в преобразовании, ему обратном, должны иметь одинаковые числовые значения (с точностью до знака, следующего из направления скорости v). Среди преобразований (79), (80) таким дополнительным постулатам удовлетворяет лишь преобразование Лоренца (76), (77). Не существует, однако, никаких экспериментальных причин, чтобы принимать принцип эквивалентности всех инерциальных систем. Этот принцип введен в физику произвольно.

Известны, в свою очередь, экспериментальные доказательства существования универсальной системы отсчета. Речь идет об измерениях анизотропии РИ, обсуждаемой в нобелевской лекции [9]. Оказывается, что со всех сторон космоса до нас доходит микроволновое электромагнитное излучение в диапазоне 300 ГГц. В нашей системе отсчета это излучение обладает дипольной анизотропией. Доходящее со стороны созвездия Льва излучение имеет несколько большую энергию, в то время как излучение со стороны созвездия Водолея — несколько меньшую энергию (рис. 6). Если учитывать эффект Доплера, то можно определить систему отсчета, в которой РИ однородно. Такая система отсчета является исключительной по отношению ко всем остальным.

Существование такой универсальной системы отсчета предполагает, что даже если бы однонаправленная скорость света в вакууме была постоянной, то правильной моделью кинематики СТО, основанной на преобразовании Лоренца (76), (77), не является, а является только модель, основанная на каком-либо другом преобразовании вида (79), (80).

В статье [12] на основании Специальной теории эфира (СТЭ) без поперечного сокращения была определена скорость Солнечной системы относительно системы, в которой РИ однородно. Полученное значение скорости в этой системе составляет 369.3 км/с (рис. 6), но значение этой скорости будет иным в рамках других кинематик.

Также стоит упомянуть исследования Миллера Дейтона, который многократно повторял эксперимент Майкельсона—Морли и утверждал, что эксперимент дал положительный результат, хотя и намного слабее, чем первоначально предсказывалось в рамках механики Галилея—Ньютона [5]. Однако эта статья основана на общепринятом в физике предположении, что эксперименты Майкельсона—Морли и Кеннеди—Торндайка не дали положительного результата, то есть они не смогли показать движение относительно универсальной системы отсчета. Полученные модели можно легко модифицировать, чтобы они соответствовали результатам экспериментов Миллера. Достаточно в них немного изменить величину сокращения тел в движении.

6.3. Преобразования СТЭ с поперечным сокращением

Если принять, что

$$e(v) = 0, \tag{84}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид преобразований, на которые опирается СТЭ с поперечным сокращением, выведенные в статье [12]. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' эти преобразования имеют вид

$$\begin{cases} t' = \dfrac{1}{\gamma\,\psi}\,t, & y' = \dfrac{1}{\psi}y, \\ x' = \dfrac{\gamma}{\psi}\,(x - v\,t), & z' = \dfrac{1}{\psi}z. \end{cases} \tag{85}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U эти преобразования имеют вид

$$\begin{cases} t = \gamma\,\psi\,t', & y = \psi\,y', \\ x = \dfrac{\psi}{\gamma}x' + \gamma\,\psi\,v\,t', & z = \psi\,z'. \end{cases} \tag{86}$$

Это целый класс преобразований, в которых одновременность событий абсолютна, что согласуется с тем, что показания часов не зависят от координаты положения. Кинематики, основанные на этих преобразованиях, отличаются между собой физическими свойствами, например поперечным сокращением и замедлением времени.

6.4. Преобразование СТЭ без поперечного сокращения

Если принять, что

$$\begin{aligned} \psi(v) &= 1, \\ e(v) &= 0, \end{aligned} \tag{87}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид преобразования, на которое опирается СТЭ без поперечного сокращения, выведенного в статье [11]. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t' = \dfrac{1}{\gamma}\,t, & y' = y, \\ x' = \gamma\,(x - v\,t), & z' = z. \end{cases} \tag{88}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = \gamma\,t', & y = y', \\ x = \dfrac{1}{\gamma}x' + \gamma\,v\,t', & z = z'. \end{cases} \tag{89}$$

В этом случае СТЭ не наблюдается поперечного сокращения (то есть $\psi(v) = 1$). СТЭ, выведенная на основании преобразований (88), (89), имеет тесную связь с СТО Эйнштейна. Это было показано в работе [10].

Преобразование (89) было уже выведено другим методом в статьях [3, 6]. В этих статьях авторы получили упомянутое преобразование из преобразования Лоренца благодаря синхронизации часов в инерциальных системах отсчета внешним методом. Преобразование, полученное в работах [3, 6], является иначе записанным преобразованием Лоренца после изменения способа измерения времени в инерциальной системе отсчета, поэтому данному преобразованию приписаны свойства СТО. В статье [11] преобразование (88), (89) имеет другой физический смысл, чем преобразование Лоренца, так как, согласно представленной в этой статье теории, является возможным определение скорости относительно универсальной системы отсчета путем измерения. Другими словами, универсальная система отсчета реальна и не является произвольно выбранной инерциальной системой отсчета.

6.5. Преобразование СТЭ с абсолютным временем

Если принять, что

$$\begin{aligned} &\psi(v) = 1/\gamma(v) = \sqrt{1 - (v/c)^2} \leqslant 1, \\ &e(v) = 0, \end{aligned} \tag{90}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид преобразования, в котором время абсолютно. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t' = t, & y' = \gamma\,y, \\ x' = \gamma^2(x - v\,t), & z' = \gamma\,z. \end{cases} \tag{91}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = t', & y = \dfrac{1}{\gamma}\, y', \\ x = \dfrac{1}{\gamma^2} x' + v\, t', & z = \dfrac{1}{\gamma}\, z'. \end{cases} \tag{92}$$

В кинематике, основанной на этом преобразовании, время течет одинаково во всех инерциальных системах отсчета аналогично тому, как в преобразованиях Галилея. Очень интересной является возможность наличия теории с абсолютным временем, которая удовлетворяет условиям экспериментов Майкельсона—Морли и Кеннеди—Торндайка.

6.6. Преобразование СТЭ без продольного сокращения

Если принять, что

$$\begin{gathered} \psi(v) = \gamma(v) = 1 \Big/ \sqrt{1 - (v/c)^2} \geqslant 1, \\ e(v) = 0, \end{gathered} \tag{93}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид преобразования, на котором основывается СТЭ без продольного сокращения. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t' = \dfrac{1}{\gamma^2}\, t, & y' = \dfrac{1}{\gamma} y, \\ x' = x - v\, t, & z' = \dfrac{1}{\gamma} z. \end{cases} \tag{94}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = \gamma^2\, t', & y = \gamma\, y', \\ x = x' + \gamma^2\, v\, t', & z = \gamma\, z'. \end{cases} \tag{95}$$

В кинематике, основанной на этом преобразовании, продольные размеры (параллельно осям x и x') одинаковые для наблюдателей любой инерциальной системы. Это следует из дифференциалов преобразований (94), (95)

$$\begin{gathered} dx' = dx - v\, dt, \\ dx = dx' + \gamma^2\, v\, dt'. \end{gathered} \tag{96}$$

То есть

$$\begin{gathered} dt = 0 \quad \Rightarrow \quad dx' = dx, \\ dt' = 0 \quad \Rightarrow \quad dx = dx'. \end{gathered} \tag{97}$$

6.7. Расширенные преобразования Галилея и выводы относительно параметра $e(v)$

Если принять, что

$$\begin{gathered} v/c \to 0 \quad \Rightarrow \quad \gamma = 1 \Big/ \sqrt{1 - (v/c)^2} \cong 1, \\ \psi(v) = 1 \quad \vee \quad (v/c \to 0 \quad \Rightarrow \quad \psi(v) \cong 1), \end{gathered} \tag{98}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид, который назовем расширенными преобразованиями Галилея. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразования имеют вид

$$\begin{cases} t' = e\, v\, x + (1 - e\, v^2) t, & y' = y, \\ x' = x - v\, t, & z' = z. \end{cases} \tag{99}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразования имеют вид

$$\begin{cases} t = -\, e\, v\, x' + t', & y = y', \\ x = (1 - e\, v^2)\, x' + v\, t', & z = z'. \end{cases} \tag{100}$$

Преобразования (99), (100) применимы тогда, когда скорость v значительно меньше скорости c, или, проще, когда $c = \infty$. Тогда на основании (61) и (62) однонаправленная скорость света, распространяющегося вдоль оси x, составляет

$$c_x^+(v) = c_x^-(v) = \frac{1}{e(v)\, v}, \qquad c = \infty. \tag{101}$$

Из зависимости (101) следуют важные выводы. Однонаправленная скорость света в вакууме относительно универсальной системы отсчета имеет бесконечное значение ($c = \infty$). Тогда очевидно, что эта скорость имеет бесконечные значения также в любой инерциальной системе отсчета. Однако, согласно (101), однонаправленная скорость света в инерциальной системе составляет $1/(e\, v)$. Кажется, что это противоречиво.

Однако противоречий в этом нет. Необходимо заметить, что для измерения однонаправленной скорости обязательно необходимо использование двух часов, неподвижных в системе, в которой осуществляется измерение. В универсальной системе отсчета используются другие экземпляры часов, чем используемые в инерциальной системе отсчета. Если в инерциальной системе часы рассинхронизированы, то измерение скорости света, распространяющегося с бесконечной скоростью, может давать конечное мнимое значение. Это представлено на рис. 7.

В части *б* рис. 7 показана универсальная система отсчета. Свет испускается из точки $x = 0$ в момент времени t_0 и мгновенно достигает точки $x = D$ в момент времени t_1. Так как, согласно постулату, скорость света в универсальной системе отсчета бесконечна, то $t_0 = t_1 = 0$.

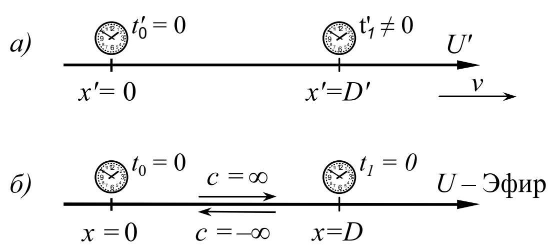

Рис. 7. Измерение скорости света в инерциальной системе отсчета при рассинхронизированных часах в ней, а также в универсальной системе отсчета (эфире) при бесконечной скорости света

В части *а* рис. 7 показана инерциальная система отсчета U'. В рассматриваемый момент времени двое часов этой системы располагаются непосредственно рядом с двумя часами системы U. Из-за сокращения длины расстояние между часами, измеренное в системе U', составляет D' и может иметь отличное от значения D, измеренное в системе U. Часы, располагающиеся в точке $x' = 0$, показывают время $t'_0 = 0$, но часы, находящиеся в точке $x' = D'$, показывают другое время: $t'_1 \neq 0$. С точки зрения наблюдателя из системы U' свет испустился в момент времени $t'_0 = 0$, при этом до точки D' дошел в момент времени $t'_1 \neq 0$. Поэтому в системе U' однонаправленная скорость света составляет

$$c_x^+(v) = \frac{D'}{t'_1 - t'_0} \quad \begin{cases} < \infty, \\ > -\infty. \end{cases} \tag{102}$$

Скорость (102) является результатом измерения, выполненного рассинхронизированными часами в системе U'. Это не реальная скорость света, которая, согласно постулату, имеет в этом случае бесконечное значение. Более того, часы в инерциальной системе U' могут быть настолько рассинхронизированы, что свет будет возвращаться во времени. Так будет в случае $t'_1 < t'_0$. Именно такие случаи обсуждались в разд. 4.5.

Аналогичную ситуацию получим, если свет будет распространяться в противоположную сторону, то есть из точки $x = D$ в точку $x = 0$.

Представленная на рис. 7 ситуация реализуется для преобразований, в которых параметр $e(v) \neq 0$ (например, в СТО). Тогда движущиеся рядом часы уже в момент их синхронизации показывают разные значения. Представленный выше пример показывает, что однонаправленные скорости света (61) и (62), измеряемые в инерциальных системах отсчета, не отражают реальной скорости света в этих системах.

То есть параметр $e(v) \neq 0$ приводит к рассинхронизации часов. Отсчеты указанных часов нельзя трактовать буквально, а основанную на таком параметре теорию, такую как СТО, необходимо интерпретировать иначе, чем это делается в современной физике. Эта тема будет раскрыта в разд. 7.

В случае расширенных преобразований Галилея в инерциальных системах отсчета U' (но не в системе U) показания часов переведены (часы рассинхронизуются) относительно естественной установки, отраженной в преобразовании Галилея. Поэтому в преобразованиях времени имеется фактор, зависящий от положения x или x'.

6.8. Преобразование Галилея

Если принять, что

$$\begin{aligned} &v/c \to 0 \quad \Rightarrow \quad \gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2} \cong 1, \\ &\psi(v) = 1 \quad \vee \quad (v/c \to 0 \quad \Rightarrow \quad \psi(v) \cong 1), \\ &e(v) = 0 \quad \vee \quad (v/c \to 0 \quad \Rightarrow \quad e(v) \cong 0), \end{aligned} \tag{103}$$

то преобразования (46), (47) принимают вид преобразования Галилея, на котором основывается классическая кинематика. Из универсальной системы отсчета U в инерциальную систему отсчета U' преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t' = t, & y' = y, \\ x' = x - v\,t, & z' = z. \end{cases} \tag{104}$$

Из инерциальной системы отсчета U' в универсальную систему отсчета U преобразование имеет вид

$$\begin{cases} t = t', & y = y', \\ x = x' + v\,t', & z = z'. \end{cases} \tag{105}$$

В преобразовании Галилея соответствующие друг другу коэффициенты в преобразовании и в преобразовании, ему обратном, имеют одинаковые числовые значения (с точностью до знака, следующего из направления скорости v). Поэтому в преобразовании Галилея так же, как и в преобразовании Лоренца, системы U и U' оказываются неотличимыми.

Преобразования Галилея можно трактовать как приближение всех линейных преобразований, выведенных в этой статье, для малых скоростей v, то есть для случая $v \ll c$. Поэтому классическая кинематика согласуется с экспериментами при малых скоростях v независимо от того, какая из бесконечного множества кинематик является наилучшей моделью реальных процессов.

Преобразование (104), (105) реализуется, когда скорость v очень мала по сравнению со скоростью c, или, проще, при условии $c = \infty$. Тогда на основании (61) и (62) однонаправленная скорость света, распространяющегося вдоль оси x, составляет

$$c_x^+(v) = -c_x^-(v) = c = \infty. \tag{106}$$

7. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ПАРАМЕТРОВ В ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ И ОБСУЖДЕНИЕ ОСНОВ РЕЛЯТИВИЗМА

7.1. Параметры $f(v)$, $a(v)$ и $\psi(v)$

Из выражений (50) и (51) о замедлении времени следует, что параметр $f(v)$, в преобразовании (43), (44) описывает замедление времени. Для неподвижного относительно универсальной системы отсчета наблюдателя время в инерциальной системе отсчета течет в $f(v)$ раза быстрее ($1/f(v)$ раза медленнее), чем в его универсальной системе отсчета.

Из выражений (52) и (53) о продольном сокращении следует, что параметр $a(v)$ в преобразованиях (5) и (11) описывает продольное сокращение (то есть параллельно скорости v) тел, находящимся в движении по отношению к телам, находящихся в покое относительно универсальной системы отсчета U. Для неподвижного относительно универсальной системы отсчета наблюдателя движущееся тело в $a(v)$ раз короче ($1/a(v)$ раз длиннее) такого же тела, неподвижного относительно универсальной системы отсчета.

Параметр $\psi(v)$ в преобразовании (46), (47) описывает поперечное сокращение (то есть перпендикулярно к скорости v) тел, находящихся в движении, по отношению к телам, находящимся в покое относительно универсальной системы отсчета U (рис. 2). Таким образом, движущееся тело в $\psi(v)$ раз шире ($1/\psi(v)$ раз у́же) такого же тела, неподвижного относительно универсальной системы отсчета.

7.2. Параметр $e(v) = 0$

На основе преобразований (43), (44) и (46), (47) можно сделать вывод, что параметр $e(v)$ можно трактовать как способ синхронизации часов в инерциальных системах отсчета. Рассмотрим случай, когда $e(v) = 0$. Тогда применимо преобразование времени (85), из которого получаем

$$t' = \frac{1}{\gamma\, \psi}\, t \quad \Rightarrow \quad (t = 0 \ \Rightarrow \ t' = 0). \tag{107}$$

Это означает, что для $e(v) = 0$ синхронизация часов в системе U' состоит в том, что если часы системы U показывают время $t = 0$, то, согласно (107), часы системы U', находящиеся рядом, также обнулены, то есть $t' = 0$. Этот способ синхронизации представлен на рис. 8.

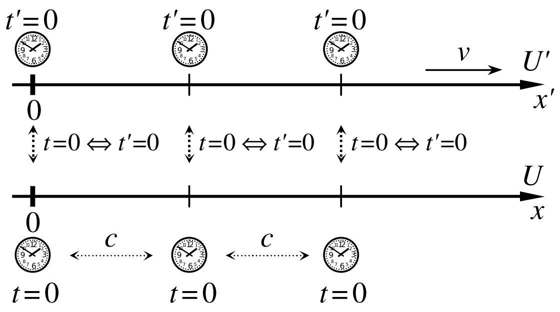

Рис. 8. Синхронизация часов внешним методом ($e(v) = 0$). Часы в универсальной системе отсчета U синхронизированы с использованием света, скорость которого в этой системе c. В рассматриваемый момент времени, когда все часы системы U показывают время $t = 0$, начала отсчета систем U и U' совпадают. На любых часах, движущихся рядом с часами $t = 0$, также устанавливается время $t' = 0$

В этом частном случае при $e(v) = 0$ однонаправленные скорости света (61) и (62) принимают значения

$$e(v) = 0 \quad \Rightarrow \quad c_x^+(v) = \frac{c^2}{c + v}, \tag{108}$$

$$e(v) = 0 \quad \Rightarrow \quad c_x^-(v) = -\frac{c^2}{c - v}. \tag{109}$$

7.3. Параметр $e(v) \neq 0$

Рассмотрим случаи для произвольного параметра $e(v)$. Преобразование времени (47) имеет вид

$$t = -\,\psi^2 e\, v\, x' + \gamma\, \psi\, t'. \tag{110}$$

Когда часы в системе U показывают время $t = 0$, тогда, согласно рис. 1, начала отсчетов систем совпадают. Из уравнения (110) следует, что на часах системы U', которые находятся рядом с обнуленными часами системы U, установлено значение t', определяющееся выражением

$$t = 0 \quad \Rightarrow \quad t' = \frac{\psi\, e\, v}{\gamma} x'. \tag{111}$$

Синхронизация часов в системе U' показана на рис. 9. С точки зрения системы U часы в системе U'

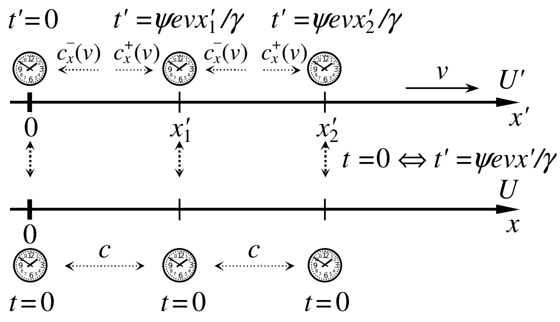

Рис. 9. Синхронизация часов внешним методом ($e(v) \neq 0$). Часы в универсальной системе отсчета U синхронизированы с использованием света, который в этой системе имеет однонаправленную скорость c. В рассматриваемый момент времени, когда все часы системы U показывают время $t = 0$, начала отсчета систем U и U' совпадают. На любых часах, проходящих рядом с часами $t = 0$, установлено время $t' = \psi e v x'/\gamma$

рассинхронизированы, так как их показания зависят от положения, а не только от течения времени. Если наблюдатель из системы U' измеряет однонаправленную скорость света, то на определенных часах считывает начальный момент, а на других часах измеряет конечный момент. Эти часы всегда можно установить таким образом (рассинхронизировать их), что однонаправленная скорость света будет иметь изначально заложенное значение $c_x^+(v)$ и $c_x^-(v)$. Такой же эффект можно получить в классической механике. Если показания часов, с которых считывается конечный момент, переведем вперед, то мнимо скорость тела будет меньше, а если показания этих часов переведем назад, то мнимо скорость тела будет больше.

Для рассматриваемых преобразований при установке часов в системе U', согласно выражению (111), однонаправленная скорость света будет иметь значение, определяемое выражениями (17), (18) и (61), (62). Это вовсе не означает, что это скорость следует из скорости протекания реальных процессов, на которых основываются показания часов. Это может быть только результатом установки часов в инерциальных системах способом, показанным на рис. 9. Так как от модели кинематики ожидается описание реальных процессов, то часы в инерциальных системах отсчета не могут быть установлены произвольно, а только так, чтобы соответствовать описываемым процессам.

Если $e(v) \neq 0$, то выражения (50) и (51) различны и выражения (52) и (53) также различны. То есть наблюдатели из систем U и U' получают на основании своих измерений различные выводы относительно замедления времени и продольного сокращения (иначе оценивают относительное течение времени в своих системах и иначе оценивают пропорции горизонтальных линий в своих системах). Такую ситуацию можно интерпретировать так, что их измерительные приборы не были синхронизированы и поэтому они измеряют что-то другое. Только если $e(v) = 0$, то их измерения замедления времени и продольного сокращения дают одинаковый результат, то есть только когда часы в их системах отсчета правильно синхронизированы.

Рассмотрим световой импульс, испущенный вправо из начала системы U' в момент синхронизации часов (рис. 9). В момент $t'_1 = 0$ — находился в положении $x'_1 = 0$, а в момент t'_2 находился в положении x'_2. На основании (61) можем записать, что

$$t'_2 - t'_1 = t'_2 = \frac{x'_2 - x'_1}{c_x^+(v)} = \frac{x'_2}{c_x^+(v)} = = \frac{\frac{\psi}{\gamma}\, e\, v\, c^2 + c + v}{c^2} x'_2 = \frac{\psi\, e\, v}{\gamma}\, x'_2 + \frac{x'_2}{\frac{c^2}{c+v}}. \quad (112)$$

Выражение (112) можно по-разному интерпретировать. В СТО принята такая интерпретация, что часы в инерциальной системе отсчета U' правильно синхронизированы. То есть свету фактически необходимо t'_2 времени на прохождение пути длиной x'_2. Тогда фактически для наблюдателя в системе U' однонаправленная скорость света выражается согласно (61). Для СТО на основании (75) эта скорость имеет значение

$$c_x^+(v) = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma}\, e\, v\, c^2 + c + v} = = \frac{c^2}{-\frac{1}{\gamma}\gamma\frac{1}{c^2}\, v\, c^2 + c + v} = c. \quad (113)$$

Необходимо, однако, помнить о том, что значения t'_2 и $t'_1 = 0$ считаны с двух разных часов. Если эти часы неправильно синхронизированы, то скорость (113) — мнимая. Тогда скорость (61) не отражает протекания физических процессов, а лишь вызвана способом установки часов в инерциальной системе отсчета U'. Для такой интерпретации с учетом (108) выражение (112) запишем в виде

$$t'_2 - \frac{\psi\, e\, v}{\gamma}\, x'_2 = \frac{x'_2}{\frac{c^2}{c+v}} = \frac{x'_2}{c_x^+(e=0)}. \quad (114)$$

То есть если световой импульс испущен, то на часах, находящихся в точке x'_2, установлено значение (111), а в реальности должно быть установлено значение 0, следующее из правильной синхронизации, то есть из выражения (107). Поэтому, когда импульс дойдет до точки x'_2, то правильное показание находящихся там часов не t'_2, а

$$t'_2 - \frac{\psi\, e\, v}{\gamma}\, x'_2. \quad (115)$$

При такой интерпретации левая часть уравнения (114) представляет собой реальное время, необходимое импульсу на прохождения до точки x'_2. Если часы, находящиеся в точке x'_2, были бы правильно синхронизированы согласно выражению (107), то однонаправленная скорость света составила бы (108) или (109), а не (61) или (62).

Из вышесказанного следует, что если параметр $e(v) \neq 0$, то возможны различные интерпретации преобразований (43), (44) и (46), (47). В СТО принята интерпретация, что считывания часов необходимо трактовать буквально. Это приводит к тому, что разные наблюдатели, измеряя те же физические явления, получают разные результаты (исключением является однонаправленная скорость света в вакууме). В СТО считается, что это свойства пространства-времени, а не результат рассинхронизации часов между инерциальными системами.

Для второй интерпретации значения параметра $e(v)$ принятие $e(v) \neq 0$ приводит к рассинхронизации часов в инерциальной системе, но при этом используется кинематика, основанная на параметре $e(v) = 0$. После рассинхронизации часов их значения не стоит трактовать буквально. Если в расчетах принимается во внимание факт рассинхронизации часов, то любая кинематика с параметром $e(v) \neq 0$ переходит в кинематику с параметром $e(v) = 0$. Согласно этой интерпретации параметр $e(v)$ не дает возможности получить новые кинематики. Все кинематики, возможные для принятых в этой статье постулатов I–IV, содержатся в преобразованиях (85), (86). Кинематики отличаются только одним параметром поперечного сокращения $\psi(v)$. В монографии [10] показано, что при такой интерпретации СТО становится СТЭ с универсальной системой отсчета. Согласно этой интерпретации многие выводы современной физики, получающиеся на основе математики, на которую опирается СТО, являются ошибочными. То есть математика СТО правильная, но интерпретация этой математики — неправильна.

Введение параметра $e(v) \neq 0$ в преобразования Галилея (104), (105) приводит к преобразованиям (99), (100). То есть после рассинхронизации часов между различными инерциальными системами получаются преобразования, в которых показания часов системы U' зависят от их положения. Однако по сути — это классическая кинематика, записанная в более сложном виде. Ведь способ установки начальных значений на часах системы U' в классической механике не влияет на протекание физических процессов. Формально, тем не менее, можно записать эту кинематику с использованием параметра $e(v) \neq 0$. Если в классической кинематике, записанной с использованием преобразований (99), (100), показания рассинхронизированных часов будут трактоваться как буквальные значения, то можно получить выводы подобные полученным из преобразования Лоренца в СТО. То есть, например, что относительны: одновременность событий, замедление времени и продольное сокращение. Если все-таки применить вторую интерпретацию, то все кинематики (99), (100) приводятся к классической кинематике, описанной преобразованиями (104), (105).

В этой статье принята интерпретация параметра $e(v)$ так, что он описывает рассинхронизацию часов в инерциальных системах отсчета. В монографии [10] в разделе «*Чем является Специальная теория относительности (СТО)*» было высказано мнение, что параметру $e(v)$ можно приписать еще одну, третью интерпретацию. Параметр $e(v)$ может описывать перемещение во времени и пространстве, реализуемое преобразованием. Широко принято считать, что преобразование связывает между собой часы, находящиеся в данный момент непосредственно рядом. То есть пересчитываются координаты одного и того же события, видимые из различных систем отсчета. Так понимается преобразование Лоренца в СТО. Но ведь преобразование может

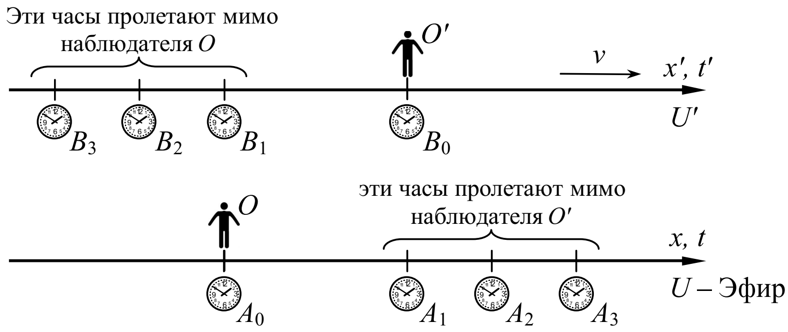

Рис. 10. Времена, измеряемые двумя наблюдателями из различных систем отсчета

пересчитывать координату положения часов к координате положения тех же самых часов в другой системе отсчета, но такой, при которой эти часы окажутся в будущем или находились в прошлом. При такой интерпретации преобразование не пересчитывает координат одного и того же события, а только координаты различных событий. При такой интерпретации параметра $e(v)$ преобразование связывает координаты одного и того же события только когда $e(v) = 0$.

8. ЗНАЧЕНИЕ ПАРАМЕТРА $e(v)$ ДЛЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ

8.1. Относительный ход времени в двух инерциальных системах

В случае преобразований, в которых параметр $e(v) \neq 0$, нельзя непосредственно на основании показаний часов утверждать, что в какой-то инерциальной системе отсчета время течет медленнее или быстрее, чем в универсальной системе отсчета (либо в другой инерциальной системе).

Рассмотрим показанную на рис. 10 ситуацию. В инерциальной системе отсчета U' находится наблюдатель O', а в универсальной системе U находится наблюдатель O.

У наблюдателя O' в его системе отсчета имеются часы B_i. Часы B_0 находятся непосредственно с наблюдателем. У наблюдателя O в его системе отсчета имеются часы A_i. Часы A_0 находятся непосредственно с наблюдателем. Наблюдатели O и O' не могут непосредственно сравнивать показаний часов A_0 и B_0, так как находятся на большом расстоянии друг от друга и постоянно движутся относительно друг друга.

Каждый из этих наблюдателей может в любой момент снять показания с двух часов, находящихся непосредственно рядом с ним. Наблюдатель O может считывать время со своих часов A_0 и проходящих мимо него часов B_i. С конкретных часов B_i может считать время только один раз, когда эти часы находятся рядом с ним. Каждый раз при считывании времени с часов B_i делает это с разных часов.

Аналогичная ситуация связана с наблюдателем O'. Наблюдатель O' может считывать время со своих часов B_0 и проходящих мимо него часов A_i. С конкретных часов A_i может считать время только один раз, когда эти часы находятся рядом с ним. Каждый раз при считывании времени с часов A_i делает это с разных часов.

Наблюдатель может считывать время с часов, которые в данный момент находятся рядом с ним. Может также фиксировать положение таких часов относительно координат систем U и U'. Выведенные в этой статье преобразования времени и координат положения служат для пересчета показаний относительно одной системы отсчета к показаниям в другой системе отсчета.

В рассматриваемой ситуации для наблюдателя O из универсальной системы отсчета применимо выражение для замедления времени (50), а для наблюдателя O' из инерциальной системы отсчета применимо выражение для замедления времени (51). То есть наблюдатель O оценивает относительное течение времени на сравниваемых им часах следующим образом:

$$dx = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dt'}{dt} = \frac{1}{\gamma\,\psi} - e\,v^2. \tag{116}$$

Наблюдатель же O' оценивает относительное течение времени на сравниваемых им часах следующим образом:

$$dx' = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dt'}{dt} = \frac{1}{\gamma\,\psi}. \tag{117}$$

То есть если $e(v) \neq 0$, то наблюдатели O и O' поразному оценят относительное течение времени (это было отмечено в подразд. 4.1). Дополнительно необходимо обратить внимание на то, что наблюдатели O и O' считывают показания времени с разных часов.

Для наблюдателя O из универсальной системы отсчета течение времени на часах B_i измеряется не одними часами, а многими последовательно проходящими мимо часами. Если часы B_i рассинхронизированы, то наблюдатель O', считывая с них время, не измеряет реального течения времени в системе U'. В выражении (116) присутствует множитель $e(v) \cdot v^2$, описывающий влияние рассинхронизации часов B_i на замедление времени, измеряемое наблюдателем O.

Наблюдатель O' из инерциальной системы отсчета оценивает замедление времени на основании показаний часов A_i. Эти часы неподвижны относительно эфира и были синхронизированы с использованием света, который из постулата имеет в эфире однонаправленную скорость со значением c. Из зависимости (117) следует, что параметр $e(v)$ не влияет на измерение замедления времени, осуществляемое наблюдателем O'. То есть часы A_i не были рассинхронизированы этим параметром. Наблюдатель O' считывает реальное течение времени в универсальной системе отсчета U.

Если $e(v) \neq 0$, то измерения замедления времени наблюдателями O и O' различны. Поэтому нельзя объективно утверждать, что в одной системе отсчета время течет быстрее, а в другой — медленнее. Зато можно утверждать, что их часы не синхронизированы.

8.2. Ход времени в подвижной инерциальной системе

То, что параметр $e(v)$ описывает способ рассинхронизации часов в инерциальных системах отсчета, можно заключить также на основании зависимости для замедления времени (50). Наблюдатель O, представленный на рис. 10, неподвижен относительно универсальной системы отсчета U и оценивает течение времени в системе U на основании показаний одних часов A_0. Так как все часы отмеряют время согласно оси времени, течение времени на часах A_0 удовлетворяет условию $D_t > 0$. На основании (50) получаем

$$\left(dx = 0 \quad \wedge \quad dt > 0 \quad \wedge \quad e(v) > \frac{1}{\gamma(v)\ \psi(v)\ v^2}\right) \Rightarrow \Rightarrow \quad dt' < 0. \quad (118)$$

То есть наблюдатель O считывает время на очередных часах B_i и утверждает, что очередные отсчеты указывают на все более ранние моменты времени. Если бы наблюдатель O трактовал такие отсчеты буквально, как это в настоящее время делается в СТО, то заключил бы, что в инерциальной системе отсчета U' время течет обратно. Однако это не правда, так как согласно постулату каждые часы B_i отмеряют время согласно оси времени. Причина такого странного измерения в том, что наблюдатель O, считывая время на часах B_i, не измеряет реального течения времени в инерциальной системе отсчета U'. На его измерение влияет то, как часы системы U' рассинхронизированы параметром $e(v)$. То есть если часы B_i+1 сильно опаздывают по отношению к часам B_i ($t'_{i+1} \ll t'_i$), то течение времени, измеряемое наблюдателем O на часах B_i и B_{i+1}, будет отрицательным ($t'_{i+1} - t'_i < 0$). Способ рассинхронизации часов представлен на рис. 9. Чтобы такой эффект наблюдался, параметр $e(v)$ должен принимать достаточно большие положительные значения. Это представлено на рис. 11.

Эта проблема была представлена иначе в разд. 6.7, где на примере расширенных преобразований Галилея было показано, что оценка течения времени на основании показаний двух разных часов, даже если они в одной и той же инерциальной системе, приводит к ошибочным выводам, если параметр $e(v) \neq 0$. В таком случае если наблюдатель считывает на одних часах значение t'_0, затем на следующих часах — значение t'_1, то это не означает, что между считываниями прошло время $t'_1 - t'_0$. На разность $t'_1 - t'_0$ влияет реальное течение времени, а также то, в какой степени эти двое часов рассинхронизированы.

8.3. Правильный способ синхронизации часов в инерциальных системах

Теперь будет представлено доказательство того, что синхронизация часов по методу Эйнштейна (внутренним методом) фактически приводит к рассинхронизации часов в инерциальных системах.

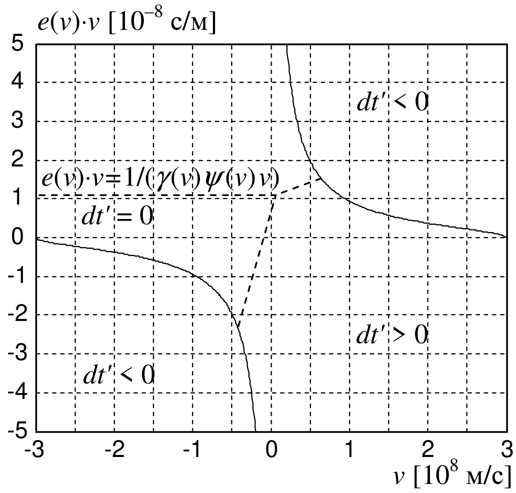

Рис. 11. Влияние значения параметра $e(v)$ на измерение времени в движущейся инерциальной системе наблюдателем из универсальной системы отсчета ($dt > 0$ и $\psi(v) = 1$)

В общем это означает, что если параметр $e(v) \neq 0$, то часы в инерциальных системах рассинхронизированы. С другой стороны, синхронизация часов внешним методом, то есть относительно часов из выделенной системы отсчета, приводит к правильной синхронизации.

Внешняя синхронизация была предложена в статье [3], но без доказательства ее правильности, представленной здесь. Статья [3] содержит неверный вывод, что СТО (в том смысле, который приписывается ей сегодня) эквивалентна теории с эфиром.

Мы предполагаем, что для наблюдателя из выделенной системы отсчета U однонаправленная скорость света имеет постоянное значение c. Мы также предполагаем, что пространство для этого наблюдателя является однородным, то есть оно имеет одинаковые физические свойства в каждой точке (однородность вытекает из предположения IV, сделанного в разд. 3).

В части *а* рис. 12 показан поезд, который не движется относительно выделенной системы отсчета U. Все часы в поезде и в системе U неподвижны по отношению друг к другу и были синхронизированы с помощью света. В данный момент они указывают значение $t' = t = 0$.

Поезд начинает двигаться с ускорением, пока его скорость относительно системы U не достигнет определенного значения $v > 0$. Все вагоны ускоряются одинаково. Вагоны нежестко связаны между собой, поэтому это не противоречит явлению сокращения Лоренца—Фицджеральда. Идея заключается в том, что если вагоны укорачиваются, то одновременно расстояние между ними соответственно увеличивается. После достижения скорости v весь поезд находится в инерциальной системе U'. Это показано в части *б* рис. 12. Каждые часы, находящиеся в поезде, пролетают мимо некоторых часов, находящихся в выделенной системе U.

Поскольку во время ускорения все вагоны двигались одинаково, для наблюдателя из системы U все часы из поезда измеряли время одинаково. Не имеет значения, как ускорение влияет на темп, с которым

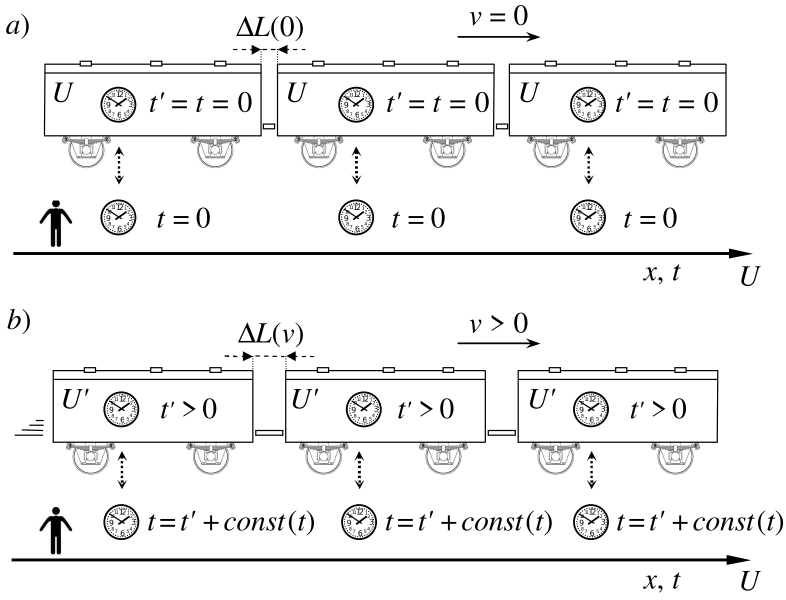

Рис. 12. Синхронизация часов в инерциальных системах методом их ускорения

часы в поезде измеряют время. Следовательно, значение, указанное любыми часами в поезде, отличается от значения, указанного пролетающими мимо часами системы U, на одно и то же значение. Таким образом, имеет место

$$t - t' = \mathrm{const}(t). \tag{119}$$

Таким свойством обладают лишь часы, описываемые преобразованиями, в которых $e(v) = 0$. В несколько ином контексте это показано на рис. 8. Напротив, преобразования, в которых $e(v) \neq 0$, не удовлетворяют этому свойству. Это показано на рис. 9.

Процедура, представленная выше (рис. 12), является естественным и правильным методом синхронизации часов в инерциальных системах. Если пространство для наблюдателя из системы U однородно, то часы в подвижной инерциальной системе должны удовлетворять условию (119). Отсюда следует, что в преобразованиях, в которых $e(v) \neq 0$, часы рассинхронизированы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлен оригинальный метод исследования преобразования времени и положения в отношении приемлемых интерпретаций, которые можно отнести к этим преобразованиям.

В статье выведены все возможные линейные преобразования, удовлетворяющие результатам экспериментов Майкельсона—Морли и Кеннеди—Торндайка (без вращения). На основании этих преобразований можно построить множество кинематик с различными физическими свойствами. Существует бесконечное множество кинематик, согласующихся с экспериментами по измерению скорости света, также продемонстрировано, что существует бесконечное множество различных кинематик, в которых однонаправленная скорость света в вакууме имеет в любом направлении и в любой инерциальной системе отсчета значение c (преобразования (79), (80)). СТО является лишь одной из этого бесконечного множества кинематик.

Явление дипольной анизотропии РИ доказывает, что существует универсальная система отсчета, в которой это излучение однородно. Это показывает, что в реальности инерциальные системы отсчета экспериментально различимы, то есть неэквивалентны. Это следует из того, что даже если предположить, что однонаправленная скорость света является абсолютной, то СТО не является правильной моделью реальных процессов. Если однонаправленная скорость света абсолютно постоянна, то правильной моделью реальных процессов будет кинематика, основанная на преобразовании Лоренца с поперечным сокращением (79), (80).

Кинематики, в которых однонаправленная скорость света всегда постоянна, возможны, если принять интерпретацию параметра $e(v)$, как принято в СТО, то есть он описывает специфические свойства пространства-времени, а не рассинхронизацию часов в инерциальных системах отсчета.

Однако параметр $e(v)$ можно интерпретировать иначе, то есть что он описывает способ рассинхронизации часов в инерциальных системах отсчета по отношению к универсальной системе отсчета. В статье сформулирован тезис, что принятие параметра $e(v) \neq 0$ приводит к рассинхронизации часов между различными инерциальными системами отсчета. Но способ установки начальных значений на часах, находящихся в инерциальных системах отсчета, не влияет на протекание физических процессов. Если принять такую интерпретацию этого параметра, то любая кинематика с параметром $e(v) \neq 0$ приводится к кинематике, основанной на параметре $e(v) = 0$. Поэтому единственным параметром, которым могут отличаться кинематики, удовлетворяющие постулатам I–IV, является параметр поперечного сокращения $\psi(v)$. Тогда невозможны кинематики, в которых однонаправленная скорость света постоянна в любой инерциальной системе отсчета. Все кинематики содержатся в преобразованиях (85), (86). Выражение для однонаправленной скорости света для этих кинематик выведено в статье [12].

В статье было продемонстрировано, что интерпретация параметра $e(v)$ так, как это принято в СТО приводит к противоречию (подразд. 4.5, 6.7 и разд. 8). То есть общепринятая в физике интерпретация этого параметра ошибочна. Правильная интерпретация этого параметра такова, что если $e(v) \neq 0$, то часы в инерциальных системах отсчета рассинхронизированы. Тогда нельзя буквально сравнивать отсчеты времени с разных часов одной и той же инерциальной системы отсчета.

Независимо от способа интерпретации параметра $e(v)$, параметр $\psi(v)$ не является изменением масштаба. Это очевидно, если заметить, что в каждой инерциальной системе отсчета измерения выполняются с использованием технически идентичных устройств. Сначала в какой-либо инерциальной системе отсчета производятся идентичные часы для измерения времени и идентичные линейки для измерения расстояний. Далее часть этих устройств переносится в другие инерциальные системы. Выведенные в этой статье преобразования описывают связи между измерениями указанными выше идентичными устройствами, размещенными в универсальной системе отсчета и различных инерциальных системах отсчета. Любое изменение параметра $\psi(v)$ приводит к изменению физических свойств кинематики. Достаточно заметить, что этот параметр определяет замедление времени, описанного выражением (51). То есть то, как изменяется способ измерения времени движущихся относительно универсальной системы отсчета часов в зависимости от параметра $\psi(v)$.

Все эксперименты, проводимые человеком, наблюдались из инерциальных систем отсчета, двигавшихся с небольшими скоростями относительно универсальной системы отсчета (рис. 6). Такие эксперименты не дают ответа относительно того, как выглядят законы природы для наблюдателей в инерциальных системах отсчета, движущихся с большими скоростями относительно универсальной системы отсчета. Поэтому в физических теориях осуществляется экстраполяция результатов, полученных в доступных наблюдателю системах отсчета, на другие инерциальные системы отсчета. Но ведь допускаемые как правильные модели реальных процессов кинематики основаны на преобразованиях, которые не удовлетворяют постулату III во всех инерциальных системах отсчета, а лишь удовлетворяют в системах, доступных для экспериментов.

Проблема, что математическим формулам могут быть назначены разные физические интерпретации, касается не только преобразования Лоренца. Например, в статье [16] было показано, что гравитационные волны можно интерпретировать как обычную модуляцию напряженности гравитационного поля.

Для каждой кинематики можно вывести бесконечное множество динамик. Метод, который это позволяет сделать, показан в работах [10] и [14], а в статье [15] представлено объяснение того, что такое время в кинематиках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kennedy R. J., Thorndike E. M.* // Phys. Rev. 1932. **42**, N 3. P. 400.
2. *Koczan G. M.* // arXiv: 1909.09084.
3. *Mansouri R., Sexl R. U.* // Gen. Relativ. Gravit. 1977. **8**, N 7. P. 497.
4. *Michelson A. A., Morley Ed. W.* // Am. J. Sci. 1887. **34**. P. 333.
5. *Miller D. C.* // Rev. Mod. Phys. 1933. **5**. P. 203.
6. *Rizzi G., Ruggiero M. L., Serafini Al.* // Found. Phys. 2004. **34**, N 12. P. 1835.
7. *Selleri F.* // Found. Phys. 1996. **26**, N 5. P. 641.
8. *Selleri F.* // Found. Phys Lett. 1997. **10**, N 1. P. 73.
9. *Смут Дж. Ф.* // УФН. 2007. **177**, № 12. P. 1294. (*Smoot G. F.* // Rev. Mod. Phys. 2007. **79**. P. 1349; *Smoot G. F.* // Postкpy Fizyki. 2008. **59**, N 2. P. 52.)
10. *Szostek K., Szostek R.* // Special Theory of Ether. Publishing house AMELIA, Rzeszyw, Poland, 2015. (*Szostek K., Szostek R.* // Szczególna Teoria Eteru. Wydawnictwo Amelia, Rzeszyw, Polska, 2015.) www.ste.com.pl
11. *Szostek K., Szostek R.* // J. of Mod. Phys. 2017. **8**, N 11. P. 1868. (*Шостэк К., Шостэк Р.* // viXra: 1801.0170. 2018; *Szostek K., Szostek R.* // viXra: 1704.0302. 2017.)
12. *Szostek K., Szostek R.* // Results in Physics. 2018. **8**. P. 429. ISSN: 2211-3797. (*Шостэк К., Шостэк Р.* // viXra: 1806.0198. 2018; *Szostek K., Szostek R.* // viXra: 1704.0104 2017.)
13. *Шостэк К., Шостэк Р.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2018. № 4. С. 70. (*Szostek K., Szostek R.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2018. **73**, N 4, P. 413; *Szostek K., Szostek R.* // viXra: 1904.0195. 2019.)
14. *Szostek R.* // Open Physics. 2019. **17**. P. 153. (*Шостэк Р.* // viXra: 1801.0169. 2018; *Szostek R.* // viXra: 1712.0387. 2017.)
15. *Szostek R.* // viXra: 1911.0336. 2019. (*Szostek R.* // viXra: 1910.0339. 2019.)
16. *Szostek R., Góralski Pa., Szostek K.* // Bulletin of the Karaganda University. Physics series. 2019. **96**, N 4. P. 39. (*Szostek R., Góralski Pa., Szostek K.* // viXra: 1802.0012. 2018.)
17. *Tangherlini F. R.* // The Velocity of Light in Uniformly Moving Frame, A Dissertation. Stanford University, 1958 (reprint in The Abraham Zelmanov Journal. 2009. **2**).

Derivation of All Linear Transformations that Meet the Results of Michelson—Morley's Experiment and Discussion of the Relativity Basics

Roman Szostek

Department of Quantitative Methods, Rzeszow University of Technology. Rzeszow 35-959, Poland.
E-mail: rszostek@prz.edu.pl.

The paper presents a formal proof that the mathematics on which the special theory of relativity (STR) is based is currently misinterpreted. The evidence is based on an analysis of the importance of parameter $e(v)$. Understanding the meaning of this parameter was achieved by analyzing the general form of transformation,

for which the Lorentz transformation is only a special case. If $e(v) \neq 0$ then the clocks in inertial systems are desynchronized. Measurements, e.g., one-way speed, using such clocks do not give real values.
The article shows that there are infinitely many different transformations in which one-way speed of light is always equal to c. The Lorentz transformation is only one of those infinitely many transformations. In this article, the whole class of linear transformations of time and coordinate was derived. Transformations were derived on the assumption that conclusions from Michelson—Morley's and Kennedy—Thorndikea's experiments are met for the observer from each inertial frame of reference, i.e., that the mean velocity of light in the vacuum flowing along the way back and forth is constant. It was also assumed that there is at least one inertial frame of reference, in which the velocity of light in a vacuum in each direction has the same value c, and the space is isotropic for observers from this distinguished inertial frame of reference (universal frame of reference).
Derived transformations allow for building many different kinematics according to Michelson—Morley's and Kennedy—Thorndikea's experiments.
The class of transformations derived in the study is a generalization of transformations derived in the paper [12], which consists in enabling non-zero values of parameter $e(v)$. The idea of such a generalization was suggested to me by Grzegorz Koczan which is not a critic of Special Theory of Relativity, but develops it and deepens its understanding (e.g., see [2]).

Keywords: coordinate and time transformation, kinematics, universal frame of reference, one way speed of light, anisotropy of cosmic microwave background.
PACS: 02.90.+p, 03.30.+p.
Received 13 November 2019.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2020. **75**, No. 6. Pp. 684–704.

Сведения об авторе

Роман Шостэк (Roman Szostek) — доктор техн. наук, инженер, ст. науч. сотрудник; тел.: (48) 783-383-352,
e-mail: rszostek@prz.edu.pl.