

УДК 530.121

Теория относительности на основе анализа процессов измерения. Часть 2: Сила Лоренца

Леонид Иосифович Филиппов

Лицей «Физико-техническая школа» Академического университета РАН
194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, корп. 3, литера «А»; e-mail: z@tf.ru

На основании единственного предположения об изотропности скорости света в вакууме в одной ИСО при анализе результатов измерения кинематических величин были получены следующие результаты (см. статьи [8] и [9]): независимость скорости света от движения источника и наблюдателя, преобразования Лоренца, зависимость инерции тела от содержащейся в нем энергии и квадратичный эффект Доплера. Распространение этого подхода на электродинамические явления позволяет вывести закон взаимодействия движущихся зарядов и проводников с током – формулу силы Лоренца.

Ключевые слова: теория относительности, сила Лоренца.

1. Введение

В статьях [8] и [9] было показано, что все кинематические релятивистские эффекты суть прямое следствие конечности скорости света: эти эффекты являются приборными, причем роль прибора играет электромагнитное взаимодействие. Поэтому постулаты Эйнштейна не следует рассматривать как некие «аксиоматические», едва ли не сакральные законы природы, механизм возникновения которых непознаваем. Подобное изложение основ теории относительности вызывает непрекращающийся поток активности ниспровергателей, требующих от СТО соответствия «здравому смыслу», хотя в этой теории нет ничего таинственного или противоречащего простой причинно-следственной логике.

* * *

Будем последовательны: выведем из тех же посылок формулы для магнитного взаимодействия.

Замечание.

Утверждение о том, что *любое* магнитное взаимодействие есть релятивистский эффект взаимодействия электростатического¹ могло считаться обоснованным до тех пор, пока наличие у электрона спинового магнитного момента объяснялось его вращением как некоего твердого тела. В рамках классической электродинамики объяснение спинового магнитного момента дать нельзя. Наша задача – описание именно классического взаимодействия движущихся зарядов и проводников с током.

¹ Например: «Мы бы еще хотели подчеркнуть, что явление магнетизма – это на самом деле чисто релятивистский эффект» [1].

2. Магнитное действие электрического тока

Для описания взаимодействия системы равномерно движущихся зарядов и материальной точки, несущей электрический заряд (и также движущейся равномерно), используем следующую модель кулоновского взаимодействия. Носители заряда, движущиеся в проводе с током (учитываем только скорость дрейфа, полагая тепловое движение усредненно нулевым) создают в точке, где находится пробный заряд, напряженность, и именно с этой интегральной напряженностью заряд взаимодействует. Если при этом пробный заряд не является неподвижным относительно зарядов провода, то, чтобы узнать, как изменилась действующая на него сила по сравнению с силой в покое, достаточно знать закон, описывающий зависимость силы, действующей на заряд в точке с известной напряженностью, от скорости движения этого заряда. Чтобы получить этот закон, используем модель, в которой модуль напряженности электрического поля характеризуется плотностью «силовых линий» в данной точке, а ее направление – касательной к этим линиям.

При всей условности такого описания, оно не только согласуется с законом обратных квадратов для трехмерного пространства, но оказывается вполне адекватным, в частности, при формальном переходе от классического к релятивистскому описанию электрического поля. Именно, полагая, что размер движущегося объекта, сокращается в направлении движения по сравнению с соответствующим размером в покое в $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}$ раз и рассматривая число силовых линий на нормальную единицу площади как пропорциональную характеристику напряженности в данной точке, получаем преобразование закона Кулона для поля движущегося точечного заряда:

$$\vec{E} = \frac{q\vec{R}}{R^3} \cdot \frac{1 - \frac{V^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{V^2}{c^2} \cdot \sin^2 \theta\right)^{3/2}},$$

где θ – угол между направлением движения и радиус-вектором \vec{R} в системе отсчета наблюдателя. В двух крайних случаях это выражение становится вполне наглядным. Пусть в системе отсчета, где создающий поле заряд q неподвижен, действует закон Кулона $\vec{E} = \frac{q\vec{R}}{R^3}$. Наблюдатель, движущийся через точку поля со скоростью V , измеряя «густоту» линий на единицу нормальной площади, получит их «сгущение» по сравнению с «густотой» в покое. Максимальным такое релятивистское увеличение напряженности будет в случае, когда линии напряженности перпендикулярны к скорости, $\theta = \frac{\pi}{2}$ (скорость при этом параллельна плоскости, нормальной к вектору напряженности, и «площадка» сокращается в направлении скорости при постоянном числе пересекающих ее линий); радиус-вектор

также перпендикулярен скорости, и его длина, измеренная в обеих системах отсчета, одинакова:

$$E_{\perp} = \frac{q}{R^2} \cdot \left(\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \right)^{-1}.$$

Минимальная напряженность получается в направлении, которое параллельно скорости, $\theta = 0, \pi$; в этом случае «густота» одинакова при измерении в каждой из систем, а длина радиус-вектора с точки зрения наблюдателя уменьшается максимально по сравнению с ее длиной с точки зрения системы, в которой источник поля покоится:

$$E_{\parallel} = \frac{q}{R^2} \cdot \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right).$$

Последняя формула не означает, будто поле движущегося заряда «сплющивается» по направлению движения. Напряженность в данной точке при измерении ее покоящимся телом и телом, которое движется параллельно вектору напряженности, одинакова; различным оказывается лишь расстояние от этой точки до источника поля, измеренное в разных системах отсчета.

Применим аналогичный подход для описания действия постоянного тока на движущийся заряд, используя полученные в [9] закономерности. *Информация об изменениях положения заряженных тел передается со скоростью света.* Пусть провод, по которому течет постоянный ток, расположен в исходной системе отсчета. Как и ранее, мы используем лишь одно исходное предположение: в этой исходной СО имеется симметрия в распространении световых сигналов.

Начнем с самого простого случая. Пусть отрицательный пробный заряд (условно – электрон) движется на расстоянии R от провода с током с той же по величине и направлению скоростью V , что и носители заряда в проводе. В системе отсчета, в которой эти заряды неподвижны, кулоновская сила отталкивания вычисляется просто. Пусть в лабораторной системе отсчета на единицу длины провода приходится количество заряда свободных носителей σ (Кл/м). Тогда, при скорости дрейфа V (м/с), величина тока $I = \sigma \cdot V$ (А). Так как при измерении наблюдателем, находящимся в исходной системе отсчета (в которой провод неподвижен), длины движущихся объектов получаются такими же, как в покое, заряд носителей тока на единицу длины в движущейся системе отсчета – тоже σ . Со стороны свободных электронов провода на электрон, летящий с ними «параллельным курсом» на расстоянии R , действует сила отталкивания $F_{отт}$. Вычислим ее.

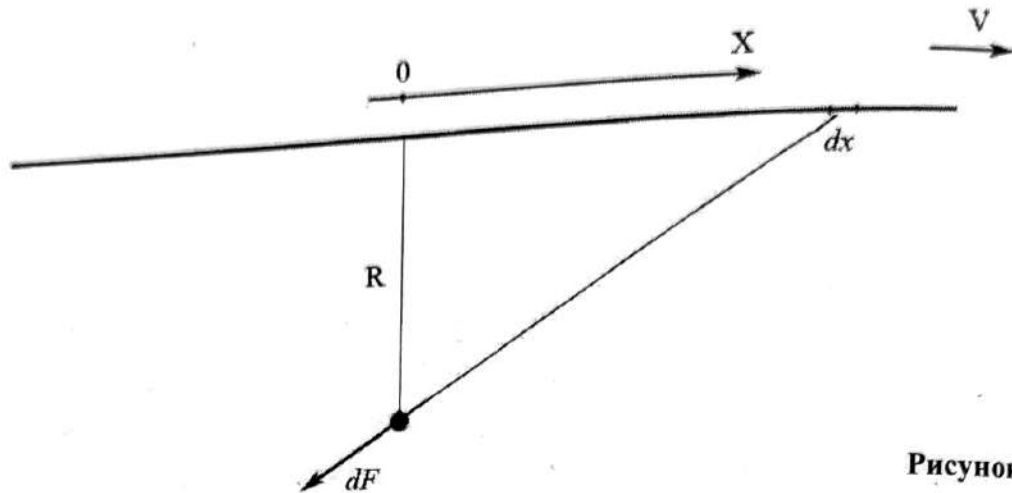


Рисунок 1.

Кулоновская сила:

$$dF = k \frac{e \cdot \sigma \cdot dx}{R^2 + x^2}.$$

В проекции на перпендикуляр к проводу:

$$dF_{\perp} = dF \cdot \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}}.$$

Сила отталкивания от электронов всего провода:

$$F_{omn} = 2 \cdot \int_0^{\infty} dF_{omn} = 2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma \cdot R \cdot \int_0^{\infty} \frac{dx}{(R^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R}.$$

Далее, на летящий параллельно проводу электрон действует сила притяжения со стороны ионов провода. Если бы пробная частица была неподвижна относительно провода, то с ее точки зрения длина отрезка, движущегося вместе с носителями заряда в проводе, была бы такой же, какой она была в покое. А значит, кулоновские силы, действующие на него со стороны движущихся и покоящихся зарядов были бы одинаковыми и компенсировали бы друг друга. Иначе говоря, со стороны провода с током на неподвижный заряд в исходной СО не действуют никакие силы (в СТО ситуация симметрична). Если же пробный заряд движется относительно исходной системы, то вступает в действие формула

$$l_2 = L \cdot \left(\frac{c^2 - V_2^2}{c^2 - V_2 V_1} \right)$$

(см. [8]) для «обгоняющей» системы отсчета при $V_1 = 0$: с точки зрения движущейся системы длина отрезка, расположенного в исходной системе отсчета:

$$l = l_0 \cdot \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right).$$

Соответственно возрастает и кулоновское взаимодействие: сила, действующая на движущийся электрон со стороны покоящихся ионов провода

$$F_{\text{прит}} = \frac{F_{\text{отт}}}{1 - \frac{V^2}{c^2}}.$$

Скорость дрейфа электронов в проводе – порядка мм/с, поэтому с огромной точностью можно положить

$$F_{\text{прит}} = F_{\text{отт}} \cdot \left(1 + \frac{V^2}{c^2}\right).$$

Вычитаясь, две силы (со стороны электронов и со стороны ионов) дают в результате силу притяжения, проще говоря – силу Лоренца:

$$F_{\text{Л}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma \cdot V^2}{R \cdot c^2}$$

(сонаправленные токи притягиваются). Учитывая, что в законе Кулона

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0},$$

а

$$\frac{1}{c^2} = \epsilon_0 \cdot \mu_0,$$

получаем:

$$F_{\text{Л}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot I}{R} \cdot e \cdot V.$$

(Как известно, индукция магнитного поля бесконечного прямого провода на расстоянии R от него $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R}$; сила Лоренца в случае прямого угла между скоростью и вектором индукции $F_{\text{Л}} = q \cdot V \cdot B$.)

Далее, рассмотрим более общий случай: скорость пробной частицы u по-прежнему параллельна проводу, но не равна скорости V дрейфа электронов в проводе. Взаимодействие пробного заряда с ионами провода по-прежнему описывается формулой, полученной выше:

$$F_{\text{прит}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \left(1 + \frac{u^2}{c^2}\right).$$

Пусть $u > V$. Формула

$$l_2 = L \cdot \left(\frac{c^2 - V_2^2}{c^2 - V_2 V_1} \right)$$

из [8] (наблюдение ведется из «обгоняющей» системы отсчета). Скорость V_1 в формуле – это в нашем случае V , скорость V_2 – это u . Тогда коэффициент увеличения напряженности, перпендикулярной к скорости, по сравнению с покоем в данном случае равен

$$\left(\frac{c^2 - uV}{c^2 - u^2} \right) = \left(1 + \frac{u^2 - uV}{c^2 - u^2} \right) \approx \left(1 + \frac{u^2 - uV}{c^2} \right).$$

Соответственно,

$$F_{\text{омм}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \left(1 + \frac{u^2 - uV}{c^2} \right).$$

Суммарная сила:

$$F_{\text{прит}} - F_{\text{омм}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \frac{uV}{c^2}.$$

И получаем:

$$F_{\text{л}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot I}{R} \cdot e \cdot u.$$

Пусть теперь $u < V$. В этом случае, как видим, следует использовать формулу

$$l_1 = L \cdot \left(\frac{c^2 - V_1^2}{c^2 - V_2 V_1} \right)$$

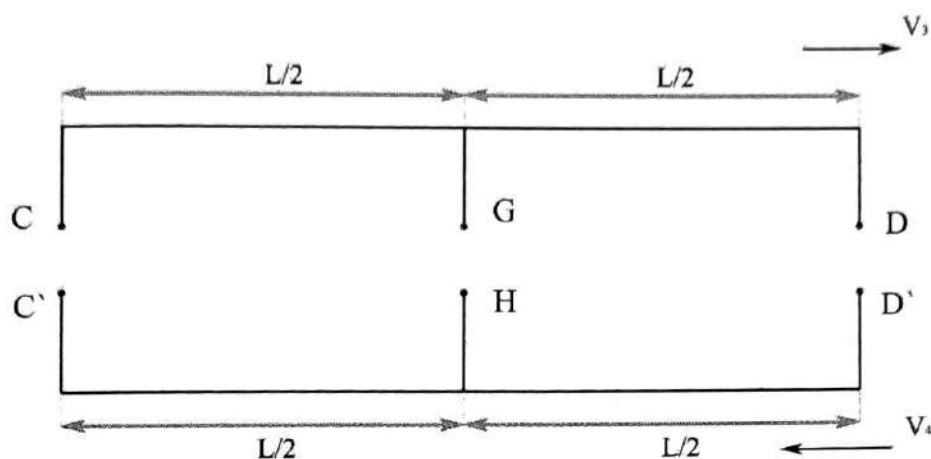
из [8], в соответствии с которой, при наблюдении из «отстающей» системы отсчета имеет место увеличение длины движущегося тела вдоль линии, параллельной скорости движения, по сравнению с его длиной в покое. То есть в данном случае имеет место *уменьшение* напряженности по сравнению с покоем. Коэффициент этого уменьшения

$$\left(\frac{c^2 - uV}{c^2 - u^2} \right) \approx \left(1 - \frac{uV - u^2}{c^2} \right).$$

Дальше, как видим, следуют в точности те же выкладки, что и в случае $u > V$.

Далее, рассмотрим случай, когда скорости носителей заряда в проводе и пробной частицы противоположны. Для этого выведем формулу преобразования длины в случае, когда системы отсчета, в которых расположены наблюдатель и измеряемый отрезок, движутся относительно исходной системы отсчета в противоположных направлениях.

Abs:



Проведем такие же рассуждения, как при выводе формул преобразования длины в [8]. С точки зрения исходной системы отсчета, время пролета точкой G всей длины C'D' в системе H равно $\frac{L}{V_3 + V_4}$. Часы расположены в G, события там одноместны, значит сам G получит то же значение $\Delta t_G = \frac{L}{V_3 + V_4}$. С точки зрения системы H (по часам C' и D') время прохождения точкой G всего отрезка C'D' больше, чем на величину, на которую, с точки зрения исходной системы отсчета, спешат часы D' по отношению к часам C', то есть на $L \cdot \left(\frac{V_4}{c^2 - V_4^2} \right)$. Значит,

$$\Delta t_H = \frac{L}{V_3 + V_4} + L \cdot \left(\frac{V_4}{c^2 - V_4^2} \right).$$

Следовательно,

$$\Delta t_H = \Delta t_G \cdot \left(\frac{c^2 + V_3 V_4}{c^2 - V_4^2} \right); \quad \left(\frac{c^2 + V_3 V_4}{c^2 - V_4^2} \right) > 1$$

(События одноместны в системе отсчета G.)

Далее, учитывая уже известные соотношения между преобразованием длины и промежутка времени, получаем: при измерении из системы H длины отрезка, равного в покое L, расположенного в системе G, равна

$$l_3 = L \cdot \left(\frac{c^2 - V_4^2}{c^2 + V_3 V_4} \right)$$

(сокращение длины по сравнению с покоем.)

Получаем: с точки зрения пробной частицы, движущейся со скоростью u относительно исходной системы отсчета, напряженность, создаваемая носителями заряда, движущимися относительно исходной системы отсчета в противоположном направлении со скоростью V увеличивается по сравнению с покоем в $\left(\frac{c^2 + uV}{c^2 - u^2} \right)$ раз. Значит,

$$F_{\text{отт}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \left(\frac{c^2 + uV}{c^2 - u^2} \right) \approx \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \left(1 + \frac{u^2 + uV}{c^2} \right).$$

Далее, как и в других рассмотренных случаях,

$$F_{\text{прит}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \left(1 + \frac{u^2}{c^2} \right).$$

Как видим, сила отталкивания в данном случае больше:

$$F_{\text{отт}} - F_{\text{прит}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \frac{uV}{c^2}$$

– противоположенные токи отталкиваются. И вновь выражение для силы Лоренца:

$$F_{\text{Л}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot I}{R} \cdot e \cdot u.$$

Итак, в рамках выведенных выше закономерностей, сила Лоренца во всех вариантах взаимодействия заряженного тела и провода с током:

$$F_{\text{Л}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot I}{R} \cdot e \cdot u.$$

Заключение

Резюмируем сказанное в статьях [8], [9] и в данной статье.

Приняв за основу единственное предположение об изотропности скорости света в вакууме в исходной СО и чисто теоретически анализируя результаты измерения кинематических и электродинамических физических величин, мы получили следующие результаты.

Скорость света, измеренная наблюдателем в любой ИСО, будет одной и той же – и тоже изотропной. Причина этого чисто приборная, с отслеживаемым механизмом. Уникальные свойства света как такового тут ни при чем; причина в том, что информация о любых физических процессах во Вселенной «переносится» электромагнитным взаимодействием. В этой же логике выводятся преобразования Лоренца и квадратичный эффект Доплера. Эта логика приводит также в расширению принципа относительности Галилея: так как классическое магнитное взаимодействие движущихся зарядов есть релятивистский эффект электростатического взаимодействия, то кроме механических процессов в принцип относительности включаются процессы электромагнитные.

* * *

Чтобы предложенный поход к релятивизму стал логически замкнутым, следует из тех же предположений вывести законы для физических процессов, параметры которых изменяются во времени, а именно принцип Маха и закон электромагнитной индукции:

тогда принцип эквивалентности Эйнштейна и уравнения Максвелла не будут рассматриваться лишь как обобщение опытных фактов.

Литература

1. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике, Том 5, Электричество и магнетизм.
2. А. Einstein, "Zur Elektrodynamik bewegter Körper," Annalen der Physik 322 (10), 891–921 (1905).
3. А. Einstein, "Ist die Tragheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?," Annalen der Physik 323 (13), 639–641 (1905).
4. Ives H.E., Stilwell G.R. «An experimental study of the rate of a moving atomic clock» Journal of the Optical Society of America 28, 215–219 (1938).
5. Паули В. «Теория относительности» (М.: Наука, 1983).
6. Мандельштам Л.И. «Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике» Под ред. С.М. Рытова (М.: Наука, 1972).
7. Лозунов А.А. «Лекции по теории относительности и гравитации: Современный анализ проблемы» (М.: Наука, 1987).
8. Филиппов Л.И. "К вопросу о выводе преобразований Лоренца", Физическое образование в вузах, 26 (1), 16-29 (2020).
9. Филиппов Л.И. "Изложение специальной теории относительности на основе анализа процессов измерения", Физическое образование в вузах, 26 (3), 84-101 (2020).
10. В.С. Юнин. Модель взаимодействия двух точечных зарядов, движущихся равномерно и прямолинейно, Физическое образование в вузах. Том 25.
11. В.С. Юнин. Модель поля тонкого прямолинейного бесконечного проводника с постоянным током, Физическое образование в вузах. Том 25 (2), 49-58 (2019).