

ПРИНЦИП МАХА ДЛЯ ВРАЩЕНИЯ:
 ЦЕНТРОБЕЖНАЯ СИЛА ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ
 ОТСЧЕТА
 КАК СЛЕДСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ВЗАМОДЕЙСТВИЯ С
 ВСЕЛЕННОЙ

Л.И. Филиппов

Аннотация

Выведены преобразования Лоренца, а также электродинамические и оптические эффекты Специальной теории относительности. Получена известная формула для центробежной силы инерции, которая является следствием появления гравитационного взаимодействия пробного тела со всеми телами Вселенной. Это соответствует принципу Маха, объясняющему эквивалентность инертной и гравитационной масс.

Рассмотрим модель: мир, в котором информация передается только звуковыми сигналами в воздухе. Абсолютным (*Абс*) будем называть наблюдателя, который находится в выделенной системе отсчета (ВСО), неподвижной относительно воздуха, и способен получать информацию без запаздывания.

Далее, имеются два наблюдателя, каждый покоится в одной из движущихся систем отсчета и пользуется звуковыми сигналами, которые распространяются в ВСО во все стороны со скоростью c .

С точки зрения *Абс* картина такова: в покое и в движении длины отрезков AB и $A'B'$ равны L . Отрезок AB движется со скоростью V_1 , отрезок $A'B'$ – со скоростью $V_2 > V_1$. В центре каждого отрезка располагается наблюдатель (F и E).

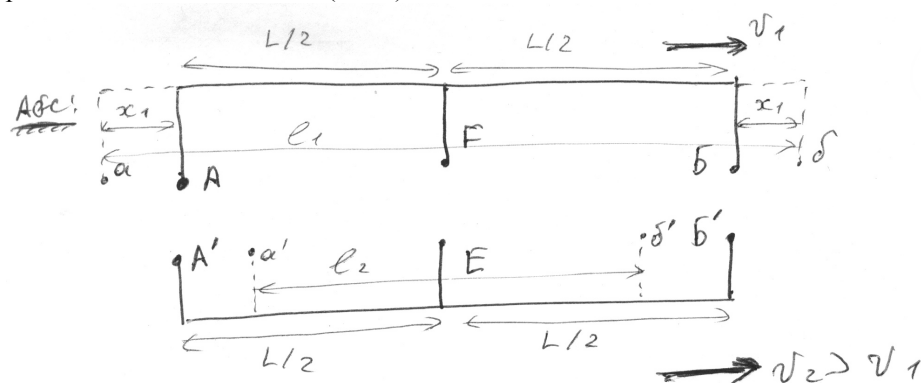


Рис 1

Система E «обгоняет» систему F , при этом соприкосновение точек A и A' и точек B и B' с точки зрения *Абс* происходит одновременно.

Наблюдатель $Аbc$ видит следующее: сигнал от соприкосновения точек $Б$ и $Б'$ пришел к F раньше, чем сигнал от соприкосновения A и A' на

$$\Delta t = \frac{L/2}{e-V_1} - \frac{L/2}{e+V_1}$$

Это означает, что с точки зрения наблюдателя F , **который пользуется эйнштейновским определением понятия одновременности разноместных событий и синхронизирует часы звуковыми сигналами**, отрезок $A'B'$ в системе E длиннее, чем отрезок AB в система F . Построим в системе отсчета F такой отрезок ab с центром в точке F , чтобы, с точки зрения F , он был равен отрезку $A'B'$ в системе E : звуковой

сигнал из точки b вылетел позже, чем из точки $Б$, на время $\frac{x_1}{V_2 - V_1}$ и

двигался влево относительно наблюдателя F со скоростью $e + V_1$. Сигнал

из точки a вылетел раньше, чем из A , на время $\frac{x_1}{V_2 - V_1}$ и двигался вправо

со скоростью $e - V_1$. Эти сигналы пришли в центр отрезка ab – к наблюдателю F – одновременно, из чего он и заключает, **в рамках принятой аксиоматики**, что его отрезок ab равен по длине отрезку $A'B'$ в движущейся системе отсчета.

Найдем длину отрезка ab , равную l_1 . Сигнал из точки b вылетел позже,

чем из точки a на время $\frac{2x_1}{V_2 - V_1}$.

$$\frac{l_1/2}{e - V_1} = \frac{l_1/2}{e + V_1} + \frac{2x_1}{V_2 - V_1}; \quad 2x_1 = l_1 - L$$

И, в итоге:

$$l_1 = L \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right) \quad (1)$$

$$\left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right) > 1$$

Итак, при «звуковом» наблюдении из «отстающей» системы имеет место увеличение длины движущегося тела вдоль линии, параллельной скорости движения, по сравнению с его длиной в покое.

Проведем аналогичные рассуждения для наблюдателя E . С точки зрения $Аbc$: звуковой сигнал от соприкосновения $Б$ и $Б'$ пришел в точку E раньше, чем сигнал от соприкосновения A и A' на

$$\Delta t = \frac{L/2}{e - V_2} - \frac{L/2}{e + V_2}$$

То есть, с точки зрения E , отрезок AB в система F короче, чем отрезок $A'B'$ в системе E . Построим в системе E отрезок $a'b'$ с центром в точке E , длина которого, с точки зрения E , равна длине отрезка AB в системе F :

сигнал из b' вылетел позже, чем из $Б'$, на время $\frac{x_2}{V_2 - V_1}$ и двигался влево

относительно наблюдателя E со скоростью $e+V_2$. Сигнал из a' вылетел раньше, чем из A' , на $\frac{x_2}{V_2-V_1}$

И двигался вправо со скоростью $c-V_2$. Эти сигналы пришли в точку E одновременно. Найдем длину отрезка $a'b'$, равную l_2 . Сигнал из точки b' вылетел позже, чем из a' на время $\frac{2x_2}{V_2-V_1}$

$$\frac{l_2/2}{e-V_2} = \frac{l_2/2}{e+V_2} + \frac{2x_2}{V_2-V_1}; \quad 2x_2 = L - l_2$$

В итоге:

$$l_2 = L \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right); \quad \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right) < 1 \quad (2)$$

При наблюдении из системы «обгоняющей» имеет место уменьшение длины отрезка по сравнению с его длиной в покое.

Как выглядит описанная картина «глазами» каждого наблюдателей E и F.

С точки зрения наблюдателя F:

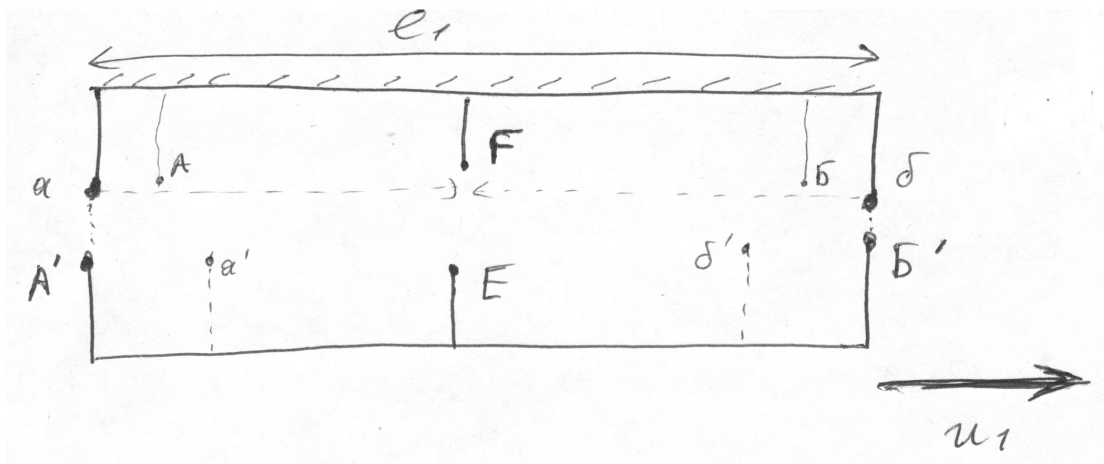


Рис *

С точки зрения F, длины отрезков ab и $A'B'$ равны – сигналы от их соприкосновения приходят в точку F одновременно. Наблюдатель E летит вправо (навстречу сигналу из B' и удаляясь от сигнала из A'), он видит сигнал из B' раньше, чем из A' , следовательно, в логике «звуковой одновременности» с точки зрения E отрезок ab короче, чем $A'B'$ (*).

Картинка с точки зрения наблюдателя E:

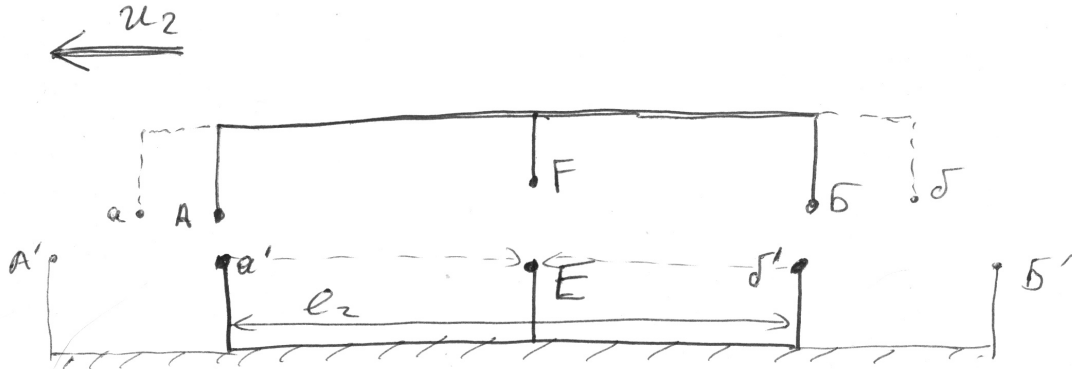


Рис **

С точки зрения E, длины отрезков $a'b'$ и AB равны: сигналы от их соприкосновения приходят в точку E одновременно. Наблюдатель F летит навстречу сигналу из A и удаляясь от сигнала из B, он видит сигнал из A раньше, чем из B, то есть с точки зрения F отрезок $a'b'$ короче, чем AB.

Вычислим, во сколько раз один из отрезков короче другого в каждом из двух рассмотренных случаев: (*) и (**).

Случай (*): с точки зрения E длина отрезка ab (летающего мимо со скоростью u_2 – см. Рис. **) больше, чем длина отрезка $a'b'$, расположенного в самой E, во столько раз, во сколько раз длина ab реально больше, чем длина AB – в покое. Длина $a'b'$ в покое – это l_2 . («на самом деле» – т.е. с точки зрения наблюдателя Abc , длина AB – это L . Получаем:

$$|ab|_E = |a'b'|_E \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right) = L \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right) \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right)$$

Итак, с точки зрения наблюдателя E, длина движущегося отрезка ab меньше, чем длина покоящегося отрезка $A'B'$: $|ab| = Lk$; $k < 1$.

Аналогично – “в обратную сторону”, случай (**): с точки зрения F длина $a'b'$ (летающего мимо со скоростью u_1 – см. Рис. *) меньше, чем длина отрезка ab , расположенного в самой F, во столько раз, во сколько раз длина $a'b'$ реально меньше, чем длина $A'B'$ – в покое. Получаем:

$$|a'b'|_F = |ab|_F \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right) = L \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right) \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right)$$

Значит, с точки зрения наблюдателя F, длина движущегося отрезка $a'b'$ меньше, чем длина покоящегося отрезка AB: $|a'b'| = Lk$; $k < 1$.

Как видим, в этом случае наблюдается симметрия.

Объединяя рассмотренные два случая, получаем следующее. В отношении преобразования длины движущегося отрезка в сравнении с его длиной в покое есть асимметрия (в зависимости от того, находится наблюдатель в «обгоняющей» или «отстающей» системе отсчета, длина или увеличивается, или уменьшается; при этом провести прямой опыт можно лишь при скоростях движения, сравнимых со скоростью звука и при строгом соблюдении принципа одновременной фиксации концов отрезка, что на практике нереализуемо). Напротив, в случае сравнения длин отрезков, которые уже находятся в движении, с отрезками, расположенными в лабораторной системе отсчета, имеет место полная

симметрия: если с точки зрения лабораторной системы отсчета («по звуку») некий отрезок «В», расположенный в движущейся системе, равен отрезку «А», расположенному в лабораторной системе, то с точки зрения движущейся системы отрезок «А» короче, чем отрезок «В», и коэффициент уменьшения равен

$$k = \frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \cdot \frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \quad (k < 1) \quad (3)$$

– это верно «в любую сторону».

Найдем u_2 – скорость системы F, измеренную в системе E. С точки зрения АБс часы А' и Б', синхронизированные в системе E звуком, не синхронны: часы А' спешат по отношению к часам Б' на $L \cdot \left(\frac{V_2}{e^2 - V_2^2} \right)$.

(Разница промежутков времени, затраченных синхронизирующим звуковым сигналом на преодоление расстояния $\frac{L}{2}$ от точки E – центра отрезка А'Б' – до точек А' и Б': $\frac{L/2}{e - V_2} - \frac{L/2}{e + V_2}$.) Значит, время, за

которое точка F пролетает всю длину L в системе отсчета E, будет измерено наблюдателем E «с ошибкой»: F летит влево, поэтому время

получится больше на $L \cdot \left(\frac{V_2}{e^2 - V_2^2} \right)$:

$$\Delta t = \frac{L}{V_2 - V_1} + L \cdot \left(\frac{V_2}{e^2 - V_2^2} \right);$$

$$u_2 = \frac{L}{\Delta t} = (V_2 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right), \text{ где } \frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} < 1 \quad (4)$$

Точно такие же рассуждения приводят к формуле для скорости системы E, измеренной наблюдателем F:

$$u_1 = \frac{L}{\Delta t} = (V_2 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right), \quad \text{где } \frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} > 1 \quad (5)$$

Найдем e_2 – продольную скорость звука, измеренную в системе отсчета E. Пусть звук идет от А' к Б'. Учитывая, что часы А' спешат по отношению к часам Б' на $L \cdot \left(\frac{V_2}{e^2 - V_2^2} \right)$, получим, что время прохождения звуком длины L в системе E, измеренное часами в E, будет меньше на:

$$\Delta t = \frac{L}{e - V_2} - L \cdot \left(\frac{V_2}{e^2 - V_2^2} \right). \text{ Получаем:}$$

$$e_2 = \frac{L}{\Delta t} = e \left(1 - \frac{V_2^2}{e^2} \right) \quad (6)$$

(Разумеется, для звукового импульса, движущегося от Б` к А`, получается тот же результат.)

Аналогично, скорость звука, измеренная в системе отсчета F (скорость ее относительно ВВ – V_1) равна

$$e_1 = e \left(1 - \frac{V_1^2}{e^2} \right) \quad (7)$$

В формуле (5) в предельном случае, когда $V_2 = e$, получаем:

$$u_1 = e \left(1 - \frac{V_1^2}{e^2} \right), \text{ то есть } u_1 = e_1. \text{ Верно.}$$

Полагая в формулах (1), (2) и с (4) по (7) значение одной из скоростей V_1 или V_2 равным нулю (то есть рассматривая случай, когда система F или система E совпадает с ВСО), получим такие результаты: наблюдатель в системе отсчета ВСО, измеряя длину движущегося отрезка, скорость движущейся системы или скорость звука, получит тот же результат, что и гипотетический абсолютный наблюдатель *Абс*, то есть «истинное» значение. Иного получиться и не могло.

Закон сложения скоростей. Сначала простейший случай: лабораторная система отсчета совпадает с ВОС, скорости параллельны. Как было показано выше, если с точки зрения системы ВСО система F имеет скорость V_1 , а с точки зрения F система E имеет скорость

$$u_1 = (V_2 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right), \text{ то с точки зрения ВСО система E имеет}$$

скорость V_2 (см. рис. (*) и формулу (5), $V_2 > V_1$).

$$\text{Выражая } V_2 \text{ через } V_1 \text{ и } u_1, \text{ получаем: } V_2 = V_1 + \frac{u_1}{1 + \frac{u_1 V_1}{e^2 - V_1^2}}.$$

Далее, «в обратную сторону»: если с точки зрения ВВ система E имеет скорость V_2 , а точки зрения E система F – скорость

$$u_2 = -(V_2 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right), \text{ то с точки зрения системы ВВ система F}$$

имеет скорость V_1 (формула (4), $V_1 < V_2$). Выражаем V_1 через V_2 :

$$V_1 = V_2 + \frac{u_2}{1 + \frac{u_2 V_2}{e^2 - V_2^2}}.$$

$$\text{Итак, } V_{\text{нов}} = V + \frac{u}{1 + \frac{uV}{e^2 - V^2}} \quad (8)$$

Покажем, что результирующая скорость, получающаяся при сложении двух скоростей, каждая из которых меньше e , всегда меньше e . Положив $V = e - \chi$, $u = e_1 - \varepsilon$, где χ и ε обе положительны и меньше e , имеем:

$$V = e - \chi = e(1 - \mu); u = e \cdot (1 - (1 - \mu)^2 - \lambda), \text{ где } \mu = \frac{\chi}{e}; \lambda = \frac{\varepsilon}{e};$$

$$V_{\text{нов}} = V + \frac{u}{1 + \frac{uV}{e^2 - V^2}} = \frac{e^2(u+V) - V^3}{e^2 - V^2 + uV} = e \cdot \frac{(1-\lambda) + (1-\mu) - (1-\mu)^2 - (1-\mu)^3}{(1-\lambda) + (1-\mu) - (1-\mu)^2 - (1-\mu)^3 + \mu\lambda} < e$$

Полагая в этом выражении $\mu = 0$ или $\lambda = 0$, то есть $V = e$ или $u = e_1$, получаем в обоих случаях: $V_{\text{нов}} = e$. Как видим, скорость звука, сложенная со скоростью, которая меньше скорости звука, не может быть изменена.

Тот же результат можно получить, прямо подставляя в формулу сложения скоростей значение $u = e_1$ или $V = e$. При

$$u = e_1 = e \left(1 - \frac{V^2}{e^2} \right) \text{ получаем } V_{\text{нов}} = e \text{ для любого значения } V.$$

Далее, более общий случай: лабораторная система отсчета не совпадает с ВСО. Три системы отсчета, обозначенные как «1», «2» и «3», движутся вдоль одной прямой с точки зрения ВСО, и их скорости, измеренные наблюдателем в ВВ, равны V_1 , V_2 и V_3 соответственно. При этом скорость системы номер 2, измеренная наблюдателем в системе номер 1, равна u , а скорость «номера 3», измеренная «номером 2», равна w .

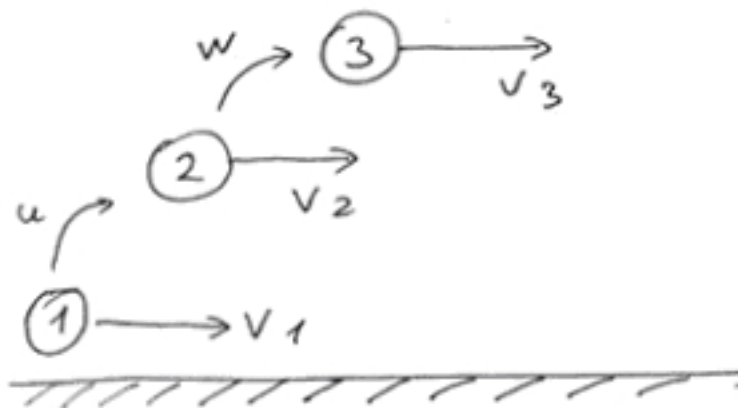


Рис 2

Из формулы (8):

$$V_2 = V_1 + \frac{u}{1 + \frac{uV_1}{e^2 - V_1^2}} \quad \text{и} \quad V_3 = V_2 + \frac{w}{1 + \frac{wV_2}{e^2 - V_2^2}}.$$

В то же время, используя формулу (5), мы можем записать выражение для скорости системы «3», измеренной наблюдателем в системе «1»:

$$V_{3-1} = (V_3 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_3V_1} \right). \text{ Выразить эту величину только чрез } u \text{ и}$$

w невозможно, так как это означало бы ее независимость от движения рассматриваемых систем отсчета относительно неподвижного воздуха.

Тем не менее общая формула для V_{3-1} , выраженная через относительные скорости, нагляднее и удобнее для анализа. Итак:

$$V_{3-1} = (V_3 - V_2 + V_2 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_3 V_1} \right) = \left(\frac{w}{1 + \frac{wV_2}{e^2 - V_2^2}} + \frac{u}{1 + \frac{uV_1}{e^2 - V_1^2}} \right) \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_3 V_1} \right) \quad (9)$$

В случае, когда система «1» совпадает с ВОС, то есть $V_1 = 0$, это выражение переходит в уже известную формулу сложения скоростей (8).

Далее, при $w = e_2 = e \cdot \left(1 - \frac{V_2^2}{e^2} \right)$, то есть в случае, когда система «3»

– это звук, а значит $V_3 = e$, подставляем эти значения в (9) и получаем :

$$V_{3-1} = e \cdot \left(1 - \frac{V_1^2}{e^2} \right). \text{ Никакие особые свойства движения именно со}$$

звуковой скоростью здесь, разумеется, ни при чем. Система «3» движется со скоростью звука относительно неподвижного воздуха, а наблюдатели в системах ВВ, «1» и «2» эту скорость измеряют и получают каждый свои значения. Странно было бы ожидать, что скорость системы «3» «сложится» в данном случае со скоростью системы «2».

Покажем теперь, что формула (9), так же, как и формула (8), при сложении скоростей, каждая их которых меньше скорости звука в той системе отсчета, где она измеряется, дает результат, который всегда меньше скорости звука. Полагаем скорость $w = e \cdot \left(1 - \frac{V_2^2}{e^2} \right) - \varepsilon$, где

$\varepsilon > 0$. Это означает, что система «3» движется со скоростью, меньшей, чем скорость звука, из с точки зрения ВВ ее скорость $V_3 = e - \beta$, где β – некое положительное число. Подставляя эти значения в формулу (9) и полагая также $V_1 < e$ и $V_2 < e$ (что автоматически влечет $u < e_1$), получаем в результате выражение для скорости V_{3-1} , меньшее величины

$$e \cdot \left(1 - \frac{V_1^2}{e^2} \right). \text{ Иначе получиться и не могло, так как никакого реального}$$

«сложения» скоростей нет: система отсчета движется со скоростью, не превышающей – по условию – скорость звука, а наблюдатели из других систем измеряют скорость ее движения. Разумеется, полученные ими результаты не превосходят скорость звука в их системах отсчета. Реально обогнать звуковую волну может лишь физическое тело, имеющее сверхзвуковую скорость. Такое тело окажется в точке «финиша» раньше, чем туда прилетит звуковой сигнал, выпущенный одновременно со «стартом» рассматриваемого тела. В условиях синхронизации часов звуком чисто формально может оказаться, что промежуток времени, который тело затратило на преодоление фиксированного отрезка, отрицателен. Но только формально. Нарушения причинно-следственной связи здесь нет. Также, никакие из рассмотренных соотношений не «запрещают» существование скорости, превышающей звуковую. Никакое физическое явление (как, скажем, рост инертности с ростом скорости) за этим не стоит, все дело в строгом исполнении договоренности о

синхронизации часов. Стоит лишь заменить в этой схеме звук на свет, и «звуковой барьер» исчезнет, а его место займет барьер световой.

Следует проверить соблюдение обязательного свойства полученных соотношений, без которого они не могли бы считаться верными. Именно, последовательное применение преобразований (будь то преобразование длины отрезка, промежутка времени, скорости или применение закона «сложения скоростей») при переходе от одной системы к другой, а от нее, в свою очередь, к третьей, должно дать те же результаты, что при переходе от первой системы отсчета прямо к системе отсчета «номер три». Иначе говоря, наши преобразования должны образовывать группу.

В простейшем случае это выглядит так.

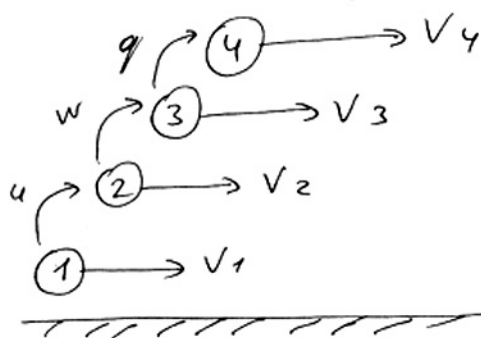


Рис 3

Пусть скорости систем отсчета с номерами от «1» до «4», измеренные в лабораторной СО, равны, соответственно, от V_1 до V_4 , а относительные скорости, измеренные в каждой из систем равны u , w и q , как это показано на рисунке 3. Получим значение скорости V_{4-1} двумя способами, используя формулу (9). Как и в случае с формулой сложения скоростей Эйнштейна, результаты получаются одинаковыми. Различие, однако, есть, и это различие принципиальное. Формула сложения скоростей Эйнштейна, как и вся группа преобразований Лоренца, получена из аксиоматического требования постоянства скорости света при ее измерении в любой инерциальной системе отсчета. Чисто математическое следование указанной аксиоме и приводит к такой форме закона сложения скоростей. Наши закономерности получены в результате рассмотрения *процесса измерения*. В частности, никакого «сложения скоростей» реально не происходит, и, несмотря на явную похожесть формулы (8) и формулы сложения скоростей Эйнштейна, суть описываемых этими формулами законов различна.

Покажем, каким образом законы природы оказались весьма точно соответствующими системе аксиом, сформулированных Эйнштейном и как применение полученных выше закономерностей позволяет точно описать те явления, в которых распространение сигналов происходит именно со скоростью света.

Итак, в распоряжении любого наблюдателя имеется только звук – ничего более быстрого из доступного его органам чувств (включая любые приборы) в его мире нет. Каковы в этом случае реально наблюдаемые «картинки»?

С приемлемой точностью измеримы: относительная скорость движения тел, скорость звука, промежутки времени. Прямое экспериментальное сравнение «продольной» длины физического тела в покое с его же длиной в движении потребовало бы недостижимой точности измерений: при

малых скоростях исчезающе мало само различие длин, а при субзвуковых скоростях становятся неизмеримо малыми промежутки времени.

Наблюдатели, действующие в принятых условиях, проводя измерения скорости звука и относительной скорости равномерно движущихся систем с доступной им точностью, получают, как было показано, результаты, приводящие их к следующей гипотезе: **неразличимость равномерно движущиеся систем отсчета, то есть принцип относительности, распространяющийся на любые опыты, включая опыты со звуком; плюс принцип постоянства скорости звука – при измерениях она получается одинаковой, независимо от движения источника или наблюдателя.** В рамках предложенной гипотезы можно провести следующие теоретические рассуждения.

Рассмотрим такой эксперимент.

Скорость звука с точки зрения системы отсчета E равна e . Мимо наблюдателя E, находящегося в центре неподвижного отрезка длиной L, со скоростью u пролетает отрезок, концы которого соприкасаются с концами отрезка в системе E одновременно (звуковые сигналы от соприкосновений приходят в центр отрезка в один и тот же момент), то есть, с точки зрения наблюдателя E, **в рамках принятой аксиоматики**, длина движущегося отрезка – тоже L. Все эти данные наблюдатель E получил напрямую, не располагая никакой «внешней» информацией. Картинка с точки зрения наблюдателя в системе E такова:

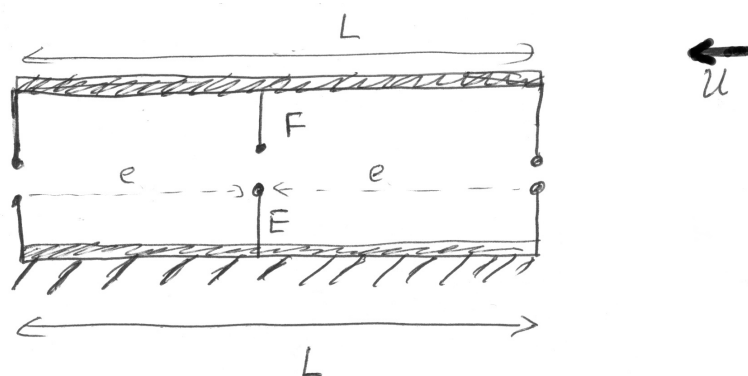


Рис 4

Рассуждает наблюдатель E. Точка F движется влево, то есть навстречу сигналу от соприкосновения левых концов и удаляясь от сигнала справа. Сигналы, пришедшие к точке E одновременно, к точке F придут с рассогласованием во времени. Это рассогласование, измеренное наблюдателем E, равно

$$t_{\text{расс}E} = \left(\frac{L}{2(e-u)} - \frac{L}{2(e+u)} \right) = \frac{L}{u} \left(\frac{1}{\frac{e^2}{u^2} - 1} \right).$$

Из того факта, что сигнал слева приходит к наблюдателю F раньше, чем сигнал справа (факт этот абсолютный), сам наблюдатель F, **который тоже рассуждает в рамках принятых аксиом**, может сделать только один вывод: отрезок в движущейся системе E короче, чем отрезок в его системе, неподвижной. С точки зрения системы отсчета F, в которой часы синхронизированы звуковыми импульсами, картинка выглядит так:

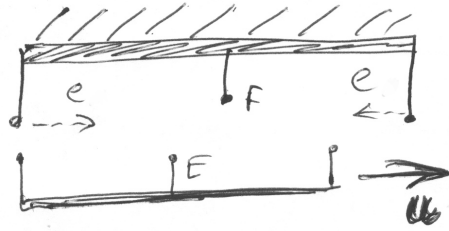


Рис 5

(Чтобы провести все эти рассуждения, реальный наблюдатель располагающийся в системе F, не нужен – достаточно объективного факта временного рассогласования прихода сигналов в середину системы F, в остальном наблюдатель E может рассуждать теоретически.)

Продолжая строить логику на гипотезе о том, что все равномерно движущиеся системы отсчета равноправны, мы должны теперь найти такие преобразования для длин отрезков и промежутков времени, которые в рамках данной аксиоматики непротиворечиво описывали бы имеющуюся экспериментальную ситуацию: наблюдатель в одной из систем видит, что «покоящийся» и «движущийся» отрезки равны, а наблюдатель в другой системе – что длины тех же отрезков различны: «движущийся» отрезок короче, чем отрезок, покоящийся в его системе отсчета. При такой постановке задача имеет единственное решение: отрезок, длина которого в покое равна L , будучи измеренным в движении, имеет *меньшую* продольную длину:

$$\frac{L}{\beta(u; e)}; (\beta > 1), \text{ где } u - \text{ скорость движения этого отрезка, } e - \text{ скорость}$$

звука: ни от каких других параметров функция преобразования длины зависеть не может. В нашу систему аксиом входит положение об изотропности пространства (также экспериментально подтвержденное), поэтому выбрана линейная зависимость. В рамках гипотезы «ПО и ПС» значения e и u одинаковы, в какой бы из двух рассматриваемых систем отсчета их ни измеряли.

Продолжая ту же логику, рассмотрим два события, *одноместные в системе отсчета F*. Если между ними по часам F прошло время Δt_F , то по часам E между этими же событиями прошло *большее* время:

$\Delta t_E = \Delta t_F \cdot \beta(u; e)$. (Доказывается это следующим образом: события, одноместные в F, оставляют на отрезке, расположенном в системе E отметки, расстояние между которыми с точки зрения F равно $\Delta t_F \cdot u$. Так как эти отметки ограничивают отрезок, неподвижный в системе E, то длина его, измеренная наблюдателем F, меньше, чем она же, измеренная наблюдателем E, в $\beta(u; e)$ раз. То есть, длина его в системе E равна $\Delta t_F \cdot u \cdot \beta(u; e)$. А так как скорость движения точки, расположенной в системе F, в которой произошли эти два события, измеренная E, равна u , следовательно, промежуток времени, который эта точка затратила на преодоление данного отрезка равен $\Delta t_F \cdot \beta(u; e)$.)

Применяя полученное соотношение к времени рассогласования

$t_{\text{расс}E}$ между двумя событиями, одноместными в системе отсчета F,

получаем:
$$t_{\text{расс}F} = t_{\text{расс}E} \cdot \frac{1}{\beta(u; e)}$$

Далее, с точки зрения наблюдателя F отрезок в системе E короче, чем отрезок в его системе на $u \cdot t_{расcF}$. При этом длина системы E с точки зрения F равна $\frac{L}{\beta(u; e)}$, то есть длина отрезка в системе F с точки зрения самой системы F равна:

$$\frac{L}{\beta(u; e)} + u \cdot t_{расcF} = \frac{L}{\beta(u; e)} + u \cdot \left(\frac{L}{u} \cdot \frac{1}{\frac{e^2}{u^2} - 1} \right) \cdot \frac{1}{\beta(u; e)}.$$

В то же время длина отрезка в системе F с точки зрения системы E равна L, а отношение длин «(длина отрезка в F с т.зр. F)/(длина отрезка в F с т.зр. E)» – это и есть $\beta(u; e)$. Подставляем:

$$\beta(u; e) = \frac{1}{\beta(u; e)} + \frac{1}{\frac{e^2}{u^2} - 1} \cdot \frac{1}{\beta(u; e)}, \text{ откуда } \beta(u; e) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{e^2}}}.$$

Таким образом, оставаясь в рамках принятой аксиоматики, мы получаем преобразования Лоренца для продольной длины движущегося отрезка и для промежутка времени, разделяющего события, одномоментные в движущейся системе отсчета.

Как было показано, в системах отсчета, в которых часы синхронизируются звуковыми сигналами, *реально* наблюдается иная картина: для системы отсчета, движущейся относительно ВОС со скоростью $V_1 < V_2$, имеет место увеличение длины отрезка, движущегося со скоростью V_2 , по сравнению с его длиной в покое (формула (1)), в обратном случае имеет место уменьшение длины (формула (2)). Однако прямая экспериментальная проверка этих соотношений при доступной точности измерений невозможна.

Далее, результаты измерений относительной скорости движения систем и скорости звука не противоречат гипотезе о том, что все равномерно движущиеся системы отсчета равноправны, если эти измерения проводятся в системах, скорость которых относительно ВОС – порядка одной тысячной скорости звука или меньше, а точность измерений недостаточна, чтобы заметить различия порядка одной миллионной. Что касается материальных объектов, которые движутся быстрее звука (или разгоняются от дозвуковой до сверхзвуковой скорости «на глазах у наблюдателя»), то существование их теоретически не запрещено и *если бы такие объекты появились*, то и наблюдать их там было бы можно, но они нарушали бы принятые в этом мире представления о причинно-следственных закономерностях.

Рассмотренный выше опыт по сравнению длин двух различных отрезков, один из которых движется (в отличие от сравнения длины одного и того же отрезка в движении и в покое) дает совершенно симметричные результаты при любой точности измерений. Применим для полноты к этому опыту гипотезу о сокращении длины движущегося отрезка по сравнению с его длиной в покое в β раз в реально достижимых условиях – и получим следующее. Системы отсчета E и F движутся со скоростями V_2 и V_1 (схема на Рис 1). С точки зрения E некий отрезок, находящийся в системе F, равен отрезку в системе E, имеющему длину L. В рамках гипотезы о сокращении длины это означает, что в покое его длина βL (наблюдатель F, измеряя длину «своего» отрезка, получил бы величину

) βL . В то же время из формулы (3) известно, что прямое измерение (без каких-либо теоретических аксиоматических построений) покажет следующее: с точки зрения наблюдателя F отрезок, расположенный в E, короче, чем «его собственный» с коэффициентом уменьшения k , то есть его длина отрезка, расположенного в E с точки зрения F равна $\beta \cdot L \cdot k$. Но раз с точки зрения E отрезок в системе E имеет длину L , то, его длина, измеренная наблюдателем F, должна получиться равной $\frac{L}{\beta}$. Отсюда:

$$\beta \cdot L \cdot k = \frac{L}{\beta}, \quad \text{то} \quad \text{есть} \quad k = \frac{1}{\beta^2}.$$

Чтобы сделать приближенные оценки получающегося в нашем опыте значения β , рассмотрим пример с конкретными значениями скоростей обеих систем отсчета относительно ВОС и в сравнении со скоростью e .

Пусть скорость «звука» в данном примере будет $e = 3 \cdot 10^8 \frac{M}{c}$,

скорости V_1 и V_2 – порядка $300 \frac{KM}{c} = 3 \cdot 10^5 \frac{M}{c}$, а относительная скорость

$(V_2 - V_1) \approx 30 \frac{KM}{c} = 3 \cdot 10^4 \frac{M}{c}$. Для таких скоростей, обозначив $V_2 - V_1 = u$, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta^2} = k &= \frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \cdot \frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} = \frac{e^2 - V_1(V_2 - u)}{e^2 - V_2 V_1} \cdot \frac{e^2 - V_2(V_1 + u)}{e^2 - V_2 V_1} = \\ &= \left(1 + \frac{V_1 \cdot u}{e^2 - V_2 V_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{V_2 \cdot u}{e^2 - V_2 V_1}\right) \end{aligned}$$

Значение $V_2 V_1$ меньше значения e^2 на шесть порядков; произведение второго слагаемого из первой скобки и второго слагаемого из второй скобки меньше величины $\frac{u^2}{e^2}$ на те же шесть порядков. Пренебрегая ими, получаем:

$$\frac{1}{\beta^2} = 1 - \frac{(V_2 - V_1) \cdot u}{e^2} = 1 - \frac{u^2}{e^2}; \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{e^2}}}$$

Итак, для выбранных значений скорости систем отсчета отличие результатов «звуковых» экспериментов от того, что предсказывает теория, – не более, чем в шестом знаке после запятой. Как было показано, это относится не только к «сокращению длины», но и к измерениям скорости «звука» и относительной скорости движения систем отсчета

$$\left(\frac{e_2}{e_1} = \frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_1^2} \text{ и } \frac{u_2}{u_1} = \frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_1^2}\right).$$

Измерение промежутков времени. Вернемся к схеме с двумя системами отсчета и «абсолютным» наблюдателем (Рис 1).

Случай первый: два события одноместны в системе отсчета E.

Пусть эти события – соприкосновение наблюдателя Е с началом и концом отрезка АБ, расположенного в F (его длина в покое – то есть, с точки зрения F – равна L). С точки зрения Е длина этого отрезка:

$$l_2 = L \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right). \text{ Скорость системы F с точки зрения Е равна}$$

$$u_2 = (V_2 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_2^2}{e^2 - V_2 V_1} \right). \text{ Следовательно, промежуток времени } \Delta t,$$

разделяющий рассматриваемые события, с точки зрения Е равен:

$$\Delta t_E = \frac{l_2}{u_2} = \frac{L}{V_2 - V_1} \text{ (С точки зрения ВОС этот промежуток времени}$$

будет таким же, так как для «звукового» наблюдателя, находящегося в системе отсчета, связанной с неподвижным воздухом, никакие «преобразования» не нужны: при измерении длин движущихся отрезков и промежутков времени он получает те же результаты, что и в покое: «истинные». При замене в формулах значения V_2 на нулевое получается именно такой результат.)

Те же два события с точки зрения F разделены временем

$$\Delta t_F = \frac{L}{u_1}; \quad u_1 = (V_2 - V_1) \cdot \left(\frac{e^2 - V_1^2}{e^2 - V_2 V_1} \right). \text{ Отсюда:}$$

$$\Delta t_F = \Delta t_E \cdot \left(\frac{e^2 - V_2 V_1}{e^2 - V_1^2} \right); \quad \left(\frac{e^2 - V_2 V_1}{e^2 - V_1^2} \right) < 1 \quad (10)$$

(События одновременны в «обгоняющей» системе отсчета Е.)

Формула для преобразования промежутка времени, разделяющего события, одновременные в системе F, выводится вполне аналогично. Получим ее, однако, иным путем, более наглядным и не требующим использования ранее выведенных формул для длины и скорости. С точки зрения ВОС, время пролета мимо точки F отрезка А`Б` в системе Е равно

$$\frac{L}{V_2 - V_1}. \text{ Сам наблюдатель F, в чьей системе происходят оба события,}$$

получит тот же результат: $\Delta t_F = \frac{L}{V_2 - V_1}$. С точки зрения системы Е

время прохождения точки F мимо отрезка А`Б` больше, чем $\frac{L}{V_2 - V_1}$

настолько, насколько, с точки зрения ВВ, спешат часы А` по отношению к

часам Б`, то есть на $L \cdot \left(\frac{V_2}{e^2 - V_2^2} \right)$:

$$\Delta t_E = \frac{L}{V_2 - V_1} + L \cdot \left(\frac{V_2}{e^2 - V_2^2} \right)$$

Следовательно:

$$\Delta t_E = \Delta t_F \cdot \left(\frac{e^2 - V_2 V_1}{e^2 - V_2^2} \right); \quad \left(\frac{e^2 - V_2 V_1}{e^2 - V_2^2} \right) > 1 \quad (11)$$

(События одновременны в «отстающей» системе отсчета F.)

2. Магнитное действие постоянного 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 адекватным при переходе от классического к релятивистскому описанию электрического поля. В рамках принятой аксиоматики, 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:

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

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, для чего используем полученные выше закономерности. Так как информация об изменениях положения заряженных тел передается со скоростью света, выбираем в качестве синхронизирующих световые сигналы и, соответственно, во всех наших формулах скорость звука заменяем на скорость света.

Будем полагать, что провод, по которому течет постоянный ток, расположен в системе, аналогичной той, какую мы выше называли «ВСО». Это означает, что в системе отсчета, связанной с проводом, имеется реальная (а не только наблюдаемая с некоторой точностью, в рамках договоренности о синхронизации часов светом) симметрия в распространении световых сигналов. Если бы речь зашла о некоей среде, эквивалентной в данном случае воздуху, то следовало бы сказать, что провод покоится относительно этой среды. В случае воздуха и звуковых сигналов подобное допущение потребовало бы проводить опыт в *лаборатории, тем или иным образом защищенной от воздушных потоков.*

Начнем рассмотрение 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 ВВ (так для краткости будем называть систему 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.

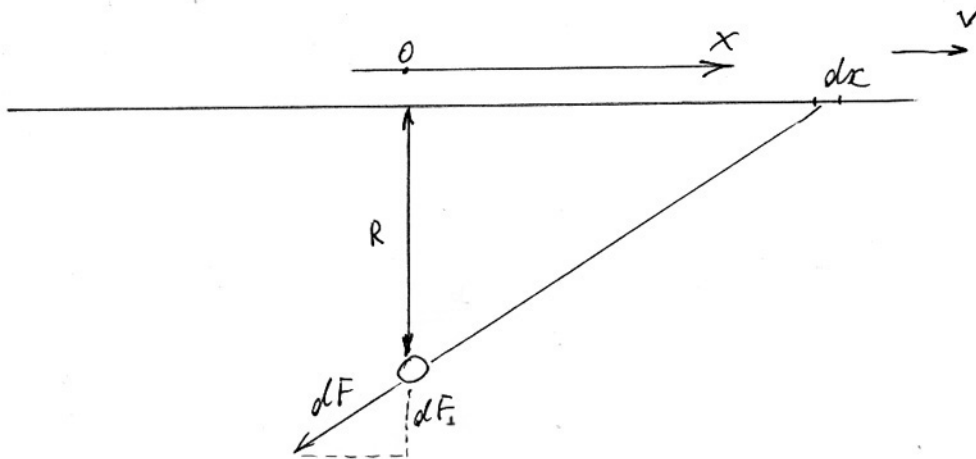


Рис 6

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 есть находилась в системе ВСО, 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 не действуют никакие силы (в СТО это не так – там всё симметрично, выделенной системы отсчета нет). Если же пробный заряд движется относительно ВВ, то вступает в действие формула (2) при $V_1 = 0$: с точки зрения движущейся системы длина отрезка, расположенного в ВВ:

$$l = l_0 \cdot \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right). \quad \text{Соответственно возрастает и кулоновское}$$

взаимодействие: сила, действующая на движущийся электрон со стороны покоящихся ионов провода

$$F_{прит} = \frac{F_{omn}}{1 - \frac{V^2}{c^2}} \quad (12)$$

Скорость дрейфа электронов в проводе – порядка мм/с, поэтому с огромной точностью можно положить $F_{прит} = F_{omn} \cdot \left(1 + \frac{V^2}{c^2}\right)$.

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

$$F_{\text{Л}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma \cdot V^2}{R \cdot c^2} \quad (\text{сонаправленные токи притягиваются}). \text{ Учитывая,}$$

что в законе Кулона $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, а $\frac{1}{c^2} = \epsilon_0 \cdot \mu_0$, получаем:

$$F_{\text{Л}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot I}{R} \cdot e \cdot V. \quad (\text{Как известно, индукция магнитного поля}$$

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 $F_{\text{Л}} = q \cdot V \cdot B$.)

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:

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

Пусть $u > V$. Этот случай описывает формула (2), так как наблюдение ведется из «обгоняющей» системы отсчета. Скорость V_1 в формуле (2) – 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, $F_{\text{омн}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \left(1 + \frac{u^2 - uV}{c^2}\right)$. Суммарная сила:

$$F_{\text{прим}} - F_{\text{омн}} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \frac{uV}{c^2}. \text{ И получаем: } F_{\text{Л}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot I}{R} \cdot e \cdot u.$$

Пусть теперь $u < V$. В этом случае, как видим, следует использовать формулу (1), 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

$$\left(\frac{c^2 - uV}{c^2 - u^2}\right) \approx \left(1 - \frac{uV - u^2}{c^2}\right). \text{ Дальше, как видим, следуют в точности те}$$

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 ВВ в противоположных направлениях.

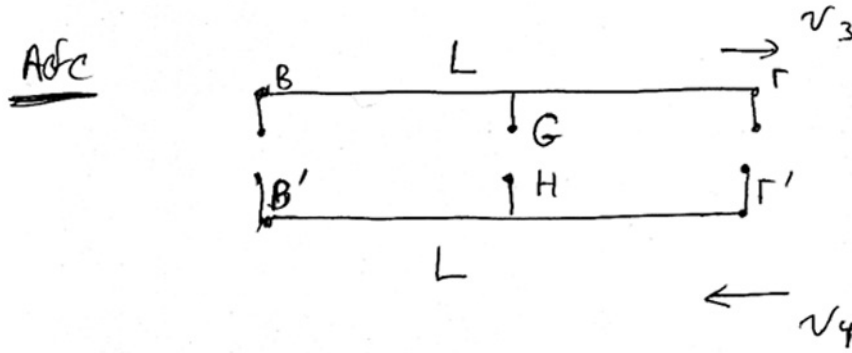


Рис 7

Проведем такие же рассуждения, как при выводе формулы (11). С точки зрения BB , время пролета точкой G всей длины $B\Gamma$ 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 B' и Γ') время прохождения точкой G всего отрезка $B\Gamma$ больше, чем $\frac{L}{V_3 + V_4}$ на величину, на которую, с точки зрения BB , спешат часы Γ'

по отношению к часам B' , то есть на $L \cdot \left(\frac{V_4}{e^2 - V_4^2} \right)$. Значит,

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

Следовательно,

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

(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

$$l_3 = L \cdot \left(\frac{e^2 - V_4^2}{e^2 + V_3 V_4} \right) \quad (\text{сокращение длины по сравнению с покоем.})$$

Итак, переходя от звуковых сигналов к световым, имеем: с точки зрения пробной частицы, движущейся со скоростью u относительно BB , напряженность, создаваемая носителями заряда, движущимися относительно BB в противоположном направлении со скоростью V

увеличивается по сравнению с покоем в $\left(\frac{c^2 + uV}{c^2 - u^2} \right)$ раз. Значит,

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

Далее, как и в других рассмотренных случаях,

$$F_{прит} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \left(1 + \frac{u^2}{c^2} \right).$$
 Как видим, сила отталкивания в данном

случае больше: $F_{отт} - F_{прит} = \frac{2 \cdot k \cdot e \cdot \sigma}{R} \cdot \frac{uV}{c^2}$ – противонаправленные токи отталкиваются. И вновь выражение для силы Лоренца:

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

3. Квадратичный эффект Доплера

Формула для квадратичного эффекта Доплера, полученная Эйнштейном, неоднократно и с высокой точностью подтверждена на опыте – начиная с опыта Айвса и Стилуэлла в 1938 г., в котором исследовалось излучение атомов водорода (J. Opt. Soc. Am, 215 (1938), 28). Измерить частоту света, излучаемого в направлении, строго перпендикулярном скорости движения атома, не представляется возможным, поэтому во всех экспериментах этого типа частота излучения – «по ходу» движения атома и частота излучения «против хода» сравниваются с частотой, излучаемой таким же атомом «в покое».

Чтобы построить теоретическую схему эффекта Доплера, будем исходить из квантового характера излучения (рассматривать отдельные возбужденные атомы водорода, спектр излучения которых в данном случае строго линейчатый, как источники непрерывных электромагнитных волн нет никаких оснований). Релятивистскую теорию квадратичного эффекта Доплера впервые предложил Э.Шрёдингер в 1922 году в своей статье «Эффект Доплера и постулаты Бора для излучаемых частот» (Physic. Zeitschr. XXIII, 1922, 301). Эта теория опирается не только на квантовые представления Бора об излучении атомом света, но и на формулу Эйнштейна для релятивистского преобразования массы покоя. Наши построения должны быть логически замкнутыми, поэтому сначала выясним, какова в нашей схеме зависимость массы движущегося тела от его скорости. Воспользуемся для этого мысленным экспериментом, подобным тому, какой был предложен Эйнштейном в статье «Зависит ли инерция тела от содержащейся в нем энергии» (Ann. Phys., 1905, 18).

Пусть некое тело, движущееся относительно системы отсчета, условно обозначаемой «ВСО» (в которой расположен наблюдатель), в один и тот же момент излучает две идентичных «порции» света в противоположных направлениях. В системе отсчета, исходно связанной с рассматриваемым телом, оно неподвижно как до излучения, так и после него (требование симметрии). Пусть энергия каждой из двух излученных «порций» в этой системе отсчета равна ε_0 . В лабораторной системе отсчета («ВВ») тело до и после излучения движется со скоростью V , а энергии излученных «порций» света, измеренные в этой системе, будут равны ε_1 (свет, излученный «против хода» тела) и ε_2 («по ходу»).

Чтобы записать для этого случая закон сохранения энергии, следует учесть работу силы отдачи, совершаемую за время акта излучения: $\varepsilon_2 = \varepsilon_0^* + A_2$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_0^* - A_1$. Здесь ε_0^* – измеренная в лабораторной системе отсчета энергия, которой обладал бы излученный телом свет, если бы не было отдачи. В случае, когда рассматриваемые гипотетические «порции» электромагнитного излучения являются квантами света, величина ε_0^* – это разность между уровнями энергии движущегося атома до излучения и после него, измеренная в лабораторной системе отсчета.

По какому закону величина \mathcal{E}_0^* зависит от величины \mathcal{E}_0 (то есть от разности между боровскими уровнями энергии атома в покое) и от скорости V , для данной задачи значения не имеет.

При рассмотрении в лабораторной системе отсчета для каждой из излученных «порций» света работа отдачи равна произведению импульса, уносимого «порцией», на скорость движения излучающего тела. В то же время известно, что импульс любой ограниченной «порции» электромагнитного излучения равен энергии этой «порции», деленной на

скорость света: $A_2 = P_2 \cdot V = \frac{\mathcal{E}_2}{c} \cdot V$; $A_1 = P_1 \cdot V = \frac{\mathcal{E}_1}{c} \cdot V$. Таким

образом, $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0^* + \frac{\mathcal{E}_2}{c} \cdot V$. То есть $\mathcal{E}_2 = \frac{\mathcal{E}_0^*}{1 - \frac{V}{c}}$. Аналогично:

$\mathcal{E}_1 = \frac{\mathcal{E}_0^*}{1 + \frac{V}{c}}$. Следовательно, с точки зрения системы отсчета «ВВ», вся

излученная энергия: $\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = \frac{2\mathcal{E}_0^*}{1 - \frac{V^2}{c^2}}$

Прежде чем идти дальше и записать закон сохранения импульса, сделаем существенное для понимания сути наших построений замечание. Уже само по себе требование соблюдения законов сохранения необходимым образом приводит к зависимости массы тела от его скорости. В самом деле, каждая из излучаемых «порций» света обладает как энергией, так и импульсом (экспериментальный факт, который не подлежит обсуждению). В результате симметричного испускания двух «порций» света скорость излучающего тела измениться не может. Следовательно, если мы хотим, чтобы импульс излучающего тела изменился на величину, равную разности импульсов «порций» излучения, придется потребовать, чтобы изменилась масса этого тела. Именно такой логикой пользовался Эйнштейн. Добавив к этой логике преобразования Лоренца, из которых выводится формула преобразования энергии «порции» света от одной системы отчета к другой, Эйнштейн получил *приближенную* формулу зависимости массы тела от его скорости. Покажем, что в использовании преобразований Лоренца нет необходимости, достаточно того факта, что энергия и импульс электромагнитного

излучения связаны соотношением $P = \frac{\mathcal{E}}{c}$.

Итак, запишем закон сохранения импульса для рассматриваемого мысленного эксперимента: $mV = (m - \Delta m) \cdot V + \frac{\mathcal{E}_2}{c} - \frac{\mathcal{E}_1}{c}$. Отсюда:

$$\Delta m \cdot V = \frac{\mathcal{E}_2}{c} - \frac{\mathcal{E}_1}{c} = \frac{\mathcal{E}_0^*}{c \left(1 - \frac{V}{c}\right)} - \frac{\mathcal{E}_0^*}{c \left(1 + \frac{V}{c}\right)} = \frac{2\mathcal{E}_0^* \cdot V}{c^2 - V^2}.$$

И получаем:

$$\Delta m = \frac{2\mathcal{E}_0^*}{c^2 - V^2} = \frac{2\mathcal{E}_0^*}{c^2 \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)} = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2}{c^2} = \frac{\mathcal{E}_{\text{излучения}}}{c^2}: \text{изменение массы}$$

тела при излучении света равно излученной энергии, деленной на квадрат

скорости света. Это *не приближенная, а точная* формула. Так как при выводе использовались более или менее произвольные предположения, а именно известные из механики законы сохранения энергии и импульса были распространены на взаимодействие твердого тела и электромагнитного излучения, кроме того работа силы отдачи при излучении света вычислена с использованием закона, известного опять же из механики твердых тел, то полученная формула нуждается в экспериментальной проверке. Точнее, нуждалась бы, если бы за сто лет, прошедшие с момента опубликования работы Эйнштейна, эта закономерность не была многократно доказана на опыте. Верным оказалось и более сильное утверждение: масса тела может быть превращена в энергию электромагнитного излучения целиком, как если бы тело было «сделано из света»: и в этом случае соотношение $\varepsilon_{\text{излучения}} = m_0 c^2$ останется справедливым. Предположение Эйнштейна о том, что электромагнитное излучение переносит массу между телами, справедливо. Однако ни к какой аксиоматике этот физический закон отношения не имеет: достаточно того факта, что для света выполняются условие $P = \frac{\varepsilon}{c}$.

Выведенных закономерностей достаточно для построения теории эффекта Допплера. От мысленного эксперимента с одновременным симметричным излучением двух «порций» света в противоположных направлениях переходим к описанию реального опыта, в котором движущийся атом излучает квант света с переходом с одного боровского энергетического уровня на другой. Рассматриваем случай излучения света в направлении движения атома.

В новых обозначениях: $E_0 = m_0 c^2$, где E_0 – энергия покоя атома, m_0 – его масса покоя. Тогда полная энергия атома в движении: $E_{\text{движ}} = E_0 + \frac{m_0 V^2}{2} = m_0 c^2 \cdot \left(1 + \frac{V^2}{2c^2}\right) = E_0 \cdot \left(1 + \frac{V^2}{2c^2}\right)$. Далее для простоты записи индекс «0» опускаем и будем энергию покоя обозначать просто « E ». Пусть боровские уровни энергии атома в покое E_1 и E_2 , причем $E_1 > E_2$ (если бы не возникающая при излучении отдача, исходно покоящийся атом излучал бы квант света с энергией $h\nu = E_1 - E_2$).

Излучение движущегося атома, закон сохранения энергии:

$$h\nu = E_1 \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) - E_2 \cdot \left(1 + \frac{V_2^2}{2c^2}\right) \quad (2.1)$$

Здесь V_1 и V_2 – скорости атома до и после излучения соответственно (их различие – также следствие отдачи). Наблюдатель располагается в системе отсчета, условно обозначаемой «ВСО» (при измерении в этой системе отсчета скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме равна c).

Закон сохранения импульса: $m_1 V_1 = m_2 V_2 + \frac{h\nu}{c}$. При этом

$$m_1 = \frac{E_1}{c^2} \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right); \quad m_2 = \frac{E_2}{c^2} \cdot \left(1 + \frac{V_2^2}{2c^2}\right), \text{ следовательно:}$$

$$\frac{E_1 V_1}{c^2} \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) = \frac{E_2 V_2}{c^2} \cdot \left(1 + \frac{V_2^2}{2c^2}\right) + \frac{h\nu}{c}, \text{ откуда:}$$

$$h\nu = \frac{E_1 V_1}{c} \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) - \frac{E_2 V_2}{c} \cdot \left(1 + \frac{V_2^2}{2c^2}\right) \quad (2.2)$$

Вычитая (2.2) из (2.1), получаем:

$$E_1 \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) \left(1 - \frac{V_1}{c}\right) = E_2 \left(1 + \frac{V_2^2}{2c^2}\right) \left(1 - \frac{V_2}{c}\right). \quad (\text{Физический смысл}$$

этого равенства: разность $E - pc$ при излучении остается неизменной.)

Выразив отсюда E_2 и подставив в (1), получаем:

$$h\nu = E_1 \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) \cdot \left(\frac{V_1 - V_2}{c - V_2}\right) \quad (2.3)$$

Проведем те же рассуждения применительно к системе отсчета, в которой рассматриваемый атом до излучения светового кванта находился в покое. Эта система движется относительно «ВВ» со скоростью V_1 , и, как следует из (6), скорость света, измеренная в ней, равна $c_1 = c \cdot \left(1 - \frac{V_1^2}{c^2}\right)$.

Скорость атома до излучения в этой системе отсчета равна нулю, скорость после излучения обозначим W_1 (ее направление противоположно направлению излученного светового кванта).

По-прежнему полагаем верными закон сохранения энергии и закон сохранения импульса при излучении света, в какой бы системе отсчета ни находился наблюдатель. Следовательно, все проделанные выше рассуждения можно провести для наблюдателя, располагающегося в системе отсчета, связанной с атомом до излучения. Обозначим частоту излученного светового кванта, измеренную в этой системе отсчета, $\nu_{нок}$.

Проделав приведенные выше выкладки для системы, движущейся со скоростью V_1 (при этом в законе сохранения импульса следует учесть направление скорости W_1), получаем аналог выражения (2.3):

$$h\nu_{нок} = E_1 \left(\frac{W_1}{c_1 + W_1}\right).$$

Выполнение закона сохранения энергии означает также следующее: атом, покоящийся в ВСО и идентичный ему атом, покоящийся в системе отсчета, движущейся относительно ВСО со скоростью V_1 , при переходе из состояния с энергией E_1 в состояние E_2 излучают световые кванты, частоты которых, измеренные каждая в своей системе, будут равны. Обозначая «скорость отдачи» в системе ВСО за W_0 и проделывая те же

выкладки, получаем для «ВВ»: $h\nu_{нок} = E_1 \left(\frac{W_0}{c + W_0}\right)$.

Найдем соотношение между «скоростями отдачи» в двух системах отсчета: $\frac{W_1}{W_0}$. Учитывая, что $W_1, W_0 \ll c$, можно с огромной точностью

полагать $h\nu_{нок} = E_1 \left(\frac{W_1}{c_1}\right) = E_1 \left(\frac{W_0}{c}\right)$, и, следовательно,

$$\frac{W_1}{W_0} = \frac{c_1}{c} = \left(1 - \frac{V_1^2}{c^2}\right).$$

Далее, используем формулу сложения скоростей (8). Подставляя в нее величину скорости W_1 (с учетом направления этой скорости) получаем:

$$V_2 = V_1 - \frac{W_1}{1 - \frac{W_1 V_1}{c^2 - V_1^2}}. \text{ Выражаем отсюда } V_2 - V_1 \text{ и подставляем в (3):}$$

$$\begin{aligned} h\nu &= E_1 \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) \cdot \left(\frac{1}{c - V_2}\right) \cdot \frac{W_1}{1 - \frac{W_1 V_1}{c^2 - V_1^2}} = \\ &= \left(E_1 \cdot \frac{W_0}{c}\right) \cdot \frac{c}{W_0} \cdot \frac{W_1}{1 - \frac{W_1 V_1}{c^2 - V_1^2}} \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) \cdot \left(\frac{1}{c - V_2}\right) = \\ &= h\nu_{\text{нок}} \cdot \frac{c}{c - V_2} \cdot \frac{W_1}{W_0} \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) \cdot \frac{1}{1 - \frac{W_1 V_1}{c^2 - V_1^2}} = \\ &= h\nu_{\text{нок}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{V_2}{c}} \cdot \left(1 - \frac{V_1^2}{c^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) \cdot \frac{1}{1 - \frac{W_1 V_1}{c^2 - V_1^2}} \end{aligned}$$

Для определения измеряемой в реальном эксперименте частоты света полученная формула может быть сделана более простой. Учтем тот факт, что $W_1 \ll c$. Это означает, что скорости V_1 и V_2 при измерении практически неразличимы. Поэтому, упрощая, заменим в формуле обе эти величины на « V ». Далее, по той же причине отличие множителя

$\frac{1}{1 - \frac{W_1 V_1}{c^2 - V_1^2}}$ от единицы пренебрежимо мало влияет на результат. Кроме

того, отбрасывая слагаемое четвертого порядка, полагаем

$$\left(1 - \frac{V_1^2}{c^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{V_1^2}{2c^2}\right) = 1 - \frac{V^2}{2c^2}. \text{ В итоге получается выражение для}$$

частоты света, измеренной наблюдателем в системе отсчета «ВВ», при условии, что источник света движется относительно «ВВ» со скоростью V :

$$\nu = \nu_{\text{нок}} \cdot \frac{1 - \frac{V^2}{2c^2}}{1 - \frac{V}{c}} \quad (2.4a)$$

Мы рассмотрели случай испускания светового кванта в направлении движения атома. Для случая, когда свет испускается в направлении, противоположном скорости источника, проделанные выше выкладки дают:

$$\nu = \nu_{\text{нок}} \cdot \frac{1 - \frac{V^2}{2c^2}}{1 + \frac{V}{c}} \quad (2.4b)$$

В опыте Айвса и Стилуэлла, а также во всех последующих экспериментах проверялась формула релятивистского эффекта Допплера для движущегося источника:

$$v = v_{\text{пок}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{V}{c} \cos \varphi}. \text{ Все экспериментаторы при расчетах принимали}$$

$\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} = 1 - \frac{V^2}{2c^2}$, что при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ (в опытах сравниваются длины волн, излучаемые именно в этих двух направлениях) приводит к формулам (2.4а) и (2.4б).

4. Принцип Маха для вращения: центробежная сила во вращающейся системе отсчета как следствие гравитационного взаимодействия с Вселенной

Применим аналогичный подход к случаю, когда наблюдатель E находится в системе, вращающейся с постоянной угловой скоростью ω относительно неподвижной Вселенной, играющей роль ВСО. Радиус окружности, по которой движется наблюдатель E, равен a.

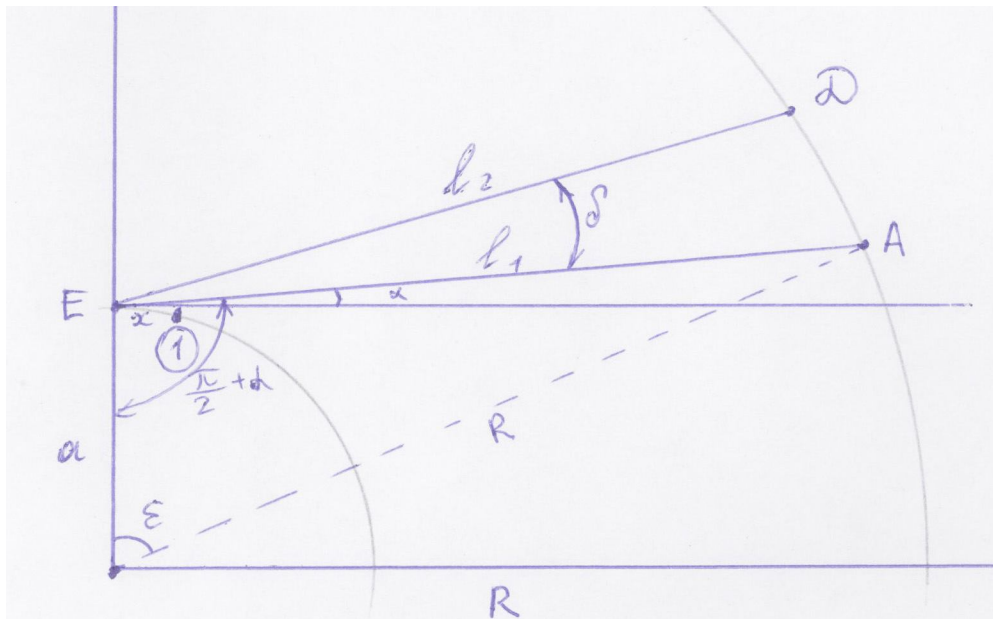


Рис 8

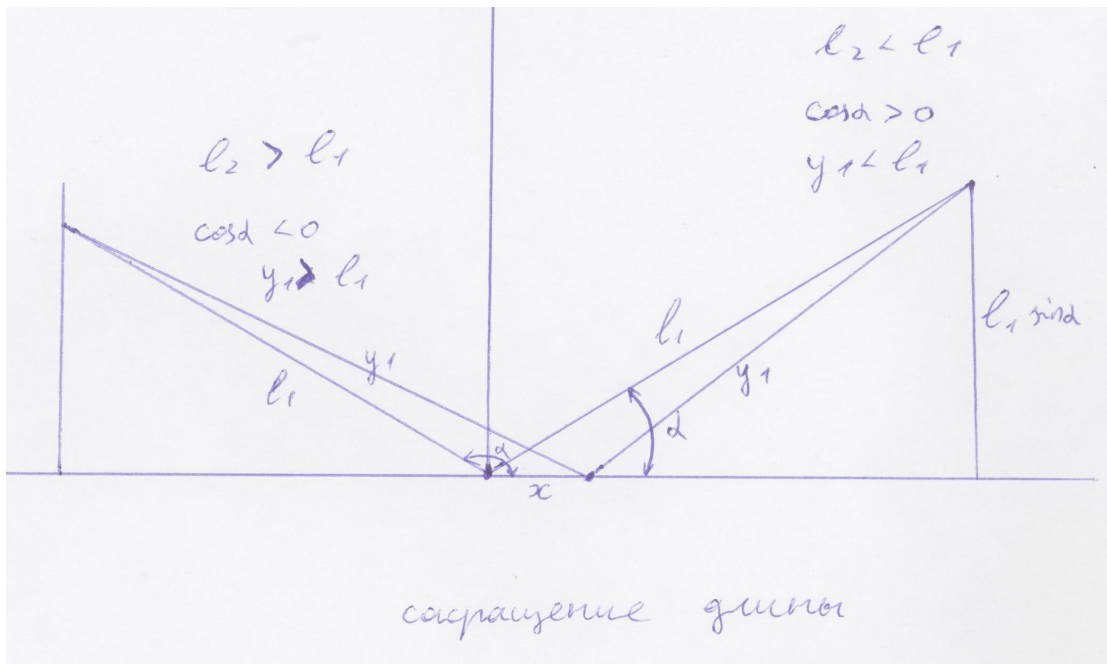


Рис 9

В покое, с точки зрения выделенной системы, точки D и A, расположенные неподвижно на окружности радиуса R, были видны в точке E под малым углом δ . Чтобы «на снимке», сделанном в точке E, получалась дуга DA, световой сигнал из точки D должен вылететь позже,

чем из точки A, на время Δt_0 : $\frac{l_1}{c} = \frac{l_2}{c} + \Delta t_0$

Верхняя полусфера ($\alpha > 0$) $R^2 = a^2 + l_1^2 - 2al_1 \cos\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right)$

Отсюда $\frac{l_1}{R} = \sqrt{1 - \frac{a^2}{R^2} \cos^2 \alpha} - \frac{a}{R} \sin \alpha$

и, отбрасывая слагаемое порядка $\frac{a^2}{R^2}$ (так как $\frac{a}{R} \ll 1$), получаем:

$$l_1 \approx R - a \sin \alpha; \quad \text{аналогично: } l_2 \approx R - a \sin(\alpha + \delta) \quad (1)$$

Когда наблюдатель E движется описанным образом по часовой стрелке, точка E быстрее приближается к точке A, чем к точке D. То есть в точку (1) сигнал от точки A приходит раньше, чем от точки D - речь идет о тех же сигналах, рассогласованных на Δt_0 , которые к покоящемуся E прилетают одновременно – Рис 9 справа.

Аналогично, для Рис 9 слева: E быстрее удаляется от точки D, чем от точки A. То есть, в обоих этих случаях «на снимке» у наблюдателя E получается сокращение длины по сравнению с длиной, измеренной в

покое: та же дуга будет видна на снимке под углом, который меньше, чем угол δ .

Рис 9: в точке (1) отрезки l_1 и l_2 становятся отрезками y_1 и y_2 соответственно – наблюдатель Е сдвинулся по окружности радиуса a по часовой стрелке на расстояние x .

В точке (1) разность между y_1 и y_2 становится меньше, чем $(l_1 - l_2)$, сигнал от точки А прилетает в точку (1) раньше, чем от точки D на время

$$\Delta t = \frac{(l_1 - l_2) - (y_1 - y_2)}{c}$$

$$y_1^2 = l_1^2 + x^2 - 2l_1x \cos \alpha; \quad y_2^2 = l_2^2 + x^2 - 2l_2x \cos(\alpha + \delta)$$

$$\Delta t = \frac{x^2}{2c} \frac{(l_1 - l_2)}{l_1 l_2} + \frac{x}{c} (\cos \alpha - \cos(\alpha + \delta)); \quad \text{т.к. } \delta = 0(\alpha), \quad \text{то}$$

$$\Delta t \approx \frac{x^2}{2c} \frac{(l_1 - l_2)}{l_1 l_2} + \frac{x}{c} \cdot \delta \cdot \sin \alpha \quad (2)$$

С точки зрения выделенной системы наблюдатель Е движется со

скоростью V . $\frac{x}{V} = \frac{y_1}{c}$; $y_1 \approx l_1 \left(1 + \frac{x^2}{2l_1^2} - \frac{x}{l_1} \cos \alpha \right)$; $x = 0(l_1)$ отсюда

$$x \approx \frac{l_1}{\frac{c}{V} + \cos \alpha}$$

Учитывая (1) и то, что $\delta = 0(\alpha)$, $a \ll R$, получаем:

$$l_1 - l_2 \approx a \cdot \delta \cdot \cos \alpha; \quad l_1 l_2 \approx R^2 - aR(2 \sin \alpha + \delta \cdot \cos \alpha)$$

Подставляя все это в (2), получаем:

$$\Delta t = \frac{(R - a \sin \alpha)^2}{2c \left(\frac{c}{V} + \cos \alpha \right)^2} \cdot \frac{a \cdot \delta \cdot \cos \alpha}{R^2 - aR(2 \sin \alpha + \delta \cdot \cos \alpha)} + \frac{(R - a \sin \alpha) \cdot \delta \cdot \sin \alpha}{c \left(\frac{c}{V} + \cos \alpha \right)}$$

И, учитывая, что $\delta = 0(\alpha)$, $a \ll R$, $V \ll c$,

$$\Delta t \approx \frac{V^2 \cdot a \cdot \delta \cdot \cos \alpha}{2c^3} + \frac{V \cdot R \cdot \delta \cdot \sin \alpha}{c^2}$$

Первое слагаемое будет того же порядка, что второе, лишь при столь малых α , что $\operatorname{tg}\alpha \sim \frac{V}{c} \cdot \frac{a}{R}$, то есть может быть отброшено как не

играющее роли:
$$\Delta t \approx \frac{V \cdot R \cdot \delta \cdot \sin \alpha}{c^2} \quad (3)$$

Это Δt , измерено в выделенной системе, события при этом односторонны в системе E, то есть наблюдатель E получит то же Δt , следовательно,

$$\Delta t = \frac{\delta - \delta_1}{\omega_{*1}} \quad (4)$$

Здесь ω_{*1} - угловая скорость точек A и D, измеренная в системе E; δ - угловая величина дуги DA; δ_1 - величина дуги, заменяющей в движении дугу DA «на снимке» (в верхней полусфере $\delta_1 < \delta$); ω_{*1} - угловая скорость

точек D и A, измеренная в системе E. $\frac{\omega_{*1}}{\omega_{*0}} = \frac{\delta_1}{\delta}$, где $\omega_{*0} = \frac{d\alpha}{dt}$ - угловая

скорость, измеренная в выделенной системе отсчета. Далее, $V = \omega_{*0} a$,

однако мы будем полагать $V = \omega a$, так как $\omega = \frac{d\varepsilon}{dt}$;

$$d\varepsilon = - \left(1 - \frac{a \cdot \sin \alpha}{\sqrt{R^2 - a^2 \cos^2 \alpha}} \right) d\alpha, \text{ то есть, учитывая, что } a \ll R, \text{ в}$$

пределах принятой точности $|\omega_{*0}| = |\omega|$

Объединяя все это, приравняем (3) и в (4) и, отбрасывая заведомо

малые слагаемые, получаем:
$$\frac{\delta - \delta_1}{\delta_1} \approx \frac{\omega^2 \cdot a \cdot R \cdot \sin \alpha}{c^2}; \quad \delta_1 < \delta$$

(5)

Итак, для «верхней» полусферы ($0 < \alpha < \pi$) при измерении из движущейся системы наблюдается *сокращение длины* отрезка, расположенного в выделенной системе отсчета, по сравнению с его длиной в покое. Полностью аналогичные рассуждения для «нижней» полусферы ($-\pi < \alpha < 0$, рис 10 и 11) дают следующий результат: $|\delta_1| > |\delta|$ - *увеличение длины*. При этом формула (5) остается верной; ($\delta < 0$).

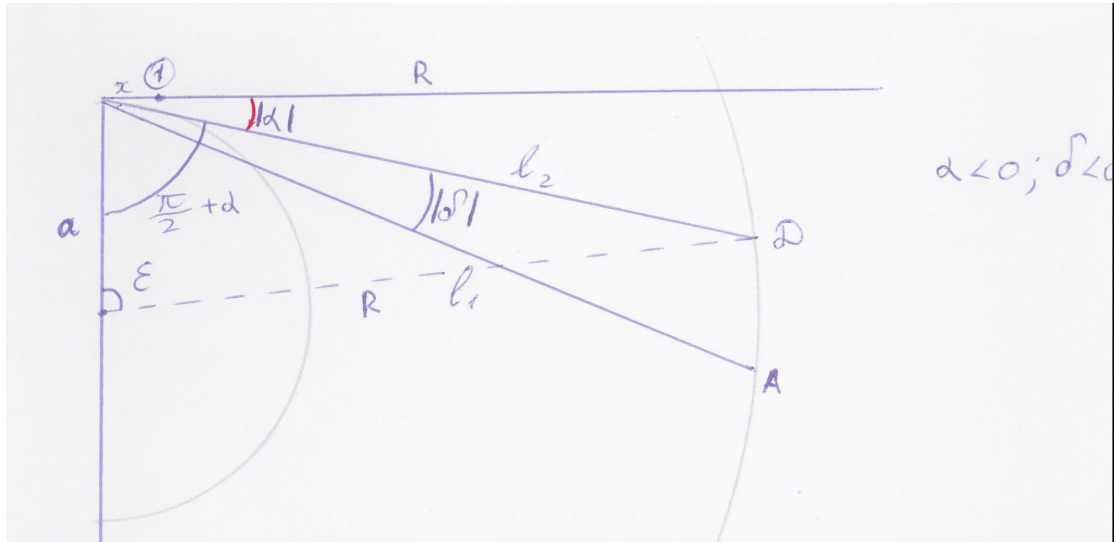


Рис 10

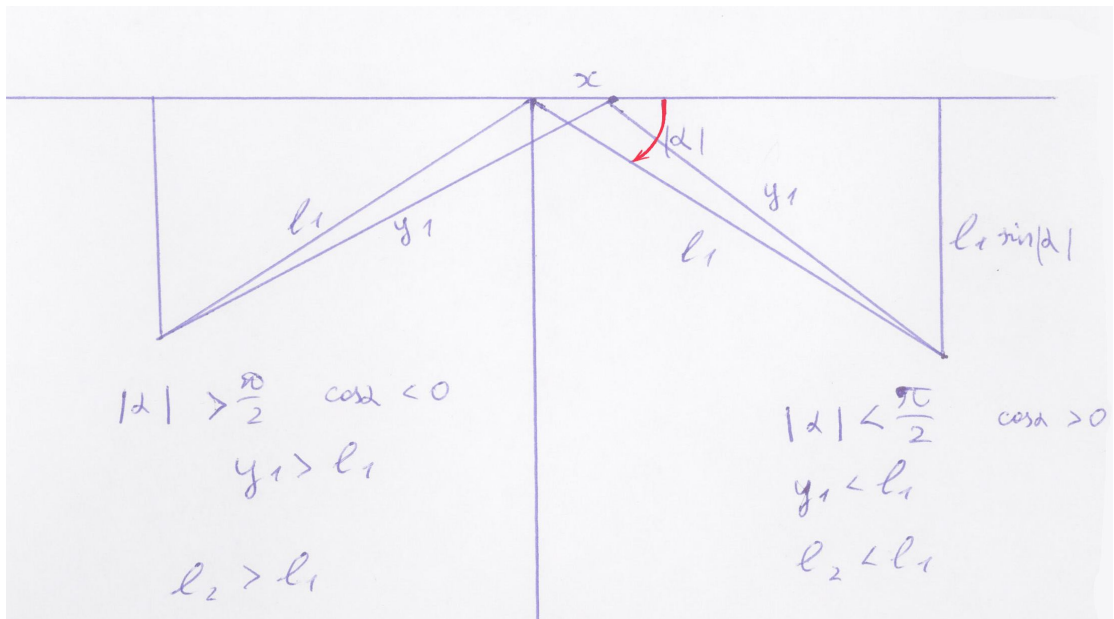


Рис 11

Далее, те же рассуждения - для пространства, в сферических координатах.

В этом случае рисункам 8,9,10,11 соответствует рисунок 12:

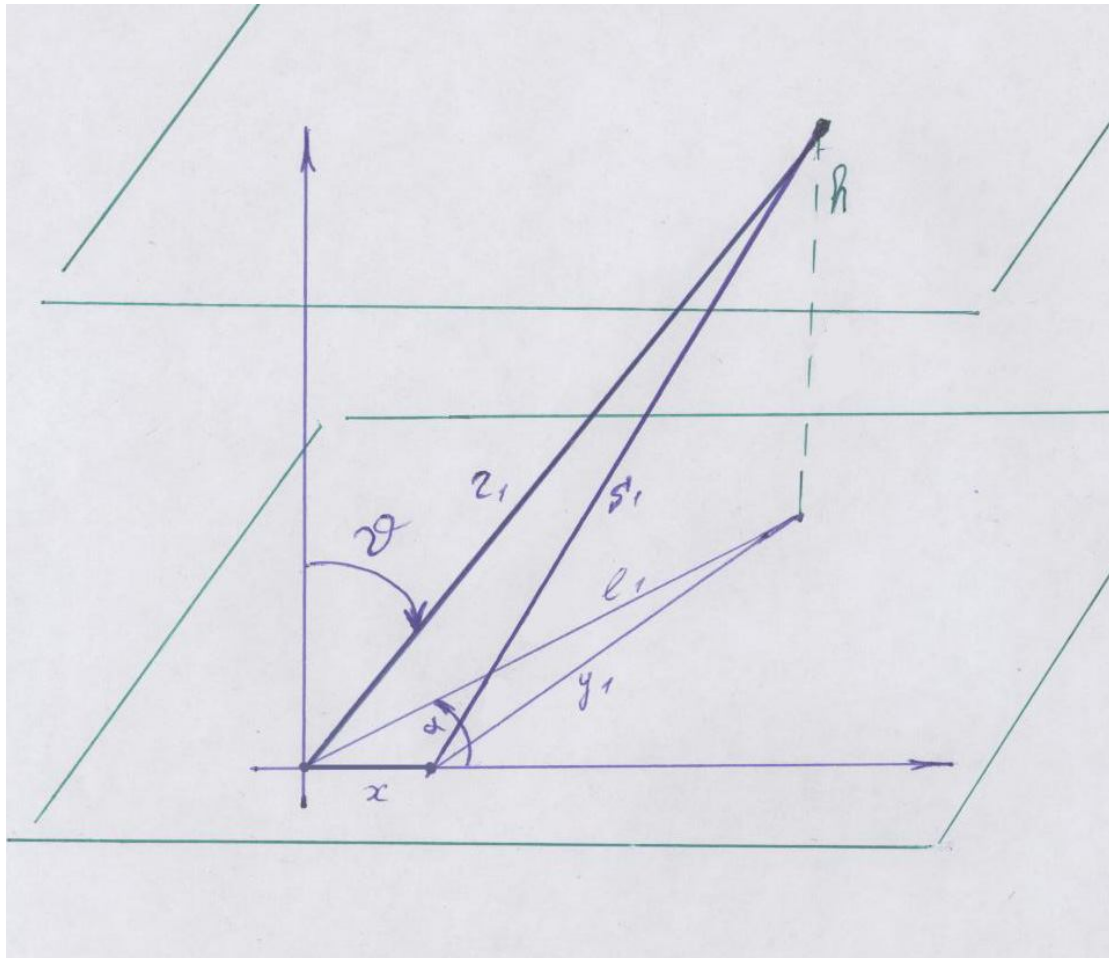


Рис 12

$$y_1^2 + h^2 = l_1^2 + h^2 + x^2 - 2l_1 \cdot x \cdot \cos \alpha$$

$$s_1^2 = r_1^2 + x^2 - 2l_1 \cdot x \cdot \cos \alpha$$

$$s \approx r_1 \left(1 - \frac{x}{r_1} \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \alpha \right)$$

$$\Delta t = \frac{(r_1 - r_2) - (s_1 - s_2)}{c} = \frac{1}{c} x \cdot \delta \cdot \sin \vartheta \cdot \sin \alpha$$

Далее, $x = \frac{V}{c} s_1 = \frac{V}{c} r_1 \left(1 - \frac{x}{r_1} \sin \vartheta \cdot \cos \alpha \right)$

В итоге, полностью аналогично формуле (3), получаем:

$$\Delta t \approx \frac{V \cdot R \cdot \delta \cdot \sin \alpha \cdot \sin \vartheta}{c^2} \quad \text{и,} \quad \text{соответственно,}$$

$$\frac{\delta - \delta_1}{\delta_1} \approx \frac{\omega^2 \cdot a \cdot R \cdot \sin \alpha \cdot \sin \vartheta}{c^2}$$

Это означает, что тангенциальный элемент длины на расстоянии R от центра вращения сокращается по сравнению с покоем в k раз, где

$$k = 1 + \frac{\omega^2 \cdot a \cdot R \cdot \sin \alpha \cdot \sin \vartheta}{c^2},$$

что, с учетом знака α , дает следующее:

при $0 < \alpha < \pi$ будет сокращение длины по сравнению с покоем - $k > 1$,
 при $-\pi < \alpha < 0$ - увеличение длины - $k < 1$.

Итак, при равномерном распределении, например, заряда по сферическому объему на материальную точку, движущуюся по окружности радиуса a с угловой скоростью ω , действует сила, направленная центробежно, – как результат взаимодействия этой материальной точки со всем объемом, заключенным внутри сферы и асимметрии, вызванной запаздыванием сигнала в системе отсчета, отличной от выделенной.

Применим полученный результат к сфере радиуса R_0 с равномерным распределением по объему заряда (или гравитирующей массы).

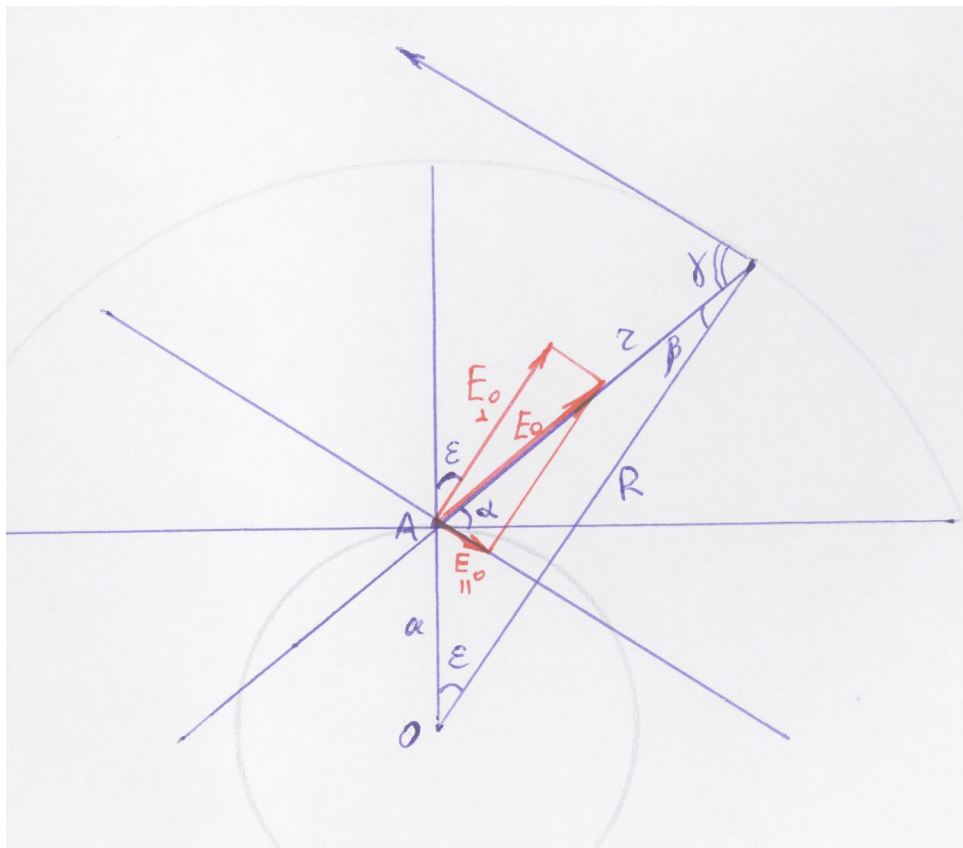


Рис 13

«Вертикальная» проекция напряженности, создаваемой точкой «верхней» полусферы со сферическими координатами α , ϑ , R в точке A, движущейся описанным выше образом:

$$\begin{aligned}
E_{\uparrow} &= -(E_{\parallel})_{\text{движ}} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon\right) + (E_{\perp})_{\text{движ}} \cdot \cos \varepsilon = \\
&= -(E_{\parallel})_{\text{движ}} \cdot \sin(\gamma - \alpha) + (E_{\perp})_{\text{движ}} \cdot \cos(\gamma - \alpha) = \\
&= -(E_{\parallel})_0 \cdot \sin(\gamma - \alpha) + (E_{\perp})_0 \cdot k \cdot \cos(\gamma - \alpha) = \\
&= -E_0 \cdot \cos \gamma \cdot \sin(\gamma - \alpha) + E_0 \cdot \sin \gamma \cdot k \cdot \cos(\gamma - \alpha) \\
E_{\uparrow} &= E_0 \left(\sin \alpha + \sin \gamma \cdot \cos(\gamma - \alpha) \cdot \frac{\omega^2 \cdot a \cdot R \cdot \sin \alpha \cdot \sin \vartheta}{c^2} \right)
\end{aligned}$$

Здесь E_0 - напряженность, создаваемая той же материальной точкой в случае, когда точка A неподвижна.)

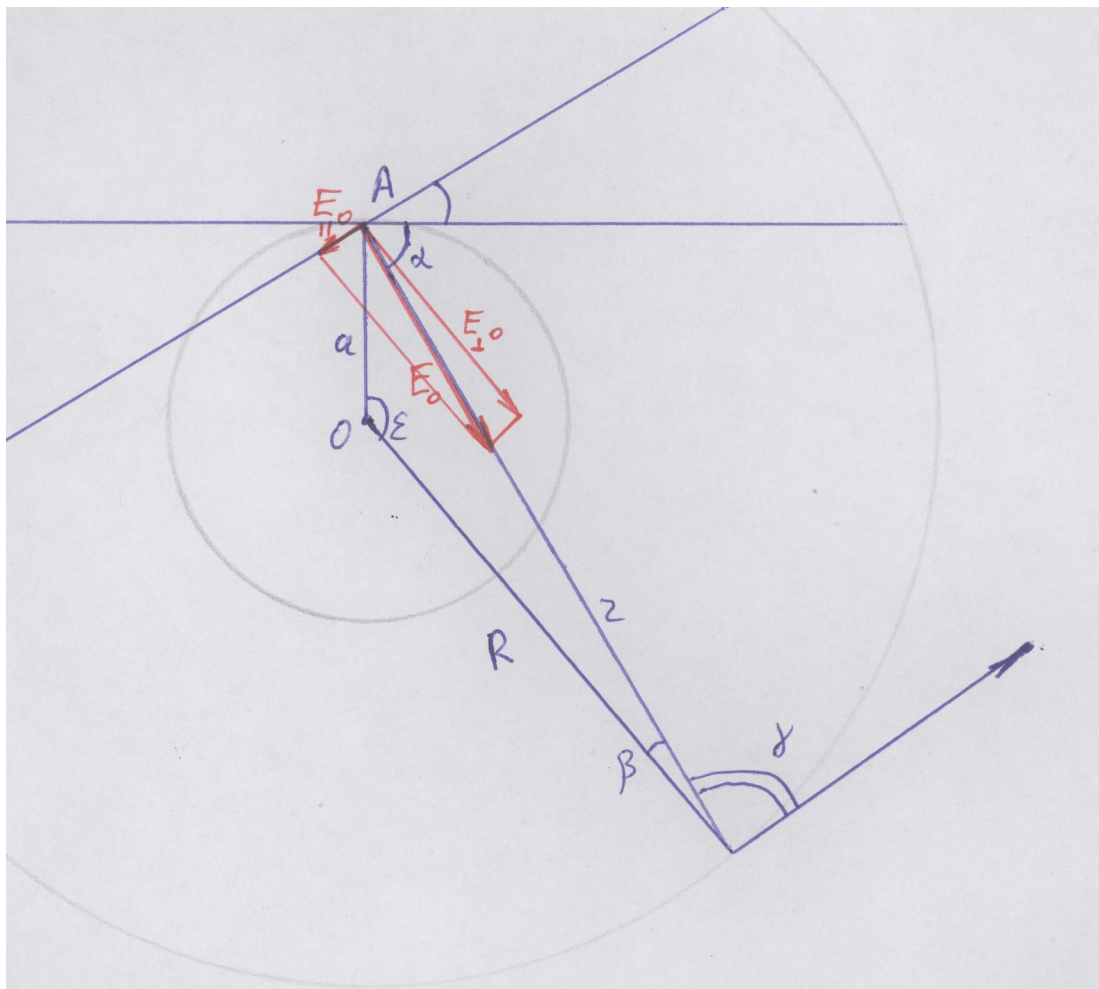


Рис 14

Аналогичные выкладки для точки «нижней» полусферы с координатами $-\alpha$, ϑ , R дают:

$$E_{\downarrow} = E_0 \left(-\sin \alpha + \sin \gamma \cdot \cos(\gamma - \alpha) \cdot \frac{\omega^2 \cdot a \cdot R \cdot \sin \alpha \cdot \sin \vartheta}{c^2} \right)$$

«Вертикальная» проекция суммарной напряженности, создаваемой двумя такими симметричными точками:

$$E_{\uparrow} = E_0 \left(2 \sin \gamma \cdot \cos(\gamma - \alpha) \cdot \frac{\omega^2 \cdot a \cdot R \cdot \sin \alpha \cdot \sin \vartheta}{c^2} \right)$$

В рамках принятой точности:

$$\cos(\gamma - \alpha) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta - \alpha\right) = \sin(\alpha + \beta) \approx \sin \alpha ; \sin \gamma \approx 1$$

Заменяем материальную точку на элемент объема с теми же координатами:

$$dE = dE_0 \cdot \frac{2 \cdot \omega^2 \cdot a \cdot R \cdot \sin^2 \alpha \cdot \sin \vartheta}{c^2}$$

Как для электростатического, так и для гравитационного взаимодействия выполняется закон обратных квадратов. Пусть dE_0 - гравитационная сила, действующая на материальную точку единичной массы, расположенную в точке A и движущуюся рассмотренным выше образом.

Тогда $dE_0 = G \frac{\rho \cdot dV}{R^2}$, где ρ - масса единицы объема; гравитирующая масса равномерно распределена по сферической области от $R = a$ до $R = R_0$.

$$dV = R^2 dR d\Omega, \text{ где } \Omega - \text{ телесный угол; } d\Omega = \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\alpha$$

Интегрируя полученное выражение по объему сферической области, получаем суммарную силу, действующую на единичную массу и направленную центробежно:

$$E = \frac{2G\rho}{c^2} \cdot \omega^2 a \cdot \int_a^{R_0} R dR \int_0^\pi \sin^2 \alpha d\alpha \int_0^{\pi/2} \sin^2 \vartheta d\vartheta ; \quad (a \ll R)$$

$$E = \frac{2G\rho}{c^2} \cdot \omega^2 a \cdot \frac{R_0^2}{2} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\pi}{4}$$

$$E = \frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{G \cdot R_0^2 \cdot \rho}{c^2} \cdot \omega^2 a$$

В системе СИ: $G \sim 7 \cdot 10^{-11}$; радиус Вселенной $R_0 \sim 3 \cdot 10^{26}$; средняя плотность вещества во Вселенной $\rho \sim 10^{-26}$; **полагая скорость распространения информации об изменениях гравитационного потенциала равной скорости света: $c \approx 3 \cdot 10^8$** . Таким образом, безразмерный комплекс

$$\frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{G \cdot R_0^2 \cdot \rho}{c^2} \sim 1$$

То, что данный комплекс оказался близким к единице, скорее совпадение, чем точное подтверждение теории. Говоря о радиусе Вселенной, а тем более о средней плотности вещества в ней, на сегодня мы можем оперировать лишь порядками.

Итак, центробежная сила действующая со стороны Вселенной на тело массы m , которое движется по окружности радиуса a с угловой скоростью ω :

$$F = m \cdot \omega^2 \cdot a$$

Специальная теория относительности и предложенный выше подход описывают одну группу экспериментальных данных с весьма близких позиций. Налицо, однако, и принципиальные расхождения: система аксиом «принцип относительности и постоянство скорости света» не только постулирует исходные принципы теории аксиоматически, без рассмотрения механизма их возникновения, но и приводит – в полном соответствии с этими принципами – к симметричным результатам. В схеме же, предложенной выше, имеется выделенная система отсчета. Кроме того, в этой схеме виден конкретный механизм возникновения каждого из наблюдаемых эффектов, столь точно предсказанных СТО.

Между двумя рассматриваемыми подходами есть и различия, касающиеся предсказываемых ими экспериментальных результатов. В частности, это относится к взаимодействию заряженного тела и провода с постоянным электрическим током. Если забыть о мнемонических приемах, изобретенных для удобства оперирования с «магнитными полями» токов, и рассматривать взаимодействие движущихся электрических зарядов, то в рамках СТО можно качественно объяснить механизм возникновения силы Лоренца, действующей со стороны провода с током на заряд, движущийся параллельно этому проводу. Такое объяснение, приведенное во многих курсах физики, подобно тому, какое дано выше. Разница результатов количественная: применение к данной задаче преобразований Лоренца дает результат, вдвое отличающийся от полученного нами выше. Действительно, если при вычислении силы, действующей со стороны ионов провода на движущийся заряд, использовать преобразования Лоренца, то вместо формулы (12) следует записать

$$F_{\text{лор}} = \frac{F_{\text{омм}}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \approx F_{\text{омм}} \cdot \left(1 + \frac{V^2}{2c^2} \right), \text{ что в итоге приводит к выражению}$$

для силы Лоренца, которое вдвое меньше выражения, полученного выше.

Есть и качественная разница в результатах применения двух подходов. С позиции теории относительности, сила, которая действует со стороны провода с током на частицу, движущуюся параллельно проводу со скоростью, равной скорости дрейфа носителей заряда в нем, должна быть равна по величине и противоположна по направлению силе, действующей со стороны этого провода с током на покоящуюся частицу, идентичную первой; иной результат противоречил бы принципу относительности (с точки зрения наблюдателя, покоящегося по отношению к любой из двух рассматриваемых пробных частиц, провод с током эквивалентен двум параллельным нитям, несущим равные по величине и противоположные по знаку заряды, одна из которых неподвижна, а другая движется со скоростью дрейфа). С позиций же нашего подхода при расположении провода с током в ВСО действия с его стороны на покоящийся заряд не будет, так как наблюдатель в ВСО, измеряя длины движущихся объектов, получает те же результаты, что и при измерении в покое – в отличие от наблюдателя движущегося.

Следует ответить на ключевой вопрос: почему *наблюдения «магнитного» действия тока всегда проводились в лабораториях, покоящихся относительно ВСО*. Этот же вопрос следует решить и по отношению к опыту Айвса и Стилуэлла, и вообще ко всем экспериментальным подтверждениям предсказаний теории, которые в рамках аксиоматики СТО верны для любых инерциальных систем отсчета, а в рамках предложенного нами подхода справедливы только в ВСО. Экспериментом, способным ответить на этот вопрос, может быть наблюдение действия тока на заряженные частицы, проведенное в условиях, исключающих то, что является в нашем мире аналогом ветровой защиты, которая обеспечивает неподвижность воздуха в лаборатории в «звуковой вселенной». Подобные прямые опыты однозначно интерпретируются и не требуют сложной аппаратуры, такой, как интерферометр Майкельсона, их не слишком сложно поставить даже в открытом космосе, вне каких-либо «кожухов», которые неизбежно присутствуют на поверхности Земли.

5. Экспериментальная часть

Выводы, к которым приводит предлагаемая логика в области электродинамики, допускают достаточно простую экспериментальную проверку. Такой эксперимент позволяет однозначно разделить два теоретических подхода – аксиоматику СТО и наши построения, так как предсказываемые этими теориями результаты принципиально различны.

Рассмотрим взаимодействие токоведущего провода, движущегося со скоростью w относительно системы отсчета ВСО, с частицей, неподвижной относительно провода. При этом электроны в проводе движутся в том же направлении относительно ВСО со скоростью $v > w$. Наблюдатель «Абс» расположен в системе ВСО.

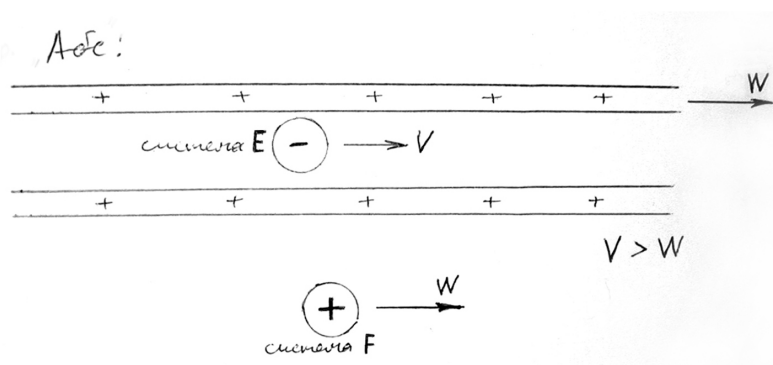


Рис 15

Для наблюдателя, расположенного в системе F (в обозначениях Рис. 1), длина отрезка, расположенного в системе E дрейфующих электронов, по сравнению с длиной этого же отрезка в покое будет увеличена в соответствии с формулой (1):

$$l = l_0 \left(\frac{c^2 - w^2}{c^2 - vw} \right)$$

Соответственно, плотность заряда движущихся электронов, измеренная наблюдателем F, уменьшится:

$$\sigma_{\text{электронов}} = \sigma \left(\frac{c^2 - vw}{c^2 - w^2} \right)$$

Здесь σ – плотность заряда, измеренная в покое. Выражение в скобках < 1 .

(Независимость величины заряда от системы отсчета – экспериментальный факт.)

Пробный заряд положителен; движущиеся электроны в проводе его притягивают, нескомпенсированные ионы провода – отталкивают с силой, которая определяется исходной плотностью заряда: $\sigma_{\text{ионов}} = \sigma \cdot 1$

Сила со стороны ионов больше; результирующая сила – отталкивание: провод с током при таком расположении относительных скоростей должен вести себя как положительно заряженное тело. Суммируя воздействие дрейфующих электронов и ионов, получаем удельный заряд такой «заряженной» нити – с точки зрения наблюдателя F:

$$\sigma_{\text{общ}} = \sigma \left(\frac{w(v - w)}{c^2} \right) \quad (w \ll c)$$

Величина $(v - w)$ представляет собой скорость дрейфа электронов в проводнике (измеренную наблюдателем «Абс»), то есть сила

отталкивания покоящегося положительного заряда от провода с током прямо пропорциональна величине тока. Если пробный заряд и провод с током расположены в системе «СВ», то есть $w = 0$, взаимодействия заряда с током нет, что мы и наблюдаем в обычных лабораторных условиях (в условиях «безветрия»).

Итак, если предложенная модель соответствует реальности, то вне «СВ» неподвижный положительный заряд должен испытывать отталкивание от проводника с током. Продолжая аналогию с воздухом, можно сказать: опыт должен проводиться так, чтобы любая защита от «ветра» была сведена к минимуму.

(СТО требует в данном опыте – как и во всех других – полной симметрии: наличие или отсутствие «ветровой защиты» никак не должно влиять на результаты эксперимента.)

Будем считать, что система отсчета ВСО – та, в которой реликтовое излучение изотропно. Тогда взаимодействие неподвижного заряда с током будет максимальным в случае, когда дрейф электронов в проводе сонаправлен с движением Земли относительно реликтового фона, и станет нулевым, если провод перпендикулярен этому направлению.

Прежде чем перейти к описанию экспериментальной установки, сделаем примерную оценку ожидаемой силы взаимодействия для реально достижимых значений пробного заряда, величины тока и расстояний. Пусть скорость w лабораторной системы отсчета относительно ВСЛ порядка 300 км/с, а скорость дрейфа электронов в проводе $(v - w)$

порядка 5 мм/с. Тогда
$$\frac{w(v - w)}{c^2} = 1,5 \cdot 10^{-14}$$

При токе порядка 1000 А удельный заряд дрейфующих электронов на единицу длины провода: $\frac{1000}{5 \cdot 10^{-3}} = 2 \cdot 10^5$ Кл/м. Если проводник представляет собой тонкую пластину, плотность тока в которой всюду одинакова, то на участке длиной 25 см будет сосредоточен дрейфующий заряд $5 \cdot 10^4$ Кл, что, при ширине пластины 3,6 см, дает удельный заряд на единицу площади $5,6 \cdot 10^6$ Кл/м². При проведении эксперимента в условиях системы «СВ» (наличие «защиты от ветра») весь заряд движущихся электронов скомпенсирован равным зарядом ионов провода. В условиях же, соответствующих Рис. 15, нескомпенсированный удельный заряд ионов будет равен $5,6 \cdot 10^6$ Кл/м² $\cdot 1,5 \cdot 10^{-14}$ то есть, оценочно, порядка 10^{-7} Кл/м². При соблюдении описанных условий (полное отсутствие препятствий для «ветра» и расположение провода с током таким образом, чтобы электроны в нем дрейфовали в том же направлении, куда движется Земля относительно реликтового фона) такая пластинка с током должна взаимодействовать с пробным зарядом так же, как если бы она была заряжена до вычисленной плотности заряда.

В экспериментальной установке в качестве пробного заряда используется пластинка $3,6 \times 25$ см, расположенная на плече крутильных весов параллельно токоведущей пластине и на расстоянии порядка 1 мм от нее. На обе пластины подается положительный потенциал 10^4 В по отношению к земле. Электростатическое отталкивание пластин компенсируется пластиной большой площади, расположенной по другую сторону от крутильных весов на расстоянии 20 см.

Заряд на подвижной пластине определяется ее потенциалом и емкостью по отношению к земле. Целью эксперимента является не измерение силы взаимодействия пластин (для этого потребовались бы не только высокочувствительная аппаратура, но и такое жесткое обеспечение вывода установки из-под «ветровой защиты», достичь которого не поверхности Земли нереально), а качественная оценка. Поэтому для предварительной

прикидки чувствительности крутильных весов не потребуется точное определение емкости пластины. Теоретическая оценка и грубое измерение дают один результат: емкость пластины – порядка 20 пФ . Для напряжения 10^4 В это дает значение заряда $2 \cdot 10^{-7} \text{ Кл}$ и удельный заряд порядка $2 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/м}^2$.

После того, как на две параллельные пластины подан потенциал 10^4 В (крутильные весы при этом неподвижны, так как взаимодействие скомпенсировано третьей пластиной), по одной из них начинает течь ток 1000 А , что должно привести к появлению силы отталкивания – такой, как если бы на токоведущей пластине появился дополнительный положительный заряд 10^{-7} Кл/м^2 . Расчетная величина этой силы – порядка 10^{-3} Н . Однако такая сила взаимодействия достижима лишь при полном отсутствии «ветровой защиты» (иначе говоря, на околоземной орбите) и при строгой сонаправленности пластин с вектором W). В случае расположения экспериментальной установки на возвышенности, при отсутствии монументальных стен и мощного кожуха и при возможно точной ориентации токоведущей пластины в направлении движения Земли относительно реликтового фона можно ожидать получения силы взаимодействия пластин, отличающейся от максимальной не более, чем на два порядка, то есть такой, какая соответствовала бы величине скорости W порядка единиц км/с. Иначе говоря, крутильные весы, уверенно реагирующие на силу взаимодействия порядка 10^{-5} Н , следует признать годными для пробного эксперимента.

Чтобы вызвать притяжение пластин с заданной силой, можно создать между ними разность потенциалов, превратив их тем самым в обкладки плоского конденсатора. Для двух плоских пластин площадью 90 см^2 , расположенных в воздухе на расстоянии 1 мм и притягивающихся с силой в 10^{-5} Н , получаем: если крутильные весы реагируют на напряжение около 15 В , то их чувствительность достаточна для проверки теории при ожидаемых величинах W .

Экспериментальная установка

С учетом требования минимизации «ветровой защиты» рабочая часть экспериментальной установки собрана в стеклянном кожухе (толщина стенок 4 мм). Источником тока служит аккумулятор (12 В , 55 Ач), который может поддерживать в токоведущей пластине постоянный ток порядка 1000 А в течение 20 с . Для создания стабильного постоянного напряжения 10 кВ используется высоковольтный источник, питающийся от батареи гальванических элементов. Вся установка мобильна и может быть собрана вне лаборатории на открытой местности. Это позволяет выбрать для проведения эксперимента возвышенность, на которой можно ориентировать пластины вдоль прямой, по которой в момент опыта движется Земля относительно изотропного реликтового фона (направление на границу созвездий Льва и Чаши), причем между пластинами и космическим пространством на этой прямой в обоих направлениях нет никаких преград, кроме стеклянного кожуха и атмосферы Земли.

На Рис 16 видны крутильные весы; коромысло которых изготовлено из фольгированного стеклотекстолита толщиной $0,5 \text{ мм}$ и подвешено на медной нити диаметром мм . Коромысло весов располагается параллельно токоведущей пластине (полоса из чистой меди $250 \times 36 \times 0,5 \text{ мм}$, видны закрепленные на ней винтами провода, идущие к источнику тока), причем П-образный противовес коромысла расположен вне зоны действия тока. Внутри стеклянного кожуха у его задней стенки параллельно противовесу расположена вертикальная проводящая пластина, подключенная, как и обе рабочие пластины, к источнику высокого напряжения. Эта пластина служит для балансировки крутильных весов; ее можно передвигать по нижней поверхности кожуха при включенном высоком напряжении с помощью стеклянной

вертикальной рукоятки. Вся передняя стенка стеклянного кожуха изнутри закрыта неподвижной пластиной, на которую также подается высокое напряжение.

После предварительной балансировки коромысла крутильных весов в рабочем положении (параллельно токоведущей пластине на расстоянии около 1 мм от нее) включается высокое напряжение. Затем проводится тонкая балансировка с помощью подвижной пластины. Так как подвес крутильных весов выполнен из отожженной меди, упругие свойства которой невелики, колебания коромысла затухают за несколько секунд. После этого токоведущая пластина подключается к источнику тока на 20 секунд (за такой промежуток времени провода и пластина нагреваются до предельно допустимой температуры).

Для оценки чувствительности крутильных весов в электрическую цепь между источником высокого напряжения и рабочей пластиной (коромыслом) временно включается батарея гальванических элементов – таким образом, что после тонкой балансировки весов при включенном высоком напряжении между коромыслом весов и токоведущей пластиной можно создать разность потенциалов 15 В. После включения батареи крайняя точка коромысла притягивается к неподвижной пластине до касания (то есть на 1 мм) менее, чем за 8 с. Это дает основание полагать следующее: отталкивание края коромысла от токоведущей пластины (из исходного параллельного положения) на расстояние порядка 1 мм примерно за такое же время означало бы появление на токоведущей пластине «избыточного заряда», который по порядку величины соответствует вычисленному выше.

Во время отладки установки в помещении эксперимент дает безоговорочно отрицательный результат: заранее отбалансированные крутильные весы при включении тока в неподвижной пластине остаются неподвижными в течение 20 с. Это верно при любой ориентации пластин по сторонам света.

Таким образом, основная задача состоит в следующем: выяснить, зависит ли результат эксперимента от ориентации установки, если она собрана на открытой местности в условиях, когда вне кожуха отсутствуют видимые препятствия на прямой «Земля – граница созвездий Льва и Чаши».

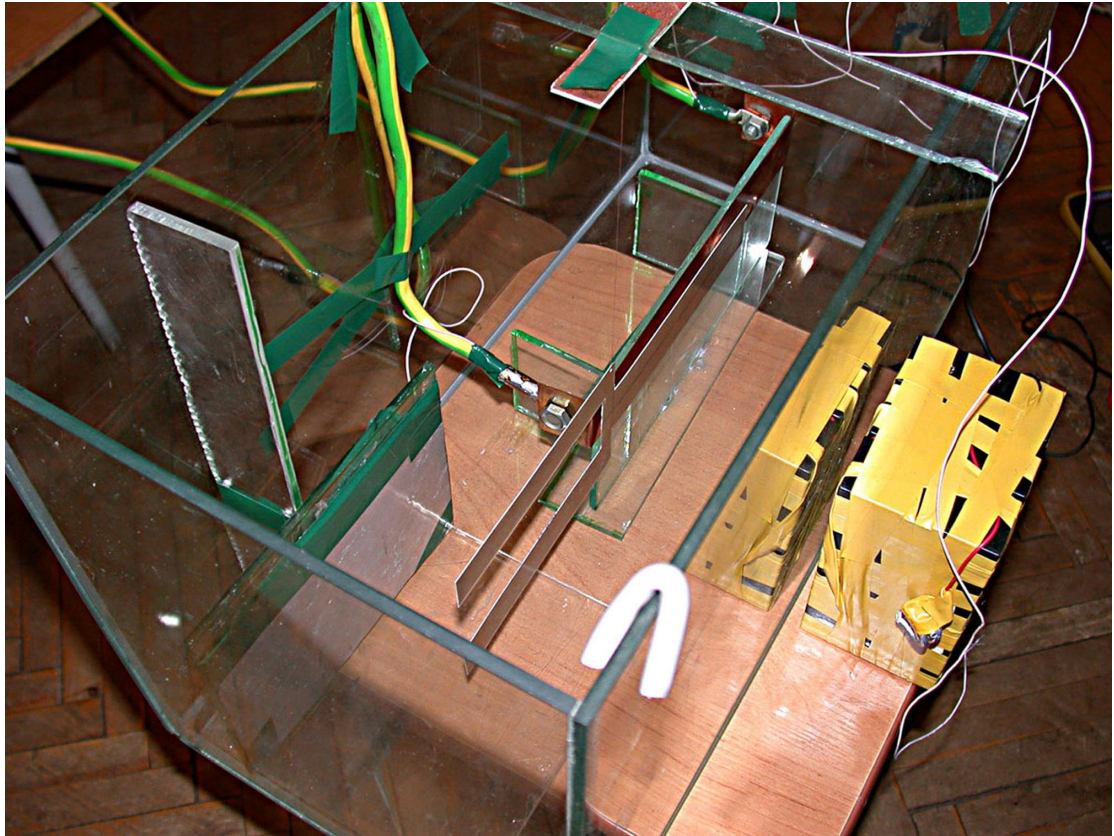
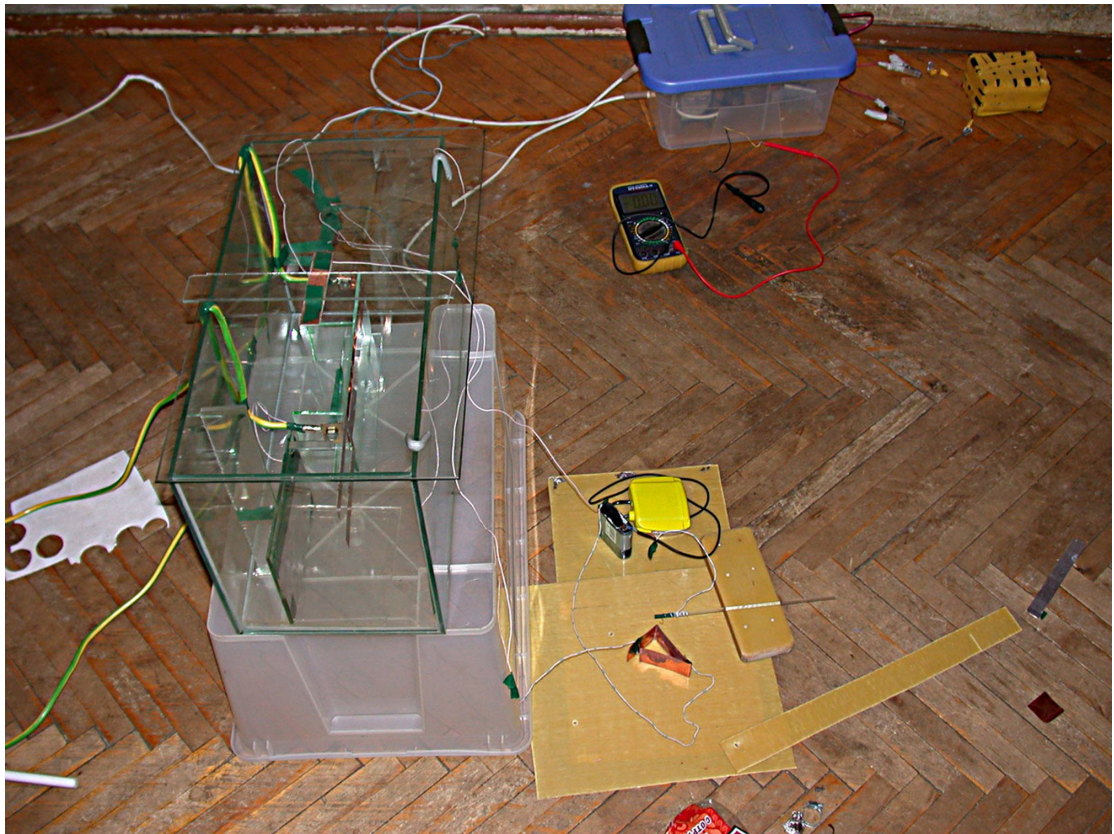


Рис 16а



Результаты эксперимента

Эксперимент проводился в Ленинградской области, в районе озера Хепоярви, на доминирующей возвышенности. Установка была собрана на открытой местности с соблюдением условия отсутствия видимых препятствий на прямой, вдоль которой в момент проведения опыта двигалась Земля относительно изотропного реликтового излучения. Токоведущая пластина и коромысло крутильных весов в момент включения тока располагались параллельно этой прямой с точностью ± 5 градусов.

Всего было проведено три серии опытов с интервалом в две недели, по десять включений тока в каждой серии. Опыты проводились в то время суток, когда граница созвездий Льва и Чаши располагалась близко к горизонту, что позволило направить горизонтальные пластины на эту точку. Промежутки времени между отдельными опытами в каждой серии – 5-7 минут (время, необходимое для охлаждения проводов). В начале и в конце каждой серии проводился контрольный опыт: ток включался при расположении пластин установки, перпендикулярном рабочему положению. Во всех таких контрольных опытах после включения тока коромысло оставалось неподвижным в течение 20 секунд.

Во всех опытах при рабочем расположении пластин коромысло крутильных весов после включения тока отталкивалось от токоведущей пластины. Время, за которое конец коромысла удалялся от токоведущей пластины на расстояние порядка 1 мм, было различным и колебалось от 5 до 12 секунд. (При увеличении угла между направлением пластин установки и прямой «Земля – граница созвездий Льва и Чаши» скорость поворота коромысла уменьшалась, а при угле около 30 градусов становилась неразличимой.)

Результаты данного эксперимента следует рассматривать как предварительные. Говорить об однозначном подтверждении предсказанного теорией эффекта нельзя. Опыты следует повторить многократно, в том числе – в различных географических точках и на больших высотах над уровнем моря (в идеале – на околоземной орбите). Для перехода от качественного результата к измерению величины описанного взаимодействия (это позволит вычислить значение скорости лаборатории относительно «световой выделенной» системы отсчета) потребуется более чувствительная экспериментальная установка.