8

Проблема определения одновременности в теории Лоренца

В гл. 6 и 7 было показано, что скорость движения Земли относительно эфира нельзя определить *ни с помощью* опыта Майкельсона — Морли, *ни с помощью* опыта Физо. Однако очевидно, что эта скорость играет важную роль в теории Лоренца. Ведь, не зная ее, мы не можем найти поправку к показаниям наших линеек и часов, чтобы измерить «истинную длину» и «истинное время», которые нам дали бы линейки и часы, покоящиеся относительно эфира.

Чтобы лучше понять эту проблему, рассмотрим еще один способ измерения скорости света. Возьмем две точки A и B, находящиеся друг от друга на расстоянии l_0, измеренном в лабораторной системе отсчета. Пусть лаборатория движется относительно эфира вдоль линии, соединяющей A и B, со скоростью v. Пошлем световой сигнал из A в B и измерим время t_0 (по лабораторным часам), необходимое для того, чтобы сигнал прошел от A до B. Измеренная таким образом скорость света будет равна

$$c_m = \frac{l_0}{t_0}. \tag{8.1}$$

Если бы нам удалось показать, что измеренная скорость зависит от скорости движения лаборатории относительно эфира и это можно как-то учесть, то проблема определения относительной скорости была бы разрешима. Тогда можно было бы внести поправки и в показания наших линеек и часов, приведя их к «истинным длинам» и к «истинным временам».

Мы могли бы в принципе провести этот опыт, если бы в точках A и B можно было поместить эквивалентные друг другу и точно *синхронизованные* часы. Тогда разность показаний часов в точке A при отправлении сигнала и часов в точке B при его поступлении была бы равна t_0. Но каким способом синхронизовать эти часы? Обычно пользуются радиосигналами, но этот способ здесь, очевидно, неприемлем, так как радиоволны распространяются со скоростью света, которую мы как раз и пытаемся найти в этом опыте. Поэтому предложим другой, чисто механический способ синхронизации часов. Построим двое одинаковых часов, поместим их рядом друг с другом и синхронизуем. Проверив, что они идут одинаково, очень медленно и осторожно удалим их друг от друга так, чтобы не нарушить движения внутренних механизмов тряской и ускорениями. При этом, по крайней мере если основываться на обычно принятых принципах ньютоновской механики, равно как и на «здравом смысле», наши часы должны продолжать идти одинаково и после их удаления друг от друга, т. е. идти синхронно. Чтобы убедиться в этом, нам следует вновь сблизить их таким же образом и посмотреть, продолжают ли они показывать одно и то же время.

Посмотрим теперь, что случилось бы с этими часами, если бы они находились в лаборатории, движущейся относительно эфира со скоростью v. Мы снова будем рассуждать с точки зрения наблюдателя, покоящегося относительно эфира. Когда первоначально наши часы были рядом и подвергались сравнению, мы видели, что они идут медленнее таких же часов, покоящихся в эфире, в $\sqrt{1-(v/c)^2}$ раз. Затем, оставив часы A на прежнем месте в лаборатории, будем перемещать часы B. При движении скорость их относительно эфира равна $v+\delta v$. Чтобы гарантировать постепенный и осторожный характер движения, предположим, что $\delta v \ll v$. Если l — максимальное расстояние между часами, измеренное в системе, связанной с эфиром, а τ — время (также измеренное в системе отсчета, покоящейся относительно эфира), требующееся на то, чтобы раздвинуть часы на это расстояние, то

$$l = \delta v \cdot \tau. \tag{8.2}$$

При удалении часов друг от друга скорость их хода должна быть несколько различной. Действительно, если $\nu_0=1/T_0$ — частота хода часов, покоящихся относительно эфира, то «истинная» частота часов A, наблюдаемая в системе отсчета, связанной с эфиром, равна

$$\nu_A=\nu_0\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}. \tag{8.3}$$

Для часов B подобным же образом получаем

$$\nu_B=\nu_0\sqrt{1-\left(\frac{v+\delta v}{c}\right)^2}. \tag{8.4}$$

Разлагая последнее выражение в ряд по степеням δv и ограничиваясь первой степенью, находим

$$\nu_A-\nu_B\approx\frac{\delta v\cdot\nu_0}{\sqrt{1-(v/c)^2}}\frac{v}{c^2}=\frac{\delta v\cdot\nu_A}{1-(v/c)^2}\frac{v}{c^2}. \tag{8.5}$$

Если на весь процесс разнесения часов требуется время τ, то соответствующая разность фаз будет равна

$$\Delta\varphi=(\nu_A-\nu_B)\tau=\frac{\nu_A\cdot\tau\cdot\delta v}{1-(v/c)^2}\frac{v}{c^2}=\frac{\nu_A\cdot l}{1-(v/c)^2}\frac{v}{c^2}. \tag{8.6}$$

Тогда разница в показаниях часов составит

$$t_A-t_B=\frac{\Delta\varphi}{\nu_A}=\frac{l}{1-(v/c)^2}\frac{v}{c^2}. \tag{8.7}$$

Подставляя сюда

$$l=l_0\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2},$$

получаем

$$t_A-t_B=\frac{l_0}{\sqrt{1-(v/c)^2}}\frac{v}{c^2}. \tag{8.8}$$

Мы видим, что наши часы рассинхронизуются на величину, пропорциональную их удалению l_0 и скорости относительно эфира v. При малой относительной скорости часов δv, когда быстрота их хода остается почти одинаковой в процессе удаления, соответственно растет время их относительного движения $\tau=l/\delta v$, так что полный относительный сдвиг фазы не зависит от δv. Заметим, что вследствие подобных же соображений при последующем сближении наши часы вновь синхронизуются и будут показывать одно и то же время.

Конечно, при больших значениях δv следует учесть дальнейшие члены в разложении по степеням δv, вследствие чего разность фаз наших часов окажется довольно сложной функцией и уже не будет определяться формулой (8.6). Позднее мы покажем (см. гл. 28), что при стремлении δv к c удаленные друг от друга часы при последующем сближении уже не будут показывать одинакового времени. Однако теперь мы ограничимся случаем малых δv, так что формулы (8.6) — (8.8) будут справедливы.

Проведенное выше рассмотрение показало, что если даже двое часов сделаны совершенно одинаково и, находясь рядом, идут с одной и той же скоростью, то при разнесении их в разные точки синхронизм часов нарушается и они будут показывать разное время, хотя при обратном сближении синхронизм восстанавливается (предполагается, что относительная скорость δv мала). Наблюдатель в лабораторной системе отсчета (движущейся, вообще говоря, относительно эфира), который не знает об этом сдвиге фаз, назовет одновременным те два события, для которых часы A и B показывают одинаковое время. Значит, он ошибется при определении одновременности событий.

Попытаемся найти связь между отсчетами времени наблюдателя в лаборатории и отсчетами «истинного» времени, которые дают часы, покоящиеся относительно эфира [заметим, что, согласно формуле (8.8), при $v=0$ удаленные друг от друга часы сохраняют синхронизм, так что покоящиеся в эфире часы измеряют «истинное» время, даже если они находятся в разных местах]. Теперь следует ввести для лабораторных часов не только поправку типа

$$t' = \frac{t_0}{\sqrt{1-(v/c)^2}},$$

но и поправку на одновременность в разных точках; из уравнения (8.8) видно, что перенесенные часы показывают *меньшее* время, чем оставшиеся на месте, так что к l' следует *добавить* поправку (8.8). Поэтому получаем

$$t = \frac{t_0 + (vl_0/c^2)}{\sqrt{1-(v/c)^2}}. \tag{8.9}$$

Вернемся теперь к вопросу об измерении скорости света путем посылки сигнала из точки A и определения времени, которое потребуется ему для того, чтобы пройти уже измеренное расстояние до B. Предположим, что расстояние и время, измеренные с помощью лабораторной аппаратуры, соответственно равны l_0 и t_0 и дают *измеренную* скорость света

$$c_m = \frac{l_0}{t_0}.$$

Допустим также, что наша лаборатория движется относительно эфира со скоростью v в направлении прямой, соединяющей A и B. Пусть «истинное» расстояние между A и B равно l. Из-за движения лаборатории свет должен, однако, пройти расстояние

$$l' = l + vt,$$

где t — «истинное» время, которое требуется ему, чтобы пройти от A до B. Так как $l' = ct$, то получим

$$l = (c - v)\,t.$$

На основании соотношения (8.9) и формулы

$$l = l_0\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

мы придем, однако, к выражению

$$\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}\,l_0 = \frac{(c-v)\,[t_0 + (vl_0/c^2)]}{\sqrt{1-(v/c)^2}},$$

$$l_0 = ct_0. \tag{8.10}$$

Сравнивая этот результат с (8.1), видим, что движущийся наблюдатель будет постоянно получать одну и ту же величину *измеренной* скорости света ($c_m = c$) независимо от скорости своего движения в эфире.