

Определение абсолютного движения из опытов на интерферометре Майкельсона в оптических средах

Валерий П. Дмитриев
*Lomonosov University, Moscow, Russia**
(Dated: 19 июля 2010 г.)

Эксперимент на интерферометре Майкельсона, заполненном оптической средой, проанализирован в теории. Выведена формула, описывающая зависимость сдвига интерференционной полосы от диэлектрической проницаемости.

1. СДВИГ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ПОЛОСЫ, ИЗМЕРЕННЫЙ В ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Как известно, сдвиг интерференционной полосы в опыте Майкельсона оказывается нулевым при измерении в вакууме. Наверное, первым, кто осознал (1968–1972 гг.) необходимость проведения измерений в диэлектрической среде, был Виктор Демьянов [1]. Хотя слабые признаки эффекта на фоне шумов наблюдались и раньше в газонаполненных интерферометрах. Найденная в этих экспериментах скорость “эфирного ветра” оценивается в несколько сот километров в секунду [1, 2].

Для того, чтобы определить на опыте скорость Земли относительно эфира, Демьянов использовал эвристическую формулу, которая хорошо описывает измеренную им зависимость сдвига интерференционной полосы от диэлектрической проницаемости. Настоящее сообщение как раз посвящено выводу этой формулы.

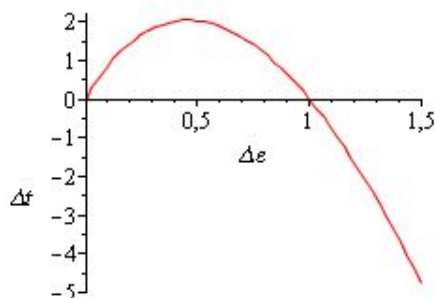


Рис. 1: Ход экспериментальной кривой для максимального сдвига интерференционной полосы, как функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$, измеренного на интерферометре Майкельсона в разных оптических средах и для разных длин волн при наблюдении в течение суток [1].

2. ФРЕНЕЛЕВСКОЕ УВЛЕЧЕНИЕ СВЕТА ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДОЙ

Скорость $v > 0$ движения по отношению к эфиру не может быть определена в вакууме, потому что преобразование симметрии уравнения волны оставляет скорость света c инвариантной. Ситуация изменяется, если свет распространяется в материальной среде. Будучи веществом, среда может перемещаться в эфире. Предположительно, движущаяся оптическая среда увлекает свет, так что скорость света становится равной

$$\tilde{c} \approx \frac{c}{n} \pm v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1)$$

где n — показатель преломления среды, и в (1) мы пренебрегли членом, учитывающим доплеровский вклад дисперсии длины волны. Формула Френеля (1) может быть выведена из уравнений Максвелла в вакууме когда $v \ll c$ [3] или из геометрической оптики (см. Приложение).

*Electronic address: aether@yandex.ru

Согласно (1), скорость света в движущейся среде зависит от направления. Если анизотропии скорости распространения света сохраняется в системе отсчета движущейся среды, то “эфирный ветер” может быть обнаружен в эксперименте. Заполненный оптической средой интерферометр Майкельсона может служить инструментом измерения движения Земли в эфире. Ниже дан теоретический анализ работы этого устройства.

3. ФОРМУЛА ДЕМЬЯНОВА ДЛЯ СДВИГА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ПОЛОСЫ

Сдвиг ΔX полосы в интерферометре Майкельсона связан с разностью Δt времен t распространения света как $\Delta X' = X_o \Delta t' / \lambda$, где X_o – ширина полосы, λ – длина волны [1], а штрихи относятся к лабораторной системе отсчета (которая отличается от системы отсчета эфира только множителем замедления времени). Будем считать, что в данной системе нет никаких дополнительных эффектов, связанных с длиной волны. Так что вместо сдвигов интерференционной полосы можно иметь дело с промежутками времени.

Рассмотрим интерферометр Майкельсона, рабочая камера которого заполнена диэлектрической средой, находящейся в покое относительно прибора. Предположительно, интерферометр равномерно движется (вместе с Землей) со скоростью $v > 0$ по отношению к эфиру.

Увлечение света движущейся средой может быть учтено, привлекая формулу Френеля (1) с соответствующим знаком перед v . Для того, чтобы рассчитать время туда и обратно при параллельной ориентации плеча прибора, используем классическое правило сложения скоростей $\tilde{c} \pm v$ с последующим применением лоренцева сокращения [4]. Это даст в системе отсчета эфира:

$$t_{\parallel} = \frac{l_{\parallel}}{\tilde{c} - v} + \frac{l_{\parallel}}{\tilde{c} + v} = l \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left(\frac{l}{\frac{c}{n} - v} + \frac{l}{\frac{c}{n} + v} \right) \approx \frac{2l}{c} n \left[1 + \frac{v^2}{c^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (2)$$

где продольное плечо интерферометра $l_{\parallel} = l \sqrt{1 - v^2/c^2}$, и члены порядка выше v^2/c^2 опущены.

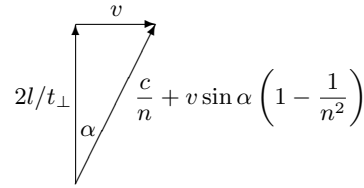


Рис. 2: Треугольник скоростей в поперечном плече заполненного оптической средой интерферометра Майкельсона.

Учитывая тангенциальный наклон света в поперечном плече, рассмотрим треугольник скоростей (см рис.2). Здесь увлечение света происходит благодаря проекции \mathbf{v} на \mathbf{c}/n . Поскольку угол наклона α мал, то он может быть аппроксимирован как

$$\sin \alpha = \frac{v}{c/n + v \sin \alpha (1 - 1/n^2)} \approx \frac{vn}{c}. \quad (3)$$

Тогда имеем из рис.2

$$l^2 + \left(\frac{vt_{\perp}}{2} \right)^2 \approx \left[\frac{c}{n} + \frac{v^2 n}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right]^2 \left(\frac{t_{\perp}}{2} \right)^2. \quad (4)$$

Соотношение (4) дает для поперечного времени t_{\perp} в системе отсчета эфира:

$$t_{\perp} \approx \frac{2l}{\sqrt{\left[\frac{c}{n} + \frac{v^2 n}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right]^2 - v^2}} \approx \frac{2l}{c} n \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \left(\frac{n^2}{2} - 1 \right) \right] \quad (5)$$

где члены порядка выше v^2/c^2 были опущены. Формула (5) разительно отличается от таковой, полученной для t_{\perp} в [4].

Вычитая (2) из (5), получаем

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} \approx \frac{v^2}{c^2} \frac{l}{cn} (n^2 - 1)(2 - n^2) = \frac{v^2}{c^2} \frac{l}{c\sqrt{\varepsilon}} \Delta\varepsilon (1 - \Delta\varepsilon) \quad (6)$$

где $\Delta\varepsilon = n^2 - 1$ отвечает за вклад частиц вещества в диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = n^2$ светоносной среды, эфир плюс диэлектрическое вещество.

Формула Демьянова (6) правильно описывает ход экспериментальной кривой, полученной из измерений в разных средах и при разных длинах волн в диапазоне $0 < \Delta\varepsilon < 2$ (см. рис.1). Из этой кривой найдена оценка v – почти полтысячи километров в секунду [1].

4. ВЫВОД

Предположительно, из-за движения среды в эфире возникает анизотропия оптической среды по отношению к скорости света. Наблюдение этой анизотропии в системе отсчета движущейся среды может служить экспериментальным доказательством существования светоносного эфира.

Учитывая надлежащим образом увлечение света оптической средой в поперечном плече интерферометра Майкельсона, может быть выведена формула, описывающая сдвиг интерференционной полосы в зависимости от диэлектрической проницаемости среды.

Приложение А: ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ВЫВОД ФОРМУЛЫ ФРЕНЕЛЯ УВЛЕЧЕНИЯ СВЕТА ДВИЖУЩЕЙСЯ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ

Плоская волна распространяется, как волновой фронт, в среде со скоростью c/n_1 . Она преломляется на плоской границе с другой средой, в которой волна распространяется со скоростью c/n_2 . Пусть волновой фронт проходит путь AO в первой среде и путь OB во второй среде (рис.3). Для угла θ_1 падения и угла θ_2 преломления светового луча закон Снелла гласит

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2. \quad (A1)$$

Нас интересует преломление плоской волны движущейся средой n_2 . Пусть волна распространяется вдоль оси x . Тогда $\theta_1 \rightarrow \pi/2$ и угол θ_2 стремится к конечному значению, которое можно определить из (A1):

$$\sin \theta_2 \rightarrow \frac{n_1}{n_2}. \quad (A2)$$

Когда среда n_2 движется, луч OB приобретает новое направление $O\tilde{B}$ показанное на рис.3 пунктирным вектором.

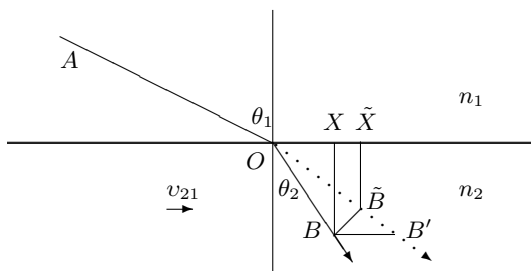


Рис. 3: Преломление плоской волны на плоской границе с другой средой. Пунктирная линия относится к преломленному лучу в движущейся среде.

Поскольку $\theta_1 \rightarrow \pi/2$ то скорость v_{21} среды n_2 относительно среды n_1 примем параллельной световому лучу: $v_{21} = v_x$. На рис.3 новое положение точки B среды в момент времени t представлено точкой B' , так что $\overline{BB'} = v_x t$. Волновой фронт показан перпендикуляром $B\tilde{B}$ к световому лучу $O\tilde{B}$ (ис.3). Когда $v_{21} \ll c$ угол $\angle BO\tilde{B}$ мал, и можно принять $\angle BB'O \approx \pi/2 - \theta_2$. Тогда имеем (см. рис.3)

$$(\tilde{c}_x - c_x/n_2)t = \overline{X\tilde{X}} \approx \overline{B\tilde{B}} \sin(\pi/2 - \theta_2) = \overline{BB'} \sin^2(\pi/2 - \theta_2) = v_x t (1 - \sin^2 \theta_2) \quad (A3)$$

(сравните с [5]). Подставляя (A2) в (A3) и опуская индекс проекции, получаем

$$\tilde{c}_2 = \frac{c}{n_2} + v_{21} \left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \right). \quad (A4)$$

-
- [1] V.V.Demjanov, "Physical interpretation of the fringe shift measured on Michelson interferometer in optical media", Phys.Lett. A, **374**, No 9, 1110–1112 (2010); arXiv:0910.5658 .
- [2] R.T.Cahill and K.Kitto, "Michelson-Morley experiments revisited and the cosmic background radiation preferred frame", Apeiron, **10**, No 2, 104–117 (2003).
<http://redtime.vif.com/JournalFiles/V10N02PDF/V10N2CAH.pdf>
- [3] E.T.Whittaker, A history of the theories of aether and electricity, vol 1. The classical theories, Thomas Nelson and Sons Ltd, 1951, Chapter 13, p.403.
- [4] J.Shamir and R.Fox, "A new experimental test of special relativity", Il Nuovo Cimento, **LXII B**, No 2, 258-264 (1969).
- [5] U.Nacsimento, "On the trail of the Fresnel's search for an aether wind", Apeiron, **5**, No 3-4, 181–192 (1998).
<http://redshift.vif.com/JournalFiles/Pre2001/V05N03PDF/v05n3nas.pdf>