

Реализация интерферометра типа Майкельсона на эффектах первого порядка отношения v/c

В.В.Демьянов

Государственная Морская Академия им. В.Ф.Ушакова, Новороссийск
e-mail: demjanov@nsma.ru

Более ста лет сохраняется убеждение, что интерферометр Майкельсона не может обнаружить эфирный ветер по эффектам первого порядка отношения v/c . Ниже будет показано, что вырождение чувствительности интерферометра к эффектам первого порядка можно снять относительно простым изменением традиционной конструкции прибора. Мой эксперимент показал, что прибор на эффектах первого порядка реализуется на двух средах и позволяет надёжно измерять сдвиг интерференционной полосы (и, таким образом, скорость "эфирного ветра"), причём, с гораздо большим успехом, чем интерферометром Майкельсона на эффектах второго порядка. В отличие от традиционного подхода, в интерферометре первого порядка лучи света (после раздвоения на полупрозрачной пластине) распространяются в обоих ортогональных плечах к отражающим зеркалам в одной оптической среде (с диэлектрической проницаемостью ϵ_1), а возвращаются после отражения от зеркал к сводящей их пластинке для интерференции через другую среду (с диэлектрической проницаемостью ϵ_2). Сдвиг интерференционной полосы надёжно обнаруживается (при повороте интерферометра на 90°) даже на газовых светоносных парах с разным показателем преломления при длине плеч до 1 м. При этом величина сдвига оказывается пропорциональной отношению первой степени v/c , и разности $\epsilon_1 - \epsilon_2$.

Экспериментальные данные интерпретированы на основе классической схемы лучевой оптики двумя методами: 1) с помощью модели Френелева увлечения света подвижной оптической средой в пренебрежении квадратичными членами (в том числе и лоренцевым сокращением продольного к v плеча, как квадратичного по отношению v/c), 2) с помощью классической теории диэлектрической частотной дисперсии подвижных сред, дополненной учётом классического и релятивистского эффектов Доплера при описании диэлектрической пространственной дисперсии поступательно движущихся (со скоростью v) частиц светоносов интерферометра в эфире. По наблюдениям сдвига полосы на интерферометре первого порядка обнаружено (на широте г. Обнинска) изменение горизонтальной проекции скорости Земли относительно светоносного эфира в пределах $140 < v < 480$ км/с в зависимости от местного времени дня и ночи.

PACS номеров: 42.25.Bs, 42.25.Hz, 42.79.Fm, 42.87.Vg, 78.20.-E

Ключевые слова: формула Доплера в интерферометре Майкельсона, оптические светоносные среды, эфирный ветер

1. Два варианта детекторов "эфирного ветра" первого и второго порядков по v/c

Теперь хорошо известно [1, 2], что сдвиг интерференционной полосы при вакуумировании светоносных пролётов лучей в интерферометре Майкельсона отсутствует. Интерферометр Майкельсона становится чувствительным к "эфирному ветру" только при использовании в нем в качестве светоносителя оптической среды с показателем преломления $n > 1$ [1, 2]. Таким образом, ни интерферометр Майкельсона с вакуумированными светоносными пролётами лучей (как измерительный прибор), ни формулы Майкельсона для обработки измерений сдвига интерференционной полосы, не учитывающие реальные диэлектрические свойства светоносов (как теоретический метод интерпретации результатов измерения) не годятся для выявления "эфирного ветра". Если свет проходит в плечах интерферометра туда и обратно всегда по одной среде, сдвиг интерференционной полосы ΔX_m оказывается пропорциональным квадрату скорости интерферометра относительно эфира: $\Delta X_m \sim (v/c)^2$, где $v \ll c$. Здесь учёт квадратичного эффекта лоренцева сокращения продольного плеча интерферометра является принципиально важным.

Ниже в статье обсуждаются результаты экспериментов на интерферометре Майкельсона такой конфигурации, что свет в обоих плечах прибора проходит последовательно через две различные оптические среды – "туда" по одной (с проницаемостью ϵ_1), а "обратно" по другой (с проницаемостью ϵ_2). В этом случае суммарный сдвиг полосы оказывается пропорциональным и v/c и v^2/c^2 где $v \ll c$. Поскольку $v/c > v^2/c^2$ в ~ 1000 раз, устройство двусредового интерферометра является более чувствительным к "эфирному ветру", чем односредового. При этом прибор первого порядка позволяет получить гораздо большее отношение сигнал/шум. Во-первых, потому, что

разнесение входа лучей в первую среду и их выхода к интерференционному экрану 1 (как показано на рис.1) из второй среды, существенно снижает паразитные интерференционные шумы прибора по сравнению с интерферометром 2-го порядка, в котором вход и выход лучей совмещается. Детальное рассмотрение паразитных помех этого типа дано в [3]. Во-вторых, шумы интерферометра первого порядка меньше во столько раз, во сколько раз удаётся укоротить длину оптического пролёта лучей (практически в $10 \div 100$ раз) по сравнению с прибором второго порядка.

2. Двусредовый детектор "эфирного ветра" первого порядка

Двусредовый прибор во многом похож на традиционный поворотный крестообразный интерферометр (см. рис.1); его разрешающая сила по фиксации сдвига интерференционной полосы прямо пропорциональна, во-первых, первой степени отношения v/c , во-вторых, разности $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ диэлектрических проницаемостей выбранной пары оптических сред для переноса лучей в каждом плече "туда" и "обратно". В нём свет расщепляется также полупрозрачной пластинкой на два ортогональных луча. Затем лучи идут в каждом плече к своему зеркалу через оптическую среду с диэлектрической проницаемостью ε_1 , а обратно возвращается другим путём, параллельно над первым, по оптической среде с диэлектрической проницаемостью ε_2 . Эти среды разнесены в пространстве малым смещением контейнеров со средой ε_1 прямого хода луча над средой ε_2 обратного хода луча. Пространственное разнесение лучей света достигается при помощи двух пар зеркал, установленных одно над другим на оси вращения интерферометра (на рис.1 этот сдвиг изображён условно в горизонтальной плоскости). В итоге, возвращённые продольный и поперечный (относительно v) лучи встречаются в смещённой на оси вращения точке на другой полупрозрачной пластинке, устанавливаемой параллельно над первой (под тем же углом 45° к лучам). Очень важно жёстко связать обе полупрозрачные пластинки (расщепляющую луч источника на два ортогональных луча и сводящую возвращённые два ортогональных луча в один интерферирующий пучок) с осью вращения интерферометра, которая должна быть строго перпендикулярной плоскости вращения прямых и обратных лучей прибора. Сводимые подобным образом лучи ортогональных плеч встречаются на интерференционном экране 1 (по рис.1), и интерферируют. Интерференционная картина с экрана 1 проектируется телескопическим объективом 2 на экран видикона 3 и транслируется с помощью TV-установки на неподвижный экран кинескопа 7, на котором мы наблюдаем её изображение 8.

3. Вычисление скорости эфирного ветра по измеряемому смещению интерференционной полосы

Смещение интерференционной полосы пропорционально разности $\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel}$ времён t_{\perp} и t_{\parallel} распространения лучей в ортогональных плечах интерферометра туда-обратно в соответствии с формулой [2]:

$$X_m = cX_o \Delta t / \lambda , \quad (1)$$

где X_o – ширина интерференционной полосы 8 (рис.1) и λ – длина волны света в лучах. В силу (1), мы можем всегда сдвиг интерференционной полосы X_m выразить в терминах временного интервала Δt . Исходим из того, что Земля, лабораторная установка и все частицы воздушной атмосферы (или другого светоносителя в плечах интерферометра) движутся поступательно в эфире со скоростью v . Скорость света \tilde{c} в движущейся со скоростью $v > 0$ оптической среде светоносов интерферометра определяется формулой Френеля:

$$\tilde{c}_{\pm} = \left[c/n \pm v(1-n^2) \right] = c \cdot \left[1/\sqrt{\varepsilon} \pm \beta \cdot \Delta\varepsilon/\varepsilon \right] , \quad (2)$$

где $\beta = v/c$, а $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$ – полная проницаемость светоносной среды.

Строго говоря, даваемая (2) скорость, измерена в системе отсчета неподвижного эфира. Так как в рассматриваемом приборе регистрируются характеристики первого порядка v/c , на фоне которых эффекты второго порядка $\sim (v/c)^2 \ll v/c$ не учитываются, выражение (2) с погрешностью $v/c \sim 10^{-3}$ справедливо и в лабораторной подвижной системе отсчёта. Здесь n является показателем преломле-

ния, а величина $\varepsilon - 1 = \Delta\varepsilon$ описывает вклад частиц в полную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = n^2$ оптической среды, базовый поляризационный вклад эфира в которую в этом Максвелловом представлении всегда равен 1. ($\varepsilon_{aeth.} = 1$).

Из (2) в классическом приближении геометрической оптики мы получаем для времени распространения луча "туда" и "обратно" в плече интерферометра, направленном параллельно v :

$$t_{\parallel} = l' \tilde{c}'_+ + l' \tilde{c}'_- \approx \frac{l}{c} \left[\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + \beta \cdot (\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2) \right], \quad (3)$$

где ε_1 – диэлектрическая проницаемость первой среды (по которой луч идёт "туда"), а ε_2 – второй среды (по которой луч возвращается "обратно"), и как в [1, 2] принято $l' = l / \sqrt{1 - v^2/c^2}$. В (3) учтено приближение первого порядка по v/c , согласно которому штрихованные параметры движущейся системы отсчёта с погрешностью $\sim 10^{-3}$ совпадают с нештрихованными параметрами неподвижной системы отсчёта. Это позволяет при выводе (3) опустить все члены порядка v^2/c^2 и выше.

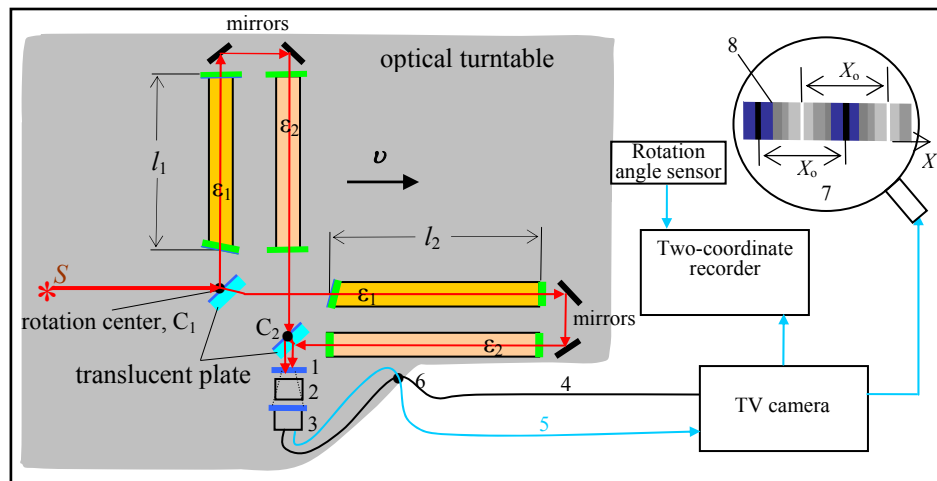


Рис.1. Функциональная схема интерферометра 1-го порядка по V/c (1971 год). Свет исходит из источника S, раздваивается полупрозрачной пластинкой и затем каждый луч проходит последовательно через два установленных один над другим стеклянных контейнера, заполненных светоносными средами соответствующих диэлектрических проницаемостей ε_1 и ε_2 . Торцы трубок-контейнеров, закрыты тонкими стеклянными крышками. После двукратного отражения для сдвига луча во второй контейнер с оптической средой ε_2 , оба луча возвращаются в одну точку на другой полупрозрачной пластинке для интерференции. На схеме: 1 – интерференционный экран, 2 – телескопический окуляр, 3 – видикон с отклоняющей системой, 4, 5 – питающий и видео шнуры, проходящие через трубку 6 в центре вращения, 8 – изображение интерференционной картины на экране кинескопа 7. Заметим: C_1 и C_2 должны находиться на оси вращения прибора с абсолютной погрешностью $\sim \lambda/4$.

В ортогональном направлении для времени распространения луча туда и обратно с учётом треугольника Лоренца имеем:

$$t_{\perp} = \frac{l}{\sqrt{(c/n_1)^2 + v^2}} + \frac{l}{\sqrt{(c/n_2)^2 + v^2}} \approx \frac{l}{c} (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}), \quad (4)$$

где $n_i = \sqrt{\varepsilon_i}$. Если в процессе анализа опустить все члены порядка $(v/c)^2$ и выше, то вычитание (3) из (4) даёт:

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} \approx \frac{l}{c} \beta \cdot (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) = \frac{l}{c} \beta \cdot (\Delta\varepsilon_2 - \Delta\varepsilon_1). \quad (5)$$

Акцентирование внимания тождественной формой записи (5) на то, что полные проницаемости светонесущих сред $\varepsilon_1 = 1. + \Delta\varepsilon_1$ и $\varepsilon_2 = 1. + \Delta\varepsilon_2$ всегда состоят из недиспергирующего изотропного вклада поляризации эфира ($\varepsilon_{эф.}=1$) и частотно-диспергирующего кинетико-анизотропного вклада поляризации частиц $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ первой и второй сред основано на выводе [1, 2], согласно которому разность Δt времён запаздывания продольного (t_{\parallel}) луча относительно поперечного (t_{\perp}) определяется только величиной "подвижной части" $\Delta\varepsilon_i$ проницаемости оптических светонесущих сред. Ниже этот вывод будет обоснован средствами классической теории дисперсии подвижных сред, в которых учитывается влияние эффектов Доплера первого и второго порядков на длины волн собственных поляризационных колебаний поступательно движущихся частиц светонесущей среды интерферометра.

Полученная разность Δt соответствует сравнению времён распространения лучей (t_{\parallel}) и (t_{\perp}) для одного из плеч интерферометра с двумя средами хода лучей "туда" и "обратно". Время распространения луча t_{\parallel} фиксируется, когда это плечо направлено вдоль \mathbf{v} , а время t_{\perp} – когда это плечо развёрнуто на 90° поперёк \mathbf{v} . В реальном приборе всегда работают два плеча с двумя средами в каждом (рис.1), т.к. интерференционная полоса может быть получена только при одновременном присутствии на интерференционном экране 1 (рис.1) сведённых лучей от обоих ортогональных плеч. Это обеспечивает получение на экране 1 не только самой интерференционной полосы, но и, что особенно важно, непрерывное наблюдение процесса её поперечного смещения (на $\Delta X_m = cX_o\Delta t / \lambda$,) при развороте интерферометра на 90° . Поэтому для связи (5) с экспериментально наблюдаемым процессом смещения ΔX_m полосы на экране 1, полученная выше разность времён Δt для двусредового интерферометра с двумя ортогональными плечами должна быть определена и для второго плеча. В конечном счёте это даёт:

$$\Delta t \approx \frac{l_1 + l_2}{c} \beta \cdot (\Delta\varepsilon_2 - \Delta\varepsilon_1) . \quad (6)$$

В реальном интерферометре всегда два ортогональных плеча, поэтому при $l_1 = l_2 = l$ результат (5) просто удваивается.

4. Измерение сдвига интерференционной полосы

На рис.2 показана измеренная на широте г. Обнинска амплитуда $\Delta A_m = \Delta X_m / X_o$ гармонической составляющей сдвига интерференционной полосы в функции местного времени t_{local} . Измерения выполнялись с помощью интерферометра (собранный по схеме рис.1) и охватывали 24-часовой период дня и ночи. В качестве светонесущей среды в прямом направлении использовался сероуглерод (CS_2) проницаемостью $\varepsilon_2 = 1.0037$, а в обратном направлении – воздух нормального давления с $\varepsilon_1 = 1.0006$. Учитывая линейную связь $\Delta A_m \sim v$ в (7), масштаб правой оси на рис.2 для скоростей "эфирного ветра" подобран соответствующим значениям экспериментальной кривой $\Delta A_m(t_{local})$.

Высокая воспроизводимость полученного экспериментального наблюдения сдвига интерференционной полосы на экране прибора в любое время суток, в любом сезонном периоде года, с высоким отношением полезного сигнала к шумовому дрожанию полосы на экране (см. рис.2), наконец, на приборе сравнительно простой конструкции с не громоздкой оптической платформой (диаметром около 0,5 м), позволяет утверждать, что мной открыт **второй метод** измерения скорости "эфирного ветра", гораздо более надёжный, чем метод интерферометра Майкельсона на эффектах второго порядка. Из рис.2 видно, что полученный на интерферометре первого порядка интервал изменения горизонтальной проекции скорости эфирного ветра ($140 \div 480$ км/с на широте г. Обнинска) хорошо согласуется с интервалом значений $v_{hor.}$, полученных мной на интерферометре второго порядка [1, 2].

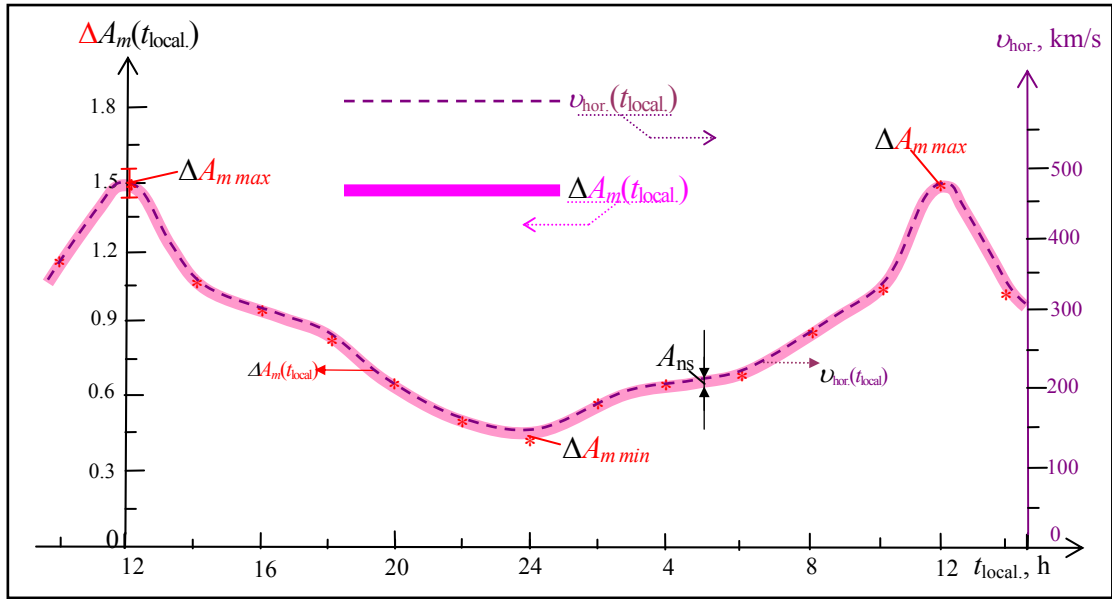


Рис.2. Измеренная относительная амплитуда $\Delta A_m = \Delta X_m / X_0$ в разное время дня и ночи по местному времени в Обнинске на $55,8^\circ$ СШ, 22-го июня 1971 года, где ΔX_m – амплитуда сдвига полосы, а $X_0 = 90$ мм – ширина полосы (8 на рис.1) на экране кинескопа. Ширина A_{ns} линии $\Delta A_m(t_{local})$ показывает шум дрожания полосы интерферометра. Горизонтальная проекция $V_{гор}$ скорости "эфирного ветра", рассчитанная из (6), отображается на правой оси ординат в специально подобранном масштабе. Параметры эксперимента: длина плеч интерферометра: $L_1 = L_2 = 0.2$ м; длина волны $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м; воздух прямых светоносов имел $\varepsilon_1 = 1,0006$, а обратные светоносы из газа CS_2 имели $\varepsilon_2 = 1,0036$.

По достигнутому в эксперименте на рис.2 отношению "сигнал/шум" видно, что интерферометр 1-го порядка в $(v/c)^{-1} \approx 1000$ раз более чувствителен к детектированию "эфирного ветра", чем интерферометр второго порядка отношения $(v/c)^2$. Это позволило мне снизить даже на газах длину плеч интерферометра первого порядка, как видно из подписи к рис.2, до $l \sim 0.2$ м. На интерферометре первого порядка экспериментально мне удалось выявить только линейную зависимость $\Delta X_m \sim (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ сдвига полосы ΔX_m от разности проницаемостей светоносителей лучей "туда" (ε_1) и "обратно" (ε_2). Эта зависимость показана на рис.3. Теоретически она получается из (1) при учёте (6):

$$X_m \approx \frac{l_1 + l_2}{\lambda} \beta \cdot X_0 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) = \frac{l_1 + l_2}{\lambda} \beta \cdot X_0 (\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_1) , \quad (7)$$

где равенство $(\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_1) = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ учитывает прямо $(\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_1)$ и косвенно $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ вклад поляризации частиц, образующих фундамент подвижной инерциальной системы отсчёта для процесса детектирования эфирного ветра, т.к. по теории Максвелла вклад поляризации эфира во всех средах есть $\varepsilon_{aeth.} = 1$. Иными словами, неподвижная ($\varepsilon_{aeth.} = 1$) и подвижная ($\Delta \varepsilon_i > 0$) поляризующиеся подсистемы образуют полную поляризующуюся систему светоносной комплекс-среды по правилу: $\varepsilon_i = 1 + \Delta \varepsilon_i$. В такой комплекс-системе поляризационный вклад $\Delta \varepsilon_i$ частиц светоносов самореализуется в подвижной области их "сосредоточения вокруг луча" прибора, а поляризационный вклад $\varepsilon_{aeth.} = 1$ эфирной "среды", образующей пространство мира, повсеместен, где бы ни мчалась по эфиру подвижная светоносная среда.

На рис.3 показана экспериментальная зависимость сдвига ΔX_m полосы от разности $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ проницаемостей диэлектрической пары светоносов интерферометра 1-го порядка отношения (v/c) . Как мы видим, ΔX_m линейно растёт от разности проницаемостей ε_2 и ε_1 в интервале от $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 0$ до $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 1$. Мной было установлено, что рост амплитуды сдвига интерференционной полосы продолжается до $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \approx 250$. Так как из данной выше геометрооптической интерпретации сдвига полосы на основе использования формулы Френеля для скорости электромагнитных волн в движущейся светоносной среде эффект первого порядка получался пропорциональным разности $(\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_1)$ без параболической особенности в области $\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_1 = 1$, я при измерении на паре "плексиглас-воздух" даже не за-

думывался над знаком разности фаз наблюдаемого сдвига полосы, посчитав измеренный на паре "плексиглас-воздух" ($n_2 \approx 1.45$, $n_1 = 1.0003$) знак сдвига одинаковым со знаком сдвига полосы, получаемым на газовых парах. Так эти результаты измерений на интерферометре первого порядка и были представлены в [1, 2]. В гораздо более продолжительных измерениях на интерферометре второго порядка на средах с $\Delta\epsilon_a < 1$ и $\Delta\epsilon_b > 1$ выяснение знака сдвига полосы оказалось в поле моего внимания и потому проводилось специально. В частности, было установлено, что сдвиг полосы от водного светоносителя ($\Delta\epsilon_a < 1$) компенсируется сдвигом последовательно включаемого светоносителя из стекла или плавленого кварца ($\Delta\epsilon_b > 1$) при условии $l_a \cdot \Delta\epsilon_a(1 - \Delta\epsilon_a) = l_b \cdot \Delta\epsilon_b(1 - \Delta\epsilon_b)$.

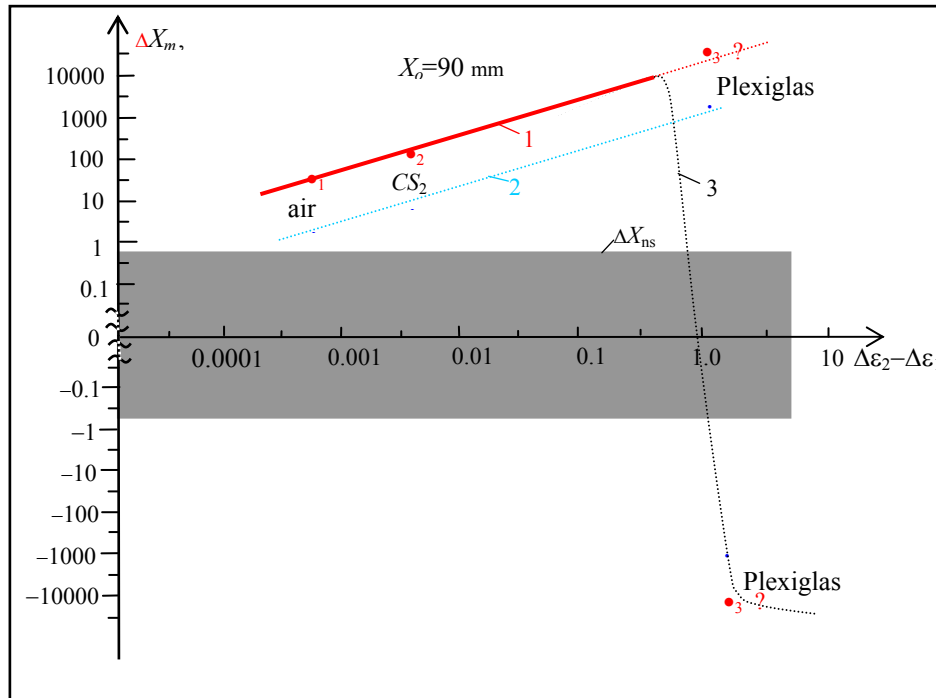


Рис.3. Измеренный сдвиг ΔX_m интерференционной полосы как функция разности $\epsilon_1 - \epsilon_2$ проницаемостей светонесущих пар: \bullet_1 – воздух ($\epsilon_2=1.0006$)/лабораторный вакуум ($\epsilon_1=1.00006$), \bullet_2 – CS_2 ($\epsilon_2=1.0036$)/воздух ($\epsilon_1=1.0006$); \bullet_3 – оргстекло ($\epsilon_2=2.0$)/воздух ($\epsilon_1=1.0006$). По осям абсцисс и ординат применены логарифмические шкалы. Линия 1 соответствует $\Delta X_{m \max}$, линия 2 – $\Delta X_{m \min}$ в обозначениях рис.2. ΔX_{ns} – шумовое дрожание интерференционной полосы. Параметры эксперимента: длина плеч интерферометра на CS_2 была: $l_1 = l_2 = 0.2$ м, длина волны $\lambda=6 \cdot 10^{-7}$ м (все данные измерений на других парах светонесущих приведены к этим параметрам).

Из представленной ниже интерпретации процессов в интерферометре первого порядка, данной на основе дисперсионной теории Максвелла-Зельмейера, модифицированной учётом эффектов Доплера первого и второго порядков, теперь выясняется, что при сдвиге полосы на эффектах первого порядка v/c , вероятно, может иметь место изменение знака зависимости $\Delta t(\epsilon_2 - \epsilon_1)$, когда вклады $\Delta\epsilon_2 > \Delta\epsilon_1$ и больший из них проходит через значение $\Delta\epsilon_1 = 1$. Это вскрывшееся обстоятельство я представил на рис.3 в форме предполагаемой смены знака зависимости $\Delta t(\Delta\epsilon_2 - \Delta\epsilon_1)$ при $\Delta\epsilon_1 = 1$, т.к. действительное положение вещей ещё предстоит выяснить экспериментально. В настоящее время у меня нет такой возможности.

Из (7) следует, что чувствительность интерферометра 1-го порядка может быть повышена в 10^5 раз (100 раз за счет $\Delta\epsilon_2 - \Delta\epsilon_1$ и 1000 раз за счет c/v), по сравнению с интерферометром 2-го порядка. Учитывая эти два основных рычага повышения (в 10^5 раз) чувствительности регистрации сдвига полосы на эффектах первого порядка, я пришёл к выводу, что измерения в принципе могут быть выполнены на микроволнах, имеющих в 10^5 раз большую длину волны, чем световые волны. Это предположение было доказано экспериментально. По схеме рис.1 мной был построен интерферометр первого порядка, работавший в микроволновом диапазоне длин волн ($\lambda = 10$ см), в плечах которого я устанавливал диэлектрические пары из диэлектрика $CaTiO_3$ и воздуха. Каждый ЭМВ-канал плеча по схеме рис.1 был образован последовательно соединёнными полосковой линией на основе сегнетоэлектрического диэлектрика $CaTiO_3$ ($\epsilon_2 = 255$) и согласованной с ней воз-

душной ($\varepsilon_1 = 1.0006$) коаксиальной линией. В этом диапазоне частот разность времён распространения ЭМВ в ортогональных плечах интерферометра определялась мной не по сдвигу полосы, а прямым методом измерения разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_{\perp} - \varphi_{\parallel}$ с помощью СВЧ-фазометра на частоте 3 ГГц (единственный результат измерений, который я успел получить тогда, был представлен недавно в [1]).

5. Экспериментальные тайны интерферометра первого порядка V/c

Майкельсон в экспериментах 1881-1930-х годов эксплуатировал, строго говоря, несколько ошибочных представлений об ожидаемых результатах опытов [3]. Он считал, во-первых, что искомый сдвиг интерференционной полосы может реализоваться в вакууме (в эфире без частиц). Поэтому он использовал выражения для времён распространения света в плечах интерферометра, в которых не учитывалось влияние проницаемости $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$ светоносов на разность Δt времён $t_{\perp} - t_{\parallel}$. В конечном счёте, эксперименты 20-го века показали, что в интерферометрах с вакуумными светоносами не может быть сдвига интерференционной полосы [1], и что он надёжно появляется лишь при использовании светоносов с $\Delta\varepsilon > 0$. Границу появления надёжного сдвига интерференционной полосы я определил опытным путём величиной $\Delta\varepsilon > 0.0003$ [1] для интерферометров со следующими оптическими длинами плеч: на эффектах второго порядка – при длине плеч $l_i \geq 6 \text{ м}$; на эффектах первого порядка – при длине плеч $l_i \geq 0.1 \text{ м}$.

Во-вторых, считалось само собой разумеющимся, что интерферометр Майкельсона может измерить сдвиг интерференционной полосы только на эффектах исключительно второго порядка. В соответствии с логикой распространения света в пустоте "туда" и "обратно" эффекты первого порядка считали неистребимо компенсирующимися "естественной изотропностью" пустоты. Я экспериментально доказал каким должен быть (см. рис.1) интерферометр (детектор эфира) на эффектах первого порядка. Эти эксперименты показали, что на интерферометрах и первого, и второго порядков обнаруживается ключевая роль поляризации подвижных в эфире частиц светоносных сред, выполняющих функцию подвижных инерциальных систем детектора эфира. Абсолютно-поступательно движущиеся (со скоростью v) в эфире частицы оптической среды поддерживают непрерывную связь с зондируемой (детектируемой) ими неподвижной "инерциальной" эфирной системой с помощью электродинамического поляризационного взаимодействия подсистем частиц ($\Delta\varepsilon$) и эфира ($\varepsilon_{aeth.} = 1$) полной поляризующейся системы вида $\varepsilon = \varepsilon_{aeth.} + \Delta\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$. Эта аддитивность поляризационных вкладов от частиц и эфира была открыта материальными уравнениями электродинамической теории Максвелла.

Ниже я покажу средствами классической теории диэлектрической дисперсии подвижных сред [4], как возникает пространственная дисперсия опто-диэлектрической проницаемости в двух основных направлениях (вдоль и поперёк v) движущейся светоносной среды окрест лучей интерферометра, создающая, в конечном счёте, наблюдаемый гармонический сдвиг интерференционной полосы на его интерференционном экране. Я воспользуюсь недавней заметкой П.С. Мориса [5] о том, что полученную мной формулу зависимости параболического сдвига интерференционной полосы от $\Delta\varepsilon$ на интерферометре второго порядка [2] можно вывести средствами классической теории дисперсии подвижных сред [4]. Для этого при выводе закона частотной дисперсии вклада $\Delta\varepsilon(\lambda_k)$ он предложил учесть зависимость длины волны λ_k собственных поляризационных колебаний частиц среды, дающих вклад в "подвижную" часть их поляризации $\Delta\varepsilon$, от релятивистского фактора Лоренца $\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Ниже будет показано, что обнаруженную мной параболическую зависимость $\Delta t \sim \Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon)$ временного сдвига полосы от величины $\Delta\varepsilon$ можно вывести из логики классической теории частотной дисперсии вклада $\Delta\varepsilon(v)$ частиц в проницаемость среды [4], если пространственную дисперсию динамической поляризации подвижной среды учесть с помощью эффекта Доплера первого и второго порядков.

Известно, что частотная зависимость вклада частиц среды $\Delta\varepsilon(v)$ в её полную проницаемость $\varepsilon = n^2 = 1 + \Delta\varepsilon$ описывается формулой Максвелла-Зельмейера в двух тождественных формах записи [4]:

$$n^2 - 1 = 4\pi N\alpha = \sum_k \frac{\rho_k v^2}{(v^2 - v_k^2)} = \sum_k \frac{\rho_k \lambda_k^2 \lambda^2}{c^2 (\lambda^2 - \lambda_k^2)}, \quad (8)$$

в которых приняты обозначения: $\rho_k = N e^2 f_k / \pi m$; α – поляризуемость осциллирующих частиц среды; $N f_k$ – число осцилляторов, дающих основной вклад $\Delta \varepsilon = n^2 - 1$. в полную проницаемость среды $\varepsilon = n^2$; $v = c / \lambda$ – частота волны света в среде; λ – длина волны в вакууме; $\lambda_k = c / \nu_k$ – резонансная длина волны колебания поляризуемых частиц среды.

Согласно [5], релятивистская модификация даже одномодового приближения ($k = 1$) правой части формулы (8) путём введения в неё релятивистского Лоренц-фактора $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$ при параметре λ_k^2 :

$$n^2 - 1 = \frac{\zeta \cdot \lambda^2}{c^2 (\lambda^2 - \lambda_k^2 \cdot \gamma^2)} \quad (9)$$

где $\beta^2 = v^2 / c^2$; ζ – константа порядка единицы, позволяет получить для интерферометра второго порядка, в полном согласии с [1, 2], параболическую зависимость величины временного интерференционного сдвига полосы от величины поляризационного вклада $\Delta \varepsilon$ этих частиц в полную проницаемость светоноса $\varepsilon = 1 + \Delta \varepsilon$:

$$\Delta t(\Delta \varepsilon) = \frac{2l\beta^2}{c\sqrt{\varepsilon}} \Delta \varepsilon \cdot (1 - \Delta \varepsilon / \zeta) \quad (10)$$

Эту зависимость (для $\zeta = 1$) я обнаружил в 1969-ом году экспериментально, и иска ей объяснение, впервые вывел её в 1971-ом году на основе формулы Френеля для скорости света в движущихся средах классическим методом геометрической оптики [1], в котором длину продольных (относительно v) лучей я тоже модифицировал релятивистским фактором Лоренца $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$ [2].

В материалах настоящей работы, кратко излагающей результаты экспериментов на интерферометре первого порядка, опубликованных в [1], я описал способ измерения сдвига интерференционной полосы на двусредовом интерферометре. Как видно из рис.1, он конструктивно напоминает односредовый прибор Майкельсона второго порядка. Интерпретацию полученных результатов на основе надёжной фиксации большого сдвига полосы с высоким разрешением над шумами в приборе первого порядка я выполнял так же традиционным методом классической геометрической оптики распространения лучей в реальных оптических средах (см. формулы 2-7). Сейчас я покажу, что результат (6, 7) аналогично получается и для эффектов первого порядка из упомянутой выше дисперсионной теории Максвелла-Зельмейера. Для этого модифицирующему фактору γ^2 в формуле (8) я придам более широкое толкование, как классическо-релятивистского коэффициента Доплера (D), который позволит учесть пространственную дисперсию поляризации частиц среды, движущейся в эфире (в первом и втором порядке v / c их динамическо-поляризационных отношений с эфиром):

$$D^2 = \frac{(1 + \beta \cdot \cos \theta)^2}{1 - \beta^2} \simeq (1 + \beta \cdot \cos \theta)^2 \cdot (1 + \beta^2) \quad (11)$$

При такой модификации выражения (9) для оптической среды в продольном плече интерферометра получается два разных значения показателя преломления (n_+ вдоль v , и n_- против v):

$$n_{\pm} = \sqrt{1 - \frac{\zeta \cdot \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_k^2 \cdot D_{\pm}^2)}} \quad (12)$$

а в ортогональном плече одновременно с этим имеет место только одно значение ($n_{\perp} = n$), совпадающее с показателем преломления неподвижной среды (т.к. проекция v на это направление равна нулю). Выделим из (11) три основных направления, относительно которых строится математическая модель интерпретации процессов в интерферометре. Для двух взаимно-обратных направлений распространения продольного луча интерферометра, параллельного вектору скорости v , из (11) получаем (с погрешностью не более $v^2 / c^2 \sim 10^{-6}$):

$$D_{\pm}^2 = \frac{(1 + \beta \cdot \cos \theta_{0/180})^2}{1 - \beta^2} \approx (1 \pm 2\beta + 2\beta^2) , \quad (13)$$

где D_+ соответствует ходу продольного луча "туда" $v[D_+(\theta = 0^\circ)]$, а D_- – его ходу "обратно" $v[D_-(\theta = 180^\circ)]$. Будем учитывать так же, что в поперечном направлении для обоих направлений распространения света поперечного луча имеет место нулевая проекция скорости v . Поэтому для $\beta = 0$ анизотропия показателя преломления при распространении поперечного луча "туда" и "обратно" будет отсутствовать, $D_{\pm}(\theta = 90^\circ / 270^\circ) = 1$.

Выражение длины волны λ_o света в неподвижной оптической среде ($\beta = v/c = 0$) получаем из (13) при $D_{\pm}^2 = 1$:

$$\lambda_o^2 = \frac{(n_{\pm}^2 - 1 + \zeta)}{\lambda_k^2 (n_{\pm}^2 - 1)} . \quad (14)$$

Подставляя значение $\lambda^2 = \lambda_o^2$ в (12), после несложных преобразований получаем (в рамках классической теории пространственной дисперсии поляризации подвижных сред, учитывающей эффект Доплера первого и второго порядков), получаем общее выражение показателя преломления подвижной светонесущей среды для трёх характерных направлений, традиционно исследуемых при интерпретации процессов лучевого распространения света в интерферометрах типа Майкельсона:

$$n_{\pm\parallel} = \sqrt{\frac{\Delta \varepsilon (1 + \zeta) - D_{\pm}^2 (\Delta \varepsilon - \zeta)}{[\Delta \varepsilon - D_{\pm}^2 (\Delta \varepsilon - \zeta)]}} , \quad (15)$$

где $\Delta \varepsilon = n^2 - 1$; а n – показатель преломления неподвижной светонесущей среды, величина которого совпадает с показателем этой среды для лучей, распространяющихся перпендикулярно к вектору v , а распространение луча в параллельных к v направлениях описывают два разных значения показателя преломления $n_{\pm}(D_{\pm})$: "туда" [$n_{+\parallel}$ при $D_+(\theta = 0^\circ)$] и "обратно" [$n_{-\parallel}$ при $D_-(\theta = 180^\circ)$].

На основе этих трёх пространственно-дисперсионных значений показателя преломления светонесущей среды ($n_{+\parallel}, n_{-\parallel}$ и n) получают объяснение все известные мне схемы практической реализации интерферометра типа Майкельсона на эффектах первого и второго порядков v/c . Так, время распространения луча в продольном к вектору v плече вычисляется из (15) по отдельности для каждого направления ("туда" и "обратно") и результаты суммируются:

$$t_{\parallel} = \frac{l_{\parallel}}{c/n_{+\parallel}} + \frac{l_{\parallel}}{c/n_{-\parallel}} . \quad (16)$$

Время распространения луча в поперечном к вектору v плече ("туда" и "обратно") вычисляется, в принципе, аналогично, но показатели преломления $n_{+\perp} = n_{-\perp} = n$, здесь одинаковы в обоих направлениях:

$$t_{\perp} = \frac{l_{\perp}}{c/n_{+\perp}} + \frac{l_{\perp}}{c/n_{-\perp}} = 2l_{\perp} n / c , \quad (17)$$

Разность времён распространения поперечного и продольного лучей, определяющая в соответствии с (1) амплитуду сдвига интерференционной полосы, приобретает вид:

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} = \frac{2l_{\perp}}{c} n - \frac{l_{\parallel}}{c} (n_{+\parallel} + n_{-\parallel}) . \quad (18)$$

При $l_{\perp} = l_{\parallel} = l$ получаем выражение разности времён распространения лучей в ортогональных плечах интерферометра типа Майкельсона с одной светонесущей средой:

$$\Delta t = \frac{2l}{c} [n - (n_{+||} + n_{-||}) / 2] . \quad (19)$$

Подставляя в (19) три пространственно-дисперсионных значения показателя преломления светонесущей среды интерферометра $(n, n_{+||}, n_{-||})$, определяемых полученной выше формулой (15), после преобразований получаем окончательное выражение разности времён распространения ортогональных лучей в интерферометре с одной светонесущей средой в каждом плече:

$$\Delta t = \frac{2l}{c} \left\{ n - \sqrt{\frac{\Delta \varepsilon \cdot (1 + \zeta) - D_+^2 (\Delta \varepsilon - \zeta)}{2 \cdot [\Delta \varepsilon - D_+^2 (\Delta \varepsilon - \zeta)]}} - \sqrt{\frac{\Delta \varepsilon (1 + \zeta) - D_-^2 (\Delta \varepsilon - \zeta)}{2 \cdot [\Delta \varepsilon - D_-^2 (\Delta \varepsilon - \zeta)]}} \right\} . \quad (20)$$

Если интерферометр построен по схеме рис.1 с двумя светонесущими средами в каждом плече, то вместо формулы (19) для односредового прибора надо использовать более сложное выражение для двусредового прибора. Запишем его для того же случая $l_{\perp} = l_{\parallel} = l$, что в (19). В соответствии с экспериментально апробированной мной схемой установки (рис.1), показавшей высокую разрешающую способность при измерении сдвига интерференционной полосы на эффектах первого порядка по v/c , построим алгоритм вычисления разности времён распространения лучей "туда" по среде с показателями $n_1, \varepsilon_1, \Delta \varepsilon_1$, и "обратно" – по среде с показателями $n_2, \varepsilon_2, \Delta \varepsilon_2$:

$$\Delta t = \frac{l}{c} [(n_1 - n_{1(+||)}) + (n_2 - n_{2(-||)})] . \quad (21)$$

Подставляя в (21) три пары пространственно-дисперсионных значений показателя преломления светонесущей среды интерферометра $(n_1, n_{1(+||)}, n_{1(-||)})$ и $(n_2, n_{2(+||)}, n_{2(-||)})$, определяемых полученной выше формулой (15), после преобразований получаем окончательное выражение разности времён распространения ортогональных лучей в интерферометре первого порядка v/c с двумя светонесущими средами в каждом плече:

$$\Delta t = \frac{l}{c} \left\{ \left[n_1 - \sqrt{\frac{\Delta \varepsilon_1 (1 + \zeta) - D_+^2 (\Delta \varepsilon_1 - \zeta)}{[\Delta \varepsilon_1 - D_+^2 (\Delta \varepsilon_1 - \zeta)]}} \right] + \left[n_2 - \sqrt{\frac{\Delta \varepsilon_2 (1 + \zeta) - D_-^2 (\Delta \varepsilon_2 - \zeta)}{\Delta \varepsilon_2 - D_-^2 (\Delta \varepsilon_2 - \zeta)}} \right] \right\} . \quad (22)$$

Заметим, что формулы (20) и (22) выведены для одного плеча интерферометра. На самом деле, как я уже отмечал, в экспериментальном приборе всегда два плеча, ортогональных друг к другу. При равенстве длин обоих плеч результаты (20) и (22) просто удваиваются.

Получим формулу для расчёта сдвига полосы в классической схеме интерферометра Майкельсона с одной средой. Подставляя (13) в (20) и выполняя несложные преобразования с сохранением членов разложения не выше v^2/c^2 , получаем (для $\zeta = 1$) открытую мной экспериментально [1, 2] формулу параболического сдвига полосы в интерферометре второго порядка:

$$\Delta t = \frac{2l\beta^2}{c\sqrt{\varepsilon}} [\Delta \varepsilon (1 - \Delta \varepsilon / \zeta)] . \quad (23)$$

Интересным следствием этого вывода в рамках классической теории дисперсии подвижных сред [4], модифицированной классическо-релятивистским коэффициентом Доплера (13) первого и второго порядков, является полная компенсация сдвига полосы от эффектов первого порядка ($\beta = v/c$). Это объясняется тем, что в разложении (20) члены первого порядка с коэффициентами Доплера $D_{\pm} \approx (1 \pm 2\beta + 2\beta^2)$ в односредовом интерферометре взаимно компенсируются (уничтожаются), оставляя только члены второго порядка. Подчеркну, в интерферометре Майкельсона эффекты первого порядка по v/c не отсутствуют, а тонко скомпенсированы полным наложением прямых и обратных лучей в обоих плечах прибора. Ещё одним интересным следствием вывода формул (20) и (22), дающих параболическую зависимость $\Delta t(\Delta \varepsilon)$, является отсутствие необходи-

мости внесения на стадиях (19) и (21) поправки на Лоренцево сокращение продольного плеча интерферометра. По-видимому, эта поправка оказывается учтённой в выражениях (19) и (21) через коэффициенты Доплера D_{\pm} , входящие в выражение (15) пространственной дисперсии показателя преломления светонесущей среды.

Идея снятия односредового вырождения эффектов первого порядка легла в основу изобретения мной интерферометра (детектора эфира) первого порядка [3] на двух разных оптических средах. Снять вырождение эффектов первого порядка, вносимых коэффициентами Доплера $D_{\pm} = (1 \pm 2\beta + 2\beta^2)$ в разложение (22), удалось путём разнесения хода лучей обоих плеч интерферометра по двум разным средам: "туда" по среде показателями $n_1, \varepsilon_1, \Delta\varepsilon_1$, и "обратно" – по среде с показателями $n_2, \varepsilon_2, \Delta\varepsilon_2$.

Подставляя (13) в (22) и выполняя аналогичные предыдущим преобразования с сохранением членов разложения не выше v^2/c^2 , получаем формулу параболического сдвига полосы в двусредовом интерферометре:

$$\Delta t = \frac{l}{c} \left[\frac{\beta - \beta^2}{n_1} \left(\Delta\varepsilon_1 - \frac{\Delta\varepsilon_1^2}{\zeta} \right) + \frac{\beta - \beta^2}{n_2} \left(\Delta\varepsilon_2 - \frac{\Delta\varepsilon_2^2}{\zeta} \right) \right]. \quad (24)$$

Из (24) видно, что двусредовый интерферометр детектирует как эффекты первого порядка, так и эффекты второго порядка. Практически же эффекты второго порядка $\sim 10^3$ раз слабее эффектов первого порядка. Поэтому эффекты второго порядка просто не заметны в опытах на двусредовом интерферометре (этот вывод я делаю на основе своих наблюдений). Таким образом, практически формула (24), полученная из классической теории дисперсии подвижных сред, модифицированной релятивистской поправкой влияния эффектов Доплера на длины волн собственных колебаний поляризующихся светом частиц, в основном (при $\Delta\varepsilon_1 \ll \Delta\varepsilon_2$, $\Delta\varepsilon_1 \ll 1$ и $\zeta = 1$) совпадает с формулой (6). Действительно, пренебрегая в (24) вкладом членов второго порядка, получаем линейную часть полученной мной ранее формулы (6), вывод которой проводился с помощью формулы Френеля для скорости света в движущихся средах методами геометрической оптики (без учёта эффектов второго порядка):

$$\Delta t = \frac{\beta l}{n_2 c} \cdot \left(\Delta\varepsilon_2 - \Delta\varepsilon_1 - \frac{\Delta\varepsilon_2^2}{\zeta} \right). \quad (25)$$

Однако, из (25) следует, что метод дисперсионной теории Максвелла-Зельмейера, учитывающий в двусредовом интерферометре с ортогональными плечами пространственную дисперсию поляризации частиц (с помощью явления Доплера первого и второго порядков), предсказывает и в интерферометре первого порядка параболическую зависимость $\Delta t(\Delta\varepsilon_1, \Delta\varepsilon_2, \Delta\varepsilon_1^2, \Delta\varepsilon_2^2, v/c)$. Она аналогична обнаруженной мной зависимости $\Delta t(\Delta\varepsilon, \Delta\varepsilon^2, v^2/c^2)$ на односредовом интерферометре второго порядка [1, 2]. Как уже отмечалось, в пору выполнения своих непродолжительных экспериментов на приборе первого порядка (которые были неожиданно свёрнуты в 1974-ом году) я не заметил (или просмотрел) параболичность при съёмке экспериментальной зависимости $\Delta t(\Delta\varepsilon_1, \Delta\varepsilon_2, v/c)$. Так что, пока "эффект параболичности" $\Delta t(\Delta\varepsilon_1, \Delta\varepsilon_2, \Delta\varepsilon_1^2, \Delta\varepsilon_2^2, v/c)$ на интерферометре первого порядка не имеет экспериментального подтверждения, а проверить это сейчас у меня нет ни технической, ни материальной возможности.

О природе систематической ошибки интерферометра Майкельсона. Говоря о тайнах интерферометра Майкельсона при детектировании проявлений эфира, замечу для экспериментаторов, что эксперименты с интерферометром первого порядка с двумя разными оптическими средами для распространения лучей "туда" и "обратно" вскрыли основную причину систематической ошибки линейного сдвига полосы, пропорциональной углу отворота прибора из начального состояния. Замеченный систематический характер этой ошибки, величина которой зависит от многих начальных параметров оптической системы прибора и начальных его регулировок, дала основание Майкельсону (и всем, кто повторял его опыт) просто вычитать эту ошибку из общего измеренного сдвига полосы. Оставшуюся часть сдвига он правильно предложил считать искомым гармоническим сдвигом полосы, связанным с "эфирным ветром" [6, 7]. Но сколько ненужных потерь времени на повторение одного и того же замера заставляла тра-

тять эта систематическая погрешность экспериментаторов начала 20-го века, "привязанных" глазом к окуляру движущегося по кругу телескопа. Сегодня многие этого даже представить не смогут. Например, я не получил бы и тысячной доли результатов от своих наблюдений сдвигов интерференционных картин, если бы пытался повторить этот опыт "эпохи паровозов", а не изобрёл бы вывод интерференционной картины на неподвижный экран кинескопа средствами эпохи радиоэлектроники 1960-х годов.

Так вот, измерения на интерферометре первого порядка, собранном по схеме рис.1, выявили главную причину огромных систематических ошибок линейного (от угла поворота) сдвига полосы, вызывавшем при малейшем повороте интерферометра такой "заплыв" картины, на фоне которого слабые детали гармонического сдвига полосы ускользали от внимания наблюдателя. Исследуя данную систематическую погрешность на интерферометре второго порядка с одной средой, я уже описал её основные артефакты [1]. Величина этой ошибки (т.е. угол наклона роста ошибки в зависимости от угла отворота интерферометра из начального состояния) зависит от:

- длины плеч интерферометра;
- угловой скорости поворота интерферометра;
- толщины полупрозрачной пластинки, раздваивающей луч источника на два ортогональных луча;
- показателя преломления материала полупрозрачной пластинки;
- положения центра вращения прибора относительно точки падения луча источника на бифурцирующую полупрозрачную пластинку;

- начальных регулировок оптической системы прибора. Все эти источники систематической ошибки сохранились и в интерферометре первого порядка v/c , но добавился новый мощный её источник, который отсутствовал в интерферометре второго порядка с одной средой. Он оказался связанным с неточным положением на оси вращения прибора точки C_1 выхода лучей из первой бифурцирующей полупрозрачной пластинки "туда" и точки C_2 входа обратных лучей во вторую полупрозрачную пластинку, сводящую их для интерференции на экране 1 (рис.1). Но обнаружился и положительный эффект в приборе первого порядка, который отсутствовал в приборе второго порядка. Я нашёл такую технологию начальной юстировки положения этих точек на оси вращения прибора первого порядка с двумя средами, при которой удавалось добиваться почти полной компенсации указанной выше систематической ошибки прибора (сводя её до уровня нескольких процентов от искомой амплитуды гармонического сдвига полосы).

Анализируя основную причину существования данной систематической ошибки, мы констатируем полное неучастие световых лучей, распространяющихся на пролётах плеч интерферометра от полупрозрачной пластинки к отражающим зеркалам ("туда") и от этих зеркал "обратно", во вращательном движении интерферометра. Плечи интерферометра разворачиваются, а взятые направления распространения лучей остаются неизменными! В результате вектор распространения, например, поперечного луча, задаваемый в момент его отрыва (под углом 45^0) от точки бифуркации на полупрозрачной пластинке для хода "туда" сохраняет своё направление на пролёте до отражающего зеркала вне зависимости от разворота плеча на некоторый угол δ за время хода этого луча к отражающему зеркалу. В момент прихода луча к отражающему зеркалу его вектор распространения сохраняет своё начальное направление, заданное моментом его отрыва от полупрозрачной пластинки, но от зеркала он отражается уже не под углом падения 90^0 , как было установлено при начальной юстировке неподвижного прибора, а под углом $90^0 \pm \delta$ (\pm в зависимости от направления вращения прибора). Изменив направление обратного движения на $180^0 \pm \delta$, луч движется к сводящей полупрозрачной пластинке, так же сохраняя это направление вектора распространения вне зависимости от продолжающегося вращения прибора. В момент прихода обратного луча к сводящей пластинке, она успевает повернуться на угол 2δ , поэтому луч входит в неё не под углом 45^0 , как в момент выхода из неё, а под углом $45^0 \pm 2\delta$. Отсюда очевиден сбой начальной фазовой юстировки неподвижного прибора, тем больший, чем длинее световой путь луча и быстрее вращение прибора. Это вызывает изменение оптической длины пробега луча в динамическом режиме поворота интерферометра ($45^0 \pm 2\delta$) относительно стационарного режима настройки (45^0). В итоге картина плывёт при любом повороте интерферометра вокруг оси своего вращения.

Вывод большого научного значения получаем мы в руки на основе этого экспериментального наблюдения. Первоначально заданные продольному и поперечному лучам направления распространения (под углами 45^0 к бифурцирующей полупрозрачной пластинке) в момент их выхода из пластинки "туда", изменяются на угол ($45^0 \pm 2\delta$) при возврате этих лучей к этой пластинке для интерференции. Этот установленный мной экспериментальный факт определяет, во-первых, основную причину систематической ошибки прибора, а, во-вторых, и это главное, обнаруживает независимость **подвижного** (из-за поворота) существования в пространстве геометрических направлений плеч интерферометра и **неизменного** углового положения векторов распространения лучей на ин-

тервале времён их путешествия от полупрозрачной пластинки к зеркалам и обратно. В результате этого накапливается артефактный сдвиг этих углов на 2δ (причём, в продольном плече набегают сдвиг углов на $+2\delta$, а в поперечном – на -2δ , или наоборот при другом направлении вращения прибора). Значит, излучение, оторвавшееся от подвижного источника не имеет жёсткой привязки к нему, распространяясь в эфире, как в среде неподвижной. Этот факт потребует новых теоретических изысканий там, где такая привязка постулировалась [8], и скорее всего эти поиски придётся вести в новых условиях признания эфира существующей сверхпроницаемой субстанцией с вырожденными **реактивно-инерциальными** характеристиками.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально доказана возможность измерения "эфирного ветра" с помощью двусредового интерферометра 1-го порядка отношения v/c . Показано, как полную компенсацию эффектов первого порядка в традиционной схеме односредового интерферометра Майкельсона можно снять в приборе, использующем две разнопроницаемые среды для распространения лучей "туда" с вкладом в проницаемость светоноса $\Delta\varepsilon_1 \ll 1$, а "обратно" – с вкладом $\Delta\varepsilon_2 \neq \Delta\varepsilon_1$ при $\Delta\varepsilon_2 \gg \Delta\varepsilon_1$. Эксперименты показывают **наличие** сдвига интерференционных полос в оптических средах с разными диэлектрическими проницаемостями светоносов для лучей "туда" и "обратно" и **отсутствие** сдвига в вакууме (как следствие нулевой разности $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 1 - 1 = 0$ для проявления эффектов первого порядка и отсутствия вклада частиц ($\Delta\varepsilon = 0$) в проницаемость светоносов – для проявления эффектов второго порядка). Интерферометр 1-го порядка является прибором, в $(v/c)^{-1} \approx 1000$ раз более чувствительным к эфирному ветру, чем интерферометр Майкельсона второго порядка. Интерферометр 1-го порядка обеспечивает соотношение сигнал/шум ~ 100 круглые сутки. Такая разрешающая способность и стабильность измерений большого (в сравнении с шумами) сдвига интерференционной полосы в любое время дня и ночи, в любое время года свидетельствует о положительности опытов типа Майкельсона, существовании эфира, наблюдаемости абсолютных движений, в частности, движения Земли относительно эфира со скоростью, превышающей 480 км/с

Ранее та же оценка скорости "эфирного ветра" была получена на интерферометра Майкельсона двумя методами [3], работающими на эффектах второго порядка v/c [2]. Это был исторически первый метод (1968 год, г. Обнинск), в котором учитывались параметры оптической среды, специально используемой в качестве носителя света, давший положительные результаты обнаружения эфирного ветра. Представленные здесь результаты, в этом ряду дают третий метод экспериментального измерения скорости "эфирного ветра" путём фиксации сдвига интерференционных полос на интерферометре с поперечными лучами, работающем на эффектах первого порядка отношения v/c и использующем две оптические среды в качестве носителей света.

В данной версии статьи приводятся не только экспериментальные доказательства наблюдаемости большого сдвига интерференционной полосы с высоким разрешением над уровнем шумов интерферометров типа Майкельсона первого и второго порядка отношения v/c , но рассмотрены совместно два метода интерпретации получаемых результатов. Оба основаны на традиционном геометрооптическом рассмотрении распространения лучей света в двух ортогональных светоносных плечах прибора. Первый метод позволяет объяснить наблюдаемую в опытах параболическую зависимость сдвига интерференционной полосы от величины вещественной части $\Delta\varepsilon$ вклада частиц в полную проницаемость $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$ светоносной среды прибора на эффектах второго порядка с помощью формулы Френеля для скорости света в движущихся средах при модификации расчётного пути луча учётом релятивистского эффекта Лоренцева сокращения продольного плеча прибора. Второй метод объясняет наблюдаемую в опытах параболическую зависимость сдвига интерференционной полосы в приборах первого и второго порядков на основе классической теории дисперсии диэлектрического вклада $\Delta\varepsilon$ частиц подвижных сред [4] после модификации его учётом влияния эффекта Доплера (13) первого и второго порядков на длину волны собственных колебаний поляризующихся светом частиц. Оба метода приводят к одинаковым формулам зависимости амплитуды сдвига интерференционной полосы от $\Delta\varepsilon$, объясняющим результаты экспериментов на интерферометрах первого и второго порядков.

Таким образом, кинетические свидетельства существования светоносного эфира в настоящее время доказаны тремя методами техники фазовой интерферометрии. Два из них работают в односредовых интерферометрах на эффектах второго порядка (на которых эффекты первого порядка самосо-

гласованно подавляют себя). Третий метод, подробно описанный в настоящей статье, реализуется на т.н. двусредовых интерферометрах, в которых решающий перевес имеют эффекты первого порядка (хотя в нём присутствуют эффекты обоих порядков, эффекты первого порядка оказываются в ~1000 раз сильнее эффектов второго порядка; поэтому последние практически не наблюдаемы на фоне картины первого порядка в экспериментах на двусредовом приборе).

Литература

- [1] В.В. Демьянов. Нераскрытая тайна великой теории. Новороссийск: МГА им. адм.Ф.Ф.Ушакова, РИО, 1-е издание, 2005, 174 с.; 2-е издание, 2009, 330 с.
- [2] V.V.Demjanov, Physical interpretation of the fringe shift measured on Michelson interferometer in optical media. Physical Letters A 374 (2010) 1110-1112.
- [3] В.В. Демьянов arXiv:1003.2899v1 [physics.gen-ph] 15 Mar 2010
- [4] M. Born & E. Wolf, Principles of optics, 1968 (см. Русское 2-е издание "Наука", М. 1973, 720 с.).
- [5] P.C. Moris, arXiv: submit/0002273 [physics.gen-ph] 10 Mar 2010
- [6] A.A.Michelson, E.W.Morley. The relative motion of the Earth and the luminiferous aether, Am.J.Sci., ser.3, v.34, pp.333-345 (1887).
- [7] D.C.Miller. Significance of the ether-drift experiment of 1925 at Mount Wilson, Science, v.68, No 1635, pp.433-443 (1926).
- [8] Бриллюэн Л. Новый взгляд на теорию относительности (М.: "Мир", 1972) 142 с.