

# Почему явно ненулевой сдвиг интерференционной полосы вновь толкуется как подтверждение отрицательности опытов типа Майкельсона

Демьянов В.В.

## 1. Введение

Недавно ко мне обратился автор статьи [1] с письмом, в котором просил объяснить, почему его результат ( $v \leq 7$  км/с) на основе выполненного им эксперимента на интерферометре типа Майкельсона с оптоволоконными световодами согласуется с выводами Майкельсона и Морли (1887), Миллера (1926), Шамира и Фокса (1968), которые получали значения скоростей "эфирного ветра" ( $3 < v < 12$  км/с), больше напоминающие погрешности установки, чем космические скорости Земли, и не согласуется с моими результатами [2-4] ( $140 < v < 480$  км/с), похожими на измерения астрономов скорости Земли в космосе. Ниже я подробно объясняю все причины неудачи автора [1].

Я показываю, как сильно зависит итог интерпретации одних и тех же экспериментальных результатов [1] от глубины учёта всех факторов, заложенных экспериментатором в установку и извлекаемых из опыта фактов; в частности, неправильная в [1] их интерпретация дала  $v = 7$  км/с, а описываемая ниже правильная даёт  $v \sim 200 \div 400$  км/с. При этом я исправляю в [1] практически те же огрехи, которые раньше обнаружил в работах Майкельсона и Морли, Миллера, Шамира и Фокса. Исправив эти огрехи, я показал в [4, 6], что полученные перечисленными авторами значения  $3 < v < 12$  км/с занижены, т.к. при правильной интерпретации дают  $120 < v < 480$  км/с.

Я предлагаю анализ причин, которые привели к столь большому (в 20-40 раз) занижению в [1] скорости движения Земли в эфире. Занижение результатов складывается из следующих источников ошибок: *во-первых*, в 4 раза – за счёт неправильного учёта эффективной оптической длины плеч интерферометра; *во-вторых*, в 9 раз – за счёт неучёта пространственной анизотропии диэлектрической проницаемости оптоволоконных световодов; *в-третьих*, 20-40 раз – за счёт неправильной статистической обработки результатов измерений и неучёта линейного дрейфа нуля прибора в процессе измерений. Таким образом, суммарно результаты измерений в [1] занижены под радикалом формулы (5) в 400-1600 раз. Это привело после вычисления радикала (5) к занижению искомой скорости "эфирного ветра" в 20-40 раз.

И хотя новая световодная техника внешне видоизменяет в [1] эти причины по сравнению с теми, которые я вскрыл в работах Майкельсона и Морли, Миллера, Шамира и Фокса [2-4, 6], но в конечном стечении обстоятельств в [1], как и в перечисленных ранних работах, обнаруживается одинаковое примерно 20-40-кратное занижение скорости "эфирного ветра".

## 2. Опытный факт снижения эффективной оптической длины плеча классического интерферометра Майкельсона из за поперечных искривлений оптоволоконна

Если длина ортогональных плеч  $L_{2\parallel}$  и  $L_{1\perp}$  классического интерферометра Майкельсона на газовых светоносах увеличивается, например, за счёт поперечных ответвлений  $L_{2\perp}$  и  $L_{1\parallel}$ , как схематично показано на рис.1, то на первый взгляд кажется, что такое удлинение лучей не повлияет на активные длины  $L_{2\parallel}$  и  $L_{1\perp}$  плеч и показания интерферометра. Это ошибочное представление следует из упрощённого толкования формулы (4) работы [1], в которой автор [1] не различает анизотропии скоростей распространения света в ортогональных направлениях оптоволоконна (вдоль плеча  $+L_{\parallel}$ , поперёк плеча  $L_{\perp}$  и противоположно плечу  $-L_{\parallel}$ ). Учёт этих различий, приведённый ниже в (2-4), показывает, что подключение поперечных ответвлений  $L_{2\perp}$  и  $L_{1\parallel}$  света к продольным участкам  $L_{2\parallel}$  и  $L_{1\perp}$  основного направления плеч не только не влияет, а заметно сокращает эффективную длину каждого плеча, снижая чувствительность интерферометра к фиксации сдвига интерференционной полосы. Я обнаруживал сокращение эффективной длины каждого плеча экспериментально на интерферометрах с воздушными светоносами всякий раз, когда с помощью зеркал приходилось прибегать к тем или иным поперечным ответвлениям лучей [2].

Полную геометрическую длину оптических трасс в ортогональных плечах интерферометра от точки бифуркации исходного луча до точек его возврата обозначим  $L_1$  и  $L_2$ . Сейчас я докажу, что простого неучёта в полных длинах  $L_1$  и  $L_2$  оптоволоконна в плечах поперечных участков  $L_{2\perp}$  и  $L_{1\parallel}$  (см. рис.1) недостаточно, чтобы знать правильную эффективную оптическую длину плеча интерферометра, участвующую в детектировании эфира. На рис.1 участок  $L_{2\parallel}$  ориентирован вдоль  $\mathbf{V}$ , а участок  $L_{1\perp}$  – поперёк  $\mathbf{V}$ . Обозначая сумму поперечных ответвлений оптических трасс лучей в этих плечах соответственно  $L_{1\parallel}$  и  $L_{2\perp}$ , по правилам проекционной геометрии эффективные "продольно-геометрические" длины плеч в схеме на рис.1 будут определяться так:

$$L_{2\parallel\text{геом.}} = L_{2\parallel} = L_2 - L_{2\perp}; \quad L_{1\perp\text{геом.}} = L_{1\perp} = L_1 - L_{1\parallel}. \quad (1)$$

По принципу действия интерферометра на рис.1 эффективные "продольно-физические" длины плеч интерферометра, формирующие разность фаз между лучами ортогональных плеч, будут определяться иначе:

$$L_{2\parallel\text{эфф.}} = L_2 - L_{2\perp} - L_{1\parallel} = L_{2\parallel} - L_{1\parallel}; \quad L_{1\perp\text{эфф.}} = L_1 - L_{1\parallel} - L_{2\perp} = L_{1\perp} - L_{2\perp}. \quad (2)$$

При одинаковых длинах  $L_{1\parallel} = L_{2\perp}$  поперечных ответвлений оптических трасс лучей в обоих плечах интерферометров, как это конструктивно сложилось в [1], из (2) следует явление двойного снижения эффективной длины плеч интерферометра:

$$L_{2\parallel\text{эфф.}} = L_2 - 2L_{2\perp}; \quad L_{1\perp\text{эфф.}} = L_1 - 2L_{1\parallel}. \quad (3)$$

Этот установленный мной экспериментальный факт объясняется просто: ведь разность фаз  $\Delta\varphi_{12} = 2\pi\nu \cdot \Delta t_{12}$ , определяется в приборе разностью времён  $\Delta t_{12} = t_1 - t_2$  распространения света вдоль направлений ортогональных плеч. В этой разности с эффективным участком  $L_{1\perp}$  конкурирует геометрически бесполезный (для роли  $L_{2\parallel}$ ) участок  $L_{2\perp}$  соседнего плеча, уменьшая эффективное значение  $t_1$ , а с эффективным участком  $L_{2\parallel}$  конкурирует геометрически бесполезный (для роли  $L_{1\perp}$ ) участок  $L_{1\parallel}$  первого плеча, уменьшая эффективное значение  $t_2$ . В итоге такой конкуренции разность времён уменьшается дважды: один раз геометрически, другой – от электродинамической конкуренции фаз. При  $L_{2\parallel} = L_{1\parallel}$  и  $L_{1\perp} = L_{2\perp}$  разность фаз может снизиться до нуля ( $\Delta\varphi_{12} = 0$ ), т.е. эффективные длины плеч интерферометра становятся равными нулю и он полностью теряет чувствительность к фиксации сдвига полосы. Этот экспериментальный факт распространим на все интерферометры типа Майкельсона, включая и построенные на оптоволоконнах, как в [1]. Для рис.1 разность  $\Delta t_{12} = t_1 - t_2$  имеет вид:

$$\Delta t_{12} = t_{\perp} - t_{\parallel} = \left[ \frac{2L_{1\perp}}{\tilde{c}(V_{\perp} = 0)} + \left( \frac{L_{1\parallel}}{\tilde{c}_{+}(+V_{\parallel})} + \frac{L_{1\parallel}}{\tilde{c}_{-}(-V_{\parallel})} \right) \right] - \left[ \left( \frac{L_{2\parallel}}{\tilde{c}_{+}(+V_{\parallel})} + \frac{L_{2\parallel}}{\tilde{c}_{-}(-V_{\parallel})} \right) + \frac{2L_{2\perp}}{\tilde{c}(V_{\perp} = 0)} \right], \quad (4)$$

где  $\tilde{c}(V_{\perp} = 0)$  – скорость света поперёк вектора  $\mathbf{V}$ ;  $\tilde{c}_{+}(+V_{\parallel})$  – скорость света вдоль вектора  $\mathbf{V}$ ;  $\tilde{c}_{-}(-V_{\parallel})$  – скорость света противоположно вектору  $\mathbf{V}$ .

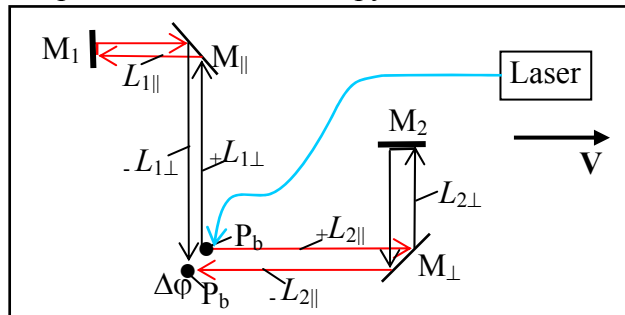


Рис.1. Схема плеч интерферометра Майкельсона, оптические трассы лучей света в которых имеют поперечные ответвления (на схеме это  $L_{1\parallel}$  и  $L_{2\perp}$ ). В интерферометре автора работы [1] ответвления  $L_{1\parallel}$  и  $L_{2\perp}$  общей длиной по  $\sim 2$  м образуются суммой  $\sim 50$  поперечных полувитков оптоволоконна в каждом плече. Это связано с многovitковой укладкой 12 м оптоволоконна каждого плеча на растяжные муфты диаметром по 4 см каждая.

$P_o$  – центр вращения установки вокруг вертикальной оси и точка бифуркации луча света источника на лучи  $+L_{2\parallel}$  и  $+L_{2\perp}$ .

Таким образом, беря за основу конструкцию интерферометра, описанного в [1], приходим к выводу, что из  $2 \times 6 = 12$  м оптоволокна в каждом плече  $2 \times 2 = 4$  м кабеля уходит на  $\sim 100$  "ортогональных" полу-поворотов вокруг стеклянных муфт диаметром 4 см (по 2 "ортогональных" полу-поворота в каждом витке оптоволокна, образующего плечо). Эту чисто "геометрическую" потерю 2 м оптоволокна в каждом плече заметил и учёл автор [1] по логике формулы (1). У него эффективная длина плеч сократилась только с  $2 \times 6$  м до  $2 \times 4$  м. Однако, согласно формулам (2-4), в каждом плече из  $2 \times 6$  м теряется не  $2 \times 2$  м продольной длины, а в 2 раза больше, т.е. теряется по  $2 \times 4$  м в каждом плече. Дополнительно по 2 м кабеля в каждом плече теряется из-за того, что все 100 "ортогональных" полу-поворотов оптоволокна оказываются включёнными в противофазе относительно соседнего ортогонального плеча, как схематично показано на рис.1. Суммарная длина этих поперечных ответвлений  $\sim 2$  м. Согласно (3-4), эта длина в 2 м вычитается из актива продольно действующего оптоволокна в каждом плече. В итоге в каждом плече в [1] работает не по 4 м в одном направлении, а только по 2 м из 6 м. Таким образом, учёт самых крупных утрат эффективной длины оптоволокна в плечах интерферометра в работе [1] показывает трёхкратное снижение до  $L_{\text{эфф}} = 2$  м (из 6 м). Но это не все потери.

В [1] один метр кабеля используется для устройства сканируемого фазовращателя. После плотной намотки оптоволокна на цилиндрический пьезо-стриктор длина каждого плеча сокращается почти на  $2 \times 0.5$  м. Витки этой своеобразной "катушки" можно расположить в пространстве тремя ортогональными способами относительно оси своего плеча. Если плоскости витков расположены перпендикулярно к оси плеча, как показано на рис.1 в [1], то из каждого плеча теряется "геометрически" около  $2 \times 0.5$  м оптоволокна за счёт сворачивания его в "катушке", и по  $2 \times 0.25$  м за счёт конкуренции ортогональных участков каждого поперёк расположенного полу-витка этой "катушки" по закону (4). В итоге из 2 м оставшегося активного оптоволокна в [1] теряется ещё по 0.75 м в каждом плече, так что эффективная длина каждого плеча становится  $L_{\text{эфф}} = 2 - 0.75 = 1.25$  м. Таким образом, из  $2 \times 6$  м оптоволокна в [1] используется эффективно только 22 % оптоволокна.

*Можно предложить, по меньшей мере,  $\sim 4$ -кратное увеличение  $L_{\text{эфф}}$ .* 1. Увеличить расстояние между стеклянными муфтами в два-три раза (например, до 45 см, вместо 15 см), чтобы уменьшить количество поперечных поворотов при намотке оптоволокна на стеклянные муфты диаметром 4 см. 2. Уменьшить диаметр этих муфт с 4 см до  $1 \div 2$  см, чтобы уменьшить длину каждого поперечного оптоволоконного полу-витка. Эти две модернизации из 12 м оптоволокна обеспечат рабочую длину в каждом плече не менее  $\sim 10$  м, т.е. "геометрически" станет  $L_{\text{гео}} = 2 \times 5$  м. При прежнем горизонтальном расположении стеклянных муфт с уменьшенным диаметром до  $1 \div 2$  см, при увеличенных размерах оптической платформы до  $\sim 0.5 \times 0.5$  м<sup>2</sup> и при оптимальной ориентации витков пьезо-стрикционного фазовращателя, из указанных выше  $L_{\text{гео}} = 5$  м может быть реализована величина  $L_{\text{эфф}} = (5.0 - 1 + 0.5) = 4.5$  м. Если же расположить оси стеклянных муфт диаметром  $1 \div 2$  см горизонтально одна над другой и намотку оптоволокна на них вести в вертикальной плоскости, то исчезнут в (4) члены  $2L_{i\perp} / \tilde{c}$  ( $V_{\perp} = 0$ ) и величина  $L_{\text{эфф}} = (4.5 + 0.5)$  станет  $\sim 5.0$  м.

Если плоскости витков пьезо-стрикторного фазовращателя расположить параллельно линии своего плеча, то можно устранить конкуренцию ещё для  $\sim 2 \times 0.25$  м оптоволокна в каждом плече. В этом случае величина  $L_{\text{эфф}} = (5.0 + 0.25)$  станет  $\sim 5.25$  м.

Как следует из рис.3 работы [1], затрата 1 м оптоволокна на устройство фазовращателя явно избыточна. Если ограничиться отрезком оптоволокна  $\sim 20 \div 30$  см для фазовращателя с диапазоном изменения фазы  $\sim (2 \div 3)\pi$ , то можно добиться величины  $L_{\text{эфф}} \approx (5.25 + 0.35) = 5.4$  м. Таким образом, эффективную длину плеч интерферометра конструкции [1] ( $L_{\text{эфф}} = 1.25$  м) можно увеличить в 4.2 раза. Если же смириться с неудобствами большого размаха плеч интерферометра и увеличить их длину до 1 м (т.е. в 7 раз по сравнению с [1]), то  $L_{\text{эфф}}$  станет  $\sim 5.7$  м. Это означает, что экспериментальная зависимость на рис.6с в [1] после описанной мной модернизации конструкции оптической схемы при прочих равных условиях увеличит размах фиксируемого сдвига интерференционной полосы не менее чем в  $4 \div 4.5$  раза (при прежнем уровне шу-

мов). Это будет почти полным воспроизведением результатов Демьянова на модернизированной конструкции интерферометра с оптоволоконными световодами и доказательством (другим экспериментатором, на другом общедоступном оборудовании, в другой стране, в другую индустриальную эпоху) существования анизотропии скорости света и реальности её измерения в рядовой наземной лаборатории. И это только начало модернизации опыта [1] в направлении безусловного доказательства положительности опытов типа Майкельсона и наблюдаемости абсолютного движения Земли в эфирном космосе со скоростью в несколько сотен км/с путём простых измерений сдвига интерференционной полосы в земной лаборатории.

### 3. Правильный алгоритм обработки результатов измерений на интерферометре Майкельсона с ортогональными плечами

Обработка результатов измерений в [1] неправильна. Экспериментальные тонкости измерений на интерферометрах типа Майкельсона долгие годы скрывались в двух тайнах интерпретации результатов: *во-первых*, в формулах обработки результатов измерений отсутствовал (до 1960-х годов) учёт диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  оптических сред. *Во-вторых*, до конца 20-го века не признавалось, что нужен не совокупный учёт диэлектрической проницаемости оптических сред в виде целых величин  $n$  или  $\varepsilon=n^2$  (как, в частности, это делается в формуле (4) в [1]), а необходим "дифференциальный учёт" ( $\Delta\varepsilon=\varepsilon-1.$ ), специально учитывающий бинарную структуру проницаемости  $\varepsilon=n^2=1.+ \Delta\varepsilon$  в виде вкладов поляризации эфира ( $\varepsilon_{\text{aether}}=1.$ ) и поляризации частиц ( $\Delta\varepsilon$ ) светонесущей среды, как показано ниже формулой (5). Необходимость учёта бинарной структуры  $\varepsilon$  была обнаружена мной в конце 1960-х годов, но соответствующий алгоритм интерпретации удалось опубликовать лишь в работах [2-4], когда в нашей стране это стало возможно. Этот алгоритм до сих пор конструктивно не воспринимается не только в нашей стране [3].

*В-третьих*, необходимо не просто учитывать проницаемость оптических носителей света интерферометра, как было признано, с 1960-х годов, а со специальным уточнением диэлектрической проницаемости ( $\varepsilon$ ) оптической среды при распространении света "туда" ( $\varepsilon_+$ ) и "обратно" ( $\varepsilon_-$ ), что особенно актуально в случае волоконно-оптических кабелей, как в [1]. Такой учёт обязателен и в специальных конструкциях интерферометров, работающих на эффектах первого порядка, требующих условия  $\varepsilon_+ \neq \varepsilon_-$  (такие устройства были впервые успешно экспериментально проверены мной в 1970 году [7]).

Для удовлетворительного объяснения результатов всех известных измерений, в которых наблюдался ненулевой гармонический сдвиг интерференционной полосы (от Майкельсона и Морли, Миллера, Шамира и Фокса, моих измерений 1968-1974 г.г., измерений Триммера и др., включая недавние измерения ненулевых сдвигов полосы в [1]) я получил новую формулу, отражающую все основные черты взаимодействия интерферометра с эфиром. It takes into account as well the refractive index  $n^2 = \varepsilon$  as integral parameter of the dielectric properties of optical media, and its structure  $n^2 = 1. + \Delta\varepsilon$ , including parts: the contribution of the polarization only of the aether ( $\varepsilon_{\text{aether}}=1.$ ), and its constituent part  $\Delta\varepsilon = n^2 - 1.$ , related with the exceptional role of the contribution of polarization only of particles into the total dielectric constant  $\varepsilon=n^2$ :

В ней учтён и полный показатель преломления  $n^2 = \varepsilon$  как нераздельный параметр диэлектрических свойств оптических сред, и его структура  $n^2 = 1. + \Delta\varepsilon$ , включающая части: вклад поляризации эфира ( $\varepsilon_{\text{aether}}=1.$ ), и вклад  $\Delta\varepsilon = n^2 - 1.$   $\Delta\varepsilon=n^2-1.$ , связанной с исключительной ролью поляризации только частиц в полной диэлектрической проницаемости среды  $\varepsilon=n^2$ :

$$V = c \cdot \sqrt{\frac{A_m \lambda n}{L[\Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon)]}} \quad (5)$$

В (5) обозначено:  $A_m$  – относительная амплитуда гармонического сдвига полосы, выраженная в мерах ширины полосы;  $\lambda$  – длина волны света в вакууме;  $L=L_i$  – длина плеча интерферометра

(для  $L_i = L_{\perp} = L_{\parallel}$ ). Интересно заметить, что показатель преломления  $n$  оптических сред, которым пользовались физики почти весь 19-й век до появления теории Максвелла, сам по себе не разделяется на две части так же просто, как стало это возможно делать в теории Максвелла:  $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$ .

Формула (5) при своём выводе требует различения времён хода лучей в плечах интерферометра "туда" ( $\tilde{c}_+$ ) и "обратно" ( $\tilde{c}_-$ ), как того требует его принцип действия, сформулированный ещё Максвеллом (1879) [2-4]. Для интерпретации фазового гармонического сдвига интерференционной полосы второго порядка, когда эффекты первого порядка практически скомпенсированы (что справедливо и для установок [1]), выражение амплитуды  $A_m(\Delta t_{12})$  по измеренной разности  $\Delta t_{12} = t_{\perp} - t_{\parallel}$  времён запаздывания распространения света в ортогональных плечах формируется так:

$$t_{\parallel} = \frac{L_{2\parallel}}{\tilde{c}_+(n_+)} + \frac{L_{2\parallel}}{\tilde{c}_-(n_-)} ; t_{\perp} = \frac{L_{2\perp}}{\tilde{c}_+(+V_{\perp}=0, n_+)} + \frac{L_{2\perp}}{\tilde{c}_-(-V_{\perp}=0, n_-)} ; \Delta t_{12} = t_{\perp} - t_{\parallel} , \quad (6)$$

где  $c_{\pm} = c / n_{\pm} \pm V(1 - n_{\pm}^{-2}) - V^2 n_{\pm} (1 - n_{\pm}^{-2}) / c$ ;  $n_{\pm}$  – показатель преломления светоноса при распространении света "туда" ( $n_+$ ) и "обратно" ( $n_-$ ). В классическом интерферометре лучи в плечах "туда" и "обратно" распространяются по одному и тому же пути светоносной среды (т.е.  $n_+ = n_-$ ), что гарантирует отсутствие гармонических фазовых сдвигов первого порядка от периода вращения интерферометра. В случае оптоволоконных светоносов по схеме [1] лучи в плечах "туда" и "обратно" распространяются по разным участкам оптоволоконной среды, изготовленного из одинаковых сред, по технологическим причинам и из-за температурных градиентов может быть  $n_+ \neq n_-$ . Но коэффициент температурного изменения  $\alpha_n = \partial n / \partial T, 1 / K^{\circ}$  кремнеземной среды оптоволоконной обычно не превышает величины  $\alpha_n \leq 10^{-5} 1 / K^{\circ}$ . При термостатировании оптоволоконной зоны интерферометра с точностью  $\pm 0.1 K^{\circ}$  амплитуда гармонических фазовых сдвигов первого порядка не будет превышать 0.03 рад.

Особо подчеркиваю, что только при таком учёте хода лучей выявляется особая роль вклада в проницаемость светоносной среды ( $\varepsilon$ ) поляризации частиц  $\Delta\varepsilon$  и поляризации эфира,  $\varepsilon_{\text{aether}} = 1$ , не принятого в традиционном описании преломляющих и трансляционных свойств оптических сред. При этом формула (5) получается из (6) сразу, когда используется релятивизированная (учёт члена второго порядка  $V^2/c$ ) формула Френеля  $c_{\pm} = c / n_{\pm} \pm V(1 - n_{\pm}^{-2}) - V^2 n_{\pm} (1 - n_{\pm}^{-2}) / c$ , как было описано мной в [4]. Если же применять классическую формулу Френеля  $c_{\pm} = c / n_{\pm} \pm V(1 - n_{\pm}^{-2})$ , как это делал я в своих ранних работах [2], то без специального учёта релятивистских поправок на Лоренцево сокращение, Лоренцево замедление времени и Лоренцев снос поперечного луча с помощью "Лоренцева треугольника" формула (5) из (6) не получается [2]. Работоспособность формулы (5) сохраняется и при  $\Delta\varepsilon = 1$ , т.к. в этом случае одновременно со скобкой знаменателя  $(\Delta\varepsilon - 1) = 0$  числитель тоже обращается в ноль,  $A_m = 0$ . Это обеспечило формуле (5) важное преимущество – она впервые высветила аномальное поведение интерферометра (потерю им чувствительности к фиксации гармонического сдвига интерференционной полосы), в котором в качестве светоносных сред используются оптопрозрачные материалы с показателем преломления  $n = 1.41$ .

#### 4. Проблема работы интерферометра в области показателя $n = 1.41$

На рис.2 приведена дисперсионная частотная зависимость показателя преломления  $n(\nu)$  для группы оптопрозрачных кремнеземных материалов, из которых, в частности, изготавливают оптоволоконные кабели. Из неё видно, что работа оптоволоконной среды в области  $n = 1.46$  приходится на центр видимой части светового спектра. Множитель  $\Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon)$  знаменателя формулы (5) при  $n = 1.46$  равен  $\sim 0.14$ . Опыты, которые я проводил на светоносителях из плавленого кварца и воды показали, что имеет место тенденция прохождения множителя  $\Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon)$  в знаменателе формулы (5) через ноль не точно при  $\Delta\varepsilon = 1$ , а в области значений  $1.03 < \Delta\varepsilon < 1.05$ . Я полагаю, что этот сдвиг является следствием потерь в светоносной оптической среде.

Если учесть этот эффект по минимуму применительно к оптоволокну, взяв минимальное значение  $\Delta\varepsilon=1.03$ , обнуляющее знаменатель (5), то множитель в знаменателе (5) может иметь вид  $\Delta\varepsilon(1.03 - \Delta\varepsilon)$  и в этом случае при  $n=1.46$  его значение будет не  $\sim 0.14$ , как при  $\Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon)$ , а  $\sim 0.11$  при  $\Delta\varepsilon(1.03 - \Delta\varepsilon)$ . Таким образом, ошибка от некорректного учёта вклада  $\Delta\varepsilon$  поляризации частиц в диэлектрическую проницаемость ядра оптоволоконного световода может занижать скорость эфирного ветра по неверной формуле [1] (на стр.1007 в [1]) по сравнению с правильной формулой (5) в 8÷9 раз. Мой рис.2 показывает, как легко можно попасть впросак, построив интерферометр Майкельсона со светоносами, показатель преломления которых лежит вблизи области  $n=1.41$ , как это было сделано (для  $n=1.49$ ) в [5] в 1968 году и (для  $n=1.46$ ) в [1] в 2009 году. В обеих работах были получены ненулевые сдвиги интерференционной полосы. Однако, они были обработаны в предположении отсутствия аномальной потери чувствительности интерферометра вблизи области  $n\approx 1.41$ . Вместе с другими огрехами обработки и интерпретации в целом позитивных результатов опытов неучёт явления потери чувствительности интерферометра в области  $n\approx 1.41$  привёл авторов [1, 5] к ошибочным оценкам скорости "эфирного ветра" (6 км/с в [5] и 7 км/с в [1]).

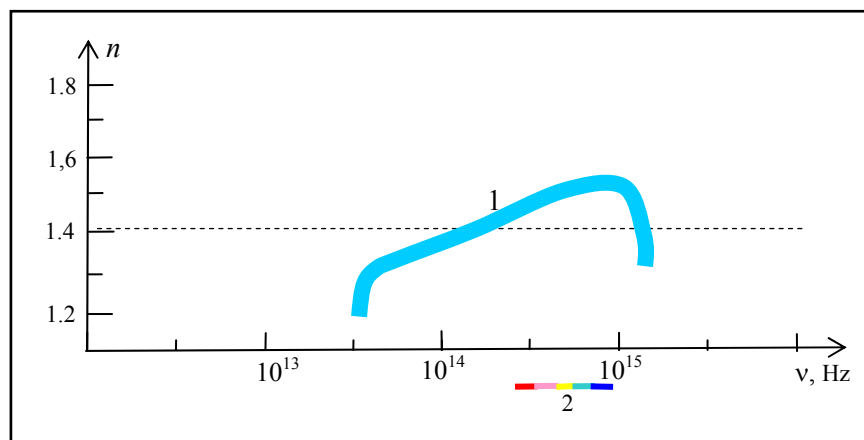


Рис.2. Частотная зависимость показателя преломления  $n(\nu)$  (кривая 1) кремнезёмной композиции той группы, которую используют в оптоволоконных кабелях.. 2 – интервал видимой части спектра наблюдений.

В работе [6] я показал, что измерения ненулевого сдвига интерференционной полосы, выполненные в [5], интерпретированы неправильно. При правильном учёте всех обстоятельств, сложившихся в эксперименте [5], оценка скорости Земли в эфирном космосе даёт  $\sim 400$  км/с. Подчёркиваю, не 6 км/с, как заявили авторы [5], а  $\sim 400$  км/с. Ниже я покажу, что приведённый анализ зафиксированных в [1] ненулевых сдвигов интерференционной полосы даёт не 7 км/с, как заявил автор [1], а около 200÷300 км/с. Всё отличие конечных моих оценок, построенных на одних и тех же измеренных в [5] и [1] значениях гармонических сдвигов интерференционной полосы, кроется в разной их интерпретации мной и авторами [5] и [1].

Конечно, если признать верными значения 6 км/с и 7 км/с в [5] и [1], 6 км/с у Майкельсона и Морли (1887), 3÷12 км/с у Миллера (1926), то всё это правомерно было бы отнести к "случайным ошибкам", к "шуму", к другим явлениям, не имеющим никакого отношения к абсолютной скорости Земли в эфирном космосе, которая измеряется сотнями км/с. Но суть дела в том, что все эти значения ошибочно занижены в  $\sim 40$  раз [2-4]. Если это учесть, то получаются скорости не 3÷12 км/с, а  $\sim 120\div 480$  км/с при пересчёте экспериментальных данных всех перечисленных выше работ, которые согласуются с моими измерениями 140÷480 км/с [2-4] на основе новой их интерпретации по формуле (5). Такие скорости уже никто не причислит к "случайным ошибкам" или к "шуму", т.к. они согласуются с независимыми астрономическими наблюдениями, в соответствии с которыми уже почти 100 лет выявляются скорости  $\sim 300\div 500$  км/с движения Земли относительно звёзд и реликтового фонового излучения Вселенной.

Замечу по поводу рис.2, что из него прямо следуют рекомендации: выбор частоты лазера ближе к красному краю видимой области света приведёт к полной потере чувствительности интерферометра на оптоволоконных световодах, а выбор частоты лазера зелёного или синего цвета заметно повысит чувствительность этого интерферометра. Это проверено мной экспериментально на воде и плексигласе [2, 4]. Тот, кто проверит эту рекомендацию экспериментально, тот убедится в справедливости полученной мной формулы (5).

### **5. Измеренная величина сдвига полосы по рис.6с в работе [1]**

Даже работая с интерферометром на оптоволоконных световодах с четырёхкратно упущенной эффективностью использования длины плеча (вместо потенциальной возможности иметь  $L_{эфф}=5.4$  м в [1] используется  $L_{эфф}=1.25$  м), автор [1] получил явно ненулевую амплитуду фазового сдвига  $\Delta\varphi_m$  от эффектов второго порядка  $v/c$ . Величина  $\Delta\varphi_m$  по его данным может быть считана с двух рисунков в [1]. По рис.6с выявленная "быстрым" лабораторным вращением интерферометра (за  $\sim 1/20$  об./мин.) амплитуда  $\Delta\varphi_m$  гармонического сдвига полосы (удвоенной частоты относительно периода вращения прибора) "на глаз" оценивается не менее  $\Delta\varphi_{m2}\sim 0.2$  рад.

При вращением интерферометра вместе с Землёй (при его неподвижности в лаборатории) со скоростью  $1/24$  об./ч. из рис.5b на фоне линейного дрейфа видна амплитуда гармонического сдвига полосы  $\Delta\varphi_{m2}\sim 0.5$  рад. При фазовой ширине интерференционной полосы  $\varphi_0=\pi=3.14$  рад. относительная амплитуда гармонического сдвига интерференционной полосы в опыте на рис.6с в [1] по приведённым оценкам получается  $A_{m2}=\Delta\varphi_{m2}/\varphi_0\approx 0.07$ , а по рис.5b –  $A_{m2}\approx 0.18$ , т.е. не менее, чем на порядок больше объявленной автором [1] величины. В п.8 я приведу путём спектрального анализа более строгое обоснование 10-кратно больших значений полученных в [1] амплитуд  $A_{m2}$  гармонического сдвига полосы второго порядка. Выше я дал оценку малой роли амплитуды  $A_{m1}$  гармонического сдвига полосы от эффектов первого порядка ( $A_{m1}\ll A_{m2}$ ), как следствие термостатирования зон расположения оптоволоконна с точностью  $\pm 0.1$  К°, дающего примерное равенство показателей преломления "туда" и "обратно" ( $n_+\approx n_-$ , до седьмого знака после запятой).

Выполнение описанных выше мер и рекомендаций повышения эффективной длины плеч интерферометра с оптоволоконными световодами должно ещё больше увеличить относительные амплитуды сдвига интерференционной полосы в упомянутых измерениях (в 4.2 раза). Такой большой сдвиг полосы (от  $A_m=0.4$  до 1.1 ширины полосы) значительно увеличивает разрешающую силу прибора для эффектов второго порядка, что даст более точную величину  $A_{m2}$  на более низком фоне всяких других шумов и помех.

### **6. Проблема погрешности, вносимой систематическим линейным сдвигом полосы оптоволоконного интерферометра в работе [1]**

Одной из особенностей интерферометров Майкельсона с ортогональными лучами пространства света из центра их бифуркации на полупрозрачной пластинке первичного светового монолуча источника является "линейный дрейф нуля", пропорциональный углу поворота интерферометра. Он был замечен ещё в экспериментах Майкельсона и Морли и, в ещё большей степени, в опытах Миллера и неизменно относился этими авторами к "явлениям неустановленной природы". Построенная автором [1] конструкция интерферометра с оптоволоконными световодами в ортогональных плечах имела (согласно рис.5b из [1]) "дрейф нуля" на ширину полосы за 1 час. Из всех известных мне случаев, включающих мою собственную практику [2-4], такой "линейный дрейф нуля" оказался самым большим. Автор [1] тоже признаёт его "эффектом неизвестной природы".

Исторически сложилось доверие к практике, предложенной ещё Майкельсоном, вычитать из фиксируемой суммарной угловой зависимости смещения интерференционной полосы угловую зависимость дрейфа нуля и принимать полученную разностную угловую гармоническую зависимость за искомую закономерность сдвига интерференционной полосы. В своих экспериментах я в значительной степени прояснил механизм возникновения дрейфа нуля, связанного с углом поворота интерферометра в горизонтальной плоско-

сти. В [2] и [4] я показал, что угловой дрейф полосы линейно необратим, и в этом отношении он не похож на нелинейные гистерезисные явления, сопровождающие изменение состояния системы. Именно поэтому предложенная Майкельсоном метод вычитания угловой зависимости дрейфа нуля из суммарной угловой зависимости смещения интерференционной полосы, оказалась весьма эффективным приёмом.

Если интерферометр установлен в лаборатории горизонтально и неподвижен, то его поворот происходит со скоростью  $1/24$  об./час (такой случай и представлен на рис.5b в [1]), а если интерферометр специально поворачивают вокруг вертикальной оси в лаборатории, то скорость вращения задаётся исследователем. При этом оказалось, что дрейф нуля, с одной стороны, пропорционален:

- угловой скорости (частоте  $F$ , об./с, Гц) вращения интерферометра вокруг вертикальной оси;

- полной длине хода луча в плече ("туда" и "обратно",  $2L$ );

- расстоянию ( $r_{bs}$ ) между точкой бифуркации ( $b$ ) первичного луча источника на два ортогональных луча и точкой сложения ( $s$ ) этих двух лучей, возвращённых для интерференции, а, с другой стороны, дрейф нуля обратно пропорционален:

- скорости света в используемой в интерферометре светонесущей среде ( $\tilde{c}=c/n$ );

- длине волны света в вакууме,  $\lambda$ .

На основе этих эмпирических данных я построил математическую модель углового относительного дрейфа полосы интерферометра (который измеряется в мерах  $A_d$  относительно ширины полосы) в следующем виде, удовлетворительно описывающем наблюдаемые в экспериментах закономерности дрейфа нуля (для случая равномерного разворота оптической платформы на  $90^0$ ):

$$A_d = \frac{2\pi F L_{\Sigma} r_{bs} n}{\lambda c} . \quad (7)$$

В (7) используются обозначения:  $F=1/T$  – частота вращения интерферометра (Гц, об./с) с периодом  $T$ ;  $n$  – показатель преломления оптической среды световода;  $L_{\Sigma}$  – полная длина световода "туда" и "обратно" (м);  $r_{bs}$  – расстояние между точкой бифуркации ( $b$ ) первичного луча источника на два ортогональных луча и точкой сложения ( $s$ ) этих двух лучей после возвращения на интерференционное устройство (м);  $\lambda$  – длина волны в вакууме (м);  $c/n$  – скорость света в оптической среде (км/с). Формула (7) применима и к интерферометру с оптоволоконными световодами.

Как видно из (7), основной причиной, вызывающей "дрейф нуля" (уход начальной фазы при повороте интерферометра), является несовпадение положения точки бифуркации ( $b$ ) светового луча и точки сложения ( $s$ ) этих двух лучей на интерференционном устройстве, т.е.  $r_{bs} \neq 0$ . Выполнение условия  $r_{bs} = 0$  позволяет резко снизить "дрейф нуля". Судя по рис.1 из работы [1], величина  $r_{bs}$  была порядка  $4\div 6$  см. Она не была контролируемой, т.е. в определённом смысле была случайной. Подставив её и другие параметры установки в (7) легко убедиться, почему в опытах [1] имел место такой большой "дрейф нуля". Он стал, по-видимому, основной причиной, почему автор [1] вынужден был выбрать очень малую скорость ( $T \approx 20$  мин) вращения оптической платформы интерферометра. Ведь при скоростях  $F \sim 1$  об./мин ( $T = 1$  мин) у него, видимо, получались такие большие "дрейфы нуля", что замерить гармонический сдвиг полосы не представлялось возможным (я знаю об этом явлении из своего опыта [2-4]). Перевод же режимов вращения на малые скорости ( $F \sim 1/20$  об./мин) не только сокращает производительность исследований, но и оживляет весь спектр медленных нестабильностей установки (типа фликершума), в которых тонут многие искомые характеристики гармонического сдвига разности фаз интерферометра (это я докажу строго в п.8).

Таким образом, основная рекомендация автору [1] по устранению громадного "дрейфа нуля" состоит в переконструировании прибора под условие  $r_{bs} = 0$ . Для этого надо внимательно изучить конструкции устройств бифуркатора лучей и смесителя. Нужно,



прежде всего, найти места расположения микросхем (размером  $1 \div 2 \text{ см}^2$ ) разветвления и смешения лучей света, работающих с 2-мя парами световодов и разместить их так друг над другом на пересечении с осью вращения прибора, чтобы эта ось проходила через точки разветвления лучей одного и смешения лучей в другом. На этой стадии можно угадать снижение величины  $r_{bs}$  до  $1 \div 3 \text{ мм}$ . Дальнейшее снижение "дрейфа нуля" можно достигнуть эмпирическим уточнением положения зон (точек) бифуркации и смешения лучей в одном из близких к уже описанному положению по минимуму "дрейфа нуля". Снизив "дрейф нуля" в десятки раз можно будет увеличить скорость разворота интерферометра до 1 об./мин и повысить не только производительность экспериментов (что очень важно, знаю по себе), но и существенно снизить шумы и помехи от медленных процессов нестационарности многих элементов установки, которые заметны в результатах [1].

### 7. Какую величину абсолютной скорости движения Земли в эфире следует признать верной из приведённой в [1] на рис.6с величины гармонического сдвига полосы

Из рис.6с работы [1] я усматриваю абсолютную амплитуду гармонического сдвига интерференционной полосы не менее  $\Delta\varphi_m \approx 0.2 \text{ рад}$ . При ширине полосы  $\varphi_0 = 3.14$ , получаем для формулы (5) относительную амплитуду сдвига полосы  $A_m = \Delta\varphi_m / \varphi_0 \approx 0.07$ . Эффективная длина плеч интерферометра, как я показал выше, должна быть взята  $L_{\text{эфф}} = L = L_{\perp} = L_{\parallel} = 1.25 \text{ м}$ . Для значения  $n = 1.46$  и для случая прохода функции  $\Delta\varepsilon_0(1 - \Delta\varepsilon_0)$  через ноль при  $\Delta\varepsilon_0 \approx 1 \div 1.03$  (при учёте потерь по минимуму), как я описал выше, величина  $\Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon)$  лежит в интервале значений  $0.14 \div 0.11$ . Подставляя эти величины в (5), получаем  $V \approx 185 \div 210 \text{ км/с}$ . Если же взять значение  $A_{m2} \approx 0.2$  из рис.5b работы [1], то получается  $V \approx 280 \div 315 \text{ км/с}$  (эта разница может быть связана с разными временами дня или ночи съёмки данных на рис.5b и 6с). Учитывая, что нам не известно время дня или ночи проведения указанных выше экспериментальных съёмок относительных амплитуд сдвига интерференционной полосы, полученные оценки удовлетворительно вписываются в выявленный мной [3-5] интервал ( $V \approx 140 \div 480 \text{ км/с}$ ) изменения значений горизонтальной проекции вектора абсолютной скорости Земли в космосе неподвижного эфира в процессе 24-часового цикла измерений днём и ночью.

Таким образом, измерения на интерферометре типа Майкельсона с оптоволоконными световодами при правильной, с моей точки зрения, интерпретации, изложенной выше, обнаруживают для того момента дня или ночи, когда в рядовой лаборатории автора [1] велись измерения, оснащённые общедоступной оптической и электронной аппаратурой, скорость движения Земли в эфирном космосе получается  $V \approx 200 \text{ км/с}$ , а не  $V \approx 7 \text{ км/с}$ , как объявлено в [1].

### 8. Сюрпризы статистической обработки экспериментальных зависимостей сдвига интерференционной полосы, измеряемых методом вращения интерферометра относительно вертикальной оси в горизонтальной плоскости земной лаборатории

Решение для разности фаз  $\Delta\varphi = 2\pi\nu\Delta t$ , определяющей сдвиг интерференционной полосы в приборе Майкельсона, получаемое из (6) в предположении гармонического вращения (с угловой скоростью  $\Omega = \partial\theta / \partial t$  и периодом вращения  $T = 2\pi / \Omega$ ) интерферометра вокруг вертикальной оси, в чистом виде адекватно передаётся формулой [2-4]:

$$\Delta\varphi(\theta) = \varphi_0 + a_{1(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)} \cdot \cos(\theta) + a_{2(\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon^2)} \cdot \cos(2\theta) \dots, \quad (8)$$

где  $a_{1(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)}$  и  $a_{2(\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon^2)}$  – амплитуды первой и второй гармоники (от частоты  $\Omega$  с периодом  $T$ ) наблюдаемого гармонического изменения разности фаз между световыми сигналами ортогональных плеч интерферометра. В математической модели (8) амплитуда первой гармоники этого изменения разности фаз зависит только от разности величин диэлектрической проницаемости оптической среды светоноса при распространении света "туда" ( $\varepsilon_+$ ) и "обратно" ( $\varepsilon_-$ ) [2, 4]. Очевидно, что в классическом интерферометре Майкельсона ход лучей "туда" и "обратно" происходит по одному и тому же пути одной среды, поэтому для него  $\varepsilon_+ = \varepsilon_-$  и, следовательно,

$a_{1(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)} = 0$ . Величина же амплитуды второй гармоники  $a_{2(\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon^2)}$  наблюдаемого изменения разности фаз зависит в основном от среднего вклада поляризации частиц  $\Delta\varepsilon$  в полную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$  оптической среды световода, причём, зависимость эта нелинейная:  $\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon^2$  [2, 3].

Вид временной зависимости угла поворота  $\theta(t)$  прибора определяет временную зависимость разности фаз в получаемой экспериментальной зависимости  $\Delta\varphi(t)$ . Одной из таких зависимостей является кривая  $\Delta\varphi(t)$ , представленная на рис.6с в работе [1] в форме 49 экспериментальных точек на двойном периоде ( $2T=36$  мин) вращения прибора вокруг вертикальной оси. Как нетрудно видеть, реальная экспериментальная зависимость существенно отличается от идеальной математической модели (8) с значением  $a_{1(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)} = 0$ . Реальная экспериментальная зависимость  $\Delta\varphi(t)$  на рис.6с из работы [1] в общем виде "утяжелена" присутствием ненулевых значений амплитуды первой гармоники  $a_{1(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)} \neq 0$  и наличием линейного дрейфа фазы  $a_o\theta(t)$ , который со времён Майкельсона и Миллера считают явлением неизвестного происхождения. Из сводного рис.9 в [1] очевидно, что в сотнях других опытов, каждый из которых отражён на нём только одной точкой, проявляют себя по-разному многие стохастичные и шумовые причины изменения разности фаз от десятков "второстепенных" манипуляций поворота оптической платформы. Поэтому угловую зависимость измеряемой разности фаз  $\Delta\varphi[\theta(t)]$  и, соответственно, её временную зависимость с учётом избранного закона **равномерного** вращения интерферометра вокруг вертикальной оси  $\theta(t)$  вполне обоснованно принято представлять рядом:

$$\Delta\varphi(\theta) = \varphi_0 + a_o\theta + a_1 \cos(\theta + \theta_1) + a_2 \cos(2\theta + \theta_2) + \dots \quad (9)$$

С помощью (9) автор [1] по-своему (полагая  $\varphi_0 + a_o\theta \approx \varphi_{med.} = const$ ) проводил статистический анализ гармонического состава разных своих изменений  $\Delta\varphi[\theta(t)]$ . Замечу, что только неучёт дрейфа фазы  $a_o\theta$  в [1] даёт такие большие погрешности аппроксимации экспериментальной кривой, что они одни способны заглушить искомую амплитуду гармоники  $a_2$ . К каким ошибкам привёл автора [1] отказ: 1) **от равномерного** вращения интерферометра вокруг вертикальной оси и 2) **от учёта** по (9) "дрейфа нуля", я покажу ниже.

Период  $T = 2\pi / \Omega$  вращения интерферометра автором [1] был выбран  $T_1=18$  мин (при длительности каждого измерения 36 мин). Технология измерения была сложно-стохастичной: 1) ручной поворот оптической платформы вокруг вертикальной оси на  $15^0$ , вероятно, выполняемый за 1÷3 сек, вносил основной вклад стохастизма; 2) измерение возникшей после каждого такого поворота разности фаз  $\Delta\varphi$  с помощью электро-стрикторного фазовращателя (имело нерегулярность интервала ~40÷45 сек); 3) очередной ручной поворот оптической платформы вокруг вертикальной оси до  $30^0$ , и т.д по схеме поворотов, описанной в [1], перекрывающей интервал разворотов  $720^0$ . Анализ экспериментов привёл автора [1] к выводу, что вторая гармоника лежит в интервале значений ( $0 < a_2 < 0.06$  рад., при среднем значении  $\tilde{a}_2 = 0.01$  рад., см. рис.7а в [1]), т.е. многопорядково меньше первой гармоники. Это совершенно не свойственно интерферометру Майкельсона с перпендикулярными плечами. Полученная таким путём амплитуда  $a_2$  второй гармоники оказалась настолько малой, что вычисляемая по этим значениям амплитуда разности фаз  $\Delta\varphi_m$  дала абсолютную скорость  $V$  земной лаборатории в интервале значений  $0 < V < 7$  км/с при среднем значении  $\tilde{V} \sim 2$  км/с. Автор [1] делает вывод, что в земной лаборатории абсолютное движение в его опытах не наблюдается.

Ниже я привожу "тонкий" спектральный анализ опытов [1] с помощью ряда (9). Мой анализ, результаты которого приведены на рис.3, показывает обратное. Выясняется, что с

помощью модернизированного (применением оптоволоконных световодов) интерферометра типа Майкельсона, автор [1] измерил позитивную (а не отрицательную) и достаточно внушительную базу данных о фазовых сдвигах интерференционной полосы. Из неё следует абсолютная скорость Земли в эфирном космосе в несколько сотен км/с. Возможно, этот мой анализ будет полезен экспериментаторам, пробуящим свои силы в измерениях скорости абсолютного движения с помощью интерферометров типа Майкельсона, построенных на оптоволокне.

За основу спектрального анализа взята зависимость  $\Delta\varphi_m(t)$ , приведённая на рис.6с из [1], состоящая из 49 экспериментальных точек, равномерно покрывающих примерно через 45 сек временной интервал в  $T=36$  мин. Из формы образованной таким образом зависимости видно, что в первые 20 мин описанного выше по [1] прерывно-ступенчатого поворота интерферометра ярко проявляет себя циклический процесс с периодом около  $T_2\sim 9-10$  мин и размахом  $2\Delta\varphi_m\approx 0.5\div 0.7$  рад (с амплитудой  $\Delta\varphi_m\approx 0.25\div 0.35$  rad). Этот циклический процесс указывает на существование в спектре экспериментальной зависимости  $\Delta\varphi_m(t)$  на рис.6с из [1] второй гармоники (с периодом  $T_2\sim 9$  мин) изменения разности фаз от периода вращения интерферометра  $T\sim 18$  мин.

Менее очевидно из рис.6с работы [1] постепенное угасание этого циклического процесса в последующие 20 минут. Однако, вплоть до 30-й минуты этот процесс с периодом  $T_2\sim 9$  мин заметен. После  $t>30$  мин. вплоть до 49-й экспериментальной точки (при  $t=36$  мин) циклический процесс с периодом  $T_2\sim 9$  мин настолько "замусорен" поворотными скачками прибора, что становится всё менее заметен. Это качественное описание наблюдаемой экспериментальной закономерности на рис.6с из [1] более строго представлено на рис.3 моими результатами её спектрального анализа с помощью математической модели (9).

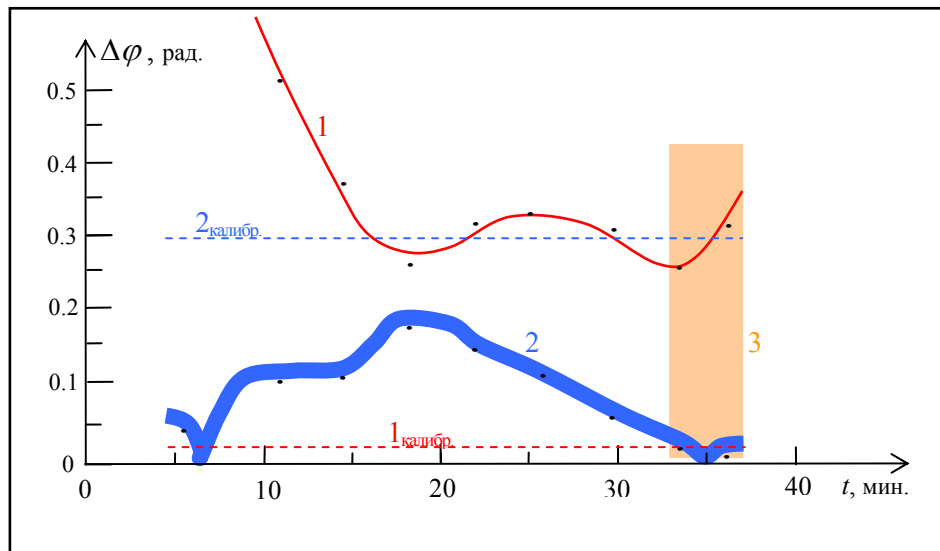


Рис.3. Статистическая различимость амплитуд гармоник первого (1) и второго (2) порядка при гармоническом анализе с помощью математической модели (9) экспериментальной зависимости разности фаз  $\Delta\varphi$ , (по рис.6с из [1]), измеренной в течение 2-х периодов ( $2T_1$ ) вращения интерферометра вокруг вертикальной оси ( $T_1\sim 18$  мин) в зависимости от количества экспериментальных точек, включаемых в анализ с начала вращения интерферометра; 3 – зона значений амплитуд первой и второй гармоник разности фаз  $\Delta\varphi$ , получающихся при гармоническом анализе всех 49 экспериментальных точек зависимости на рис.6с из [1];  $1_{\text{калибр}}$  и  $2_{\text{калибр}}$  – калибровочный расчёт-анализ.

На рис.3 приведены результаты двух спектральных анализов. Первый, эталонно-тестовый (линии  $1_{\text{калибр}}$  и  $2_{\text{калибр}}$ ), и второй (кривые 1 и 2), выполненный по реальной экспериментальной зависимости  $\Delta\varphi[\theta(t)]$ , взятой с рис.6с работы [1]. Для эталонно-тестового спектрального

анализа выбрана модель (9) с  $\tilde{a}_2=0.3$  рад. и  $\tilde{a}_1=0.02$  рад. (другие параметры:  $\varphi_0, a_o, \theta_1, \theta_2$  могут быть произвольными, но постоянными и конечными, т.к. от их величины результаты спектрального анализа первой и второй гармоник почти не зависят). При постоянстве параметров  $\varphi_0, a_o, \theta_1, \theta_2$  эта идеальная модель представляет собой сумму двух cos-гармоник с периодами  $T_1=18$  мин и  $T_2=9$  мин, действующих в предположении отсутствия помех и шумов. Набираем 49 дискретных значений функции (9) через равные промежутки по оси времени в интервале  $0 \leq t \leq 36$  мин. с указанными выше параметрами  $\varphi_0, a_o, a_1, a_2, \theta_1, \theta_2$  эталонной зависимости  $\Delta\varphi[\theta(t)]$ .

Целью эталонного спектрального анализа такой известной эталонной кривой, состоящей из линейной суммы "дрейфа нуля" и первых двух гармоник без помех и шумов, является иллюстрация независимости результата спектрального анализа от избираемого для анализа числа "эталонных" дискретных значений функции  $\Delta\varphi[\theta(t)]$ . Результаты представлены на рис.3 линиями 1<sub>калибр.</sub> и 2<sub>калибр.</sub>. Очевидно, что амплитуды первой ( $\tilde{a}_1=0.02$  рад.) и второй ( $\tilde{a}_2=0.3$  рад.) гармоник эталонной функции  $\Delta\varphi[\theta(t)]$  в форме (9) восстанавливаются одинаково точно из любого дискретного множества точек этой функции в предположении отсутствия помех и шумов. На рис.3 линии 1<sub>калибр.</sub> и 2<sub>калибр.</sub> восстановлены по 9-ти множествам, соответствующим отдельным участкам эталонной функции  $\Delta\varphi[\theta(t)]$  с количеством точек: 8, 16, 20, 25, 30, 35, 40, 46, 49 шт.

Применим эту же методику спектрального анализа неидеальной экспериментальной зависимости, приведённой на рис.6с из [1], которая, априори ясно, засорена помехами и шумами, вносимыми самим экспериментатором. Действительно, он вращает интерферометр вокруг вертикальной оси не равномерно, а нерегулярно-импульсивно. При периоде ( $T=18$  мин) полного оборота (на  $360^\circ$ ) интерферометра автор [1] совершает 24 импульсивных разворота горизонтальной оптической платформы прибора на  $15^\circ$ . На каждый разворот на  $15^\circ$  он тратит, вероятно,  $1 \div 3$  сек, а затем в течение  $40 \div 45$  сек удерживает оптическую платформу в неподвижном состоянии для производства измерения полученной разности фаз ( $\Delta\varphi$ ). Фактически, автор [1] имел дело не с математической моделью (9) функции  $\Delta\varphi[\theta(t)]$  равномерно-вращаемого интерферометра, а с гораздо более сложной комбинацией из суммы 24 фрагментов нестационарного изменения функции  $\Delta\varphi_i[\theta_i(t) = \text{var.}]$  при поворотах прибора на  $15^\circ$  за  $1 \div 3$  сек, разделённых 24 пульсами относительно стационарных значений  $\Delta\varphi_{i+1}[\theta_{i+1}(t) = \text{const}_{i+1}]$  более длительных (по  $40 \div 45$  сек) периодов измерения нового текущего значения  $\Delta\varphi_{i+1}[\theta_{i+1}(t)]$ .

Результаты этого спектрального анализа представлены на рис.3 кривыми 1 и 2. Из хода этих кривых очевидно, что дискретные множества экспериментальных точек в начале цикла измерений мгновенных значений разности фаз (это множества из: 8, 16, 20 и 25 экспериментальных точек, т.е. с 6-й до 18-й минуты съёмки) постепенно с ростом числа точек от 8 до 25 увеличивают "статистическую различимость" второй гармоники от нуля до уровня  $\tilde{a}_2 \approx 0.2$  рад. при одновременном уменьшении фиктивно-высокого уровня амплитуды первой гармоники (ведь первой гармоники с периодом 18 мин в приборе, описанном в [1], не должно быть заметно при стабильности температуры  $0.1$  градус  $C^0$ ). Дальнейшее увеличение численности дискретных значений экспериментальной зависимости  $\Delta\varphi(t)$  с 25 до 49 точек постепенно уменьшает "статистическую различимость" второй гармоники до нуля. На втором периоде поворотного цикла интерферометра получаемые значения амплитуды второй гармоники уменьшаются от  $\tilde{a}_2 \approx 0.2$  рад. почти до нуля ( $\tilde{a}_2 \approx 0.001$  рад.), а при включении в расчёт от 46 до 49 точек становятся нулевыми, см. по кривой 2 на моём рис.3.

Таким образом, выбрав период  $\Delta t$  цикла измерения временной зависимости разности фаз  $\Delta\varphi(t)$  равным  $\sim 36$  мин, т.е. примерно равным двум периодам поворота интерферометра  $\Delta t = 2T$ , автор [1] явно недооценил деструктивную роль фликер-шумов и помех, возникающих в принятой им технологии ступенчато-поворотной техники перестройки прибора

вокруг вертикальной оси. Если добиться непрерывности, равномерности и автоматизации записи отношения сигналов разностного и суммарного каналов по модели  $\Delta\varphi(\theta)=\arccos[(I_{\perp}-I_{\parallel})/(I_{\perp}+I_{\parallel})]$ , то время непрерывной и равномерной записи первого периода экспериментальной зависимости  $\Delta\varphi(t)$  можно снизить до 1÷3 мин. При этом автоматически повышается отношение сигнал/шум до 10÷20 (благодаря устранению нерегулярных прерываний поворота оптической платформы). При выполнении описанных выше мероприятий повышения эффективности прибора с оптоволоконными светоносами, это обеспечит полный успех получения корректных результатов, в которых совокупный (с помехами) гармонический сдвиг полосы интерферометра будет на 90÷95% состоять из сдвига второго порядка (из второй гармоники).

### **9. О температурной стабильности работы интерферометров типа Майкельсона**

В работе [1] со ссылкой на работы Д. Кахила приводятся данные о фантастической чувствительности работы интерферометра с оптоволоконными световодами к изменениям температуры окружающего воздуха, якобы достигающей 130 рад/град. Основанием к подозрению большой температурной нестабильности работы интерферометра на оптоволоконных светоносах в работе [1] стала измеренная гармоническая вариация температуры воздуха около оптоволоконного прибора (см. рис.4а в [1]) с амплитудой 0.02°C и периодом 6 ч. Синфазно с этой зависимостью наблюдается гармонический фазовый сдвиг с амплитудой  $\Delta\varphi_m \sim 1$  рад, происходящий на фоне линейного дрейфа фазы со скоростью  $\sim 3$  рад/ч. Автор [1] правильно пишет, что причина такой нестационарности температуры и фазы прибора не установлена. Однако, никто не доказал, что гармонические фазовые сдвиги с периодом 6 часов как-то связаны с гармоническими вариациями температуры воздуха около оптоволоконного прибора с периодом 6 часов. Мой опыт говорит об отсутствии такой ( $\Delta T \rightarrow \Delta\varphi$ ) причинной связи.

Если бы обусловленность фазы прибора температурой была такой большой, как указано в [1] и работах Кахилла, то путём измерения интерферометром Майкельсона невозможно было бы разрешить амплитуды сдвига  $\sim 0.01$  от ширины полосы, которые приведены в [1]. Сошлюсь на данные из своего опыта. При изменении температуры в лаборатории (г. Обнинск)  $\pm 10^\circ\text{C}$  работа интерферометров с 7-метровыми воздушными светоносами не нарушалась, давая разрешение сдвигов полосы  $\delta A_m \sim 0.01 \div 0.008$ . Так же устойчиво в интервале  $\pm 5^\circ\text{C}$  работали интерферометры с водными и стеклянными светоносами. Единственное заметное влияние на работу интерферометров с 7-метровыми воздушными светоносами оказывала медленно меняющаяся влажность воздуха (при открытых окнах в сырую погоду), но и она при ротации интерферометра с угловой скоростью  $\sim 0.5$  об/мин практически не сказывалась на погрешностях измерений  $A_m$ .

Надо признать, что в природе бытия Земной лаборатории существуют причины, которые возбуждают гармонические изменения температуры во всех средах с амплитудой  $\sim 0.01 \div 0.02$  K° и периодом 6 ч. Видимо одновременно и независимо эти же причины возбуждают изменение геометрических и электродинамических параметров интерферометров с той же периодичностью. Это явление замечал в своих измерениях ещё Миллер. Из своих наблюдений я полагаю, что это связано с влиянием лунных циклов, но требуются дополнительные исследования, не имеющие отношения к данной работе по следующей причине. Поскольку эти явления очень медленные, самым эффективным способом снижения их влияния на точность измерения сдвига интерференционной полосы с помощью поворотного интерферометра с ортогональными плечами является выбор как можно меньшего периода  $T$  вращения интерферометра. Выбор периода  $T \ll 6$  час съёмки гармонических изменений разности фаз, в 100÷300 раз меньшего упомянутого выше 6-часового периода неизвестной причины, возмущающей фазометрические измерения, позволяет во столько же раз снизить его влияние на точность измерения амплитуд гармонических изменений разности фаз. Именно этим путём мне удалось добиться положительности результатов измерений скорости "эфирного ветра" (величиной 140÷480 км/с в зависимости от времени

дня или ночи, см. в [4] рис.2) с помощью поворотных интерферометров типа Майкельсона с ортогональными плечами.

---

- [1] V. Haan, Mach-Zehnder fiber interferometer test of the anisotropy of the speed of light. *Can.J.* **87** 999-1008 (2009)
- [2] V.V.Demjanov, Undisclosed mystery of the great theory, Ushakov State Maritime Academy, Novorossyisk, 1-st ed. 2005, 176 p.; 2-nd ed. 2009, 330 p. (in Russian).
- [3] V.V.Demjanov, Physical interpretation of the fringe shift measured on Michelson interferometer in optical media. *Physical Letters A* 374 (2010) 1110-1112
- [4] V.V.Demjanov, What and how the Michelson interferometer measure. arXiv:1003.2899 v6 (04.03.2011)
- [5] [10] J.Shamir, R.Fox. A new experimental test of special relativity. *Nuovo Cim.*, v.62, No 2, pp.258-264 (1969).
- [6] V.V.Demjanov, Why Shamir and Fox did not detect "aether wind" in 1969? *ViXra* 1008.003 (2 авг. 2010).