

# Совместимость неотрицательности опытов типа Майкельсона&Морли с Лоренц-инвариантными преобразованиями скорости света в движущихся оптических средах

Демьянов В.В.

Новороссийская Государственная Морская Академия

[demjanov@nsma.ru](mailto:demjanov@nsma.ru)

12 января 2012 г.

Из первых принципов релятивистской теории Лоренц-инвариантного сложения скорости света ( $c/n$ ) со скоростью ( $v$ ) движущейся оптической среды, имеющей показатель преломления  $n>1$ , естественным образом выясняется причина возникновения кинетической анизотропии скорости распространения света, фиксируемая более 100 лет в опытах типа Майкельсона&Морли (ММ) ненулевыми амплитудами ( $A_m \neq 0$ ) сдвига интерференционной полосы. Измерения Миллера (1925) и мои эксперименты (1968) показали, что причина этой анизотропии всегда связана с присутствием в светоносной среде поляризующихся частиц, поступательно движущихся относительно неподвижного эфира. Анизотропию показателя  $n>1$  светоносной среды создаёт электродинамическая связь между поляризацией ( $\Delta\epsilon = n^2 - 1$ ) её частиц и поляризацией ( $\epsilon_{\text{aether}} = 1$ ) эфира. Отсутствие анизотропии скорости распространения света в вакууме (в эфире без частиц) доказывается не спорным отнесением опытов ММ к "отрицательным,  $A_m = 0$ ", а напротив, признанием их неотрицательными. В этом случае по реальной экспериментальной зависимости  $A_m(\Delta\epsilon) \neq 0$  легко доказывается отсутствие анизотропии в вакууме в асимптотическом пределе нулевого сдвига полосы  $A_m(\Delta\epsilon \rightarrow 0) \rightarrow 0$  в начале тренда  $A_m(\Delta\epsilon)$ .

Учёт эффектов поляризации светоносных сред: первого порядка "малости"  $(n^2 - 1) \ll 1$  в газах и второго порядка  $(n^2 - 1)^2 \sim 1$ , в более высокопроницаемых средах, играет ключевую роль в предложенной релятивистской интерпретации моих и всех известных опытов типа ММ. Пересмотр расчётов величины  $v$  по ненулевым измерениям  $A_m \neq 0$ , описанным ММ, 1887; Миллером, 1925; Кеннеди, 1926; Иллингвортом, 1927; Йосом, 1930 и многими др., обнаруживает принципиальную их ошибку. Они не учитывали не только релятивистскую структуру  $(n^2 - 1)$  поляризационной активности частиц светоносной среды, но и реальные для неё значения  $n>1$ . В итоге они получали заниженную скорость  $v$  – единицы км/с. Учёт релятивистской структуры только первого  $(n^2 - 1)$  порядка "малости" в газах сразу же выявляет (по ненулевым измерениям  $A_m \neq 0$  перечисленных авторов) реальные скорости "эфирного ветра" в несколько сот км/с.

## 1. Состояние проблемы сегодня

Сегодня накоплены веские экспериментальные доказательства неотрицательности опытов типа Майкельсона&Морли (ММ). Это очевидно по *систематическому* обнаружению ненулевой амплитуды ( $A_m \neq 0$ ) сдвига интерференционной полосы большинством известных экспериментаторов [1-4]. Связь суточных трендов такого сдвига с астрономическими циклами движений Земли [1] указывает на выявление интерферометрами ММ типа с ортогональными светоносными плечами кинетической пространственной анизотропии скорости распространения света, возбуждаемой абсолютным движением Земли в эфирном космосе.

Эксперименты по aberrации света уже почти 300 лет выявляют эфир, как стационарный субстрат. Однако, в исторически первой теории сложения скорости света ( $c/n$ ) в неподвижной среде, со скоростью  $v$  движения этой среды в неподвижном эфире (см. рис.1а), предложенной Френелем в 1825 году, было введено спорное понятие коэффициента  $\alpha = (1 - n^{-2})$  "увлечения эфира" веществом движущейся среды:

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

Введя коэффициент увлечения  $0 \leq \alpha \leq 1$  Френель допустил широкое поле подвижности эфира. Что это противоречило опытам по aberrации света, до меня никто не обращал внимания.

Я покажу ниже, что на самом деле явления "увлечения эфира" в природе нет [1, 4]. В формуле Френеля (1), в действительности, речь идёт об увлечении (вдоль  $v$ ) комплекса световых волн поступательным движением (со скоростью  $v$ ) тех частиц, которые входят в светонесущую зону оптической среды интерферометра. При этом явление "увлечения" оказалось тесно связано с показателем преломления  $n$  среды. Как постепенно стало проясняться в 1870-х годах в теории Максвелла, увлечение светового комплекса обусловлено связью вкладов поляризуемости подвижных частиц ( $\Delta\varepsilon=n^2-1$ ) и поляризуемости неподвижного эфира ( $\Delta\varepsilon_{\text{aether}}=1$ ) в сложной структуре показателя преломления ( $n = \sqrt{\Delta\varepsilon_{\text{aether}} + \Delta\varepsilon} = \sqrt{1 + \Delta\varepsilon}$ ) оптической среды [1].

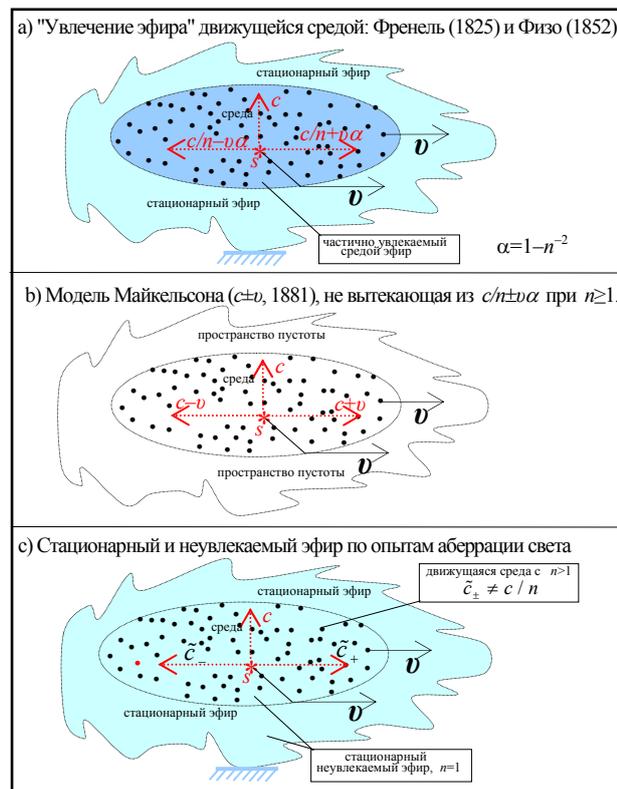


Рис.1. Научно-исторический генез представлений о кинетике сред в эфирном (а, с) и пустом, "безэфирном" (b) пространстве:  
 $v$  – вектор скорости движения среды (или поступательного движения её частиц);  
 $c$  – скорость света в вакууме;  $s$  – источник света.

В 1852 году формула (1) получает экспериментальное подтверждение в опыте Физо, который измерил на движущемся потоке воды ( $n=1.33$ ) значение  $\alpha=0.436$ , совпавшее с теоретическим значением  $\alpha=(1-n^{-2})$  с точностью  $\sim 10^{-2}$ . Доверие к теории Френеля выросло, появились теории распространения света в подвижных средах, в которых коэффициент  $\alpha$  "увлечения эфира" принимает значения " $0 \leq \alpha \leq 1$ ". В частности, в середине 19-го века теория Стокса допускала полное увлечение ( $\alpha=1$ ) эфира телами. Но, согласно (1), значение  $\alpha=1$  реализуется только при  $n=\infty$ . Другими словами, при  $n \rightarrow \infty$  из (1) получается  $\tilde{c}_{\pm} \rightarrow \pm v$ . В другом пределе  $\alpha=0$  при  $n=1$  (в вакууме) из (1) получается  $\tilde{c}_{\pm} = c$ . Следовательно, Майкельсон использовал для интерпретации своих опытов "механическую" инвариантную форму  $\tilde{c}_{\pm} = c \pm v$ , которая не вытекала из асимптотик уже существовавшей тогда теории сложения скоростей (1) в движущихся оптических средах (во всей области реализации параметра  $0 \leq \alpha \leq 1$ ).

Не асимптотика ли (1) при  $n \rightarrow 1$  и  $\alpha \rightarrow 0$ , подстёгиваемая ошибочной интерпретацией опытов типа ММ, как отрицательных, подсказала Эйнштейну второй постулат СТО? Согласно нему в эфире без частиц (в вакууме) должна быть изотропия скорости света  $\tilde{c}_{\pm}(v) = \text{const}$ . Ниже я покажу, что формула (1) Френеля (несмотря на её появление в 1825 году) является правильным

Лоренц-инвариантным первым порядком приближения релятивистской теории сложения скоростей в движущихся средах. Поэтому игнорирование теории сложения скоростей (1), правильно подсказывавшей неприменимость формы  $\tilde{c}_{\pm} = c \pm v$  в оптическом интерферометре с воздушными светоносами, у которых  $n > 1$ , следует считать грубой оплошностью Майкельсона. Она и повлекла за собой ту цепь ошибок интерпретации принципиально положительных опытов типа Майкельсона, которые я критикую уже 40 лет [1, 4]. Любопытно, что невыводимость формы  $\tilde{c}_{\pm} = c \pm v$  из (1) никем не была замечена вплоть до 1968 года [1].

## 2. Экспериментальное доказательство изотропии скорости света в пространстве без частиц методом ненулевого сдвига полосы в интерферометрах ММ типа

Эфирное пространство без частиц (вакуум,  $n=1$ ), действительно, изотропно, но это прямо ненаблюдаемая изотропия, т.к. в эфирной светоносной среде нет поляризующихся подвижных инерциальных объектов. Я доказал это экспериментально (см. рис.2) прямой откачкой воздуха из светоносных зон интерферометра. В процессе этой откачки сдвиг полосы при повышенном и нормальном давлении воздуха наблюдается, но исчезает уже при давлении  $\sim 10$  мм ртутного столба. Оказывается, положительный опыт измерений ненулевых сдвигов ( $A_m \neq 0$ ) интерференционной полосы необходим при нескольких значениях  $n > 1$  разных светоносов интерферометра, чтобы выйти за пределы параметров эфирного светоноса с  $n=1$  из области его изотропии  $\tilde{c}_{\pm}(v) = c$  в область вещественных светоносных сред с  $n > 1$  зоны анизотропии  $\tilde{c}_{\pm}(v) \neq c$  (см. рис.2). Выход в зону чувствительности интерферометра ( $n > 1$ ) позволил мне получить ряд ненулевых значений сдвигов  $A_m$  полосы (см. рис.2), выявивших прямолинейный тренд зависимости  $A_m(n^2 - 1)$  от поляризационно-диэлектрического вклада ( $n^2 - 1 = \Delta\varepsilon$ ) частиц светоносов. Обратный асимптотический спуск этого тренда к  $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$  или к  $n \rightarrow 1$  (т.е. к вакууму) выявляет условие наступления изотропии скорости света  $\tilde{c}_{\pm}(v) = c$  при  $n=1$  по условию  $A_m(\Delta\varepsilon=0) = 0$  (рис.2).

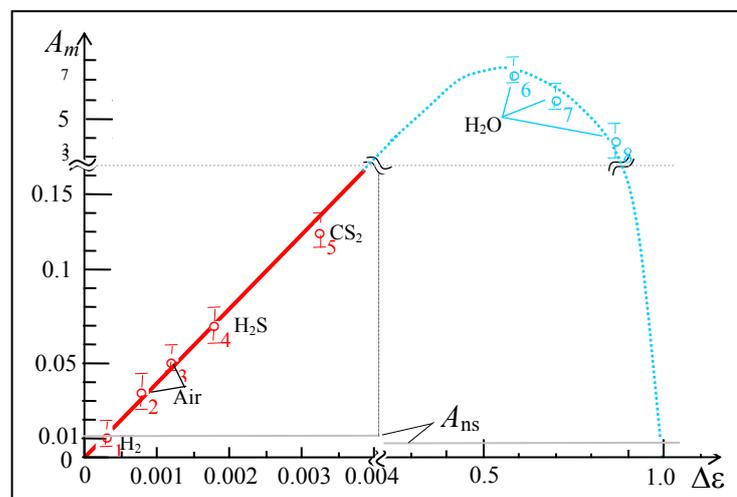


Рис.2. Зависимости  $A_m(\Delta\varepsilon)$  амплитуды  $A_m$  сдвига интерференционной полосы от поляризационного вклада  $\Delta\varepsilon$  частиц в полную проницаемость  $\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$  светоносной среды интерферометра ММ, обнаруженная мной в 1968 году [2]: точки 1–5 получены при  $l=6$  м и  $\lambda=6 \cdot 10^{-7}$  м, а точки 6–8 – при  $l=30$  см на длинах волн  $\lambda_6=1.2 \cdot 10^{-6}$  м,  $\lambda_7=6 \cdot 10^{-7}$  м,  $\lambda_8=3 \cdot 10^{-7}$  м, соответственно. Положение точек 6–8 приведено к единому отношению  $l/\lambda=10^7$ , характерному для измерений на интерферометре с газовыми светоносителями.  $A_{ns}$  – средний уровень амплитуд шумового дрожания интерференционной полосы. Асимптотический предел зависимости  $A_m(\Delta\varepsilon \rightarrow 0) \rightarrow 0$  ненулевого сдвига полосы на интерферометре ММ выявляет отсутствие анизотропии скорости света в эфире без частиц (в вакууме) при  $\Delta\varepsilon=0$  или  $n=1$ .

Согласно теории Максвелла, свет по-разному поляризует частицы и эфир в зависимости от угла между  $v \wedge c$ , возбуждая пространственную дисперсию показателя преломления  $n(v \wedge c) \neq \text{const}$ . В разных направлениях пространства величина показателя преломления  $n(v \wedge c) > 1$  различна. Интерферометр ММ в процессе разворота на  $90^\circ$  чувствует эту анизотропию, показывая ненулевые сдвиги интерференционной полосы. И только в абсолютном вакууме (при от-

сутствии частиц в светоносных зонах интерферометра) наблюдается нулевой сдвиг полосы, потому что поляризация "чистого" эфира по всем направлениям распространения света одинакова:  $n_{\text{aether}}(v^{\wedge}c)=1$ ;  $(c/n)=c$ , а анизотропия скорости света отсутствует.

С 1881 года все полагали, что прибор Майкельсона может чувствовать анизотропию пространства при  $n=1$ : и в воздухе (Майкельсон&Морли, 1887; Миллер, 1925); и в гелии (Кеннеди, 1926); и в лабораторном вакууме (Иллингворт, 1927; Йоос, 1930 и др.). В результате такой нерелятивистской интерпретации опытов наблюдение ненулевых сдвигов полосы приводило к сильно заниженным (до единиц км/с) или даже нулевым значениям  $v$  (в вакууме), сформировавшим миф об "отрицательности" опытов типа Майкельсона. Учёт эффектов поляризации частиц в газах даже только в первом порядке ( $n^2-1$ ) "малости" даёт для  $v$  реальные сотни км/с [1].

Не знал Майкельсон и того, что для обработки результатов ненулевых измерений  $A_m \neq 0$  требуется не противоречащая принципу соответствия форма  $(c \pm v)$ , а релятивистское определение скорости распространения света ( $\tilde{c}_{\pm} = c/n \oplus v$ ) в движущейся со скоростью  $v$  вещественной части светоносной среды, как показано на рис.1с [1]. Здесь и далее:  $\oplus$  – оператор релятивистского сложения скоростей;  $c$  – скорость света в вакууме ( $n=1$ .) без частиц;  $c/n$  – скорость света в неподвижной среде с частицами, делающими  $n>1$ . Часть среды, связанная с поступательно движущимися в эфире частицами, имеет поляризационный вклад ( $\Delta\varepsilon>0$ ), который дополняет константный поляризационный вклад эфира ( $\Delta\varepsilon_{\text{aether}}=1$ .) и взаимодействует с ним, делая  $n>1$ . Ни Майкельсон, ни Миллер не догадывались о необходимости учёта этой сложной бинарно-поляризующейся структуры ( $n^2=\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$ ). Поэтому использованное экспериментаторами 1881÷1930-х годов ошибочное выражение  $(c \pm v)$ , вместо релятивистского правила ( $\tilde{c}_{\pm} = c/n \oplus v$ ) определения скорости света в движущейся среде, оказалось далёким от реалий земного опыта (см. рис.3).

### 3. Экспериментальная аномалия сдвига интерференционной полосы в области значений $n=\sqrt{2}$

На рис.3 представлена другая форма зависимости  $A_m(\Delta\varepsilon)$  амплитуды  $A_m$  сдвига интерференционной полосы от поляризационного вклада  $\Delta\varepsilon$  частиц светоносной среды. Она дана в двойном логарифмическом масштабе для того, чтобы ярко показать три явления.

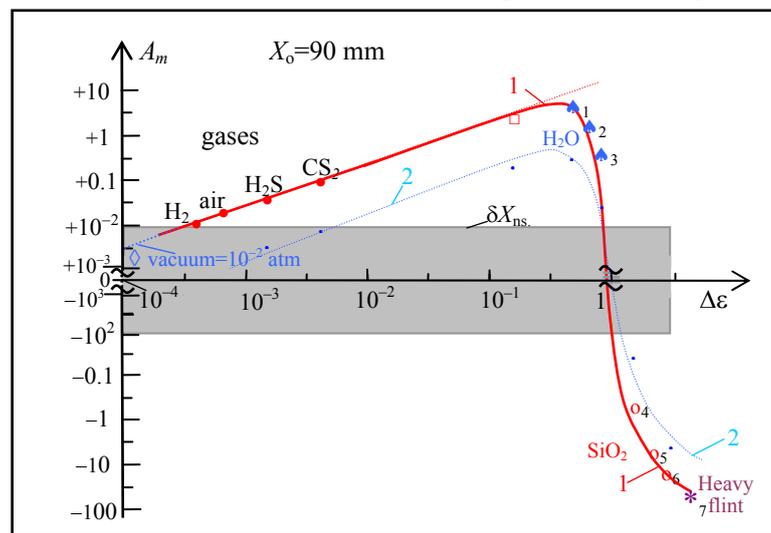


Fig.3. Dependences  $A_m(\Delta\varepsilon)$  of relative amplitude  $A_m=X_m/X_0$  shift of the interference fringe on the screen of a kinescope with involvement  $X_0=90$  mm from contribution  $\Delta\varepsilon$  of particles in full dielectric permeability ( $\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$ ) light carriers of the MM type device obtained on different beams of light carriers:

$\diamond$  – vacuum,  $10^{-1}$  atm.;  $\bullet$  – gases;  $\blacktriangle$  – water;  $\square$ ,  $\circ$  – fused quartz;  $*$ ,  $\ast$  – glass "heavy flint glass" (ТФ-5) on blue beam (all experimental values are given to  $l_{\perp}=6,0$  м и  $\lambda=6\cdot 10^{-7}$  м). Curve 1 corresponds to  $A_{m\max}$ , but curve 2 –  $A_{m\min}$ . Amplitudes  $A_{m\max}$  correspond to projection (approximate 480 km/c) speed of "aether wind" on horizontal plane of device, and amplitudes  $A_{m\min}$  – projects approximate 140 km/c (at the Obninsk latitude).  $X_0=90$  mm – width of the interference fringe on the screen of a kinescope.  $\delta X_{ns}$  – noise-jitter of the interference fringe on the screen of a kinescope. Observance of amplitudes  $A_{m\max}$  and  $A_{m\min}$  is always shifted to local time for 12 hours.

*Во-первых*, как смотрится зависимость  $A_m(\Delta\varepsilon)$  в 4-порядковом динамическом диапазоне изменения оси  $A_m$  и оси  $\Delta\varepsilon=\varepsilon-1$ . *Во-вторых*, что зависимость  $A_m(\Delta\varepsilon)$  выявляет асимптотическое значение  $A_m=0$  (т.е. потерю чувствительности интерферометра) при  $\Delta\varepsilon\rightarrow 0$  только при линейной шкале  $\Delta\varepsilon$  на рис.2, а по логарифмической шкале  $\Delta\varepsilon$  рис.3 эта асимптотика не видна. *В-третьих*, что в интерферометре типа ММ зависимость  $A_m(\Delta\varepsilon)$  имеет положительный знак сдвига интерференционной полосы при  $\Delta\varepsilon<1$ , а при  $\Delta\varepsilon>1$  – отрицательный знак, так, что в окрестности  $\Delta\varepsilon=1$  сдвиг полосы отсутствует, интерферометр здесь второй раз теряет чувствительность после того, как в первый раз он терял её при  $\Delta\varepsilon=0$  (в вакууме).

Только в конце 1960-х годов впервые было показано [1, 3], что для правильной обработки измерений ненулевой амплитуды  $A_m\neq 0$  сдвига полосы потребуется релятивистское правило сложения скоростей ( $c/n\oplus v$ ), содержащее реальные значения  $n>1$ . При этом согласующаяся с астрономическими измерениями 20-го века величина скорости частиц оптической среды интерферометра (несколько сот км/с) получается при специальном учёте структуры вклада поляризации частиц  $\Delta\varepsilon=\varepsilon-1>0$  светоносов, каким бы малым он не оказался в эксперименте [1, 4].

Так, для правильной интерпретации результатов измерений в воздушной оптической среде, для которой  $\varepsilon\approx 1.0006$  (например, в опытах ММ, Миллера [2] и моих [1, 4]), обязательен отдельный учёт поляризационного вклада частиц воздуха ( $\Delta\varepsilon\approx 0.0006$ ) с точностью до 4-го знака после запятой. В случае же измерений в лабораторном вакууме (как, например, в опытах Негтманн S., Nagel M. и др., 2009 год [3] с разрежением  $\sim 10^{-9}$  атм.) требуется точность учёта вклада частиц ( $\Delta\varepsilon\approx 0.0000000000006$ ) до 13-го знака после запятой [4].

Неучёт поляризационного вклада ( $\Delta\varepsilon>0$ ) частиц воздуха Майкельсоном (1881 и 1887) и Миллером (1926) в [2] давал  $\sim 40$ -кратно заниженные значения ( $3\div 12$  км/с) измеренной ими горизонтальной проекции скорости  $v$  (т.к.  $\Delta\varepsilon^{-1/2}=0.0006^{-1/2}\approx 40$  [1, 4]). Неучёт  $\Delta\varepsilon>0$  лабораторного вакуума в [3] привёл соответственно к миллионкратному занижению скорости  $v$  (до смешотворных значений единиц микронов в секунду [4]). Правильный учёт поляризационного вклада  $\Delta\varepsilon\neq 0$  частиц светоносов ММ всегда даёт скорость  $v$  несколько сот км/с, будь они из лабораторного вакуума, из воздуха или из любых других оптических сред [4]. В частности, на  $56^\circ$  NS величина горизонтальной проекции скорости  $v$  изменялась в интервале значений  $140\div 480$  км/с (в зависимости от времени измерений днём или ночью) [1, 4]. Приведённые данные были получены мной на разных оптических средах, проницаемость которых я изменял в самом широком (из известных сегодня) интервале значений  $1.000006<\varepsilon<3.5$ .

В работах [1, 3, 4] были сделаны первые попытки объяснения ненулевого сдвига интерференционной полосы использованием не Галилеева ( $c\pm v$ ), а Френелева правила сложения скоростей ( $c/n\pm\alpha v$ ), где  $\alpha=(1-n^{-2})$  – константа. Отсутствие Лоренц-инвариантности формы ( $c/n\pm\alpha v$ ) для эффектов второго порядка  $v^2/c^2$  в интерферометре ММ не обеспечивает правильного описания всех особенностей экспериментальной зависимости  $A_m(\Delta\varepsilon)$ , показанной на рис.2 и 3, без искусственного внесения дополнительных квадратичных (по  $v^2/c^2$ ) поправок в форме "треугольника Лоренца" и "Лоренцева сокращения" [1].

Ниже показано, что правильное описание экспериментальной зависимости рис.2 и 3 получается из первых принципов релятивистского сложения скоростей ( $c/n\oplus v$ ). В разложении (7) этой формы по  $v/c$  естественным образом появляется учёт поляризационного вклада частиц в форме коэффициента Френеля  $\alpha=(n^2-1)/n^2=\Delta\varepsilon/\varepsilon$ , который присутствует и в первом ( $k=1$ ), и во втором ( $k=2$ ), и во всех последующих ( $k$ ) порядках отношения  $v^k/c^k$ , см. формулу (7). Это сообщает новое физическое содержание описываемого явления увлечения света (светового комплекса) движущимися в неподвижном эфире частицами подвижной среды. Прежнее толкование  $\alpha$ , как коэффициента "увлечения эфира" оказалось не правильным [1], т.к. неподвижный эфир неподвластен никаким формам движения и увлечения.

#### 4. Малоизвестные свойства Лоренц-инвариантного описания динамической анизотропии скорости света в опытах с движущимися оптическими средами

Если правило  $c \oplus v$  рассматривать в вакуумном пределе (в отсутствие частиц, когда  $n=1$  и  $c/n=c=c_0$ ), то несмотря на взаимное движение со скоростью  $v$  двух абстрактных инерциальных систем отсчёта (ИСО) – абстрактных по той причине, что в вакууме нет инерциальных элементов для ИСО – скорость света и в неподвижной ИСО<sub>0</sub> ( $c_0$ ), и в движущейся ИСО' ( $\tilde{c}_\pm$ ) оказывается одинаковой. Это математически следует из формулы релятивистского правила сложения скорости света в неподвижной ИСО<sub>0</sub> со скоростью  $v$  движущейся ИСО'. Действительно, согласно этому релятивистскому правилу, в эфире (вакууме) скорость света  $\tilde{c}_\pm$  в движущейся ИСО' получается одинаковой со скоростью света в неподвижной ИСО<sub>0</sub> ( $c_0=c$ ):

$$\tilde{c}_\pm = c \oplus v = \frac{c \pm v}{1 \pm cv/c^2} = \frac{c \pm v}{1 \pm v/c} = c = c_0. \quad (2)$$

Если теперь осуществить транзитивно-обратное преобразование (для вариации  $\delta c = -v$ ) скорости  $\tilde{c}_\pm$  из движущейся ИСО' в неподвижную ИСО<sub>0</sub>, где скорость света заранее известна как  $c_0$ , то из (2) для  $-v$  в процессе преобразования, получаем в ИСО<sub>0</sub>:

$$c_0 = \tilde{c}_\pm \oplus (-v) = \frac{\tilde{c}_\pm \mp v}{1 \mp \tilde{c}_\pm v/c^2} = \frac{c \mp v}{1 \mp v/c} = c = c_0. \quad (3)$$

Так и должно было получиться при возврате в исходную неподвижную ИСО<sub>0</sub>, в которой априори было определено значение  $c_0=c$ . Формула (3) в её узком толковании была открыта в 1904-ом году Пуанкаре [6, 7]. В ней знак "+" соответствует совпадению направлений векторов  $c$  и  $v$ , а знак "-" – их противоположности. Эта схема сложения является следствием известных групповых преобразований Лоренца, выявляющих поправку к классическим (галилеевым) преобразованиям в форме Лоренц-фактора  $\sqrt{1-v^2/c^2}$ . На основе (3) формулируется и доказывается часть второго постулата СТО (скорость света в вакууме *одинакова* во всех ИСО). В идеальном вакууме без частиц ( $n=1$ ) вероятно это всегда так.

Однако, к середине 20-го века, благодаря обширной практике измерения скоростей света в разных оптических средах с показателем  $n>1$ , было доказано, во-первых, что скорость света в средах с разными  $n>1$  *различна*, и, во-вторых, выявлено более общее правило релятивистского определения скорости света в движущейся среде:

$$\tilde{c}_\pm = c/n \oplus v = \frac{(c/n) \pm v}{1 \pm \frac{vc/n}{c^2}} = \frac{(c/n) \pm v}{1 \pm v/(nc)}. \quad (4)$$

Здесь очевидно неравенство  $\tilde{c}_\pm \neq c/n$ . Что имеет место неравенство  $\tilde{c}_\pm \neq c/n$  в реальной оптической среде с  $n>1$ , т.е. на неравенство скоростей света в неподвижной и движущейся средах, впервые было обращено внимание в [1]. Именно (4) должно рассматриваться первоисточником (3), т.к. формула (3) вытекает из (4) при  $n=1$ , а не наоборот. Лоренц-инвариантность формулы (4) в отношении комплекса  $c/n$  в ИСО<sub>0</sub> и ИСО' обычно доказывают так. Как и в случае (3), совершают транзитивно-обратное преобразование (для вариации  $\delta c = -v$ ) скорости  $\tilde{c}_\pm$  из движущейся ИСО' в неподвижную ИСО<sub>0</sub>, в которой скорость света заранее известна как  $c/n$ :

$$c/n = \tilde{c}_\pm \oplus (-v) = \frac{(\tilde{c}_\pm \mp v)}{1 \mp \tilde{c}_\pm v/c^2} = c/n, \quad (5)$$

Так и должно было получиться при возврате в исходную неподвижную ИСО<sub>0</sub>, в которой априори было определено значение скорости света  $c/n$ . Однако, на специально отмеченный выше промежуточный результат прямого преобразования (4):

$$\left[ \tilde{c}_{\pm} = \frac{(c/n) \pm v}{1 \pm v/(nc)} \right] \neq [c/n = c_0], \quad (6)$$

выявляющий очевидное неравенство скоростей света в неподвижной и движущейся оптических средах с  $n > 1$ , почему-то никогда не акцентируют внимания. А именно (6) указывает на неистребимое существование динамической (подвижной) анизотропии скорости света в оптических средах, движущихся относительно неподвижного эфира со скоростью  $v$ . Неравенство (6) объясняет причину, почему опыты ММ принципиально реализуемы как положительные в уединённой движущейся лаборатории, т.е. обнаруживающие абсолютное движение лаборатории (вместе со светонесущими средами интерферометра) относительно неподвижного эфира.

Недавно я обнаружил, что релятивистское выражение (4) скорости света в движущейся среде помимо Лоренц-инвариантности в форме (5), которую я назову целостной инвариантностью, обладает так же приближённой Лоренц-инвариантностью отдельных своих частей при их обратном преобразовании. Для этого разложим правую часть (4) в ряд по малому параметру  $v/c < 10^{-3}$ :

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n} \left[ \left(1 \pm \frac{v}{c} n \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \pm \frac{v^3}{c^3} \frac{1}{n} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{v^4}{c^4} \frac{1}{n^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \pm \dots - (\mp 1)^k \frac{v^k}{c^k} \frac{1}{n^{k-2}} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \right]. \quad (7)$$

Первые два члена этого ряда, как известно [5, 6], дают дорелятивистскую формулу Френеля  $\tilde{c}_{\pm} = c/n \pm v\alpha$ , где  $\alpha = (1 - n^{-2}) = \Delta\varepsilon/\varepsilon$ . Этот результат относят к одному из первых достижений СТО, давшей феноменологический вывод этой формулы из исходных принципов СТО [6, 7].

Если правую часть в (7) ограничить двумя членами ряда и выполнить обратное преобразование этой формулы по (5), тоже ограниченное учётом только членов первого порядка  $v/c$ , то в неподвижной среде получается результат  $\tilde{c}_{\pm} = c/n$  (с погрешностью  $\sim v/c$ ). Иначе говоря, классическая формула Френеля в рамках приближения, ограниченного учётом только членов первого порядка  $v/c$ , оказывается Лоренц-инвариантной (с погрешностью  $\sim v/c$ ). Известно, что в опытах Физо (для отношения  $v/c \sim 10^{-7}$  на воде) была подтверждена формула Френеля с погрешностью  $\sim 10^{-2}$ . Это объясняет успех всех известных опытов типа Физо, в которых уверенно доказана неодинаковость скоростей распространения света в подвижных и неподвижных оптических средах (жидких и твёрдых).

Если аналогично прямое преобразование скоростей в (7) ограничить тремя членами ряда, включающими первый и второй порядки отношения  $v/c$ :

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n} \left[ \left(1 \pm \frac{v}{c} n \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \right) \right], \quad (8)$$

то, выполнив обратное преобразование (8) по (5), ограниченное здесь учётом членов только первого и второго порядков  $v/c$ , мы вновь получим тот же результат  $\tilde{c}_{\pm} = c/n$ .

Значит, уточнённая (сохранением членов второго порядка  $v^2/c^2$ ) формула Френеля (8) становится приближённо инвариантной относительно параметра  $\tilde{c}_{\pm} = c/n$  (с погрешностью в движущейся в космосе земной лаборатории  $v^2/c^2 \sim 10^{-6}$ ). Это даёт потенциальную основу для экспериментального сравнения скоростей распространения света в неподвижных и инерциально движущихся оптических средах с помощью применения формулы (8) для интерпретации измерений на интерферометре типа ММ. Эта программа была выполнена мной (см. [1] и [4]). Я проверил, что удержание в (7) любых первых  $k$  членов разложения всегда даёт при обратном преобразовании по (5) одинаковый результат  $\tilde{c}_{\pm} = c/n$ , инвариантный для подвижных и неподвижных сред, если преобразование по (5) ограничивать учётом соответствующих  $k$  членов разложения (7). Естественно, что применение ограниченного  $k$  членами ряда (7) описания процессов справедливо с погрешностью порядка  $v^k/c^k$ .

Вывод большого практического (экспериментального) значения для опытов на интерферометрах ММ-типа следует из приведённого анализа точной формулы (4) релятивистского сравнения скоростей света в движущихся и неподвижных оптических средах с помощью раз-

ложения (7). Обе формы (4) и (7) при обратном преобразовании по (5) оказываются Лоренц-инвариантными: первая точно, а вторая приближённо (с погрешностью порядка  $v^k/c^k$ ) в интервале усечений целыми числами  $1 \leq k \leq \infty$ . Очевидно, что экспериментальная проверка Лоренц-инвариантности полной формы (5), как видно из её разложения (7), требует сохранения чувствительности интерферометра ко всем  $k$  частям разложения (7) по  $k$ -степеням  $v/c$ . В интерферометрах типа ММ все члены разложения (7) с нечётными  $k$  симметрично скомпенсированы, поэтому выпадают [1].

Чувствительность интерферометра ММ к конечному сдвигу ( $A_m \neq 0$ ) интерференционной полосы при повороте вокруг вертикальной оси в принципе сохраняется для чётных степеней  $k$  (0, 2, 4, 6, ...). Член с  $k=2$  в земных условиях порядка малости  $v^2/c^2 \sim 10^{-6}$ , поэтому прибор типа ММ его ещё чувствует. Но члены с  $k=4$  (имеющие порядок малости  $v^4/c^4 \sim 10^{-12}$ ) и выше остаются за порогом его чувствительности. Значит, прибор типа ММ не может отображать весь спектр эффектов, описываемых членами с  $k > 2$  ряда (7).

Так как в интерферометрах ММ-типа эффекты первого порядка  $v/c$  идеально скомпенсированы, наблюдаемые на них амплитуды  $A_m \neq 0$  соответствуют сдвигу полосы от эффектов второго порядка  $v^2/c^2$ . Об этом же свидетельствует и спектральный анализ гармонической функции смещения полосы, имеющей в 2 раза более короткий период, чем период поворота интерферометра вокруг вертикальной оси. В [1, 4] убедительно показано на интерферометрах с разными светоносами (газообразными, жидкими и твёрдыми), что точности  $v^2/c^2 \sim 10^{-6}$  описываемых Лоренц-инвариантной формулой (7) эффектов вполне достаточно для обнаружения горизонтальной проекции скорости ( $\sim 140 \div 480$  км/с) движения земной лаборатории относительно эфира.

## 5. О светоносной среде, как области взаимодействия движущейся (частицы среды) и неподвижной (эфир) инерциальных систем отсчёта

(отсутствие в природе явления увлечения эфира)

"Наблюдатель разумный" Земной лаборатории не нуждается в поиске внешней инерциальной системы отсчёта (попросту – внешнего реперного тела) для обнаружения и измерения своего абсолютного движения, если пользуется современным опытом электродинамики Максвелла [1]. Согласно её материальным уравнениям, поляризация оптических сред светом двояко проявляется в их проницаемости  $\varepsilon = n^2$ , имеющей бинарную структуру  $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$  [1, 4]. С первым вкладом  $1 = \varepsilon_{\text{aether}}$  этой формы Максвелла связана поляризация неподвижного эфира, который пространственно вездесущ, со вторым вкладом  $\Delta\varepsilon > 0$  он связывал поляризацию частиц, сообщающую оптической среде проницаемость  $\varepsilon = (\varepsilon_{\text{aether}} + \Delta\varepsilon) > 1$ . Наконец, в этой теории величина  $\varepsilon$  непосредственно определяет скорость света в среде. В неподвижной среде скорость света  $c_0 = c/n = c/\sqrt{\varepsilon}$ , где  $c$  – скорость света в вакууме без частиц (при  $n=1$ ). В движущейся среде, согласно (4) и (6), скорость света иная:  $\tilde{c}_{\pm} = [(c/n) \pm v] / [1 \pm v/(nc)] \neq c_0$ ; очевидно, что она (т.е.  $\tilde{c}_{\pm}$ ) не равна скорости света  $c_0 = c/n$  в неподвижной среде. Частицы среды могут быть как неподвижными в эфире, так и поступательно движущимися относительно него со скоростью  $v$ , как это имеет место для всех частиц Солнечной системы, значит, и Земли.

Бинарная структура  $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$  является результатом поляризационных реакций разных субстратов, образующих две инерциальные системы отсчёта (ИСО), всегда односторонне сосредоточенные в недрах любой оптической среды с частицами. Одна из них (ИСО<sub>0</sub>) связана с неподвижным эфиром, существующим везде во Вселенной, а вторая, как правило, подвижная (ИСО'), локально связана с частицами лабораторного детектора движения – светоносной среды прибора ММ. Таким образом, в любой земной лаборатории с локально неподвижными друг относительно друга механическими узлами прибора ММ (источник света, плечи интерферометра, частицы светоносных сред, "наблюдатель" и т.п.) односторонне всегда присутствуют две инерциальные системы отсчёта. С точки зрения Максвелловской электродинамики "наблюдатель разумный" земной лаборатории благодаря интерферометру ММ всегда имеет под рукой две ИСО, разрешающие

абсолютную скорость своего движения. С этой точки зрения теории Максвелла, движение частиц (ИСО') относительно светоносного неподвижного эфира (ИСО<sub>0</sub>) частично увлекает световую волну, но не эфир. Явления увлечения эфира в природе не существует, т.к. эфиру смещаться не в чем, т.е. до эфира (без эфира, помимо эфира) пустого пространства в природе не существует.

Уточним их местоположение. Одна из них ИСО<sub>0</sub>( $\nu \neq 0$ ) как бы упокоена в поперечном плече интерферометра ММ условием ортогональности  $c \perp \nu$  складываемых скоростей. Другая ИСО'( $\nu \neq 0$ ) продольного плеча интерферометра ММ движется вдоль  $\pm c$  со скоростью  $\nu \parallel c$ . Этих двух ИСО достаточно для измерения скорости абсолютного движения лаборатории. Никакой помощи третьего внешнего инерциального ориентира собственного движения, как полагали Галилей в классической теории относительности и Эйнштейн в СТО, не требуется. В этом суть новой теории относительности абсолютных (собственных) движений любых уединённых инерциальных тел, безотносительно к посторонним движениям других тел (эта "новая" теория относительности почти эквивалентна теории Лоренца). Именно благодаря этим двум ортогональным ИСО интерферометр ММ с ортогональными плечами подчиняется форме (8) и имеет положительную реакцию при развороте на  $90^0$  (т.е. имеет естественный ненулевой сдвиг интерференционной полосы).

Я обратил внимание на это новое свойство Лоренц-инвариантных преобразований в форме (4)-(8) в 1970 году [1]. Это позволило мне понять практически все причины неудач прежних опытов Майкельсона, Миллера и др. и доказать своими экспериментами принципиальную положительность опытов типа ММ со светоносными оптическими средами во всём широком интервале их проницаемостей  $1.000005 < \epsilon < 3.5$  (см. рис.2 и 3 и [1, 4]).

### 6. Лоренц-инвариантное определение скорости движения $\nu$ оптических сред с $n > 1$ . по результатам измерения ненулевой амплитуды сдвига полосы ( $A_m \neq 0$ ) с помощью интерферометров типа ММ

К 1970-му году мне удалось сконструировать формулу ожидаемой из эксперимента относительной амплитуды  $A_m$  смещения интерференционной полосы. Дело в том, что классическая схема лучевой оптики ( $t_{\parallel} = L_{\parallel} / \tilde{c}_{+} + L_{\parallel} / \tilde{c}_{-}$ ;  $t_{\perp} = L_{\perp} / \tilde{c}_{+} + L_{\perp} / \tilde{c}_{-}$ ;  $\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel}$ ) для определения запаздывания  $\Delta t$  света в ортогональных плечах интерферометра ММ при использовании дорелятивистского выражения Френеля для скорости света в лабораторной системе отсчёта:

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n} \left[ 1 \pm \frac{\nu}{c} n \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) \right], \quad (9)$$

давала выражение разности времён запаздывания ортогональных лучей в виде очень сложной функции, учитывающей полную проницаемость ( $\epsilon$ ) среды и её часть ( $\Delta\epsilon = n^2 - 1$ ), связанную с поляризацией частиц (без учёта поляризации эфира):

$$\Delta t = \frac{(L_{\parallel} + L_{\perp}) \nu^2}{c^2} F(\epsilon, \Delta\epsilon, \Delta\epsilon^2). \quad (10)$$

Эта форма не передавала всех закономерностей экспериментальной зависимости на рис.3. Пришлось ввести в неё поправки на эффекты второго порядка  $\nu^2/c^2$ . Для этого дополнительно я ввёл Лоренц-сокращение длины  $L_{\parallel}$  продольного плеча и поправил длину  $L_{\perp}$  поперечного плеча "треугольником Лоренца", как подробно описано в [1]. В итоге после учёта в выражении амплитуды сдвига полосы  $A_m = c\Delta t/\lambda$  через  $\Delta t$  получилась зависимость  $A_m(\Delta\epsilon)$ :

$$A_m(\epsilon) = \frac{2L}{\lambda\sqrt{\epsilon}} \frac{\nu^2}{c^2} \Delta\epsilon(1 - \Delta\epsilon). \quad (11)$$

Зависимость (11) описывает все обнаруженные особенности измеренной мной кривой  $A_m(\Delta\varepsilon)$ , см. рис.2 и 3. В частности, воспроизводятся три главных признака экспериментальной кривой  $A_m(\Delta\varepsilon)$  на рис.2 и 3 [1, 4]:

1) линейный рост  $A_m$  при увеличении вклада  $\Delta\varepsilon$  поляризации частиц газообразных светонесущих сред, имеющих  $\Delta\varepsilon \ll 1$  (рост  $A_m$  по рис.1 пропорционально  $\Delta\varepsilon$ :  $o_1$  – водород;  $o_2$  – воздух при давлении 1 атм. и 40% влажности;  $o_3$  – то же при давлении 2 атм.;  $o_4$  – газ  $H_2S$ ;  $o_5$  – газ  $CS_2$ );

2) обратное асимптотическое стремление экспериментальной зависимости  $A_m(\Delta\varepsilon)$  к нулю при устремлении  $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$ , например, разрежением воздуха (см. на рис.1:  $o_1$  – воздух при давлении 0.5 атм. или водород, имеют  $\Delta\varepsilon \sim 0.0003$ ; при разрежении воздуха до  $\sim 0.1$  атм. или на гелии  $\Delta\varepsilon$  снижается до  $\sim 0.00005$ , поэтому интерферометр теряет чувствительность, т.е. амплитуда  $A_m$  не различима на фоне шумов  $A_{ns}$ );

3) смена знака экспериментальной зависимости  $A_m(\Delta\varepsilon)$  при  $\Delta\varepsilon=1$  (на рис.2 знак  $A_m$  на газах и воде положительный, т.к.  $\Delta\varepsilon < 1$ , а на плавном кварце отрицательный, т.к.  $\Delta\varepsilon > 1$ ).

Естественно, что аналогичная формула Майкельсона [2]:

$$A_m = \frac{2L v^2}{\lambda c^2} \quad (12)$$

ничего подобного в поведении экспериментальных зависимостей  $A_m(\Delta\varepsilon)$  передать не могла хотя бы потому, что в ней нет учёта  $n=\sqrt{\varepsilon}$  и  $\Delta\varepsilon=\varepsilon-1$ . Поэтому почти целое столетие формула Майкельсона заводила в тупик все попытки интерпретации экспериментов как самого Майкельсона (1981, 1987, 1926), так и Миллера (1925), Кеннеди (1926), Иллингворта (1927), Писа (1930), Йооса (1930), Шамира и Фокса (1968), Триммера (1973), Neumann S., Nagel M. и др. (2009).

Теперь выяснилось, что использование приближённой (с погрешностью  $\sim 10^{-6}$ ) Лоренц-инвариантности формулы (8) для  $\tilde{c}_{\pm(8)}$ , учитывающей второй порядок отношения  $v^2/c^2$  при расчёте запаздывания в плече, параллельном  $v$ , сразу даёт искомую структуру формулы (11):

$$t_{\parallel} = \frac{L_{\parallel}}{\tilde{c}_{+(8)}} + \frac{L_{\parallel}}{\tilde{c}_{-(8)}} = \frac{2Ln}{c} \left[ 1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{\Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon)}{\varepsilon} \right], \quad (13)$$

в виде, не требующем никаких других поправок к геометрооптическому расчёту времён  $t_{\parallel}$  и  $t_{\perp}$ . Действительно, применение формулы (8) к расчёту запаздывания в плече  $L_{\perp}$ , перпендикулярном  $v$  (когда  $v_{\perp} = 0$ , а  $\tilde{c}_{\pm(v_{\perp}=0)} = c/n$ ), оказывается достаточным и для этого плеча

$$t_{\perp} = \frac{L_{\perp}}{\tilde{c}_{+(v_{\perp}=0)}} + \frac{L_{\perp}}{\tilde{c}_{-(v_{\perp}=0)}} = \frac{2L_{\perp}n}{c}, \quad (14)$$

чтобы не вносить в него "релятивистские" поправки типа "Лоренцева треугольника" и Лоренцева сокращения длины этого плеча, которые уже были учтены в релятивистской форме (13).

После вычитания из (14) выражения (13) получаем окончательную формулу для  $\Delta t$  (для  $L_{\perp} = L_{\parallel} = L$ ):

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} = \frac{2L v^2}{c\sqrt{\varepsilon} c^2} \Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon). \quad (15)$$

Подстановка (15) в выражение  $A_m = c\Delta t/\lambda$  даёт искомую зависимость (11), описывающую экспериментальную кривую  $A_m(\Delta\varepsilon)$  для амплитуды  $A_m$  сдвига интерференционной полосы от  $\Delta\varepsilon$  [1], которая полно представлена на рис.2 и 3.

## 7. Незаметная причина, которая уменьшала и даже обнуляла сдвиг $\Delta X_m$ интерференционной полосы во многих экспериментах типа Майкельсона

Из полученной формулы (15), хорошо передающей все основные закономерности измеренной мной (рис.3) зависимости сдвига полосы  $\Delta X_m(\Delta\varepsilon)$ , следует очень важный для практики вывод. Знак сдвига полосы  $\Delta X_m$  для оптической среды плеч интерферометра, имеющей  $\varepsilon < 2$ , противоположен знаку сдвига полосы для оптической среды плеч интерферометра, имеющей  $\varepsilon > 2$ . Это значит, что если в плечах интерферометра действуют одновременно два сорта светоносных участков с  $\Delta\varepsilon' < 1$  и с  $\Delta\varepsilon'' > 1$  длиной  $\Delta L'$  и  $\Delta L''$ , то они, согласно (15), будут конкурировать между собой в каждом плече по правилу:

$$\Delta L' \Delta\varepsilon'(1 - \Delta\varepsilon') + \Delta L'' \Delta\varepsilon''(1 - \Delta\varepsilon'') . \quad (16)$$

Этот эффект я впервые обнаружил экспериментально в 1970 году, заметив его вначале по двум причинам снижения чувствительности интерферометра Майкельсона к фиксируемому сдвигу  $\Delta X_m$  полосы:

1) установка в приборе с воздушными светоносами поперёк лучей стеклянных пластинок (в качестве фазовращателей и фазо-компенсаторов) снижает наблюдаемый сдвиг полосы по сравнению со случаем отсутствия таких пластинок;

2) увеличение толщины ( $> 1$  мм) стеклянных подложек для изготовления полупрозрачной пластинки, бифурцирующей луч, снижает сдвиг полосы по сравнению со случаем, когда толщина этой пластинки не превышает  $0,1 \div 0,2$  мм;

3) установка отражающих зеркал, обращённых стеклянной стороной к лучам, уменьшает наблюдаемый сдвиг полосы в интерферометре с воздушными светоносами по сравнению с установкой металлических отражающих зеркал.

При определённых соотношениях оптических длин, например, воздушного участка светоноса с положительным знаком вклада в оптическую длину плеча  $\{\Delta\varepsilon'(1 - \Delta\varepsilon') > 0$ , т.к.  $\Delta\varepsilon' < 1\}$  и стеклянного участка светоноса с отрицательным знаком вклада в оптическую длину плеча  $\{\Delta\varepsilon''(1 - \Delta\varepsilon'') < 0$ , т.к.  $\Delta\varepsilon'' > 1\}$ , суммарная величина разности фаз и соответствующий ей сдвиг полосы заметно уменьшаются. При равенстве оптических длин конкурирующих участков светоноса плеч интерферометра:  $\Delta L' \Delta\varepsilon'(1 - \Delta\varepsilon') = \Delta L'' \Delta\varepsilon''(1 - \Delta\varepsilon'')$  сдвиг полосы равен к нулю. Из этого экспериментального факта, удачно описываемого внутри каждого плеча формулой (16), следуют важные практические выводы.

Чтобы не терять части чувствительности интерферометра к фиксации сдвига интерференционной полосы, нельзя использовать в качестве расщепителей (или фазовых компенсаторов, фазовращателей) стеклянные пластинки с  $\Delta\varepsilon > 1$ . В плечах интерферометра с газовыми (в частности, воздушными и вакуумированными) и водяными светоносами соответствующие значения  $\Delta\varepsilon' = +(0.00006 \div 0,01)$  и  $\Delta\varepsilon''(1 - \Delta\varepsilon'') \approx +(0,1 \div 0,25)$  положительны, а для стекла величина  $\Delta\varepsilon''(1 - \Delta\varepsilon'') \approx -(0.7 \div 2)$  отрицательна. Обнаружив этот эффект, я использовал для вращения фаз в воздушных плечах интерферометра водяную триплекс-пластинку, образованную слоем воды толщиной  $\sim 3 \div 5$  мм между двумя стеклянными пластинками толщиной по  $\sim 0,1$  мм. Толщину стеклянной подложки для бифуркационной пластинки я также снижал до  $0,1 - 0,2$  мм. Эффективная величина  $\Delta\varepsilon''(1 - \Delta\varepsilon'')$  такого комплекта триплекса и тонкой разделяющей пластинки при  $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$  м около  $+0,1 \div 0,2$ , т.е. того же знака, что и величина  $\Delta\varepsilon' = +0.0006$  для воздуха {длина волны света приведена потому, что в указанных материалах заметна частотная дисперсия  $\Delta\varepsilon(\nu)$ }.

Замечу, что Майкельсон и Морли в [2] использовали расщепляющую и компенсирующую пластинки толщиной 1,25 см, что снижало отрицательным знаком величины  $\Delta\varepsilon''(1 - \Delta\varepsilon'')$  эффективную длину плеч интерферометра на  $60 \div 90\%$  (в зависимости от проницаемости применённого ими стекла и влажности воздуха в момент измерений).

Чтобы не потерять частично или полностью чувствительность интерферометра к фиксации сдвига интерференционной полосы, нельзя использовать стеклянные зеркала для отражения световых лучей (при придании лучам зигзагообразного пути, сокращающего размеры плеч интерферометра) с традиционно-бытовой ориентацией стеклянного слоя зеркала к лучам. По моим оценкам из (16), первоначально обнаруженным экспериментально [1], толщина стеклянного слоя  $\Delta L \sim 0.3$  мм каждого зеркала, устанавливаемого стеклянной стороной к лучу, нейтрализует в интерферометре типа ММ разность фаз, получаемую от 1 м воздушного пробега луча. Для интерферометра с  $L=11$  м шесть зигзажных отражающих зеркал с толщиной стеклянных слоёв  $\Delta L \sim 0.3$  мм, обращённых к лучам, способны в три раза снизить величину наблюдаемого сдвига интерференционной полосы. Если же толщина стеклянного слоя всех зигзажных зеркал будет  $\Delta L \sim 0.5$  мм (а это более вероятно по соображениям прочности зеркал), то такой интерферометр будет иметь почти нулевую чувствительность к сдвигу интерференционной полосы при его развороте на  $90^\circ$ . Для устранения этого вредного эффекта надо применять металлические зеркала или ориентировать стеклянные зеркала к лучу тыльной стороной амальгамного слоя (предварительно сняв защитное покрытие и отполировав этот слой с обратной стороны). Лучше всего следует применять металлические полированные зеркала и очень тонкие расщепляющую и компенсирующую стеклянные пластинки.

Я не удивлюсь, если в мире будут обнаружены десятки, а то и сотни, таких интерферометров, в которых незадачливое применение отражающих стеклянных зеркал приводило к фиксации с их помощью "нулевых" сдвигов интерференционной полосы, внося ложную информацию в миф об "отрицательности" опытов Майкельсона. Естественно, эти горе-опыты "подкрепляли" гипотезу СТО об отсутствии в мире сверхпроницаемой материи эфира и миф о "ненаблюдаемости" абсолютных движений изнутри подвижной в эфире лаборатории. Мои экспериментальные исследования опровергают все эти домыслы [1, 4].

## 8. Заключение

Применение Лоренц-инвариантной формулы (8) при расчёте времён распространения света и в продольном ( $t_{\parallel}$ ) и поперечном ( $t_{\perp}$ ) плечах интерферометра сразу даёт правильные формулы (15) и (11), не требующие поправок на Лоренцево сокращение плеча  $L_{\parallel}$  и "треугольник Лоренца" в плече  $L_{\perp}$ . Вероятно, эти поправки феноменальным образом заложены в первых принципах релятивистской формы (8). Формулы (15) и (11) являются Лоренц-инвариантными в указанном выше новом смысле её приближённой применимости для всех оптических сред с любой величиной  $c/n$ , допускающей большое разнообразие скоростей света в движущихся и неподвижных оптических средах. Открытие (1970) мной формулы (11) в противовес ошибочной формулы (12) Майкельсона, которой пользовались все экспериментаторы [2, 3] до моих работ [1, 4], объясняет первую роковую причину получения ими заниженных ( $1 \div 12$  км/с) оценок скорости "эфирного ветра". Эта причина крылась в неучёте в (12) вклада  $\Delta\epsilon$  в полную проницаемость  $\epsilon$  поляризации частиц светонесущих сред интерферометров. Фактически формула Майкельсона (12) является идеалистической стерилизацией правильной формулы (11), из которой выброшена поляризующая материя (в виде  $\Delta\epsilon$ ) светонесущих сред. Без учёта  $\Delta\epsilon$  воздуха все оценки скорости "эфирного ветра" с помощью (12) в [2, 3] получались заниженными в  $\Delta\epsilon^{-1/2} \approx 40$  раз. Если бы с самого начала Майкельсон пользовался правильной формулой (11), то во всех работах [2, 3] получались бы совсем другие оценки скоростей "эфирного ветра" в интервале  $100 < v < 500$  км/с [1, 4]. В этом случае уже никому не удалось бы спекулятивно причислить такие скорости "эфирного ветра" к погрешностям эксперимента.

Формула (11) раскрывает секрет ещё одной роковой причины, сослужившей укоренению мифа "отрицательности" опытов типа ММ. Ни один интерферометр ни в прошлом, ни сегодня не обходится без включения в его светонесущее пространство стеклянных

"вспомогательных" элементов и устройств настройки. Я экспериментально доказал, что все такие стеклянные элементы в разной степени снижают у интерферометра с воздушным светоносами чувствительность к сдвигу полосы. Возможны даже случаи полной утраты этой чувствительности. Ни одна из названных роковых причин не была раскрыта до моих работ. Поэтому приведённое мной доказательство Лоренц-инвариантного алгоритма обработки и интерпретации результатов экспериментов на интерферометрах типа ММ с помощью (11) можно отнести к важному этапу возрождения интереса к научной проблеме эфира в физике.

Таким образом, постулат релятивистской теории 20-го века о независимости скорости света в движущихся или неподвижных инерциальных системах сохраняет силу только в тех пространственных областях распределения оптической среды, в которых  $n=\text{const}$ . Очевидно, что вакуум (эфир с  $n=1$ ) является весьма частным случаем, охватываемым СТО, среди гораздо более широкого ряда динамических проявлений "релятивизма" подвижных оптических сред в эфире. Лишь частная среда – вакуум без частиц (при  $n=1$ ) – останется для СТО в будущей физике.

Но в вакууме без частиц не может быть инерциальных систем отсчёта, необходимых во всяком эксперименте, поэтому СТО – это теория без прямых экспериментов для её проверки. Её можно проверять косвенно, как это сделал я с помощью измерения сдвига полосы на интерферометрах с светоносными средами с разной концентрацией частиц в эфире, т.е. с разными вкладами  $\Delta\varepsilon$ . Экстраполяция зависимости  $A_m(\Delta\varepsilon)$  к  $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$  (т.е. к нулевому числу частиц и "нулевой инерциальности светоносной системы") даёт  $A_m \rightarrow 0$ , указывая через этот мой эксперимент об отсутствии анизотропии скорости света в субстанции эфира (в вакууме с  $n=1$  и  $\Delta\varepsilon=0$ ).

## Литература

1. Demjanov V.V. *Undisclosed mystery of the great theory*, Ushakov State Maritime Academy, Novorossyisk, 1-st ed. 2005, 174; 2nd ed. 2009, 330 p.
2. Michelson A.A. Morley E.W. *The relative motion of the Earth and the Luminiferous earth* (The Amer. Journ. of Sci., ser.III, v.34, 1887) p.333-345;  
Miller D.C. *Significance of the ether-drift experiments of 1925 at Mount Wilson*. *Science*, v.68, №1635, p.433-443 (1926);  
Miller D.C. *The ether-drift experiment and the determination of the absolute motion of the Earth* (Rev. Modern. Phys., v.5, №3, 1933) p.203-242.
3. Shamir J., Fox R. A new experimental test of special relativity, *Nuovo Cim.*, v.62, No 2, 258-264 (1969).  
Trimmer W.S.N. Baierlein R.F., Faller J.E. and Hill H.A., Experimental search for anisotropy in the speed of light, *Phys.Rev. D*, v.8, №10, p.p.3321-3326 (1973);  
Cahill R.T. and Kitto K. Michelson-Morley experiments revisited and the cosmic background radiation preferred frame, *Apeiron*, v.10, No 2, 104-117 (2003);  
Drezet A. *The physical origin of the Fresnel drag of light by a moving dielectric medium*. *Eur.Phys.J. B*, v.45, No 1, pp. 103-110 (2005);  
Herrmann S., Senger A., Mohle K., Nagel M., Kovalchuk E.V. and Peters A. *Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the  $10^{-17}$  level*, *Phys. Rev. D* 80, 105011 (2009);  
Nagel M., Mohle K., Doringsho K., Hermann S., Senger A., Kovalchuk E.V. and Peters A. *Testing Lorentz invariance by comparing light propagation in vacuum and matter*, arXiv:1008.1205v2 (9 Aug 2010).
4. Demjanov V.V. *Physical interpretation of the fringe shift measured on Michelson interferometer in optical media*, *Phys.Lett.A* 374, 1110-1112 (2010);  
*What and how the Michelson interferometer measures*, arXiv: 1003.2899 v6 (4 march 2011);  
*Why over 30 years absolute motion was not detected in Michelson-type experiments with resonators*. ViXra: 1009.0057 v3 (05.04.2011).
5. Einstein A. *Ann. Phys. Bd.17, s.891* (1905).
6. Pauli W. *Relativitätstheorie*. *Enz. Math. Wiss. bd.V, h.IV, Art.19* (1921); Паули В. *Теория относительности* (М.: "Наука", 1991) 328 с.
7. Пайс А. *Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна* (М.: "Наука", 1989) 568 с.