

07;12

Исследование анизотропии пространства скоростей электромагнитного излучения в движущейся среде

© В.О. Гладышев, П.С. Тиунов, А.Д. Леонтьев, Т.М. Гладышева, Е.А. Шарандин

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия
e-mail: vgladyshev@mail.ru

(Поступило в Редакцию 18 октября 2011 г.)

Обсуждена анизотропия, возникающая в движущихся средах. В таких средах фазовая скорость распространения света нелинейно зависит от векторного поля скоростей движения среды вследствие анизотропных свойств сил связывающих атомы решетки среды. Обсуждены результаты экспериментов по наблюдению оптической анизотропии света во вращающейся оптически прозрачной среде. В интерферометре свет от лазера с длиной волны $\lambda = 0.632991 \pm 1 \cdot 10^{-7} \mu\text{m}$ проходил через вращающийся оптический диск диаметром $D = 62 \text{ mm}$, длина пути одного луча в среде в проекции на плоскую поверхность диска $l = 41 \text{ mm}$, показатель преломления стекла $n = 1.71250$ для $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, толщина 10 mm , угол падения луча на плоскую поверхность диска $\vartheta_0 = 60^\circ$. Частота вращения диска изменялась до 250 Hz для двух направлений вращения оптического диска. Результаты экспериментов подтвердили линейную зависимость сдвига интерференционных полос от скорости движения среды в пределах до 29.6 m/s . Достигнутая в экспериментах точность позволяла зарегистрировать угловые вариации $\delta\Delta = 3 \cdot 10^{-5}$ в положении интерференционных полос при фиксированной скорости вращения оптического диска.

Введение

Оптика движущихся сред не исчерпывается описанием классических эффектов Саньяка, Физо, Доплера, Ферми. В общем случае трехмерного движения среды теоретическое описание процессов распространения электромагнитного излучения проводится на основе решения дисперсионного уравнения оптики движущихся сред [1], в результате от скорости движения сред и их границ раздела оказываются зависящими все характеристики электромагнитного излучения. В результате теория предсказывает явление нарушения закона преломления Снеллиуса, изменение амплитуды и фазы прошедшей и отраженной волн, искривление траектории волнового вектора световой волны в среде с трехмерным законом движения и другие эффекты.

Однако решение дисперсионного уравнения было экспериментально проверено только в ряде частных случаев. Наиболее известными здесь являются исследования эффекта Доплера, а также интерферометрические опыты по регистрации эффектов Саньяка [2] и Физо [3].

В интерферометрах, аналогичных интерферометру Саньяка, основной сдвиг интерференционной картины возникает вследствие смещения зеркал за время проведения опыта. Теоретическое описание эффекта Саньяка обычно проводят на основе уравнений электродинамики во вращающейся системе отсчета [4], что становится возможным, так как среда, источник излучения и приемник находятся в одной системе отсчета.

Если скорость среды не содержит тангенциальной компоненты ($u_{2t} = 0$, $u_{2n} \neq 0$), причем среда движется относительно источника излучения и приемника, возникает продольное увлечение света, обнаруженное в классическом эксперименте Физо [3]. Эффект Физо

значительно слабее, чем эффект Саньяка, так как он вызван изменением скорости распространения света в движущейся среде, которое в первом приближении пропорционально множителю Френеля. Заметим, что в опыте Физо отсутствует как нормальный, так и тангенциальный разрыв скорости на границе раздела сред, что приводит к существенному упрощению решения дисперсионного уравнения и соответственно выражения для накопленной разности хода лучей. Теоретическое описание данных явлений может быть выполнено и в сопутствующей системе отсчета, что позволяет избежать необходимости учета эффектов Физо и Доплера [5].

Более детальный анализ показывает, что в эксперименте Саньяка при показателе преломления движущейся среды $n > 1$ и вынесении из вращающейся системы отсчета в инерциальную систему отсчета источника и детектора излучения должно возникать явление искривления траектории волнового вектора [6]. Если последнее условие не выполнено, интерференционная картина не зависит от показателя преломления в нерелятивистском приближении, что было теоретически показано в работах [7,8].

Также стоит заметить, что результаты расчетов свидетельствуют о том, что величина дополнительной разности хода, возникающей вследствие искривления лучей, сравнима по порядку величины с разностью хода лучей вследствие продольного эффекта Физо. Это связано с возникновением на тангенциальном разрыве скорости нарушения закона Снеллиус, что вместе с явлением искривления траектории, должно приводить к смещению точки выхода луча из среды. Данное комплексное явление представляет собой поперечное увлечение света в движущейся среде.

Поперечное увлечение света может возникать при распространении излучения во вращающемся оптическом диске. В работе [9] был выполнен подобный эксперимент, в котором свет распространялся во вращающемся оптическом диске в кольцевом интерферометре. В эксперименте был обнаружен эффект Физо, однако, авторы не обнаружили нарушения закона Снеллиуса на границе раздела сред (во вращающемся диске возникает тангенциальный разрыв скорости на плоской поверхности диска). В теоретической части они также не учитывали явление дополнительного отклонения светового луча на тангенциальном разрыве скорости. Вместе с тем, расчеты, основанные на решении дисперсионного уравнения, показывают, что дополнительный сдвиг интерференционной картины в аналогичных экспериментах может достигать порядка 30% от величины, вызванной эффектом Физо.

Координатное решение дисперсионного уравнения [1] было получено в предположении, что показатель преломления движущейся среды не отличается от показателя преломления неподвижной среды. Однако, данное предположение имеет конечную область применения. В связи с этим интерес представляют эксперименты [10–12], целью которых было оценить и измерить дисперсионный член в формулах Френеля и Лоренца для волоконно-оптических гироскопов. Использование очень длинного оптического световода с низкими потерями в кольцевых интерферометрах позволило измерить эффект Физо во вращающемся волокне и экспериментально подтвердить наличие дисперсионного члена в коэффициенте увлечения.

Также были проведены эксперименты при наличии нормальной компоненты скорости границы раздела сред [13]. Полученные результаты позволили проверить решение уравнений электродинамики движущихся сред при скоростях, близких к релятивистским.

Данные результаты приводят к необходимости использования при описании процессов распространения света в движущихся средах точного решения дисперсионного уравнения с учетом членов, содержащих отношение скорости границы раздела сред или скорости среды к скорости света в вакууме второго порядка малости $\beta^2 = V^2/c^2$. В работе [14] также было теоретически показано, что для корректного описания пространственного эффекта Физо необходим учет β^2 . Например, величина эффекта искривления траектории распространения электромагнитной волны в среде с вращением имеет порядок малости, сравнимый с величиной погрешности вычислений в пренебрежении членами с β^2 .

Результаты перечисленных экспериментов могут рассматриваться лишь как тесты той или иной части уравнений электродинамики, которая связана либо с движением границы раздела сред, но не самих сред, либо, наоборот, при движении среды в отсутствие скорости границы раздела. Вместе с тем эффекты оптики движущихся сред могут оказывать влияние на результаты различных измерительных процедур. Так, например, в

экспериментах по локации космического летательного аппарата было обнаружено заметное влияние эффекта увлечения света движущейся средой на направление лазерного луча, проходящего движущийся кварцевый отражатель. Описание данных экспериментов и попытка их теоретического объяснения даны в [15,16]. Корректное описание результатов данных экспериментов и в общем случае пространственного эффекта увлечения электромагнитной волны движущейся средой возможно только на основе решения дисперсионного уравнения, что приводит к потребности экспериментальной проверки решения в наиболее общем случае движения среды.

Прохождение электромагнитной волны среды с вращением открывает возможность экспериментального теста той части координатных решений дисперсионных уравнений, которая содержит члены тангенциальной и нормальной составляющих скорости среды u_{2r} , u_{2n} , и отвечает за описание пространственного эффекта увлечения света.

Для исследования релятивистского эффекта увлечения света во вращающейся среде была предложена схема интерферометра с неконфокальным резонатором, заполненным прозрачной средой [6]. Резонатор представляет собой вращающийся оптический диск (ОД), на цилиндрической поверхности которого переотражаются лучи. Другой возможной реализацией эксперимента является ввод излучения через плоскую поверхность вращающегося диска. Подобный эксперимент был осуществлен в работе [17], причем для увеличения оптического пути в материале диска лучи переотражались на зеркальных участках его плоских поверхностей. Результаты эксперимента позволили подтвердить результаты расчетов, основанных на точном решении дисперсионного уравнения, с учетом эффекта нарушения закона Снеллиуса. Для детального изучения процессов распространения электромагнитного излучения во вращающейся среде была изменена оптическая схема интерферометра, увеличена частота вращения диска и показатель преломления среды для лучей, прошедших диск в противоположных направлениях [18]. В результате было показано, что эффект увлечения света во вращающейся среде линейно зависит от скорости вращения в первом приближении. Погрешность определения положения интерференционных полос составила величину около $\delta\Delta = 1.4 \cdot 10^{-3}$.

Кроме того, в работах [18,19] было предложено использовать построенный интерферометр в задаче лабораторного обнаружения пространственной анизотропии. Для постановки подобных экспериментов возникает необходимость высокой чувствительности к смещению интерференционных полос при малом уровне шума.

Дальнейшее увеличение отношения сигнал/шум потребовало внести ряд изменений, которые увеличили параметр, определяющий эффективность увлечения света в движущейся среде κ_2/V_{2n} , обеспечили снижение вибраций, позволили осуществить калибровку интерферометра и автоматизировать эксперимент. В настоящей

работе представлены результаты экспериментов, подтверждающие линейную зависимость эффекта Физо на новом уровне точности.

Продольное и поперечное увлечения света в движущейся среде

Разность хода двух интерферирующих лучей, прошедших движущуюся оптическую среду в противоположных направлениях, зависит от поперечного и продольного эффектов увлечения световой волны. При определенных условиях поперечное увлечение электромагнитной волны может иметь значение, сравнимое по величине с эффектом продольного увлечения. Ниже будет рассмотрен вопрос о совместном влиянии эффектов продольного и поперечного увлечения плоской монохроматической электромагнитной волны во вращающейся оптически прозрачной среде в приближении геометрической оптики и рассчитаны параметры, при которых поперечное увлечение имеет максимальное влияние. Заметим, что поперечное увлечение светового луча во вращающейся среде является частным случаем искривления траектории волнового вектора электромагнитной волны [6].

Пусть электромагнитная волна с волновым вектором \mathbf{k}_0 падает на плоскую поверхность вращающегося с угловой скоростью ω оптического диска радиуса R_0 под углом ϑ_0 в плоскости YAP (рис. 1).

Верхняя и нижняя поверхности ОД имеют отражающие покрытия радиуса R_1 . Вследствие нарушения закона Снеллиуса угол преломления ϑ_2 становится равным ϑ_2 для указанного направления вращения, а точка B выхода луча из диска смещается в точку B' . Расстояние между проекцией луча (ось AP) и центром диска равно

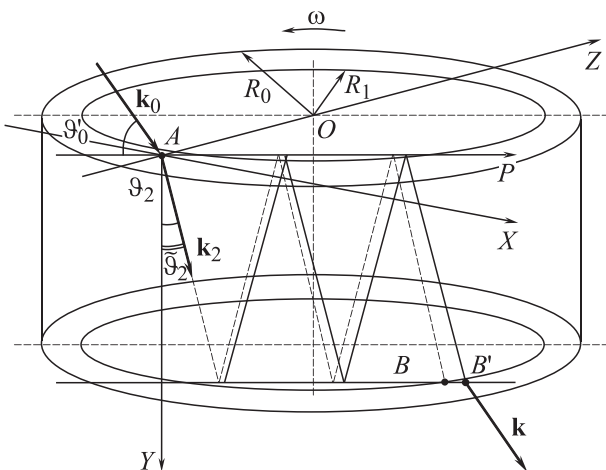


Рис. 1. На плоские поверхности ОД радиуса R_0 нанесены для увеличения оптического пути в движущейся среде отражающие покрытия радиуса R_1 . На ОД падает волновой вектор \mathbf{k}_0 с углом скольжения ϑ'_0 . Если ОД не вращается, то угол преломления равен ϑ_2 , а если вращается, например, по направлению против часовой стрелки, то угол становится равным $\tilde{\vartheta}_2$.

$r = R \sin \vartheta$, где $OA = R$ — расстояние от точки падения луча до центра диска.

Рассмотрим процесс распространения плоской монохроматической электромагнитной волны во вращающемся ОД в приближении геометрической оптики. Пусть световой луч делится на полупрозрачном светоделителе на два луча, которые проходят вращающийся ОД в противоположных направлениях. Оптическая разность хода лучей, прошедших ОД в противоположных направлениях, может быть выражена в длинах волн излучения и в общем случае равна

$$\Delta = \frac{1}{2\pi} \left\{ \int_0^\tau (\omega_2(t) - \omega_1(t)) dt + \frac{1}{c} \left[\int_0^{S_1} \omega_1(S) n_1(S) dS - \int_0^{S_2} \omega_2(S) n_2(S) dS \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь τ — текущий момент времени наблюдения интерференционной картины, c — скорость света в вакууме, ω_i , S_i , n_i — круговая циклическая частота, геометрический путь и показатель преломления среды для i -го луча, $i = 1, 2$. Зависимость частоты электромагнитной волны от времени и геометрического пути возникает при наличии нормальных компонент скоростей движущихся оптических элементов, с которыми взаимодействует электромагнитная волна при распространении в интерферометре. Однако если интерферометр движется с постоянной скоростью как единое целое, то всегда можно выбрать инерциальную систему отсчета, в которой нормальные компоненты скорости границ раздела сред всех элементов равны нулю, $\omega_1 = \omega_2$ и первый интеграл в выражении (1) исчезает. В этом случае значительно упрощается и вторая пара интегралов, и в случае постоянных показателей преломления сред принимает тривиальный вид.

В рассматриваемом случае в интерферометре присутствует вращающийся оптический диск, что означает отсутствие нормальной проекции скорости границы раздела сред. Однако существуют тангенциальный разрыв скорости на каждой плоской поверхности диска и пространственное распределение поля скоростей среды вдоль траектории распространения волнового вектора, что приводит к интегральным выражениям для траектории волнового вектора, разности хода лучей и т.д. вследствие искривления траектории световых лучей [6].

Детальное теоретическое описание интерферометра в общем случае состоит в последовательном применении координатного решения дисперсионного уравнения на каждой границе раздела сред и граничных условий, заключающихся в равенстве частот электромагнитных волн по обе стороны от разрыва скорости в системе отсчета, где граница покоится, и в равенстве тангенциальных компонент волновых векторов на каждой

границе раздела сред. Теоретическая модель также должна включать кинематические уравнения, описывающие 4 координаты моментов пересечений световых лучей с движущимися границами раздела сред с учетом дисперсии в среде, и может включать уравнения для амплитуд интерферирующих лучей. Подобная модель может оказаться эффективной в тех случаях, когда описание интерферометра проводится в инерциальной системе отсчета, в которой интерферометр как целое и некоторые его элементы движутся с разными скоростями, а также, если интерферометр находится в квазиинерциальной системе отсчета. В частности, в интерферометрах, построенных по кольцевой схеме и расположенных на Земле, должен обнаруживаться эффект Саньяка вследствие суточного вращения. Тестирование модели на предмет инвариантности пространственного положения интерференционных полос является интересной самостоятельной задачей.

В настоящей работе при описании кольцевого интерферометра с вращающимся ОД для расчета смещения интерференционной картины вследствие увлечения света вращающейся средой в лабораторной системе отсчета и сравнения с данными эксперимента достаточно использовать только некоторые элементы общей теоретической модели.

В схеме, изображенной на рис. 1, ввод и вывод лучей осуществляются через плоские поверхности диска, поэтому основной вклад в набег фаз интерферирующих лучей будет внесен продольным и поперечным эффектами увлечения световых волн. Расчет влияния этих эффектов может быть осуществлен независимо вследствие принципа суперпозиции.

Разность хода лучей, распространяющихся через ОД в противоположных направлениях, вследствие продольного эффекта увлечения определяется выражением [18]

$$\Delta_0 = \frac{2l \beta_{2n}(n_2^2 - 1)}{\lambda (1 - n_2^2 \beta_{2n}^2)}. \quad (2)$$

Здесь $\beta_{2n} = \pm V_{2n}/c$, $V_{2n} = 2\pi vr$, V_{2n} — скорость движения ОД в проекции на AP , $l = AB' = 2\sqrt{R^2 - r^2}$, n_2 — показатель преломления материала ОД в системе отсчета, где ОД покоится, $\lambda = 2\pi/k_0$. Заметим, что из (2) следует существование максимума Δ_0 при $r = r_0 = R/\sqrt{2}$.

Поперечное увлечение света вследствие смещения точки выхода луча B из диска в точку B' будет зависеть от толщины диска d и числа проходов N луча между плоскими поверхностями ОД

$$\Delta' = \frac{2Nd(n_2 - 1)}{\lambda} \left(\frac{1}{\cos \tilde{\vartheta}_2} - \frac{1}{\cos \vartheta_2} \right). \quad (3)$$

Для $\tilde{\vartheta}_2$ можно получить [20]

$$\cos \tilde{\vartheta}_2 = \frac{n_2 \cos \vartheta_2 - \kappa_2 \beta_{2n}}{\sqrt{n_2^2 - 2n_2 \kappa_2 \beta_{2n} \cos \vartheta_2 + \kappa_2^2 \beta_{2n}^2}}, \quad \kappa_2 = n_2^2 - 1. \quad (4)$$

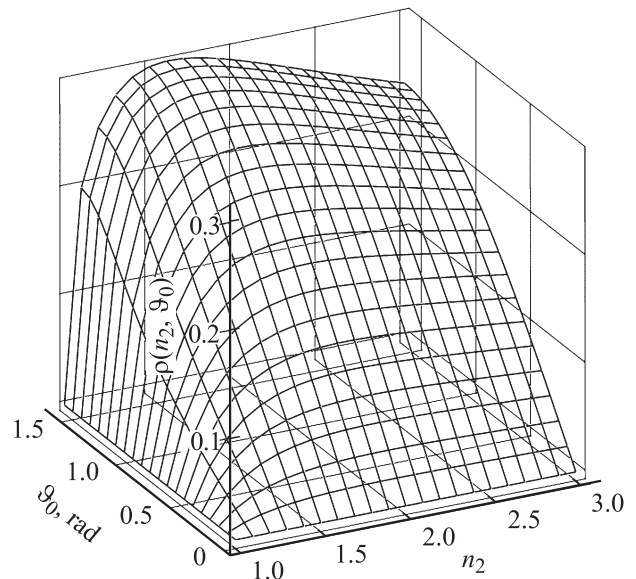


Рис. 2. Зависимость параметра эффективности поперечного увлечения света от показателя преломления материала n_2 и угла падения $\vartheta_0 = 90^\circ - \vartheta'_0$.

В приближении $\beta_{2n}^2 \ll \beta_{2n}$ (3) примет вид

$$\Delta' = \frac{2Nd(n_2 - 1)\kappa_2 \beta_{2n}}{\lambda n_2} \text{tg}^2 \vartheta_2. \quad (5)$$

Суммарное увлечение света, учитывая, что $Nd \text{tg} \vartheta_2 = l$, будет равно

$$\Delta_\Sigma^\pm = \Delta_0 \pm \Delta' = (1 \pm \rho(n_2, \vartheta_0))\Delta_0 = \sigma^\pm \nu, \quad (6)$$

где

$$\sigma^\pm = (1 \pm \rho(n_2, \vartheta_0)) \frac{4\pi l r (n_2^2 - 1)}{\lambda c}, \quad \rho(n_2, \vartheta_0) = \frac{n_2 - 1}{n_2} \text{tg} \vartheta_2 = \frac{n_2 - 1}{n_2} \frac{\sin^2 \vartheta_0}{\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \vartheta_0}}. \quad (7)$$

Здесь функция $\rho(n_2, \vartheta_0)$ характеризует эффективность поперечного увлечения света. Знак зависит от хода лучей в интерферометре. Решение (7) представлено на рис. 2. Найдем максимальное значение ρ^m . Учтем, что максимальное значение $\text{tg} \vartheta_2$ ограничено углом падения $\vartheta_0 \rightarrow 90^\circ$. Для этого предела имеем

$$\rho(n_2) = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{n_2 - 1}{n_2 + 1}}. \quad (8)$$

Данная функция имеет максимум при $n_2 = (1 + \sqrt{5})/2 = 1.618034$. Подстановка этого значения в (8) дает

$$\rho^m = \frac{\sqrt{2(\sqrt{5} - 1)}}{3 + \sqrt{5}} = 0.3.$$

Существование максимума объясняется конкуренцией двух эффектов: с одной стороны, с ростом n_2 увеличивается оптический путь, с другой, уменьшается ϑ_2 ,

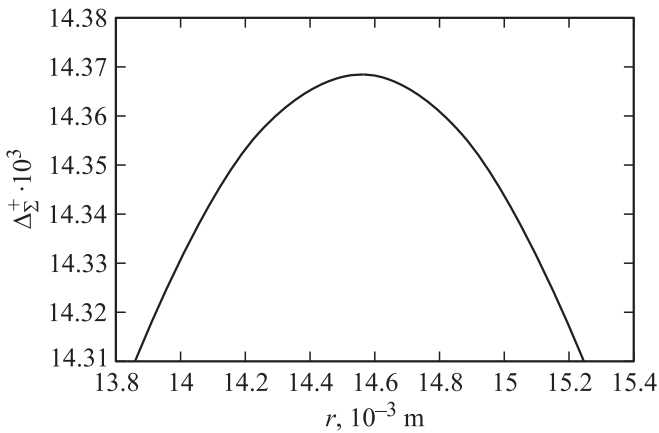


Рис. 3. Зависимость суммарной разности хода лучей Δ_{Σ}^{+} от параметра r .

и, следовательно, уменьшается геометрический путь в материале.

Найдем оптимальное соотношение между r и R с учетом поперечного эффекта для случая, когда продольный и поперечный эффекты суммируются. Для Δ_{Σ} запишем

$$\Delta_{\Sigma} = \left(1 + \alpha \sqrt{R^2 - r^2}\right) \beta r \sqrt{R^2 - r^2}, \quad (9)$$

где ν — частота вращения ОД,

$$\alpha = \frac{2}{(Nd)} \frac{n_2 - 1}{n_2}, \quad \beta = \frac{8\pi(n_2^2 - 1)\nu}{\lambda c}.$$

Сделаем оценку изменения r для обеспечения максимальной величины Δ_{Σ} . Численное решение (9) представлено на рис. 3 для параметров $R = 21.5$ mm, $d = 0.02$ m, $N = 3$, $n_2 = 1.71250$ (оптическое стекло ТФ3), $\nu = 200$ Hz, $\lambda = 0.6328$ μ m.

Из рис. 3 следует, что Δ_{Σ} имеет максимальное значение при $r = 14.6$ mm вместо $r_0 = R/\sqrt{2} = 15.2$ mm.

Таким образом, из анализа следует, что эффект поперечного увлечения света может составлять величину порядка 30% от продольного увлечения, характеризуемого Δ_0 , в приведенной на рис. 1 схеме. Ввод лучей в движущуюся оптическую среду необходимо оптимизировать с учетом данного эффекта. Результирующее влияние эффекта зависит от траектории лучей между движущейся оптической средой и плоскостью локализации интерференционной картины.

Интерферометр и оценка ожидаемого эффекта

Эксперименты проводятся на двухлучевом интерферометре, основным элементом которого является вращающийся ОД с зеркальными покрытиями плоских поверхностей, через который распространяется свет в противоположных направлениях (рис. 4). Кольцевая схема

интерферометра с ОД, обладает высокой стабильностью и помехозащищенностью.

В интерферометре луч от стабилизированного лазера L проходит оптическую систему $OS1$, делится светоделительной пластинкой $BS2$ на два луча, которые, отразившись от зеркал $M1$ и $M2$, распространяются через вращающийся ОД в противоположных направлениях. Вследствие вращения один из лучей получает положительный сдвиг фазы, другой — отрицательный. После того как лучи снова встретятся на $BS2$ и отразятся зеркалом $M3$, они проходят оптическую систему $OS2$ и регистрируются фотодетектором $PD2$. Светоделительная пластинка $BS1$ и фотодетектор $PD1$ нужны для контроля мощности лазера.

Используется гелий-неоновый лазер с вертикальной поляризацией на длине волны $\lambda = 0.632991$ μ m. ОД имеет диаметр $D = 62$ mm, длина пути одного луча в среде в проекции на плоскую поверхность диска $L = 41$ mm, показатель преломления стекла $n = 1.71250$ для $\lambda = 632.8$ nm, толщина $d = 10$ mm, угол падения луча на плоскую поверхность диска $\vartheta_0 = 60^\circ$. Частота вращения диска ν в разных экспериментах изменяется в пределах до 250 Hz.

Сделаем оценку для $r = 20.5$ mm.

Если поперечный эффект увлечения света дает дополнительный вклад в смещение интерференционной картины (ИК), то результирующий сдвиг равен $\Delta_{\Sigma}^{\pm} = 0.031 \dots 0.043$ полосы.

Если поперечный эффект увлечения света дает смещение ИК противоположного знака (по сравнению с продольным эффектом увлечения), то результирующий сдвиг равен $\Delta_{\Sigma}^{\pm} = 0.017 \dots 0.024$ полосы. Знак определяется схемой интерферометра.

Интерферометр сконструирован на двух оптических платформах с пассивной системой вибростабилизации. На одной из платформ находится электродвигатель с

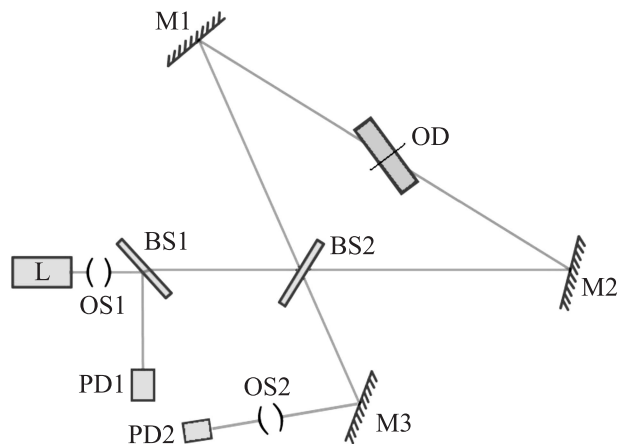


Рис. 4. В интерферометре луч от лазера L делится светоделителем $BS2$ на два луча, которые распространяются через вращающийся ОД в противоположных направлениях. Вследствие вращения ОД, один из лучей получает положительный сдвиг фазы, другой — отрицательный.

ОД, на другой — остальная часть интерферометра. Обе платформы располагаются на вращающемся основании, обеспечивающем поворот интерферометра на 360° в прямом и обратном направлениях. Поворот осуществляется шаговым двигателем. Основной целью использования поворотной системы является, с одной стороны, поиск наиболее помехозащищенного положения, в котором внешние шумовые факторы, такие как вибрации основания, оказывают наименьшее влияние, а с другой, оценка возможных угловых и временных вариаций в положении ИК.

Интерферометр был помещен в кожух с активной системой термостабилизации. Точность поддержания температуры равнялась 0.1°C . Температура внутри и снаружи камеры, угол поворота регистрировались фотоэлектронной системой и затем проходили обработку на персональном компьютере (ПК).

Свет переотражался на плоских поверхностях оптического диска. Интерференционное отражающее покрытие плоских зеркальных поверхностей диска рассчитано на длину волны лазера.

Смещение интерференционной картины определялось по изменению времени следования интерференционных полос по апертуре фотодетектора. Метод измерений описан в работах [17,20]. Так как в течение всех измерений интерферометр настроен в одной и той же рабочей точке фазовой кривой, то смещение ИК пропорционально времени следования полос в первом приближении.

Первичное преобразование сигналов осуществлялось аналого-цифровыми преобразователями (АЦП) National Instruments PCI-6024 при входном разрешении 12 разрядов и PCI-6132, имеющем частоту оцифровки сигнала $2,5\text{MHz}$ при входном разрешении 14 разрядов на канал. На входы АЦП поступали сигналы от измерительного фотодетектора (ФД), фотодетектора для контроля мощности излучения лазера и термодатчиков, измеряющих температуру внутри и снаружи интерферометра. Цифровая последовательность сигналов поступала в ПК и проходила дальнейшую обработку в среде LabVIEW.

Перед началом измерений интерферометр юстировался таким образом, чтобы за один оборот ОД по апертуре ФД проходили в горизонтальном направлении одна, две или три интерференционные полосы: в первую половину периода в одном направлении, во вторую — в другом. Измеряемой величиной являлся Δt — интервал времени между моментами прохождения выбранной интерференционной полосой апертуры ФД. Так как эта величина прямо зависит от периода вращения ОД, ее нормировали на период T .

Калибровка интерферометра

Для калибровки интерферометра необходимо найти связь между смещением интерференционных полос и временным сигналом, снимаемым с фотодетектора, по которому циклически движутся полосы.

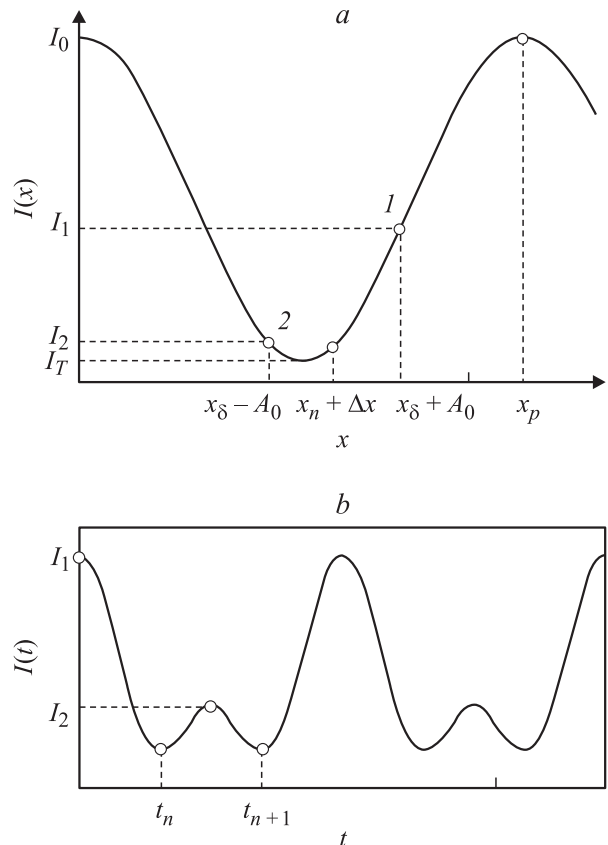


Рис. 5. Зависимость интенсивности интерференционной полосы от координаты $I(x)$ (a) и зависимость интенсивности на фотодетекторе от времени $I(t)$ (b).

Рассмотрим интерференционные полосы равной толщины. Пусть интерферометр настроен так, что среднее положение ФД в плоскости ИК характеризуется координатой x_n (рис. 5, a). Полосы смещаются относительно этого положения вправо и влево с амплитудой A_0 и частотой ω .

Распределение интенсивности в плоскости PD2 имеет вид (рис. 5, a)

$$I(x) = \frac{1}{2} [I_0 + I_T + (I_0 - I_T) \cos(\Omega x + \delta)], \quad (10)$$

где I_0, I_T — интенсивности интерференционных полос в максимуме и минимуме, $\Omega = 2\pi/x_p$ — пространственная частота полос, x_p — ширина полосы, $\delta = \Omega\Delta x = 2\pi\Delta x/x_p$ — относительный сдвиг ИК, вызванный эффектом увлечения света, в радианах, Δx — абсолютный сдвиг ИК.

Сдвиг ИК вследствие продольного эффекта Физо

$$\Delta_0 = \frac{\Delta x}{x_p}. \quad (11)$$

Временная зависимость сигнала с компактного, безынерционного фотодетектора в плоскости PD2 имеет вид, аналогичный временной зависимости интенсивности на

апертуре PD2 (рис. 5, b),

$$U(t) = \frac{1}{2} [U_0 + U_T + (U_0 - U_T) \times \cos(\Omega(x_n + A_0 \cos(\omega t) + \delta))]. \quad (12)$$

Здесь U_0 , U_T — напряжение на PD2, соответствующее максимуму и минимуму интенсивностей интерференционных полос, x_n — настройка интерферометра.

Полезным сигналом является интервал между соседними минимумами $\Delta t = t_{n+1} - t_n$, величина которого зависит от скорости вращения ОД, в том числе и от Δx .

Для координат минимумов сигнала в темных полосах (рис. 5, b) из уравнения $dI/dt = 0$ получаем

$$t_n^\pm = \frac{1}{\omega} \arccos \left(-\frac{\tilde{x}_n - 1/2 + \Delta\tilde{x}_\Sigma^\pm}{\tilde{A}_0} \right), \\ t_{n+1}^\pm = \frac{1}{\omega} \arccos \left(\frac{\tilde{x}_n - 1/2 + \Delta\tilde{x}_\Sigma^\pm}{\tilde{A}_0} \right). \quad (13)$$

Здесь $\tilde{A}_0 = A_0/x_p$, $\tilde{x}_n = x_n/x_p$, $\Delta\tilde{x}_\Sigma^\pm = \Delta x_\Sigma^\pm/x_p$.

Знак указывает направление вращения по часовой стрелке или наоборот. Интервал $\Delta t^\pm = t_{n+1}^\pm - t_n^\pm$ зависит от периода вращения ОД, поэтому находим его нормированное на период T значение:

$$\frac{\Delta t^\pm}{T} = \frac{1}{\pi} \arcsin \left(\frac{\tilde{x}_n - 1/2 + \Delta\tilde{x}_\Sigma^\pm}{\tilde{A}_0} \right). \quad (14)$$

Заметим, что между пространственным и временным смещениями полос наблюдается нелинейная зависимость.

Найдем дифференциал от данного выражения по $\tilde{\Delta}_\Sigma^\pm$:

$$d \left(\frac{\Delta t^\pm}{T} \right) = \frac{1}{\pi} \frac{2d\tilde{\Delta}_\Sigma^\pm}{\sqrt{4\tilde{A}_0^2 - (2x_n - 1 + 2\Delta\tilde{x}_\Sigma^\pm)^2}}. \quad (15)$$

Данное выражение определяет чувствительность интерферометра к смещению полос. Можно обратить внимание на то, что в полученном выражении отсутствует частота вращения ОД ω . Это объясняется тем, что пространственное и отнесенное к периоду временное смещение полос линейно зависят от частоты вращения, причем при стремлении частоты вращения к нулю приращения $d\tilde{\Delta}_\Sigma^\pm$ и $d\Delta t^\pm/T$ также стремятся к нулю.

При смещении полос на величину $d\tilde{\Delta}_\Sigma^\pm$ вариация временного сигнала $d\Delta t/T$ будет максимальной при выполнении условия

$$\tilde{A}_0 = \tilde{x}_n - \frac{1}{2} + \Delta\tilde{x}_\Sigma. \quad (16)$$

Введем обозначение $4\tilde{A}_0^2 - (2\tilde{x}_n - 1 + 2\tilde{\Delta}_\Sigma^\pm)^2 = \tilde{d}^2$.

Пусть $|\tilde{d}|$ — мало, что нетрудно реализовать, тогда относительное смещение полос можно оценить

$$d\tilde{\Delta}_\Sigma^\pm = \frac{\pi\tilde{d}}{2} d \left(\frac{\Delta t^\pm}{T} \right). \quad (17)$$

Предположим, что минимально обнаруживаемый искомым сигналом смещения интерференционных полос превышает уровень шума измерений интервала времени Δt . Пусть эта величина известна из эксперимента и в отношении к периоду вращения диска равна $d(\Delta t/T) = 10^{-4}$, пусть настройка интерферометра соответствует $\tilde{d} = 10^{-1}$, тогда в пределе можно обнаружить сигнал не ниже $d\Delta = 3 \cdot 10^{-5}$ (полосы).

Предварительные результаты

Параметры эксперимента приведены в таблице в сравнении с параметрами эксперимента [9]. Здесь V_{2n} — проекция линейной скорости ОД на луч, l — длина проекции луча в ОД на его плоскую поверхность, n_2 — показатель преломления ОД, $\kappa_2 = n_2^2 - 1$. Так как в основном приближении увлечение света зависит от произведения $(n_2^2 - 1)V_{2n}l$, в последней колонке приведен параметр эффективности увлечения $\kappa_2 V_{2n}l$.

Типичный спектр исходного интерференционного сигнала, снятого с PD2, представлен на рис. 6. На частоте вращения ОД (около 200 Hz) наблюдается главный максимум.

Интерференционный сигнал проходил обработку. Точки экстремума в сигнале $I(t)$ находились по методу

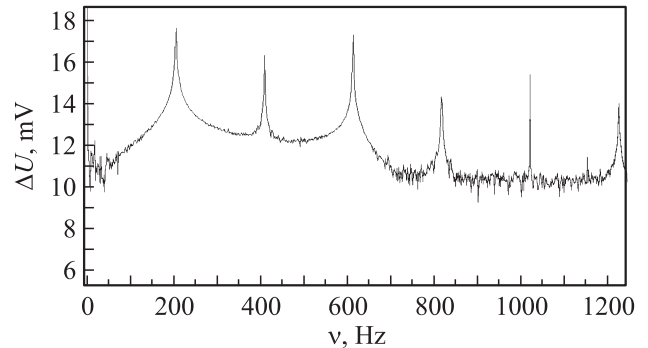


Рис. 6. Спектр исходного интерференционного сигнала.

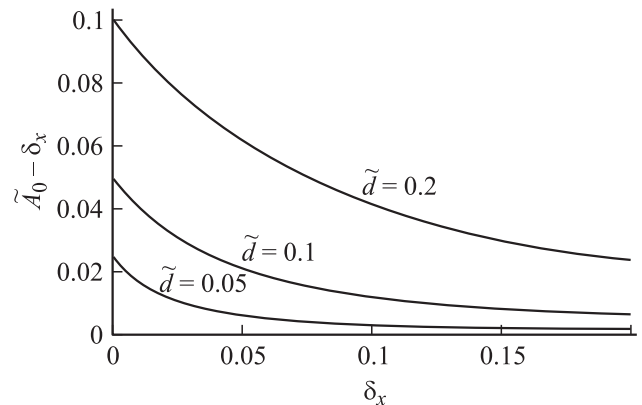


Рис. 7. Зависимость разности $A_0 - \delta_x$ от δ_x при различных значениях d .

Сравнение параметров, достигнутых в эксперименте, с параметрами интерферометра в работе [9]

Name	ν , Hz	V_{2n} , m/s	l , m	n_2	κ_2	$\kappa_2 V_{2n} l$, m ² /s
Bilder H.R., Stowell W.K. [9]	< 60	< 4.87	0.0072	1.457	1.124	< 0.04
Новый интерферометр	250	32.2	0.041	1.7125	1.9327	3.57

наименьших квадратов. Затем рассчитывался интервал $\Delta t = t_{n+1} - t_n$.

Для нахождения наилучшего соотношения между A_0 и x_δ выразим \tilde{A}_0 :

$$\tilde{A}_0 = \sqrt{\tilde{d}^2/4 + \delta_x^2}. \tag{18}$$

Здесь введен параметр расстройки $\delta_x = \tilde{x}_\delta - 1/2$ — величина, характеризующая смещение рабочей точки из темной полосы. Зависимость разности $A_0 - \delta_x$ от δ_x при $\tilde{d} = (0.05, 0.1, 0.2)$ приведена на рис. 7 в диапазоне $\delta_x = (0 \dots 0.2)$.

Разность $\tilde{A}_0 - \tilde{x}_\delta$ быстро падает, это означает, что вторичный пик в сигнале уменьшается, и выделить сигнал будет трудно. Желательно выбирать наибольшие значения разности, для выбранного значения параметра \tilde{d} . На рис. 8 показана зависимость $|d\Delta t/d\Delta T|$ от \tilde{x}_δ .

Можно заметить, что в широком диапазоне \tilde{x}_δ отношение $|d\Delta t/d\Delta T|$ слабо зависит от \tilde{x}_δ , что упрощает задачу настройки.

Пусть напряжение на PD2 описывается функцией (12).

Возьмем $(U_0 + U_T)/2 = 51$ mV, $(U_0 - U_T)/2 = 50$ mV, $\delta = 0$, $\tilde{d} = 0.1$. Для $d = 0.1$ выбираем $\tilde{x}_\delta = x_\delta/x_p = 0.02$ и находим $A_0 = 0.0539$. Так, выбирая разные \tilde{x}_δ , можно получить разные формы временного сигнала $U(\omega t)$. На рис. 9 приведены формы сигнала при $\tilde{x}_\delta = (0.01, 0.02, 0.03)$.

При меньших значениях \tilde{x}_δ вторичный максимум становится более выраженным, что улучшает качество обработки сигнала.

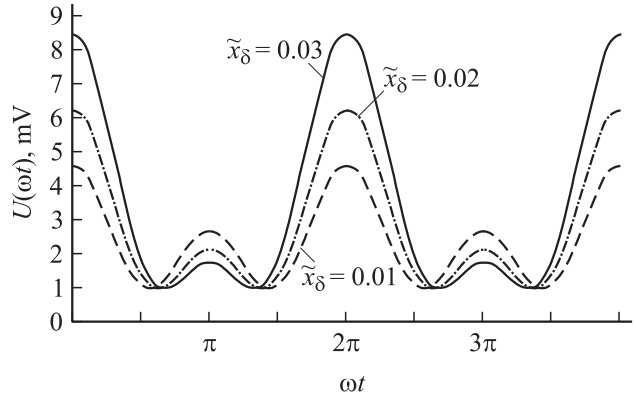


Рис. 9. Теоретическая зависимость напряжения на фотодетекторе $U(\omega t)$ от ωt при x_δ .

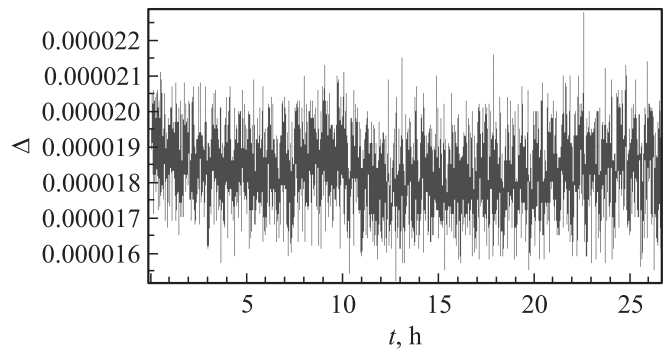


Рис. 10. Зависимость оценки абсолютной ошибки определения величины $\Delta t/T$ от времени.

Ширину интерференционной полосы можно найти из (12):

$$x_p = \frac{1}{2\pi(x_\delta + A_0 \cos \omega t)} \arccos \frac{2U(t) - U_0 - U_T}{U_0 - U_T}. \tag{19}$$

В эксперименте на первом этапе осуществлялась длительная запись сигнала (24–25 h) при фиксированных параметрах напряжения питания электродвигателя ОД. При этом частота вращения ОД оставалась стабильной в пределах 0.5 Hz. Из обработки суточного массива данных следует, что в среднем отклонение сигнала находится на уровне 10^{-3} , а максимальная абсолютная ошибка измерений с накоплением 2 s, т.е. при ограниченной статистической обработке, на уровне $2 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 10 представлена зависимость оценки абсолютной ошибки определения Δt от времени.

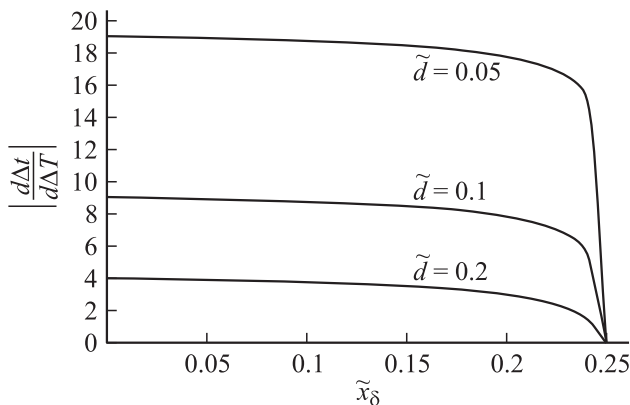


Рис. 8. Зависимость $|d\Delta t/d\Delta T|$ от x_δ при различных значениях d .

Таким образом, отношение сигнал/шум на протяжении суток находится на уровне 10^{-4} , что подтверждает высокую стабильность измерений.

Полагая, что в проведенных экспериментах наблюдался шум $d(\Delta t/T) = (1-7) \cdot 10^{-4}$, можно сделать заключение, что в лучшем эксперименте при $d(\Delta t/T) = 10^{-4}$ и настройке $\tilde{d} = 10^{-1}$ можно было обнаружить смещение полос $d\Delta = 3 \cdot 10^{-5}$. Анализ проведенных записей показал, что временные вариации $\delta\Delta$ суточной записи не превышали этого значения. С одной стороны, это значение можно использовать как оценку достигнутой точности, а с другой — как верхний предел на возможное лабораторное проявление анизотропии пространства.

На втором этапе эксперимента изменялась частота вращения ОД. Сначала при фиксированном напряжении питания электродвигателя ОД производилась запись в течение 1 min, после чего изменялось напряжение питания электродвигателя с шагом 0,2 V, и после переходного процесса производилась очередная запись сигнала, и т.д. Пределы изменения частоты вращения обусловлены небольшим изменением формы временного сигнала, и необходимостью изменения окна фильтра, что вносит добавочный вклад в сигнал и приводит к искажению зависимости смещения интерференционных полос от скорости движения среды. Эта проблема была решена путем использования метода обработки сигнала на основе известной аналитической формы временного сигнала (12). Восстановление параметров сигнала было получено при помощи разложения Якоби-Энджера.

В настоящей работе были экспериментально получены зависимости отношения измеренного времени Δt прохождения интерференционной полосы по апертуре ФД к периоду вращения T от частоты вращения ОД ν при прямом и обратном направлениях вращения. Нелинейная форма зависимостей следует из вида выражения для временного сигнала (14) и подтверждается расчетами. На рис. 11 представлен результат пересчета временной зависимости $\Delta t/T$ от частоты вращения ν в зависимость пространственного смещения полос $\Delta\Sigma$

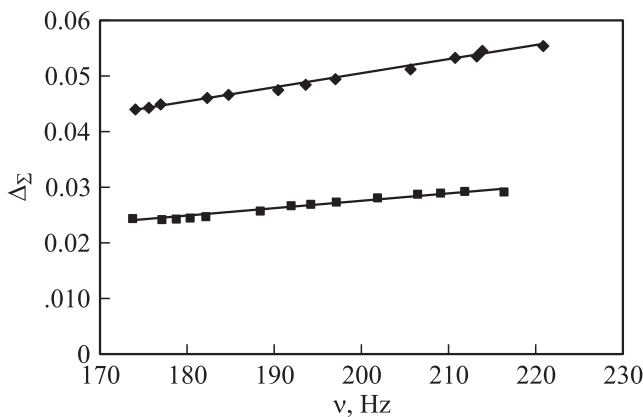


Рис. 11. Зависимость измеренного смещения интерференционных полос по апертуре ФД $\Omega\Sigma$ от частоты вращения ν при прямом и обратном направлениях вращения ОД.

от частоты вращения ОД для прямого и обратного направлений вращения ОД. Наклон прямых имеет разные значения, но один знак, что объясняется одинаковым вкладом эффекта упругой деформации при любом направлении вращения.

Разность значений $\Delta\Sigma(\nu) - \Delta\Sigma(-\nu)$, полученных при прямом и обратном вращениях для каждой частоты на этих кривых, представляет собой экспериментальную зависимость удвоенной величины эффекта увлечения света от частоты вращения ОД.

Теоретическая оценка дает зависимость $\Delta\Sigma = 1.34 \cdot 10^{-4}\nu$. В экспериментах также получена линейная зависимость от частоты вращения ОД $\Delta\Sigma^{\text{exp}} = 1.2 \cdot 10^{-4}\nu$, что подтверждает выводы современной электродинамики движущихся сред. Расхождение коэффициентов пропорциональности в 10% может быть объяснено тем, что расчетная величина r при юстировке интерферометра не была выдержана точно. Также отклонение расчетной величины эффекта увлечения от наблюдаемого можно объяснить особенностью фильтрации сигнала. Запись сигнала проводилась при фиксированной частоте дискретизации АЦП, поэтому при изменении частоты вращения ОД изменяется число точек, попадающих на один период сигнала, что приводит к систематической ошибке.

Дальнейшее увеличение отношения сигнал/шум в предложенном методе измерений можно реализовать, используя многоэлементные приемники излучения и уменьшая влияние эффекта упругой деформации элементов виброизоляции.

Заключение

Предложенная оптическая схема и построенный на ее основе интерферометр для исследования эффектов оптики движущихся сред обладают разностными компенсирующими свойствами и позволяют с высокой степенью точности изучать особенности процессов распространения электромагнитного излучения во вращающейся оптически прозрачной среде.

Проведенные эксперименты подтвердили линейную зависимость сдвига интерференционных полос от скорости движения среды в пределах до 29.5 m/s.

Точность регистрации временных вариаций в положении интерференционных полос при фиксированной скорости вращения оптического диска находилась на уровне $\delta\Delta = 3 \cdot 10^{-5}$ в долях интерференционной полосы.

Предложенная схема и метод измерения смещения полос содержат в себе пути повышения чувствительности и помехозащищенности, среди которых можно указать на использование матричных приемников излучения, стабилизацию частоты вращения электродвигателя ОД, уменьшение вклада динамической упругой деформации

элементов виброизоляции, применение усовершенствованного метода обработки сигнала на основе известной аналитической формы временного сигнала.

Обратим также внимание на то, что зависимость на рис. 11 получена без использования многолучевых схем накопления разности фаз интерферирующих лучей. Другими словами, даже при нерелятивистских скоростях сред и при однократном прохождении среды электромагнитная волна содержит информацию о скорости движения среды, что может быть измерено с достаточной степенью точности и служит основанием для создания новых бесконтактных методов измерения кинематических параметров движения.

Расчеты показывают, что теоретический аппарат оптики движущихся сред должен применяться в задачах лазерной локации, при когерентной передаче данных между орбитальными аппаратами и наземными станциями, в космической навигации, при описании распространения электромагнитного излучения в атмосферах астрофизических объектов, в движущейся межгалактической среде и в космологических масштабах, при численном моделировании интерферометров для регистрации гравитационных волн и в других задачах, где электромагнитное излучение взаимодействует с движущейся средой.

Список литературы

- [1] Болотовский Б.М., Столяров С.Н. // УФН. 1989. Т. 159. Вып. 1. С. 155–180.
- [2] Sagnac G. // C.R. Acad. Sci. 1913. Vol. 33. P. 349–354.
- [3] d’Fizeau H. // Ann. Chim. Phys. 1859. Vol. 57. P. 385.
- [4] Post E.J. // Rev. Mod. Phys. 1967. Vol. 39. No 2. P. 475–494.
- [5] Arditty H.J., Lefevre H.C. // Opt. Lett. 1981. Vol. 6. N 8. P. 401–403.
- [6] Гладышев В.О. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. Вып. 8. С. 593–597.
- [7] Логунов А.А., Чугреев Ю.В. // УФН. 1988. Т. 156. Вып. 1. С. 138–143.
- [8] Heer C.V. // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 134. P. 799.
- [9] Bilger H.R., Stowell W.K. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 16. N 1. P. 313–319.
- [10] Leeb W.R., Schiffner G., Scheiterer E. // Appl. Opt. 1979. Vol. 18. N 9. P. 1293–1295.
- [11] Lerche I. // Am. J. Phys. 1977. Vol. 45. N 12. P. 1154–1163.
- [12] Vali V., Shorthill R.W., Berg M.F. // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. P. 2605–2607.
- [13] Загороднов О.Г., Файнберг Я.Б., Егоров А.М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 1. С. 7–9.
- [14] Гладышев В.О. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 5. С. 97–100.
- [15] Васильев В.П., Гришмановский В.А., Плиев Л.Ф., Старцев Т.П. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. Вып. 6. С. 317–320.
- [16] Васильев В.П., Гусев Л.И., Денган Дж.Дж., Шаргородский В.Д. // Радиотехника. 1966. № 4. С. 80–84.
- [17] Гладышев В.О., Гладышева Т.М., Зубарев В.Е. // Письма в ЖТФ. 2002. Вып. 3. С. 88–94.
- [18] Гладышев В.О., Гладышева Т.М., Дашко М., Трофимов Н., Шарандин Е.А. // Письма в ЖТФ, 2007. Т. 33. Вып. 21, С. 17–24.
- [19] Гладышев В.О., Гладышева Т.М., Дашко М., Трофимов Н., Шарандин Е.А. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2006, Т. 3. № 2 (7). С. 173–187.
- [20] Gladyshev V., Gladysheva T., Zubarev V. // J. Eng. Math. 2006. Vol. 55. N 1–4. P. 239–254.