

03

## Квадратичный эффект Саньяка, регистрируемый наблюдателем, находящимся в лабораторной системе отсчета

© Г.Б. Малыкин<sup>1</sup>, В.И. Позднякова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, 603155 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: malykin@ufp.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 20.02.2020 г.

В окончательной редакции 28.05.2020 г.

Принята к публикации 16.06.2020 г.

Рассмотрен квадратичный эффект Саньяка (КЭС), регистрируемый наблюдателем, находящимся в лабораторной (инерциальной) системе отсчета (ИНС), относительно которой движется интерферометр Майкельсона (ИМ). Квадратичный эффект Саньяка ранее был вычислен во вращающейся системе отсчета (ВСО), где он возникает как следствие влияния гравитационного потенциала силы Кориолиса в ВСО и приводит к возникновению разности фаз во вращающемся ИМ. Показано, что величины КЭС, вычисленные в ИНС и ВСО, практически совпадают. Показано также, что в различных случаях вычисление КЭС наиболее рационально проводить или в ИНС, или во ВСО. Сделаны численные оценки, которые показывают, что проведение экспериментов по регистрации КЭС является вполне реальным. Введено понятие эффективных длин плеч движущегося относительно неподвижного наблюдателя ИМ — длины путей света при его распространении в прямом и обратном направлениях. Эти эффективные длины плеч не совпадают ни с собственной длиной плеча ИМ  $L$ , ни с его релятивистской длиной  $L/\gamma$ . Введение этого понятия связано с тем, что зеркала движущегося ИМ перемещаются в процессе распространения света. При некоторых расчетах целесообразно учитывать эффективные длины плеч ИМ.

**Ключевые слова:** квадратичный эффект Саньяка, интерферометр Майкельсона, опыт Майкельсона-Морли.

DOI: 10.21883/OS.2020.10.50021.56-20

### 1. Введение

В нашей работе [1] был рассмотрен возникающий вследствие влияния гравитационного потенциала силы Кориолиса квадратичный эффект Саньяка (КЭС), регистрируемый наблюдателем, находящимся в сопровождающей вращение интерферометра Майкельсона (ИМ) системе отсчета, или, иными словами, во вращающейся системе отсчета (ВСО). Квадратичный эффект Саньяка приводит к возникновению разности фаз в плечах вращающегося ИМ. Как показано в [1], в случае, когда площадка, в плоскости которой расположен ИМ, ориентирована ортогонально плоскости вращения, а одно из плеч ИМ повернуто на угол  $\psi$  относительно некоторой прямой линии, лежащей в плоскости вращения, оптическая разность фаз в плечах ИМ составляет

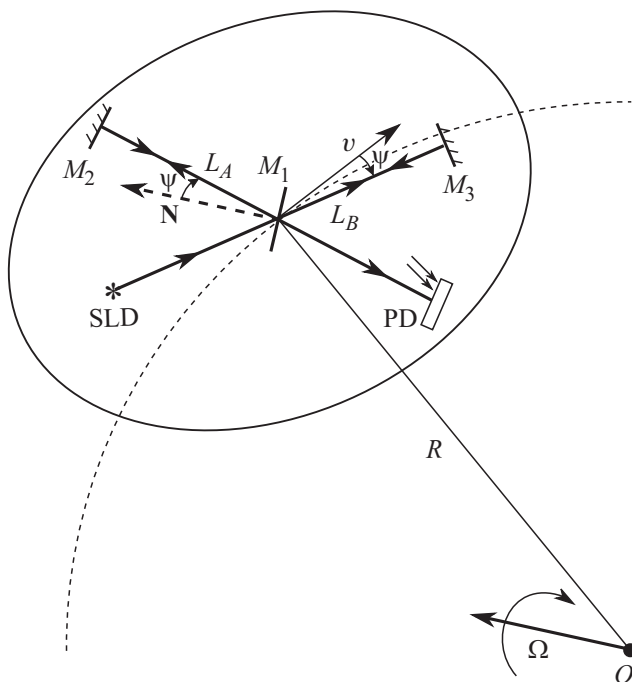
$$\Delta\Phi(\psi) = -\frac{L}{\lambda} \frac{\Omega^2 R^2}{c^2} \cos(2\psi). \quad (1)$$

Следовательно, величина КЭС пропорциональна длине плеча  $L$  ИМ, квадрату угловой частоты вращения  $\Omega$ , квадрату расстояния от центра вращения  $R$  и обратно пропорциональна длине волны света  $\lambda$ . Поскольку в настоящей работе, как и в [1], рассматривается ИМ, находящийся на поверхности Земли, совершающей ор-

битальное вращение вокруг Солнца, то  $R$  — это радиус земной орбиты ( $R \sim 1.5 \cdot 10^8$  km), а  $\Omega$  — угловая скорость орбитального вращения Земли ( $\Omega \sim 2\pi$  rad/year). В случае, если площадка, в плоскости которой расположен ИМ, ориентирована не ортогонально, а под некоторым углом к плоскости вращения (плоскости земной орбиты), то выражение (1) усложняется (см. выражение (9) работы [1]).

Цель данной работы — найти физические причины возникновения КЭС, который регистрируется наблюдателем, находящимся в лабораторной (инерциальной) системе отсчета (ИНС), где специальная теория относительности (СТО) заведомо справедлива. Если наблюдатель находится в ИНС, он может рассматривать не только прямолинейное и равномерное движение, но и криволинейное движение [2]. Отметим также, что, как показано в [2–4], при определенных условиях довольно широкий класс физических явлений можно рассматривать в неинерциальных системах координат в рамках СТО.

Другая цель работы — рассмотреть КЭС не только на языке изменения времен прохождения светом плеч ИМ, но и на языке количества длин волн света, укладываемых на длинах плеч ИМ при прохождении светом плеч ИМ в прямом и обратном направлениях,



**Рис. 1.**  $O$  — центр вращения,  $R$  — радиус вращения,  $\Omega$  — вектор угловой скорости, (стрелкой указано направление вращения),  $N$  — вектор, параллельный  $\Omega$ ,  $L_A = L_B$  — длины плеч ИМ,  $M_1$  — светоделительное зеркало ИМ,  $M_2$  и  $M_3$  — отражательные зеркала в плечах ИМ,  $\psi$  — угол между вектором  $N$  и плечом А ИМ, SLD — суперлюминесцентный диод, PD — фотодиод.

когда происходит лоренцевское изменение не только длин плеч ИМ, но и длины волны света. Будет показано, что оба подхода приводят к одинаковому результату.

Кроме того, проведены численные оценки, которые показывают, что проведение экспериментов по регистрации КЭС является вполне реальным.

## 2. Круговое движение интерферометра Майкельсона

Рассмотрим наиболее простой, соответствующий выражению (1) случай, когда равноплечный ИМ (длины плеч  $L_A = L_B$ ) расположен в плоскости, перпендикулярной (в общем случае под произвольным углом) плоскости вращения диска радиуса  $R$ . Иными словами, плоскость ИМ определяется двумя векторами, вектором  $N$ , параллельным угловой скорости вращения диска  $\Omega$ , и вектором линейной скорости  $v$ , касательным к диску вращения (рис. 1). Линейная скорость кругового движения с угловой скоростью  $\Omega$  составляет  $v = R\Omega$ . Здесь может рассматриваться вращение Земли вокруг своей оси ( $R = 6300$  km,  $v_{\text{earth}} = 0.458$  km/s — скорость на экваторе) или орбитальное вращение Земли вокруг Солнца ( $R = 150 \cdot 10^6$  km,  $v_{\text{orbit}} \approx 30$  km/s), или вращение Земли вместе с Солнечной системой вокруг центра Галактики (Млечного Пути) ( $R \sim 2.6 \cdot 10^{17}$  km,

$v_{\text{Gal}} \sim 230$  km/s). Таким образом, так же, как и в [1], мы рассматриваем круговое движение с большими, но не релятивистскими линейными скоростями. Пусть  $\psi$  есть угол между плечом А ИМ и  $N$ , лежащим в плоскости ИМ и параллельным  $\Omega$ . Интерферометр Майкельсона находится на поворотном столе круглой формы, позволяющем менять угол  $\psi$ , причем центр ИМ (делительное зеркало  $M_1$ ) совпадает с центром стола.

Из рис. 1 видно, что в процессе орбитального движения различные оптические элементы ИМ (зеркала  $M_1$ ,  $M_2$  и  $M_3$ ) движутся с различной линейной скоростью. Как будет показано ниже, в разд. 3 и 4, это обстоятельство позволяет выяснить физические причины возникновения КЭС.

Отметим, что, как показано в [1], некоторые изменения разности фаз в плечах ИМ, наблюдавшиеся в ходе экспериментов Майкельсона–Морли (ММ) [5,6] и их многочисленных повторений (наиболее заметный эффект наблюдался Д.К. Миллером [7]), находят приближенное объяснение с помощью КЭС с учетом того, что площадки, в плоскости которых были расположены ИМ, при этих измерениях находились на разных земных широтах и соответственно были ориентированы под некоторыми углами к плоскости земной орбиты. Этот вопрос подробно рассмотрен в [1].

Из выражения (1) следует, что если рассматривать не орбитальную линейную скорость Земли при ее вращении вокруг Солнца ( $\sim 30$ ) km/s, а вращение Земли вместе с Солнцем вокруг центра Млечного Пути ( $\sim 220$  km/s), то значение оптической разности фаз в плечах ИМ, обусловленное КЭС, должно быть примерно в 50 раз больше. Однако такая оценка совершенно не совпадает с результатами указанных экспериментов Майкельсона–Морли [5,6] и Д.К. Миллера [7]. Причина такого значительного несовпадения до сих пор не найдена. Можно предположить, что она связана с особенностями вращения различных участков Млечного Пути. Угловая скорость вращения звезд в зависимости от расстояния до центра нашей галактики не является постоянной величиной, а характеризуется довольно сложной зависимостью. Млечный Путь является сложной распределенной системой, и, возможно, это влияет на зависимости центробежных сил и сил Кориолиса от расстояния до центра нашей галактики. Этот вопрос рассматривался в [1].

Отметим, что С.И. Вавилов не только перевел [7] на русский, но и посвятил этой работе подробный комментарий [8].

## 3. Временные задержки в плечах интерферометра Майкельсона при его прямолинейном и криволинейном движении

Вначале рассмотрим прямолинейное равномерное движение ИМ. В литературе, учебных курсах и мо-

нографиях, как правило [9], приводится рассмотрение прямолинейного движения ИМ только с точки зрения давно устаревшей теории светоносного эфира. Далее авторы этих работ показывают, что в рамках этой теории в плечах ИМ должен был бы иметь место некоторый фазовый сдвиг, который в реальности не наблюдается, что и опровергает теорию светоносного эфира. Иногда при этом делается довольно сомнительное с точки зрения логики заключение, что коль скоро теория светоносного эфира ошибочна, то, следовательно, справедливой является СТО. В действительности, как показано в [10], для подтверждения справедливости СТО требуется привлекать не только результаты экспериментов ММ, но и других классических оптических экспериментов, в частности, экспериментов И. Физо [11] по проверке коэффициента О. Френеля увлечения света движущейся оптической средой [12] и экспериментов Г. Айвса и Дж. Стилуэлла [13,14] по обнаружению поперечного эффекта Доплера.

Рассмотрение прямолинейного движения ИМ в рамках СТО авторы нашли только в лекциях Л.И. Мандельштама [15] и Р. Фейнмана [16]. Пусть плечо ИМ  $L_B = L$  совпадает с направлением линейной скорости  $\mathbf{u}$ , а плечо ИМ  $L_A = L$  ортогонально  $\mathbf{u}$ . Скорость  $\mathbf{u}$  направлена вдоль оси  $X$  в положительном направлении. Неподвижный наблюдатель находится слева от источника излучения. За время, пока свет распространяется от зеркала  $M_1$  до того места на оси  $X$ , где в момент выхода света из зеркала  $M_1$  находится зеркало  $M_3$ , зеркало  $M_3$  успеет сместиться на некоторое расстояние в положительном направлении оси  $X$ . Пусть  $x_l = ct$  ( $c$  — скорость света в вакууме) — координата светового фронта в момент  $t$ , свет вышел из зеркала  $M_1$  в момент  $t = 0$ , а  $x_{M_3} = L + ut$  — координата зеркала  $M_3$  в момент  $t$ . Свет достигнет зеркала  $M_3$ , когда  $x_l = x_{M_3} = L_1^{\text{eff}}$ , где  $L_1^{\text{eff}} = L/(1 - u/c)$  — эффективная длина плеча  $B$  ИМ, т.е. длина прохождения света от  $M_1$  до  $M_3$  с точки зрения неподвижного наблюдателя. Однако приведенное выражение для  $L_1^{\text{eff}}$  было получено в рамках классической физики без учета лоренцевского сокращения длин движущихся предметов для неподвижного наблюдателя в  $\gamma$  раз, где  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ,  $\beta = u/c$ . В итоге получим

$$L_1^{\text{eff}} = \frac{L}{\gamma(1 - \beta)}. \quad (2)$$

Тогда время распространения света от  $M_1$  до  $M_3$  для неподвижного наблюдателя составит

$$t_1 = \frac{L/c}{\gamma(1 - \beta)}. \quad (3)$$

Аналогичные расчеты для встречного направления света в плече  $B$  ИМ показывают, что

$$L_2^{\text{eff}} = \frac{L}{\gamma(1 + \beta)}, \quad (4)$$

$$t_2 = \frac{L/c}{\gamma(1 + \beta)}. \quad (5)$$

Полное время распространения света в плече ИМ  $L_B$  от зеркала  $M_1$  до зеркала  $M_3$  и обратно составляет

$$t_1 + t_2 = \frac{2L/c}{\gamma(1 - \beta^2)} = \frac{2L/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 2L\gamma/c.$$

Зеркало  $M_2$  в плече ИМ  $A$  для неподвижного наблюдателя движется со скоростью  $u$  ортогонально направлению распространения света в этом плече. Как показано в [16] (см. рис. 15.2 из [16]), при этом направления и траектории распространения света в прямом (от  $M_1$  до  $M_2$ ) и обратном (от  $M_2$  до  $M_1$ ) направлениях не совпадают, но эффективные длины плеча  $A$  в прямом и обратном направлениях равны и составляют

$$L_3^{\text{eff}} = \frac{L}{\sqrt{1 - \beta^2}} = L\gamma, \quad (6)$$

$$t_3 = L\gamma/c. \quad (7)$$

Тогда, как показано в [16],

$$t_1 + t_2 = 2t_3. \quad (8)$$

Это и есть доказательство Р. Фейнмана [16] того, что для прямолинейного равномерного движения ИМ вне зависимости от величины линейной скорости  $u$  в рамках СТО разность времен распространения света в плечах интерферометра ММ отсутствует.

Теперь рассмотрим движение ИМ по круговой траектории. Если  $\psi = 0$ , то направление плеча  $B$  совпадает с направлением линейной скорости кругового движения  $\mathbf{v}$  и, следовательно, в соответствии с преобразованиями Лоренца (ПЛ) его длина сократится в  $\gamma$  раз по отношению к неподвижному наблюдателю, который не принимает участия во вращении ( $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — так называемый лоренц-фактор,  $c$  — скорость света в вакууме). Плечо  $A$  ИМ параллельно прямой  $N$  и соответственно ортогонально  $\mathbf{v}$  и, следовательно, не испытывает лоренцевского сокращения. Поскольку даже для вращения вокруг центра Галактики выполняется условие  $R\Omega \ll c$ , то очевидно, что в плечах ИМ возникнет разность фаз оптического излучения, пропорциональная  $v^2/c^2$ . В общем случае для произвольного  $\psi$  можно записать выражения для длин плеч ИМ с учетом лоренцевского сокращения:

$$L_A = L\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\sin^2\psi + \cos^2\psi},$$

$$L_B = L\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\cos^2\psi + \sin^2\psi}. \quad (9)$$

Тогда, с учетом того, что свет дважды проходит каждое из плеч ИМ в прямом и обратном направлениях, разность оптических путей в плечах  $\Delta L = 2(L_A - L_B) \simeq -L(R^2\Omega^2/c^2)\cos(2\psi)$ , а оптическая разность фаз в плечах ИМ

$$\Delta\Phi(\psi) = -2\pi \frac{L}{\lambda} \frac{\Omega^2 R^2}{c^2} \cos(2\psi), \quad (10)$$

где  $\lambda$  — длина волны света. Выражение (10) совпадает с выражением (8) работы [1], и, следовательно, КЭС для наблюдателя, находящегося как в ВСО, так и в ИСО, описывается одним и тем же выражением (в [1] выражение (10) и другие выражения для разности фаз в плечах ИМ записаны в числе интерференционных полос, а в настоящей работе — в радианах). Отметим, что обычный эффект Саньяка во ВСО [3] и в ИСО [2,17] также описывается одним и тем же выражением. Имеется еще один эффект, связанный со смещением и поворотом зеркал, возникающем при повороте ИМ в ИСО, который также влияет на разность фаз в плечах ИМ. Этот эффект рассмотрен в [18], его зависимость от угла  $\psi$  описывается выражением (10), умноженным на коэффициент  $2L/R$ . Поскольку для ИМ, применявшихся в экспериментах ИМ и их повторений,  $L = 1 - 30 \text{ м} \ll R$ , то этим эффектом в первом приближении можно пренебречь.

Следует отметить, что вычисление КЭС в ИСО для случая, когда ИМ расположен не в плоскости вращения, сложнее, чем во ВСО [1]. Однако для рассмотренного выше простого случая интерпретация КЭС в ИСО физически более наглядна и прозрачна, поскольку является следствием эффекта сокращения Фицджеральда–Лоренца размеров движущегося объекта, т.е. вычисление величины КЭС в ИСО требует только использования ПЛ, так как все расчеты проводятся в рамках СТО.

#### 4. Количество длин волн света, укладываемых в плечах интерферометра Майкельсона при его прямолинейном и криволинейном движении

Вычисление числа длин волн света, укладываемых в плечах интерферометра того или иного типа, является наглядным и весьма продуктивным способом рассмотрения влияния различных эффектов на сдвиг интерференционных полос. Если рассмотрение временных задержек в плечах ИМ, дает нам интегральное представление об оптических эффектах в плечах ИМ, то рассмотрение количества длин волн света, укладываемых в плечах ИМ дает нам локальное представление об оптических эффектах в плечах ИМ на масштабе длины волны света. Однако при таком подходе даже для случая прямолинейного и равномерного движения ИМ имеются свои некоторые тонкие моменты, которые мы рассмотрим ниже.

Приведем простой пример прямолинейного и равномерного движения ИМ со скоростью  $u$ . При  $\psi = 0$  плечо  $L_B$  ИМ вследствие ПЛ сократится для неподвижного наблюдателя в  $\gamma$  раз. Но и длина волны света вследствие ПЛ также должна сократиться в  $\gamma$  раз, и никаких интерференционных эффектов не должно наблюдаться. Однако в действительности все гораздо сложнее, поскольку сокращение длины волны для неподвижного

наблюдателя происходит вследствие релятивистского эффекта Доплера, предсказанного еще А. Эйнштейном в 1905 г. [19] и подтвержденного экспериментами Г. Айвса и Дж. Стилуэлла [13] в 1938 г. В литературе обычно приводится соответствующая формула не для длины волны света, а для частоты света  $\nu$  [9]:

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \psi}, \quad (11)$$

где  $\nu_0$  — частота света в ИСО, в которой находится ИМ, движущийся со скоростью  $u$ ,  $\nu$  — частота света в ИСО, в которой находится неподвижный наблюдатель,  $\beta = u/c$ . Тогда для длины волны света  $\lambda = c/\nu$  будет иметь место выражение

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 + \beta \cos \psi}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (12)$$

где  $\lambda_0$  — длина волны света в ИСО, в которой находится ИМ, движущийся со скоростью  $u$ ,  $\lambda$  — длина волны света в ИСО, в которой находится неподвижный наблюдатель. Из выражения (12) следует, что даже для одного и того же плеча ИМ для распространения света в противоположных направлениях длина волны света различна. Исключение составляет случай  $\psi = \pi/2$ , когда имеет место поперечный (квадратичный) эффект Доплера.

Из выражения (12) получим

$$\lambda_1 = \lambda(\psi = 0) = \lambda_0 \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}},$$

$$\lambda_2 = \lambda(\psi = \pi) = \lambda_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}},$$

$$\lambda_3 = \lambda(\psi = \pi/2) = \lambda(\psi = 3\pi/2) = \lambda_0 \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}.$$

Следует также учесть, что для света, который распространяется в плечах ИМ в противоположных направлениях, при расчетах следует учитывать не релятивистскую длину плеч ( $L/\gamma$  для плеча  $L_B$  и  $L$  для плеча  $L_A$ ), а эффективные длины плеч (2), (4), (6), так как зеркала ИМ перемещаются в процессе распространения света.

Число длин волн света, укладываемых в плечах ИМ для наблюдателя, находящегося в одной ИСО с ИМ, составляет  $m = L/\lambda_0$ . Для того чтобы вычислить число длин волн света, укладываемых в плечах ИМ, движущегося со скоростью  $u$  относительно неподвижного наблюдателя, используем выражения (2), (4), (6) для эффективных длин плеч ИМ относительно этого неподвижного наблюдателя. Тогда число длин волн света, укладываемых в плечах ИМ, составит

$$m_1 = L_1^{\text{eff}}/\lambda_1 = m\gamma,$$

$$m_2 = L_2^{\text{eff}}/\lambda_2 = m\gamma,$$

$$m_3 = L_3^{\text{eff}}/\lambda_3 = m. \quad (13)$$

Из (13) следует два важных вывода.

1. Несмотря на то, что для плеча  $B$  ИМ эффективные длины плеч ИМ для прямого ( $L_1^{\text{eff}}$ ) и обратного ( $L_2^{\text{eff}}$ ) направления распространения света различаются и, более того, длины волн света для прямого ( $\lambda_1$ ) и обратного ( $\lambda_2$ ) направлений также различаются, с точки зрения неподвижного наблюдателя число длин волн света, укладываемых в плечах ИМ, для прямого ( $m_1$ ) и обратного ( $m_2$ ) направлений совпадают. Равенство  $m_1 = m_2$  не зависит от скорости движения ИМ  $u$ . Поскольку  $\lambda_1 \neq \lambda_2$ , то с точки зрения неподвижного наблюдателя в плече  $B$  ИМ будет наблюдаться не стоячая, а бегущая световая волна.

2. Для плеча  $A$  ИМ число длин волн света, укладываемых в этом плече, с точки зрения неподвижного наблюдателя не зависит от скорости движения ИМ  $u$ . В плече  $A$  ИМ неподвижный наблюдатель также не будет наблюдать стоячих световых волн, поскольку, как показано в [16] (см. рис. 15.2 из [16]), при этом траектории распространения света в прямом (от  $M_1$  до  $M_2$ ) и обратном (от  $M_2$  до  $M_1$ ) направлениях не совпадают.

Для криволинейного движения ИМ все три зеркала ИМ движутся с различными линейными скоростями и, следовательно, выражения (12) и (13) неприменимы.

### 5. Численные оценки ожидаемого эффекта для случая орбитального вращения Земли вокруг Солнца для широты Нижнего Новгорода

Сделаем численные оценки ожидаемого эффекта для случая орбитального вращения Земли вокруг Солнца и  $L_A = L_B = L = 20$  см (столь короткая длина плеча ИМ позволит существенно понизить влияние тепловых эффектов на разность фаз в плечах ИМ) и  $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ . Для оценок будем использовать выражение<sup>1</sup>, которое позволяет вычислять разность фаз  $\Delta\Phi$  в самом общем случае, когда площадка, в плоскости которой расположен ИМ, наклонена на угол  $\pi/2 - \phi$  к плоскости вращения:

$$\Delta\Phi(\psi, \phi) = -2\pi \frac{L}{\lambda} \frac{\Omega^2 R^2}{c^2} (\cos^2 \phi \cos(2\psi) - \sin^2 \phi), \tag{14}$$

где  $\phi$  — географическая широта. Выражение (14) справедливо в случае, если считать, что земная ось ортогональна плоскости эклиптики (орбиты Земли). В действительности ось Земли наклонена на угол  $23^\circ 26' 13''$  по отношению к перпендикуляру к плоскости эклиптики, и величина  $\Delta\Phi(\psi, \phi)$  будет зависеть от времени суток. На рис. 2 приводится зависимость  $\Delta\Phi(\psi)$  для  $\phi = 56^\circ 19' 24''$  (широта г. Нижнего Новгорода). Как

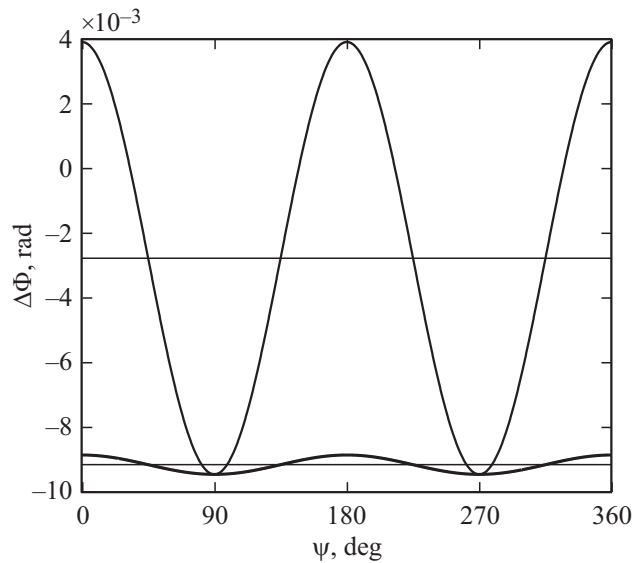


Рис. 2. Зависимость  $\Delta\Phi(\psi)$  для широты Нижнего Новгорода в наиболее (верхняя кривая) и наименее благоприятное (нижняя кривая) для наблюдения КЭС время суток. Длина плеч ИМ 20 см.

следует из рис. 2, амплитуда гармонического изменения  $\Delta\Phi$  при изменении угла  $\psi$  по линейному закону составит  $\approx 6.7 \cdot 10^{-3}$  рад в наиболее благоприятное для наблюдения КЭС время суток (верхняя кривая), и  $\approx 3 \cdot 10^{-4}$  рад в наименее благоприятное время (нижняя кривая). При измерениях в другое время суток зависимости  $\Delta\Phi(\psi)$  будут лежать между нижней и верхней кривыми. Модуляционный метод измерения разности фаз в интерферометрах различного типа, предложенный И.Л. Берштейном 70 лет назад для кольцевого интерферометра Саньяка в радиодиапазоне [20] и несколько позднее нашедшим применение в оптике [21,22], в настоящее время позволяет при достаточно высокой интенсивности света обнаруживать периодические изменения разности фаз с погрешностью до  $10^{-6} - 10^{-7}$  рад. Таким образом, проведение экспериментов по регистрации КЭС является вполне реальным.

### 6. Заключение

Перечислим основные результаты работы.

1. Показано, что КЭС может быть вычислен не только во ВСО, но и в ИСО.
2. Показано, что проведение экспериментов по регистрации КЭС с компактным ИМ является вполне реальным.
3. Введено понятие эффективных длин плеч движущегося относительно неподвижного наблюдателя ИМ — длины путей света при его распространении в прямом и обратном направлениях. Эти эффективные длины плеч не совпадают ни с собственной длиной плеча ИМ  $L$ , ни с его релятивистской длиной  $L/\gamma$ .

<sup>1</sup> В работе [1] это выражение приведено под номером (9).

4. Показано, что, поскольку зеркала ИМ перемещаются в процессе распространения света, при расчетах целесообразно учитывать не релятивистские длины  $L/\gamma$  для плеча, которое ориентировано параллельно направлению скорости ИМ, и  $L$  для плеча, которое ориентировано ортогонально направлению скорости ИМ, а эффективные длины плеч ИМ.

5. Показано, что с точки зрения неподвижного наблюдателя для каждого из плеч ИМ число длин волн света, укладываемых в плечах ИМ для прямого и обратного направлений распространения света, совпадает. При этом, поскольку длины волн или пути распространения для противоположных направлений распространения света в плечах ИМ различаются, неподвижный наблюдатель будет видеть не стоячие, а бегущие световые волны.

### Благодарности

Авторы выражают благодарность В.М. Геликонову за полезные замечания, Э. Гургуйону за предоставление монографии [4].

### Финансирование работы

Работа поддержана проектами по Государственному заданию № 0035-2019-0013 и № 0035-2018-0202.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Малыкин Г.Б., Позднякова В.И. // УФН. 2015. Т. 185. № 4. С. 431.
- [2] Малыкин Г.Б. // УФН. 2000. Т. 170. № 12. С. 1325.
- [3] Малыкин Г.Б. // УФН. 2002. Т. 172. № 8. С. 969.
- [4] Gourgoulhon E. *Special Relativity in General Frames*. Berlin-Heidelberg: Springer, 2013. 784 p.
- [5] Michelson A.A. // Am. J. Sci. 1881. V. 22 (3). N 128. P. 120.
- [6] Michelson A.A., Morley E.W. // Am. J. Sci. 1887. V. 34(3). N 203. P. 333.
- [7] Miller D.C. // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S. 1925. V. 11. N 6. P. 306. Миллер Д.К. // УФН. 1925. Т. 5. С. 177.
- [8] Вавилов С.И. // УФН. 1926. Т. 6. № 3. С. 631.
- [9] Ландсберг Г.С. *Оптика*. М.: Наука, 1976. 928 с.
- [10] Малыкин Г.Б. // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 4. С. 624.
- [11] Fizeau H. // Comptes Rendus. 1851. V. 33. N 13. P. 349. Физо И. Творцы физической оптики. Сб. статей / Сост. Франкфурт УИ.. М.: Наука, 1973. С. 214.
- [12] Fresnel A. // Annales de Chimie et de Physique. 1818. V. 9. P. 57; Френель О. Письмо Огюстена Френеля к Франсуа Араго относительно влияния движения Земли на некоторые оптические явления. // Избранные труды по оптике / Под ред. Ландсберг Г.С.. М.: Гостехиздат, 1955. С. 516.
- [13] Ives H.E., Stilwell G.R. // JOSA. 1938. V. 28. N 7. P. 215.
- [14] Ives H.E., Stilwell G.R. // JOSA. 1941. V. 31. N 5. P. 369.

- [15] Академик Мандельштам. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972. С. 83.
- [16] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс Р. Фейнмановские лекции по физике. Т. 2. Пространство. Время. Движение. М.: Мир, 1965. 165 с.
- [17] Малыкин Г.Б. // УФН. 1997. Т. 167. № 3. С. 337.
- [18] Maraner P. // Annals of Physics (N Y), 2014. V. 350. P. 95.
- [19] Einstein A. // Ann. der Phys. 1905. V. 17. N 10. P. 891. Эйнштейн А. Собр. соч. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 7.
- [20] Берштейн И.Л. // ДАН СССР. 1950. Т. 75. № 5. С. 635.
- [21] Горелик Г.С. // ДАН СССР. 1952. Т. 83. № 4. С. 553.
- [22] Берштейн И.Л. // УФН. 1953. Т. 83. № 4. С. 631.