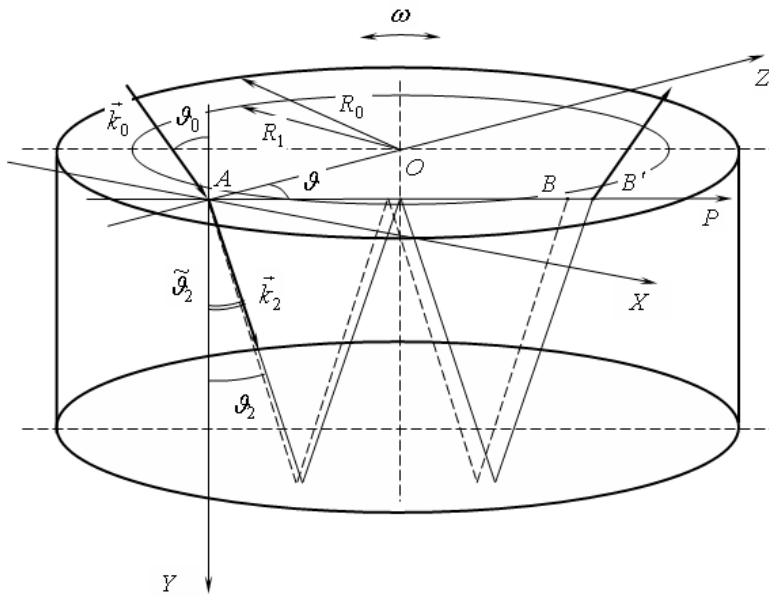


## Поперечное увлечение света в движущейся среде

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 влиянии эффекта поперечного увлечения плоской монохроматической электромагнитной волны во вращающейся оптически прозрачной среде в приближении геометрической оптики и рассчитаны параметры, при которых это влияние имеет максимальное значение.

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



**Рис.1.** На плоские поверхности ОД нанесены отражающие покрытия для увеличения оптического пути в движущейся среде.

Верхняя поверхность ОД имеет отражающее покрытие радиуса  $R_1$ , нижнее – полностью отражающее. Вследствие нарушения закона Снеллиуса угол преломления  $\mathcal{G}_2$  становится равным  $\tilde{\mathcal{G}}_2$ , а точка  $B$  выхода луча из диска смещается в точку  $B'$ . Расстояние от точки падения луча до центра диска равно

$OA = R$ . Расстояние между проекцией луча (ось  $AP$ ) и центром диска равно  $r = R \sin \mathcal{G}$ .

Разность хода лучей, распространяющихся через ОД в противоположных направлениях, вследствие продольного эффекта увлечения определяется выражением [1]

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

Здесь  $\beta_{2n} = \pm V_{2n}/c$ ,  $V_{2n} = 2\pi v r$ ,  $\vec{V}_{2n}$  - скорость движения ОД в проекции на  $AP$ ,  $l = AB' = 2\sqrt{R^2 - r^2}$ ,  $n_2$  - показатель преломления материала ОД,  $\lambda = 2\pi/k_0$ . Заметим, что величина  $\Delta_0$  будет максимальной, если  $r = r_0 = R/\sqrt{2}$ .

Поперечное увлечение света будет зависеть от толщины диска  $d$

$$\Delta' = \frac{2Nd(n_2 - 1)}{\lambda} \left( \frac{1}{\cos \mathcal{G}'_2} - \frac{1}{\cos \mathcal{G}_2} \right). \quad (2)$$

Здесь  $N$  - число проходов луча между плоскими поверхностями ОД.

Для  $\mathcal{G}'_2$  можно получить [2]

$$\cos \mathcal{G}'_2 = \frac{n_2 \cos \mathcal{G}_2 - \kappa_2 \beta_{2n}}{\sqrt{n_2^2 - 2n_2 \kappa_2 \beta_{2n} \cos \mathcal{G}_2 + \kappa_2^2 \beta_{2n}^2}}, \quad \kappa_2 = n_2^2 - 1. \quad (3)$$

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

$$\Delta' = \frac{2Nd(n_2 - 1)\kappa_2\beta_{2n}}{\lambda n_2} \operatorname{tg}^2 \vartheta_2. \quad (4)$$

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

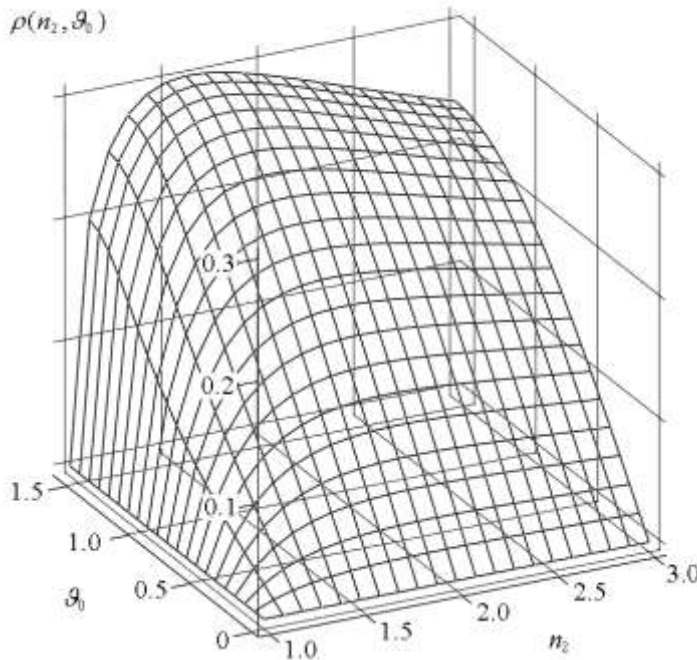
$$\Delta_\Sigma = \Delta_0 + \Delta' = (1 + \rho)\Delta_0. \quad (5)$$

Здесь параметр

$$\rho(n_2, \vartheta_0) = \frac{n_2 - 1}{n_2} \operatorname{tg} \vartheta_2 = \frac{n_2 - 1}{n_2} \frac{\sin^2 \vartheta_0}{\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \vartheta_0}} \quad (6)$$

характеризует эффективность поперечного увлечения света. Решение (6) представлено на рис. 2. Найдем максимальное значение  $\rho^m$ . Учтем, что максимальное значение  $\operatorname{tg} \vartheta_2$  ограничено углом падения  $\vartheta_0 \rightarrow 90^\circ$ . Для этого предела имеем

$$\rho(n_2) = \frac{1}{n_2} \sqrt{\frac{n_2 - 1}{n_2 + 1}}. \quad (7)$$



**Рис. 2.** Зависимость параметра эффективности поперечного увлечения света от показателя преломления материала  $n_2$  и угла падения  $\vartheta_0$  (в радианах).

Данная функция имеет максимум

$$\text{при } n_2 = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} = 1,618034.$$

Подстановка этого значения в (7)

$$\text{дает } \rho^m = \frac{\sqrt{2(\sqrt{5} - 1)}}{3 + \sqrt{5}} = 0,3.$$

Существование максимума объясняется конкуренцией двух эффектов: с одной стороны с ростом  $n_2$  увеличивается оптический путь, с другой, уменьшается  $\vartheta_2$ , и, следовательно, уменьшается геометрический путь в материале.

Таким образом, максимальное значение поперечного эффекта увлечения может достигать 30% от продольного увлечения, характеризуемого  $\Delta_0$ , в приведенной на рис.1 схеме. Однако, при дальнейшем распространении лучей в интерферометре, величина разности хода лучей вследствие поперечного увлечения может быть больше вследствие изменения точек выхода излучения из ОД.

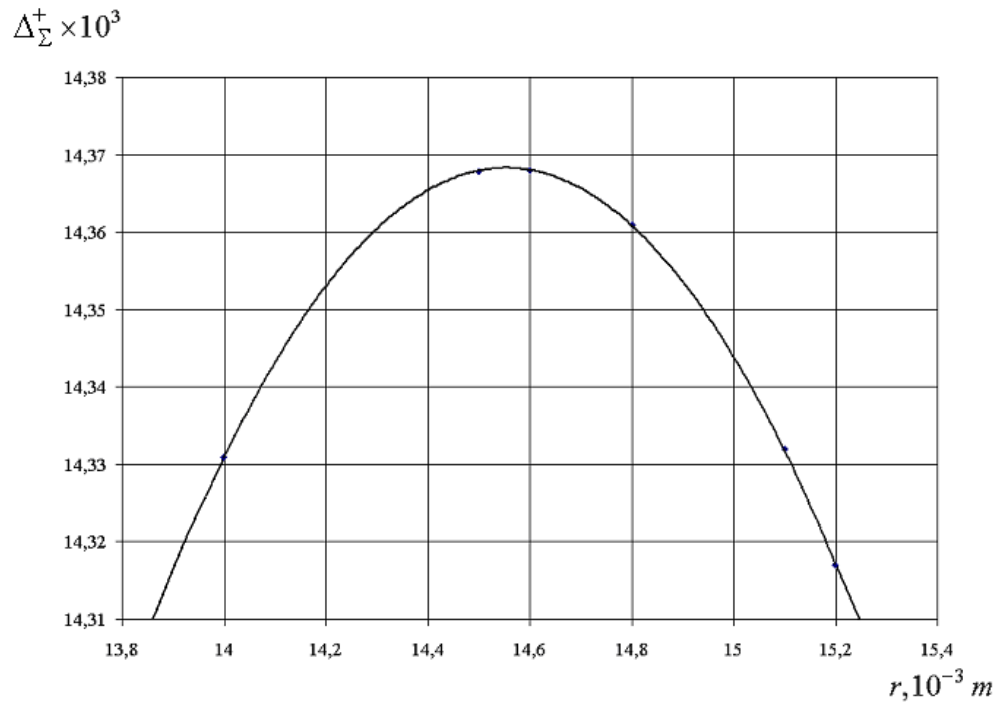
Найдем оптимальное соотношение между  $r$  и  $R$  с учетом поперечного эффекта. Для  $\Delta_\Sigma$  запишем

$$\Delta_\Sigma = \left(1 + \alpha\sqrt{R^2 - r^2}\right) \beta r\sqrt{R^2 - r^2}, \quad (8)$$

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

Сделаем оценку изменения  $r$  для обеспечения максимальной величины  $\Delta_{\Sigma}$ . Численное решение (8) представлено на рис.3 для параметров  $R = 21,5$  мм,  $d = 0,02$  м,  $N = 3$ ,  $n_2 = 1,7125$  (ТФЗ),  $\nu = 200$  Гц,  $\lambda = 0,632991$  мкм.

Из рис.3 следует, что  $\Delta_{\Sigma}$  имеет максимальное значение при  $r = 14,6$  мм вместо  $r_0 = R/\sqrt{2} = 15,2$  мм.



**Рис.3.** Зависимость суммарной разности хода лучей  $\Delta_{\Sigma}^+$  от параметра  $r$ .

Таким образом, из анализа следует, что эффект поперечного увлечения света может составлять величину порядка 30% от продольного увлечения, характеризуемого  $\Delta_0$ . Наибольшее влияние эффект оказывает при  $n_2 = 1,618034$ . 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.

#### Литература

- [1]. Гладышев В.О., Гладышева Т.М., Дашко М., Трофимов Н., Шарандин Е.А. Анизотропия пространства скоростей электромагнитного излучения в движущихся средах// Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2006, Т.3, №2(6), с.173-187.
- [2]. Gladyshev V., Gladysheva T., Zubarev V. Propagation of electromagnetic waves in complex motion media//Journal of Engineering Mathematics. 2006. V.55. No.1-4, pp.239-254