

01;07  
©1993

## РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ЭФФЕКТ ИСКРИВЛЕНИЯ ТРАЕКТОРИИ СВЕТОВОГО ЛУЧА В СРЕДЕ С ВРАЩЕНИЕМ

*В.О.Гладышев*

Искривление траектории электромагнитной волны при распространении в среде, обладающей вращением с угловой скоростью  $\Omega$ , является одним из эффектов электродинамики движущихся сред [1]. Появление кривизны в системе с вращением выглядит естественным и важным физическим следствием теории, и, наряду с этим, может служить основой для интересных экспериментов.

Так как решение волнового уравнения для распространения электромагнитной волны в среде применимо для постоянной скорости движения среды, для области среды, в которой скорость движения не является постоянной, необходимо решать волновое уравнение для каждой соседней локальной области, т.е. для атомарного слоя порядка нескольких длин волн излучения [2,3]. В уравнение входят тангенциальная  $U_{2x}$  и нормальная  $U_{2z}$  составляющие скорости движения среды  $U_2$  (рис. 1), являющиеся проекциями на оси  $X, Z$  [4]. Эти составляющие изменяют свою величину в различных точках траектории, что приводит к неизбежному выводу о дополнительном сдвиге фазы в результирующей волне за счет искривления траектории.

Выберем инерциальную систему координат, в которой среда с диэлектрической  $\epsilon_1$  и магнитной  $\mu_1$  проницаемостями покоится. Рассмотрим случай, когда движущаяся среда не обладает дисперсией и поглощением. Волновой вектор  $k_0$  падающей плоской монохроматической электромагнитной волны образует с осью  $Z$  угол  $\vartheta_0$  (рис. 1).

Для заданного закона вращения с центром в точке с координатами  $(x = 0, z = a_0)$  тангенциальная и нормальная составляющие скорости движения среды  $U_2$  соответствуют

$$U_{2x} = \Omega(a_0 - z), \quad U_{2z} = \Omega x. \quad (1)$$

Ограничим траекторию распространения электромагнитной волны во второй среде поверхностью с радиусом  $R = a_0$  и потребуем выполнения условия  $R \gg \lambda_0, k_0 = 2\pi/\lambda_0$ . Данное условие позволяет использовать решение волнового уравнения для плоской электромагнитной монохроматической волны с тангенциальным разрывом скорости на границе сред [4].

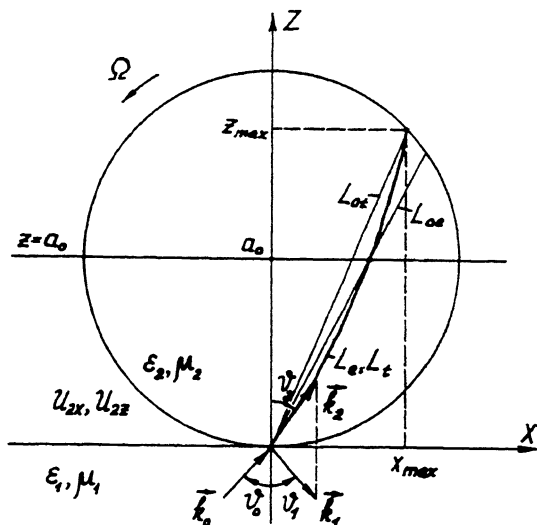


Рис. 1. Световые лучи, падающие на границу раздела сред с  $\vartheta_0$ , при  $\Omega = 0$  и при  $\Omega \neq 0$  распространяются по траекториям, пересекающимся на прямой  $z = a_0$  при любом  $\vartheta_0$ .

Угол преломления электромагнитной волны  $\vartheta_2$  на тангенциальном разрыве (на границе раздела двух сред с  $n_1, n_2$ ) определяется из  $\text{tg } \vartheta_2 (x = 0, z = 0) = k_{2x}/k_{2z}$ , где  $k_{2z} = \frac{\omega_0}{c} \sin \vartheta_0$ . Траектория распространения будет лежать в плоскости  $X, Z$  и ей будет соответствовать неявное уравнение

$$z = \text{cosec } \vartheta_0 \int_0^{x_{\max}(x,z)} \frac{[A_\Omega(x,z) - B_\Omega(x,z)] dx}{c^2 - \Omega^2((a_0 - z)^2 + n_2^2 x^2)}, \quad (2)$$

$$A_\Omega(x,z) = \left\{ [c^2 - \Omega^2((a_0 - z)^2 + x^2)] [(c^2 - \Omega^2((a_0 - z)^2 + n_2^2 x^2)) \cos^2 \vartheta_0 + (n_2^2 - 1)(c - \Omega(a_0 - z) \sin \vartheta_0)^2] \right\}^{1/2},$$

$$B_\Omega(x,z) = (n_2^2 - 1)(c - \Omega(a_0 - z) \sin \vartheta_0) \Omega x.$$

Величина

$$x_{\max}(x,z) = \frac{1}{2} \sin 2\vartheta_2 [a_0 - k \text{tg } \vartheta_2 + (a_0^2 - 2a_0 k \text{tg } \vartheta_2 - k^2)^{1/2}], \quad (3)$$

$$k = x - z \text{tg } \vartheta_2$$

представляет собой дрейфующую вместе с  $x, z$  координату ожидаемого пересечения траектории распространения

электромагнитной волны с цилиндрической поверхностью радиуса  $R$ .

Уравнение (2) подтверждает возникновение кривизны траектории электромагнитной волны в неравномерно движущейся среде. Так как в каждой локальной области траектории имеет место локальный тангенциальный разрыв скорости в относительном движении слоев среды, то изменяется только одна компонента волнового вектора  $\mathbf{k}_2$  и возникает изменение угла преломления  $\vartheta_2$  при переходе от одного слоя к другому. Иными словами, вторичные электромагнитные волны, вследствие изменения проекции скорости движения атомов среды на волновой вектор волны возбуждения, в каждой локальной области траектории меняют свое направление, что приводит к дрейфу фазовой скорости и искривлению траектории суперпозиции всех волн.

Тогда, в приближении геометрической оптики, длина траектории распространения светового луча во вращающейся среде радиуса  $R$  будет описываться уравнением

$$L_t = \int_0^{x_{\max}(x,z)} \sqrt{1 + \operatorname{ctg}^2 \vartheta_2(x,z)} dx. \quad (4)$$

Эквивалентная разность хода для световых лучей, прошедших путь из т.(0,0) в т.( $x_{\max}$ ,  $z_{\max}$ ) с  $\Omega = 0$  и  $\Omega \neq 0$  соответствует

$$\Delta_{cr} = n_2(L_t - L_{0t}), \quad (5)$$

где  $L_{0t} = \sqrt{2a_0 t_{\max}}$  является геометрической длиной прямолинейной траектории до точки с координатами ( $x_{\max}$ ,  $z_{\max}$ ). Ясно, что так как  $n_2$  не является функцией скорости среды, в  $\Delta_{cr}$  не входит разность хода за счет продольного эффекта Физо. Исходя из соотношения для скорости распространения электромагнитной волны в среде  $c' = \frac{\omega a}{k_2}$  можно записать уравнение для эквивалентной длины траектории светового луча с учетом того, что эквивалентный показатель преломления является функцией  $x$ ,  $z$ :

$$L_e = 2c \int_0^{x_{\max}(x,z)} \frac{k_{2z} dx}{\omega_0 \sin 2\vartheta_2(x,z)}. \quad (6)$$

Полное эквивалентное накопление разности хода двух световых лучей, которое будет измерено в эксперименте, с учетом продольного и поперечного эффектов увлечения, один из которых распространялся в среде с  $\Omega = 0$ , а второй с  $\Omega \neq 0$ , соответствует

$$\Delta_e = L_e - L_{0e}. \quad (7)$$

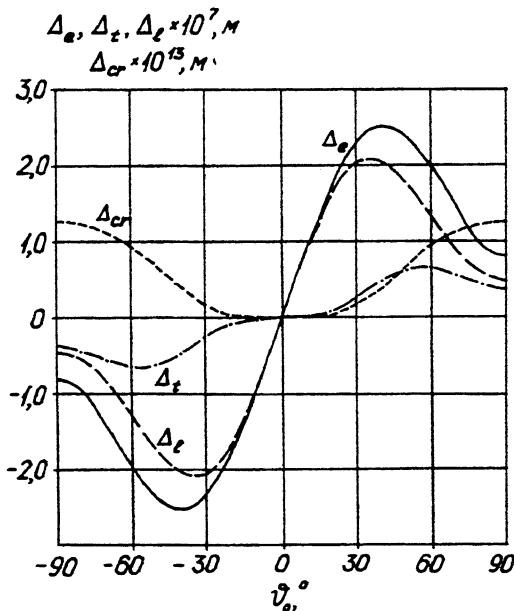


Рис. 2. Зависимости накопленной разности хода световых лучей с  $\Omega = 0$  и  $\Omega = 10^4$  рад/с за счет поперечного и продольного эффектов увлечения светового луча во вращающейся среде.

Накопление оптической разности хода за счет искривления траектории распространения и смещения точки пересечения с цилиндрической поверхностью определяется из

$$\Delta_t = n_2(L_t - L_0). \quad (8)$$

Для оптической разности хода за счет продольного эффекта Физо можно записать

$$\Delta_l = L_e - n_2 L_t. \quad (9)$$

На основе приведенных формул (1)–(9) были проведены численные расчеты эффектов продольного и поперечного эффектов трансформации электромагнитной волны во вращающемся диске радиуса  $R$ .

В приближении геометрической оптики проведенные расчеты можно пояснить на основе рис. 2.

Основным результатом расчетов является подтверждение наличия в среде с  $\Omega \neq 0$  криволинейных траекторий распространения световых лучей, что следует из уравнения (2).

Интересным обстоятельством является пересечение траекторий лучей при  $\Omega = 0$  и  $\Omega \neq 0$  на прямой  $z = a_0$  при

любом  $\vartheta_0$  [5]. Численные значения для эффектов поперечного и продольного увлечения представлены для сравнения на графиках (рис. 2) как зависимости от  $\vartheta_0$  для следующих параметров:  $k_0 = 10^7 \text{ м}^{-1}$ ,  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 1.5$ ,  $a_0 = 0.1 \text{ м}$ ,  $\Omega = 10^4 \text{ рад/с}$ . Из формы графиков для  $\Delta_t$ ,  $\Delta_l$  можно сделать вывод о конкуренции эффектов с ростом  $\vartheta_0$ . При интегрировании размер локальной области соответствовал  $10^{-5} \text{ м}$  и его уменьшение практически не влияло на результаты расчетов.

Отметим, что проведенные ранее эксперименты по отражению электромагнитных волн от движущейся границы раздела двух сред, в которых измерялось отклонение частоты при отражении от фронта плазмы [6,7], хорошо согласовывались с решением уравнений электродинамики движущихся сред и являлись экспериментальным тестом основ электродинамики. Прохождение электромагнитной волны в среде с вращением открывает возможность экспериментальной проверки части решения волнового уравнения, включающей члены с  $U_{2x}$ ,  $U_{2z}$  и основанной на изменении скорости движения среды вдоль траектории распространения. Как следует из рис. 2, для принятого  $\Omega = 10^4 \text{ рад/с}$  и  $\vartheta_0 = 45^\circ$ , накопление оптической разности хода находится на уровне  $\lambda_0$  для однократного прохождения среды. Эта величина линейно растет при многократном переотражении светового луча на цилиндрической поверхности радиуса  $R = a_0$ , образующей симметричный неконфокальный резонатор, позволяя с большим запасом точности исследовать релятивистский эффект искривления траектории распространения светового луча в лазерном интерференционном эксперименте.

Таким образом, с точки зрения эксперимента, исследование физического явления искривления траектории распространения плоской монохроматической электромагнитной волны в среде с вращением связано не только с определением кривизны траектории и возможностью проведения нового экспериментального теста электродинамики движущихся сред, но также с построением релятивистского интерферометра нового типа.

### Список литературы

- [1] Гладышев В.О. // Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ.-семинара "Инженерно-физические проблемы новой техники". М.: МГТУ, 1992. С. 136-137.
- [2] Sensor D. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. МТТ-16. 1968. Р. 565.
- [3] Солимено С., Корозиньяни Б., Ди Порто П.: Дифракция и волновое распространение оптического излучения. Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 664 с.

- [4] *Болотовский Б.М., Столяров С.Н.* // УФН. 1989. Т. 159. В. 1. С. 155-180.
- [5] *Гладышев В.О.* // Тез. докл. Междунар. конф. "Актуальные проблемы фундаментальных наук". М.: МГТУ. 1991. Т. 3. С. 13-16.
- [6] *Загороднов О.Г., Файнберг Я.Б., Егоров А.М.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. В. 1. С. 7-9.
- [7] *Загороднов О.Г., Файнберг Я.Б., Егоров А.М., Болотин Л.И.* // ЖТФ. 1961. Т. 31. В. 3. С. 297-300.

Московский государственный  
технический университет им. Н.Э.Баумана

Поступило в Редакцию  
30 апреля 1993 г.

