

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 Ω , 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 ϵ_1 и магнитной μ_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 ϑ_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].

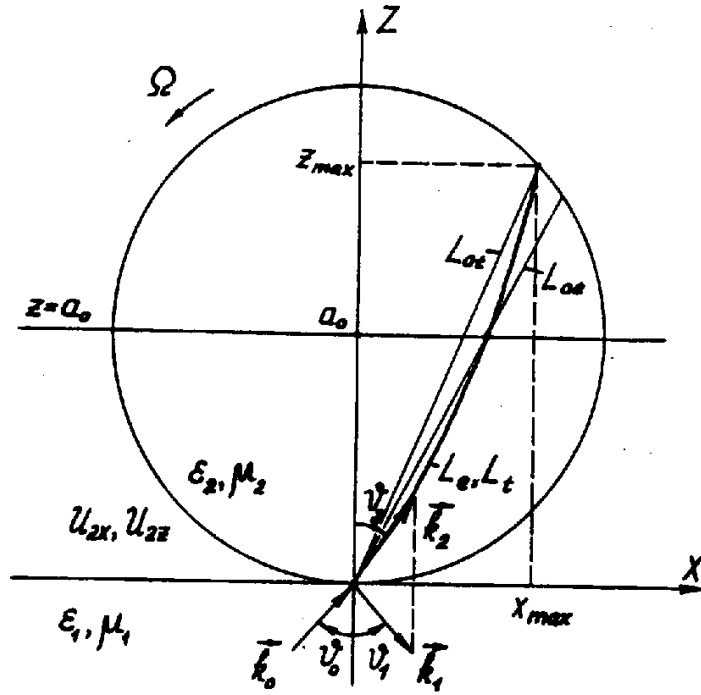


Рис. 1. Световые лучи, падающие на границу раздела сред с ϑ_0 , при $\Omega = 0$ и при $\Omega \neq 0$ распространяются по траекториям, пересекающимся на прямой $z = a_0$ при любом ϑ_0 .

Угол преломления электромагнитной волны ϑ_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

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

$$k = x - z \text{tg } \vartheta_2 \quad (3)$$

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 k_2 и возникает изменение угла преломления ϑ_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 прямой траектории до точки с координатами (x_{\max} , z_{\max}). Ясно, что так как n_2 не является функцией скорости среды, в Δ_{cr} не входит разность хода за счет продольного эффекта Физо. Исходя из соотношения для скорости распространения электромагнитной волны в среде $c' = \frac{\omega_0}{k_2}$ 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

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

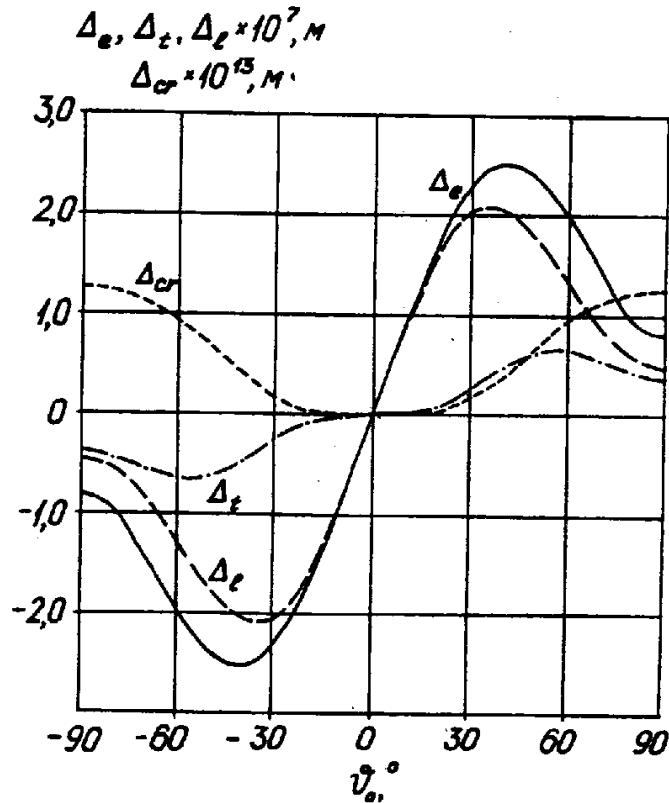


Рис. 2. Зависимости накопленной разности хода световых лучей с $\Omega = 0$ и $\Omega = 10^4$ рад/с за счет поперечного и продольного эффектов увлечения светового луча во вращающейся среде.

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 ϑ_0 [5]. Численные значения для эффектов поперечного и продольного увлечения представлены для сравнения на графиках (рис. 2) как зависимости от ϑ_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 Δ_t , Δ_l можно сделать вывод о конкуренции эффектов с ростом ϑ_0 . При интегрировании размер локальной области соответствовал 10^{-5} 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 λ_0 для однократного прохождения среды. Эта величина линейно растет при многократном переотражении светового луча на цилиндрической поверхности радиуса $R = a_0$, образующей симметричный некофокальный 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. MTT-16. 1968. P. 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.