УДК 52-78

БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ СЛОЙ КИРАЛЬНОЙ СРЕДЫ

Г.В. Гах, Н.С. Ерохин

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

E-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru

Изучено взаимодействие электромагнитной волны со слоем киральной среды. Задача сведена к анализу уравнения Гельмгольца. На основе точного решения показана возможность безотражательного прохождения падающей из вакуума волны через слой киральной среды для любых значений диэлектрический проницаемости слоя ε, включая случай непрозрачной плазмоподобной среды с отрицательным значением ε. Приведены примеры просветления слоя киральной среды при наличии интенсивных мелкомасштабных структур.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы благодаря успехам в физике полимеров и технологиях создания искусственных диэлектриков большое внимание уделяется исследованию волновых процессов в так называемых киральных средах [1-7]. Киральность материала может существенно влиять на электродинамические характеристики среды, в частности, появляется линейная связь TE- и TM-мод, возникает вращение плоскости поляризации волн, модифицируются процессы рассеяния и возбуждения волн и т.д. Киральная плазма является разновидностью пылевой плазмы, в которой пылевые частицы обладают киральными свойствами, а соотношения между полями и индукциями (для волны с заданной частотой ω) имеют следующий вид: $\mathbf{D} = \varepsilon\,\mathbf{E} + i\,\gamma\,\mathbf{B}$, $\mathbf{H} = \mathbf{B} + i\,\gamma\,\mathbf{E}$, где γ - параметр киральности; $\mathbf{E}$, $\mathbf{H} \sim \exp(-\,i\,\omega\,t)$; ε - диэлектрическая проницаемость плазмы в отсутствие киральной примеси. Эти связи между полями и индукциями в киральных средах обсуждались, например, в работах [1,2,5,6]. В киральной плазме нормальными колебаниями являются гибридные моды, в частности, поперечные гибридные моды имеют круговую поляризацию. Исследование особенностей взаимодействия электромагнитных волн с киральной плазмой представляет интерес с точки зрения поиска возможностей повышения эффективности поглощения электромагнитного излучения в плазменных системах, новых механизмов генерации электромагнитных волн потоками заряженных частиц, вращения плоскости поляризации волн, просветления волновых барьеров и т.д.

В настоящей работе представлены точно решаемые модели безотражательного взаимодействия поперечной гибридной моды с киральной плазмой. Ранее вопрос построения моделей безотражательного взаимодействия волн с неоднородными диэлектриками в отсутствие киральности рассматривался, например, в работах [7-10]. Аналогично [9,10] для безразмерного волнового числа $p(\xi) = c\,k_z / \omega$ и диэлектрической проницаемости ε использована модель со свободными параметрами. Здесь $\xi = \omega\, z / c$, мода распространяется вдоль оси z. Изучены примеры безотражательного взаимодействия электромагнитных волн (гибридных мод) с локализованными, мелкомасштабными, плазменными структурами. Для гибридных мод, имеющих круговую поляризацию, задача сведена к решению уравнения Гельмгольца. Подбором исходных параметров задачи можно получить любое число квазипериодических структур, содержащих слои с разными толщинами и глубинами модуляции концентрации плазмы, т.е. диэлектрической проницаемости ε.

Принципиально то, что характерные толщины слоев в неоднородной системе могут быть значительно меньше вакуумной длины волны c/ω, а глубина модуляции диэлектрической проницаемости ε произвольной. Тем не менее, точное решение демонстрирует безотражательное прохождение гибридных мод через такую структуру. Выполнен также анализ возможности безотражательного прохождения неоднородного пакета электромагнитных волн из вакуума через слой однородной плазмы с резкими границами, имеющий большую толщину в масштабе вакуумной длины волны c/ω.

Помимо указанных выше приложений рассмотренный эффект представляет интерес для повышения эффективности поглощения электромагнитного излучения в плазменных системах, для генерации электромагнитных волн потоками быстрых заряженных частиц в космической плазме и вращения плоскости поляризации волн в плазменных устройствах, для просветления волновых барьеров от антенн, покрытых плотной плазменной оболочкой, и как новый механизм выхода излучения от источников, находящихся внутри астрофизических объектов с концентрацией плазмы существенно выше критического значения. Вполне очевидно, что эффект безотражательного взаимодействия электромагнитных излучений с неоднородными средами может стимулировать новую интерпретацию данных наблюдений в различных областях науки и ее практических приложениях. Дополнительно отметим, что ряд особенностей взаимодействия электромагнитных волн с неоднородной киральной плазмой в области плазменного резонанса обсуждался ранее в работе [3].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в плазме без внешнего магнитного поля с учётом киральности. Пусть зависимость возмущений от времени имеет вид: **E**, **H** ~ exp(– i ω t), магнитная восприимчивость μ = 1. Связь полей **E**, **H** с индукциями **D**, **B** определяется стандартными соотношениями для биизотропной киральной среды:

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} - i\,\gamma\,\mathbf{E},\ \mathbf{D} = i\,\gamma\,\mathbf{H} + (\varepsilon + \gamma^2)\,\mathbf{E}. \qquad (1)$$

В (1) γ – безразмерный коэффициент киральности, который полагается малым γ << 1. Используем также уравнения Максвелла:

$$c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = i\,\omega\,\mathbf{B},\ c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = -\,i\,\omega\,\mathbf{D}. \qquad (2)$$

Рассмотрим взаимодействие с плазмой поперечных электромагнитных волн с круговой поляризацией. Введем следующие обозначения: $E_1 = E_x + iE_y$, $E_2 = E_x - iE_y$, $H_1 = H_x + iH_y$, $H_2 = H_x - iH_y$. Из (1), (2) получаем следующую систему уравнений для E_1,E_2:

$$\nabla_\xi^2 E_1 + 2i\gamma\nabla_\xi E_1 + \varepsilon E_1 = 0,\ \nabla_\xi^2 E_2 - 2i\gamma\nabla_\xi E_2 + \varepsilon E_2 = 0.$$

С помощью очевидных замен $E_1 = F_1(\xi)\exp(-\,i\,\gamma\,\xi)$, $E_2 = F_2(\xi)\exp(i\,\gamma\,\xi)$ задача сводится к решению уравнения Геймгольца:

$$\nabla_\xi^2 F_{1,2} + (\varepsilon + \gamma^2)F_{1,2} = 0. \qquad (3)$$

Отметим, что $H_1 = \exp(-\,i\gamma\xi)\nabla_\xi F_1$, $H_2 = \exp(i\gamma\xi)\nabla_\xi F_2$. Точное решение уравнений (3) ищем в виде [7,8]

$$F_{1,2}(\xi) = [E_0 / p(\xi)^{1/2}]\exp[i\Psi(\xi)],\ d\Psi/d\xi = p(\xi).$$

Здесь E_0 – константа, определяемая потоком энергии в волне, а безразмерный волновой вектор p(ξ) связан с диэлектрической проницаемостью среды ε уравнением

$$p_{\xi\xi} / 2\,p - 0.75\,(p_\xi / p)^2 + p^2 - \varepsilon_{ef} = 0, \qquad (4)$$

где $\varepsilon_{ef} = \varepsilon + \gamma^2$. Рассмотрим вначале линейный режим взаимодействия электромагнитных волн с однородной прозрачной плазмой, когда $\varepsilon_{ef} > 0$. Уравнение (4) имеет интеграл

$$p_\xi^2 + 4\,p^2\,[(p - \varepsilon_{ef}^{1/2}\,D)^2 + \varepsilon_{ef}\,(1 - D^2)] = 0.$$

Здесь D = const и надо полагать D ≥ 1. Как видим, даже в однородной плазме волновое число моды с заданной частотой промодулировано, а интервал его изменения $p_2 \le p(\xi) \le p_1$, $p_{1,2} = \varepsilon_{ef}^{1/2}\,[D \pm (D^2 - 1)^{1/2}]$. В переменной ξ период указанной модуляции равен $\lambda_\xi = \pi / \varepsilon_{ef}^{1/2}$, т.е. не зависит от параметра D. В частности, при выборе $D = 0.5\,(\varepsilon_{ef}^{1/2} + 1 / \varepsilon_{ef}^{1/2})$ имеем $p_1 = \varepsilon_{ef}$, $p_2 = 1$. Нетрудно показать, что для плазменных слоев с толщинами $\delta\xi = n\,\lambda_\xi$, где n – целое число, при соответствующем выборе постоянной D на границах слоя возможна сшивка с вакуумными решениями. При этом падающая из вакуума поперечная волна с круговой поляризацией без отражения проходит через указанный слой, а значение ε_{ef} остается свободным параметром задачи.

Учет кубической нелинейности аналогично выполненному ранее в работе [10] не меняет этого вывода.

Теперь рассмотрим случай, когда диэлектрическая проницаемость однородной киральной плазмы отрицательна: $\varepsilon_{ef} \equiv -\,\mu^2 < 0$, т.е. среда непрозрачна. Интеграл уравнения (4) запишем в виде

$$p_\xi^2 + 4\,p^2\,[(p - \mu\,A)^2 - \mu^2\,(1 + A^2)] = 0.$$

Здесь A =const и полагаем A >0. Теперь $0 \le p(\xi) \le p_1$, где $p_1 = \mu\,[A + (A^2 + 1)^{1/2}]$. В данном случае в линейном режиме просветления среды волновой вектор p(ξ) убывает в глубь плазмы, асимптотически стремясь к нулю при ξ → ∞. Соответственно поле волны будет неограниченно возрастать и необходимо учесть нелинейные эффекты. Например, учет кубической нелинейности в диэлектрической проницаемости вида $\varepsilon_{ef} = -\,\mu^2 + [\sigma / p(\xi)]$. Здесь σ – малый параметр нелинейности, приводит к следующему интегралу модифицированного нелинейностью уравнения (4):

$$p_\xi^2 + 4\,p^2\,[(\,p - \mu\,A)^2 - \mu^2\,(1 + A^2) + (\sigma/2p)] = 0. \qquad (5)$$

Согласно (5) для слабой нелинейности функция p(ξ) меняется в интервале $p_3 \le p(\xi) \le p_1$, где $p_3 \approx 0.5\,\sigma/\mu^2$. Для безотражательного просветления слоя падающей из вакуума электромагнитной волной величина постоянной A находится из условия сшивки волнового вектора k_z с вакуумным значением ω/c. Внутри слоя поле волны промодулировано, а толщина слоя должна составлять целое число периодов указанной модуляции. Период модуляции λ_ξ определяется численным интегрированием уравнения (5).

Уравнение (4) позволяет, задав функцию p(ξ), получать пространственный профиль диэлектрической проницаемости ε(ξ) неоднородной киральной среды, соответствующий безотражательному прохождению электромагнитной волны через набор различных локализованных структур. В качестве иллюстрации зададим волновое число формулой

$$p(\xi) = \{1 + \chi\,[1 - \cos(\alpha\,\xi)]\}^2$$

с параметрами χ, α. Полагаем, что χ > - 0.5. Следовательно, в неоднородном слое 0 ≤ ξ ≤ b выполняется условие p≠0. Определим параметр α следующим соотношением α = 2 π n/b, где n – целое число. Тогда на границах слоя величина волнового вектора будет равна вакуумному значению и, поскольку на границах слоя производные $p_\xi(0) = p_\xi(b) = 0$, возможна сшивка безотражательного решения с падающей на неоднородный слой слева и уходящей от него справа электромагнитными волнами. В данном примере профиль диэлектрической проницаемости следующий:

$$\varepsilon_{ef}(\xi) = p^2(\xi) + [\chi\alpha^2\cos(\alpha\xi)]/q(\xi) - 2[\chi\alpha\sin(\alpha\xi)]^2/q^2(\xi).$$

Здесь q(ξ) = 1 + χ [1 – cos (α ξ)]. Пусть n = 8, b = 70, χ = 0.398. График диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ef}(\xi)$ представлен на Рис.1.

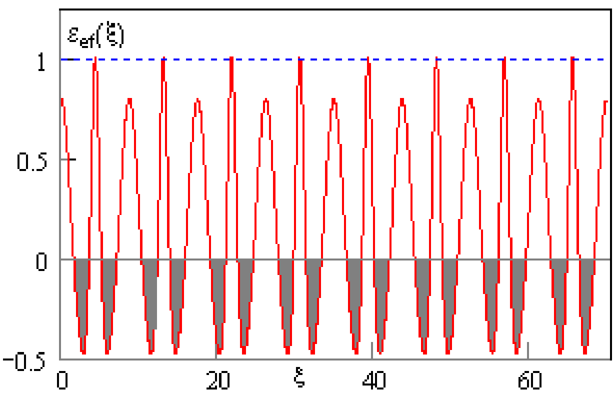

Рис.1. Профиль $\varepsilon_{ef}(\xi)$ в слое

Как видим, среда сильно стратифицирована, а профиль диэлектрической проницаемости включает и многочисленные слои непрозрачности (помечены серым цветом). Заметим, что на границах слоя имеется скачок диэлектрической проницаемости. Пространственный профиль безразмерного волнового числа для рассматриваемого случая дан на Рис.2.

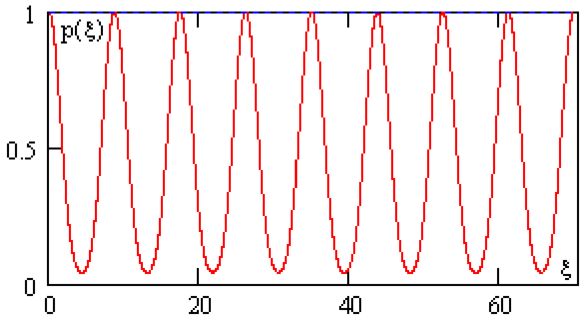

Рис.2. Профиль волнового числа p(ξ)

В неоднородном слое реализуется глубокая модуляция профиля $p(\xi)$, причем $\min p(\xi) \approx 0.051$.

Приведем другой пример безотражательного взаимодействия поперечной гибридной моды с неоднородной киральной средой. Зададим волновое число формулой $p(\xi) = \chi/(1 + \alpha\xi)$ с параметрами χ и $\alpha > 0$. Для данного волнового числа диэлектрическая проницаемость определяется следующим выражением: $\varepsilon_{ef}(\xi) = (\chi^2 + 0.25\ \alpha^2)/(1 + \alpha\xi)^2$. Пусть χ=0,98 и α = 0,2. Тогда графики для $p(\xi)$ и $\varepsilon_{ef}(\xi)$ имеют вид, представленный на Рис.3 и 4. В рассматриваемом случае плазма полностью прозрачна для электромагнитной волны, хотя диэлектрическая проницаемость асимптотически (при $\xi \to \infty$) стремится к нулю.

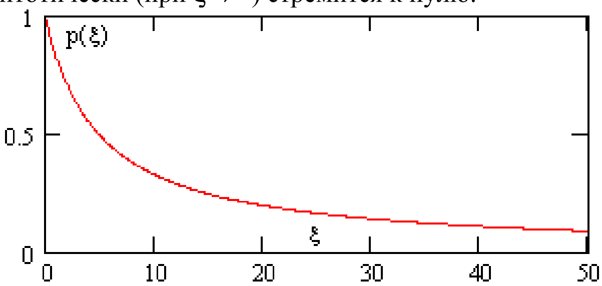

Рис.3

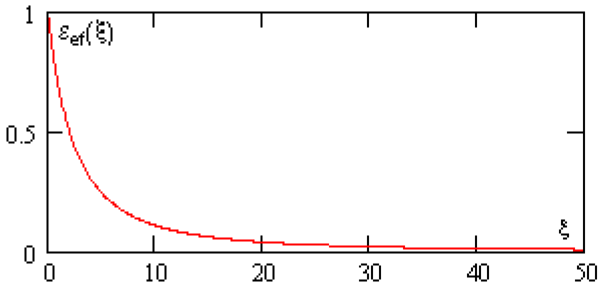

Рис.4

Зададим безразмерное волновое число формулой $p(\xi) = A\exp(-\xi) - B\exp(-\beta\xi)$. Киральная среда занимает область $\xi \geq 0$. Из условий сшивки с полем падающей из вакуума поперечной моды на левой границе $\xi = 0$ и реализации безотражательного режима взаимодействия волны со средой находим $A = \beta B$, $B = 1/(\beta - 1)$, где полагаем $\beta > 1$. Графики функций $p(\xi)$, $\varepsilon_{ef}(\xi)$ показаны на Рис.5 и 6 в случае $\beta = 1.4$.
На Рис.6 область отрицательных значений диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ef}(\xi)$ выделена серым цветом. Как видим, в данном случае падающая из вакуума электромагнитная волна проникает в непрозрачную плазму сколь угодно глубоко.

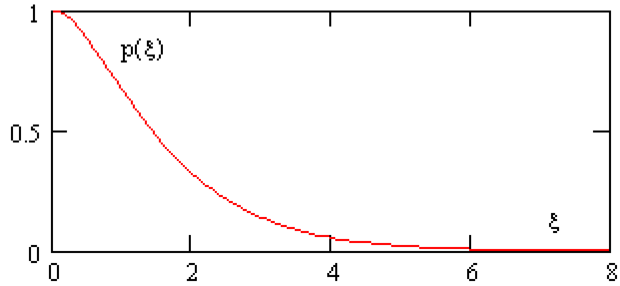

Рис.5

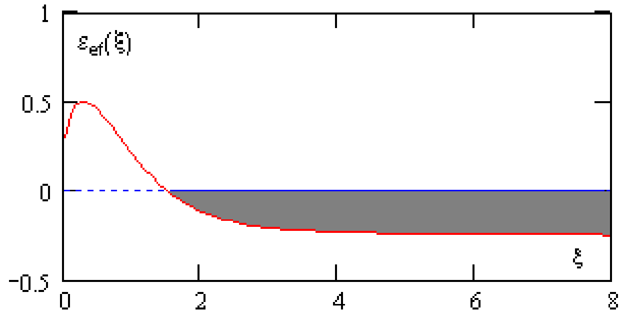

Рис.6

Волновой вектор экспоненциально убывает с ростом ξ и, как уже отмечалось выше, вследствие роста волнового поля на определенных расстояниях от границы $\xi = 0$ применимость линейного анализа нарушается и необходимо учитывать нелинейные эффекты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе на основе точно решаемых моделей изучено безотражательное взаимодействие электромагнитных волн (поперечных гибридных мод) с однородными и неоднородными киральными средами, включая случай непрозрачных в линейном режиме слоев. В задаче имеется целый ряд независимых произвольных параметров, в частности, толщина неоднородного слоя, глубина модуляции диэлектрической проницаемости. Полученные точные решения демонстрируют безотражательное прохождение гибридных мод через такие мелкомасштабные структуры, т.е. имеет место просветление среды.

Интересно и следующее. Численными расчетами можно показать, что подбором исходных параметров задачи можно реализовать случаи, когда в некоторых слоях неоднородной киральной среды показатель преломления $p(\xi)$ оказывается больше единицы, и, следовательно, фазовая скорость волны в этих слоях будет меньше скорости света в вакууме. Это означает возможность черенковского резонанса гибридной поперечной моды с быстрыми заряженными частицами при отсутствии внешнего магнитного поля.

Возможны также режимы безотражательного распространения электромагнитных волн при наличии областей непрозрачности и конечного резонансного поглощения волн при вполне регулярном поведении квадрата волнового числа $k_z^2(z)$, причем поглощение волны происходит при вполне регулярном поведении $k_z^2(z)$. Дополнительно отметим и следующее. Для заранее заданных базовых моделей локальной неоднородности их сумма со случайным набором входящих параметров будет определять модель безотражательного взаимодействия электромагнитной волны с хаотически неоднородной средой. Представляет интерес обобщение изложенного выше подхода на случай нескольких связанных волн с учетом эффекта их взаимной трансформации. Вполне очевидно, что кроме исследованных выше электромагнитных мод в неоднородной киральной плазме безотражательное распространение и просветление барьеров возможно и для других типов волн, например, звуковых, внутренних – гравитационных.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.L. Jaggard, A.K. Mickelson, C.H. Papas. On electromagnetic waves in chiral media // *Applied Physics.* 1979, v.18, p.211-216.
2. P. Pelet, N. Engheta. Coupled-mode theory for chirowaveguids // *Journal of Applied Physic*. 1990, v.67, N6, p.2742-2745.
3. Г.В. Гах, Н.С. Ерохин. Особенности взаимодействия электромагнитных волн и пучков заряженных частиц с киральной плазмой // *Научная сессия МИФИ-2007* / Сборник трудов. М.: МИФИ. 2007, т.4, с.108-110.
4. Е.В. Аксенова, Е.В. Крюков, В.П. Романов. Особенности распространения света в киральных средах // *ЖЭТФ*. 2008, т.132, в.6, с.1435-1442.
5. С.А. Третьяков. Электродинамика сложных сред. // *Радиотехника и электроника*. 1994, т.39, №10, с.1457-1470.
6. В.А. Неганов, О.В. Осипов. Отражение электромагнитных волн от плоских киральных структур // *Известия вузов, сер. Радиофизика*. 1999, т.42, в.9, с.870-878.
7. В.Л. Гинзбург, А.А. Рухадзе. *Электромагнитные волны в плазме.* М.: Наука, 1970, 207 с.
8. A.B. Shvartsburg, G. Petite. Reflectionless tunneling of light in gradient optics // *Optics Letters*. 2006, v.31, p.1127-1132.
9. Н.С. Ерохин, Л.А. Михайловская, Н.Н. Ерохин. *Некоторые примеры точных решений математических моделей, описывающих колебания непрерывных сред*: Препринт Пр-2109. М.: ИКИ РАН, 2005, 14 с.
10. N.S. Erokhin, V.E. Zakharov. On nonlinear transillumination of wave barriers for electromagnetic radiation in inhomogeneous plasma // *Doklady Physics.* 2007, v.52, №9, p.332-334.

Статья поступила в редакцию 05.05.2008 г.

REFLECTIONLESS PASSAGE OF THE ELECTROMAGNETIC WAVE THROUGH A CHIRAL MATTER LAYER

G.V. Gakh, N.S. Erokhin

Interaction of an electromagnetic wave with a chiral matter layer is investigated. The problem is shown to the analysis of equation Helmholtz. On the basis of the exact decision the opportunity of reflectionless passages of a wave falling from vacuum through a chiral matter layer for any values of a dielectric permeability of a layer ε including a case opaque plasmalike media with negative value ε is shown. Examples of an enlightenment of a chiral matter layer are resulted at presence of intensive small-scale structures.

БЕЗВІДБИТКОВЕ ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ КРІЗЬ ШАР КИРАЛЬНОГО СЕРЕДОВИЩА

Г.В. Гах, М.С. Єрохин

Вивчена взаємодія електромагнітної хвилі з шаром кирального середовища. Задача зведена до аналізу рівняння Гельмгольца. На основі точного розв'язання показана можливість безвідбиткового проходження падаючої з вакууму хвилі кріз шар кирального середовища для будь-яких значень діелектричної проникності шару ε, включаючи випадок непрозорого плазмоподібного середовища з негативним значенням ε. Наведені приклади просвітлення шару кирального середовища за наявності інтенсивних мілкомасштабних структур.