ВЛИЯНИЕ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С МЕЛКОМАСШТАБНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Н.С.Ерохин, В.Е.Захаров, Н.Н.Зольникова, Л.А.Михайловская

E-mail: nzolnik@iki.rssi.ru

Аннотация. Рассмотрено безотражательное прохождение поперечной электромагнитной волны через слой неоднородной плазмы с мелкомасштабными структурами большой амплитуды (включая области непрозрачности плазмы) при учете влияния кубической нелинейности. Показано, что при учете кубической нелинейности возможно точное решение одномерной задачи о нелинейном просветлении неоднородной плазмы.

1. Введение

В настоящей работе проведен анализ точно решаемых моделей, которые описывают резонансное туннелирование электромагнитной волны через толстый слой неоднородной плазмы с мелкомасштабными структурами большой амплитуды при наличии областей непрозрачности. В рамках точно решаемой модели проведен учет роли кубической нелинейности и на основе численных расчетов установлена возможность полного просветления градиентных барьеров. Показано, что при наличии в линейной задаче областей непрозрачности плазмы, в которых эффективная диэлектрическая проницаемость отрицательна, за счет нелинейности происходит уменьшение толщины зон непрозрачности и высоты волновых барьеров. Наибольший эффект реализуется в областях, где безразмерный волновой вектор достаточно мал и, соответственно, амплитуда волны имеет сильный всплеск с ростом на порядок величины и более. Представлены аналитические модели, описывающие эффект просветления плазмы, изучены возникновение сильных всплесков волнового поля в некоторых слоях при соответствующем выборе исходных параметров задачи, нелокальная связь между пространственными профилями волнового вектора и эффективной диэлектрической проницаемости плазмы, что существенно меняет традиционные представления о динамике волн в неоднородных средах.

2. Результата анализа

В случае электромагнитной волны s-поляризации в плазме без внешнего магнитного поля либо при распространении волны поперек однородного внешнего магнитного поля в магнитоактивной плазме для волнового поля используем стандартное представление $E(x,t) = \mathrm{Re}\,[\,F(x)\exp(-i\,\omega\,t)\,]$, где ω частота волны, а функция $F(x)$ удовлетворяет следующему уравнению Гельмгольца $d^2F / dx^2 + k_0^2\,\varepsilon_{ef}(x)\,F = 0$, где $\varepsilon_{ef}(x)$ эффективная диэлектрическая проницаемость плазмы (квадрат показателя преломления), определяемая компонентами тензора диэлектрической проницаемости. Введем безразмерный волновой вектор $p(\xi) = c\,k_x(x) / \omega$ и переменную $\xi = k_0\,x$. Точное решение уравнения Гельмгольца записываем в виде

$$F(\xi) = F_0 \exp[\,i\,\Psi(\xi)\,]\,[1/p(\xi)]^{1/2}, \quad d\Psi/d\xi = p(\xi), \quad F_0 = \mathrm{const}.$$

Тогда с учетом эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{ef}(x)$ связана с безразмерным волновым вектором $p(\xi)$ следующим нелинейным уравнением

$$\varepsilon_f(\xi) = [\,p(\xi)\,]^2 + (d^2p / d\xi^2)/2p - 0.75(dp / d\xi)^2/p^2.$$

Эффективная диэлектрическая проницаемость плазмы с учетом кубической нелинейности имеет вид $\varepsilon_n(\xi) = \varepsilon_L(\xi) + \chi|A|^2$, где для упрощения анализа полагаем, что параметр нелинейности χ постоянен, а $\varepsilon_L(\xi)$ линейная часть эффективной диэлектрической проницаемости.

Рассмотрим безотражательное туннелирование поперечной электромагнитной волны через слой плазмы, занимающий область $0 \le \xi \le b$, который слева ($\xi = 0$) и справа ($\xi = b$) граничит с вакуумом. Одной из моделей, обеспечивающих на границах плазменного слоя условия безотражательной сшивки с падающей из вакуума ($\xi < 0$) и уходящей вправо от плазменного слоя ($\xi > b$) волнами, является $p(\xi) = 1 - 0.5\,f(\xi)\,[1 - \cos(\gamma\,\xi)]$, где $f(\xi)$ ограниченная функция, $\gamma = 2\pi / b$. Множитель $[1 - \cos(\gamma\,\xi)]$ обеспечивает выполнение условий безотражательной сшивки поля волны на границах плазма-вакуум. В качестве примера исследуем следующий вариант выбора функции $f(\xi)$

$$f(\xi) = 0.25\ \mu[1 + 0.5\cos(\gamma\xi) - \cos(2\gamma\xi) - \cos(3\gamma\xi) + 0.5\cos(5\gamma\xi)],$$

описывающий мелкомасштабную модуляцию плотности плазмы в слое, которая определяет профили волнового вектора $p(\xi)$ и функций $\varepsilon_n(\xi)$, $\varepsilon_L(\xi)$. Приведем результаты расчетов в случае следующего выбора исходных параметров $b = 30$, $\mu = 0.6$, $\chi = 0.1$. Графики функций $p(\xi)$ и функций $\varepsilon_n(\xi)$ приведены ниже на рис.1. Согласно рис.1 в центральной части неоднородного плазменного слоя наблюдается корреляция положения экстремумов этих функций. В слое волновой вектор $p(\xi) \le 1$, а нелинейная эффективная диэлектрическая проницаемость плазмы всюду положительна, т.е. области непрозрачности отсутствуют. Минимальное значение $\varepsilon_n(\xi)$ равно 0.105 при $\xi = 5.61$, 24.39 и еще в двух точках.

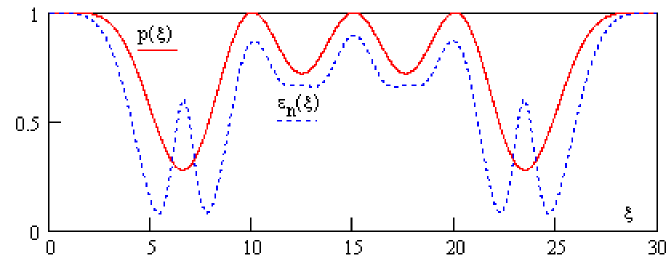

Рис.1.

Для сравнения на рис.2 представлены графики линейной $\varepsilon_L(\xi)$ и нелинейной $\varepsilon_n(\xi)$ эффективных диэлектрических проницаемостей плазмы.

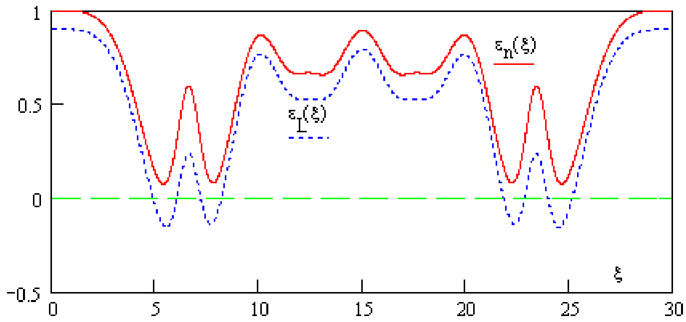

Рис.2.

Согласно графикам рис.2 линейная эффективная диэлектрическая проницаемостей плазмы $\varepsilon_L(\xi)$ имеет в плазменном слое четыре области непрозрачности, в частности, $\varepsilon_L(5.61) \approx - 0.148$. Для экстремумов $\varepsilon_L(\xi)$ и $\varepsilon_n(\xi)$ наблюдается корреляция их положений в неоднородном плазменном слое. По всей толщине плазменного слоя выполняется неравенство $\varepsilon_L(\xi) < \varepsilon_n(\xi)$. Описанная картина резонансного туннелирования электромагнитной волны через градиентные барьеры получается и для ряда других значений исходных параметров задачи, а также при выборе функции $f(\xi)$ с более сложным пространственным профилем, например, вместо косинусов могут быть использованы функции типа ступенек. Представляет интерес также анализ в последующих работах резонансного туннелирования электромагнитных волн при введении в функцию $f(\xi)$ стохастической компоненты, например, набора пространственных гармоник со случайными фазами.

3. Выводы

В настоящей работе на основе точного решения уравнения Гельмгольца аналитически и численно исследован эффект резонансного туннелирования электромагнитной волны через слой неоднородной плазмы с мелкомасштабными неоднородностями плотности, которые могут включать и зоны непрозрачности плазмы, при учете вклада кубической нелинейности в эффективную диэлектрическую проницаемость плазмы. При этом вид пространственного профиля неоднородности плазмы зависит от свободных параметров, определяющих глубину модуляции волнового вектора и диэлектрической проницаемости плазмы, размеры мелкомасштабных структур плотности, толщину слоя неоднородной плазмы, субслоев непрозрачности. Поскольку связь волнового вектора $p(\xi)$ с диэлектрической проницаемостью плазмы $\varepsilon_f(\xi)$ описывается нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка, в задаче возникают существенно нелокальные соотношения между профилями $p(\xi)$ и $\varepsilon_f(\xi)$ за счет присутствия в плазме субволновых структур большой амплитуды.

На основе точно решаемой модели показано, что возможность резонансного туннелирования волны (просветление градиентных волновых барьеров в плазменном слое) сохраняется и при учете кубической нелинейности. При этом за счет нелинейности могут исчезнуть области непрозрачности, в которых эффективная диэлектрическая проницаемости плазмы была отрицательна, а высота градиентных барьеров уменьшается. В частности, суммарная толщина зон непрозрачности в профиле $\varepsilon_L(\xi)$ может достигать (30-50) % и более. Для достаточно малой нелинейности ее вклад в $\varepsilon_f(\xi)$ становится существенным в субслоях плазмы, где волновой вектор за счет неоднородности мал, а амплитуда волны резко увеличивается. Таким образом благодаря нелинейности и резонансному туннелированию электромагнитная волна может распространяться через толстые слои неоднородной плазмы без отражения с генерацией в некоторых субслоях сильных всплесков электромагнитного поля.

Здесь важно указать и следующее. Для плазменной неоднородности, включающей случайную компоненту, можно ожидать сохранения рассмотренного выше эффекта просветления волновых барьеров. Однако анализ этой задачи будет проведен в последующих работах.

Необходимо отметить, что рассматриваемые точно решаемые модели уравнения Гельмгольца позволяют выявить новые качественные особенности в динамике волновых процессов в неоднородной плазме с мелкомасштабными структурами достаточно большой амплитуды, а также они могут демонстрировать новые интересные возможности практических приложений при контролируемых изменениях параметров плазмы и волн (см., например, [1-10]). Это представляет большой интерес и для развития новых методов дистанционного зондирования объектов через плотную плазменную оболочку, для генерации электромагнитных волн в неоднородной плазме пучками заряженных частиц и передачи сигналов через слои плотной плазмы, например, от антенн с плотной плазменной оболочкой в космической плазме.

Литература

[1]. A.M.Dykhne, A.K.Sarychev, V.M.Shalaev. Phys. Rev. B. 2003, v.67, 195402.
[2]. Шварцбург А.Б. УФН. 2005, т.175, № 8, с.833.
[3]. E.Fourkal, I.Velchev, C.V.Ma, A.Smolyakov. Physics Letters A. 2007, v. 361, p.277.

[4]. Н.С.Ерохин, В.Е.Захаров. Доклады Академии наук. 2007, т. 416, № 3, с.1.
[5]. М.В.Давидович. Радиотехника и электроника. 2010, т.55, № 4, с.496.
[6]. S.V.Nazarenko, A.C.Newell, V.E.Zakharov. Physics of Plasmas. 1994, v.1, № 9. p.2827.
[7]. Б.А.Лаговский. Радиотехника и электроника. 2006, т.51, № 1, с.74.
[8]. А.С.Шалин. Письма в ЖЭТФ. 2010, т.91, № 12, с.705.
[9]. А.А.Жаров, И.Г.Кондратьев, М.А.Миллер. Физика плазмы. 1979, т.5, вып.2, с.261.
[10]. А.Н.Козырев, А.Д.Пилия, В.И.Федоров. Физика плазмы. 1979, т.5, вып.2, с.322.