

УДК 533.9+537.8

О ПОВЫШЕНИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СЛОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

А. В. Кочетов^{1,2}, *С. О. Дементьева*^{1,2}

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Исследован способ повышения эффективности проникновения сильной электромагнитной волны в слой плотной плазмы, основанный на явлении пространственно-временного синхронизма возбуждаемых в слое нелинейных динамических структур с падающей на него модулированной волной. Установлено, что для волны с постоянной амплитудой при небольшой закритичности плазмы эффективность её проникновения в слой определяется единственным нелинейным параметром (отношением интенсивности падающего излучения к степени закритичности плазмы) и возрастает с его увеличением. Обнаружено, что модуляция амплитуды падающей волны с периодом, кратным периоду генерации солитонов, может приводить к существенному увеличению эффективности проникновения.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что граница раздела двух прозрачных сред может эффективно отражать падающее на неё электромагнитное излучение. Примером этого явления в оптике может служить эффект полного внутреннего отражения, на котором построена работа большого числа оптических устройств. При исследовании ионосферы широко используется её зондирование радиоволнами коротковолнового (КВ) диапазона и анализ характеристик отражённого от плотной плазмы F -слоя сигнала [1–3]. Однако, для интенсивного излучения приходится учитывать изменение свойств вещества при наличии в нём электромагнитного поля [4–7]. Так, например, из-за стрикционного уменьшения концентрации плазмы в сильном электромагнитном поле падающая волна при определённых условиях может частично проникать вглубь слоя плотной плазмы [8–10]. В ионосферной плазме, характеризующейся плавно нарастающей на длине радиоволны концентрацией, стрикционное самовоздействие выражается в деформации пространственного распределения концентрации плазмы и сдвиге точки отражения волны [11, 12], формировании в её окрестности солитонов поля и кавитонов (ямок) концентрации плазмы и нестационарности отражения, проявляющейся, в частности, в эффектах «сверхотражения» и «последствия» [2, 13–19]. Однородный слой закритической плазмы с конечной толщиной может стать прозрачным для интенсивного излучения за счёт возбуждения падающей волной солитонов на передней «освещённой» границе слоя и излучения энергии из этих солитонов на задней «тёмной» границе слоя [20, 21]. Аналогичные эффекты проникновения света в виде струй, возбуждённых световыми пучками, падающими на границу раздела под углами, большими угла полного внутреннего отражения, наблюдаются в нелинейных оптических средах [22, 23]. Однако задача о способах повышения эффективности проникновения интенсивных волновых пучков в среду, непрозрачную для волн с малой амплитудой, и прохождения их через слои с конечной толщиной до настоящего времени остаётся до конца не исследованной.

В данной работе на примере слоя с однородной плотной нелинейной плазмой, облучаемой ТЕ-волной, получены зависимости коэффициента проникновения падающей волны в слой от концентрации плазмы и её амплитуды и продемонстрированы способы повышения эффективности этого проникновения.

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Предположим, что плазма с невозмущённой концентрацией n_0 заполняет полупространство $x > 0$ и граничит с линейным диэлектриком. Не уменьшая общности задачи, положим диэлектрическую проницаемость диэлектрика равной единице и рассмотрим случай нормального падения. Будем считать, что нелинейность плазмы определяется одним из механизмов, дающих положительный вклад в её диэлектрическую проницаемость (стрикция, релятивизм, генерация квазистационарных полей, зависимость массы носителей в полупроводнике от их энергии и т. д.). Для процессов, медленных по сравнению с характерными временами нелинейного механизма, и волновых полей, много меньших характерного поля нелинейного механизма, нелинейная поправка к диэлектрической проницаемости примет квадратичный вид:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + |\mathbf{E}|^2/E_{\text{nonl}}^2. \quad (1)$$

Например, для плазмы при стрикционном механизме нелинейности $\varepsilon_0 = 1 - n_0/N_c$, где $N_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$, ω — частота волны, m , e — масса и заряд электрона соответственно,

$$E_{\text{nonl}}^2 = 16\pi N_c (T_e + T_i),$$

где T_e и T_i — температуры электронов и ионов соответственно [4, 5]. Случай плотной (закритической) плазмы означает, что $n_0 > N_c$, и, соответственно, $\varepsilon_0 < 0$, так что показатель преломления плазмы лежит в области обычной непрозрачности. Для обоснования приближения кубичной нелинейности рассмотрим область значений $|\varepsilon_0| \ll 1$.

Учитывая малость возмущения концентрации плазмы и высокую скорость срабатывания нелинейности, для описания взаимодействия электромагнитной волны с плазменным слоем будем пользоваться системой усреднённых по периоду высокочастотного поля уравнений для медленной амплитуды электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, t) \exp(-i\omega t)$ [5–8]:

$$\frac{2i}{\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \left(\varepsilon_0 - \frac{i\hat{\gamma}_1}{\omega} - n \right) \mathbf{E} = \frac{c^2}{\omega^2} \text{rot rot } \mathbf{E}, \quad (2)$$

где через n обозначены нормированные на N_c возмущения концентрации, вызванные нелинейностью, $n = -|\mathbf{E}|^2/E_{\text{nonl}}^2$, c — скорость света в вакууме, ω — циклическая частота волны, $\hat{\gamma}_1$ — интегральные операторы, отвечающие за затухание поля. Пренебрежём диссипацией волны в среде. Для определённости будем считать, что поле направлено вдоль оси y , и проведём замену переменных $\mathbf{E} = \mathbf{y}^0 E(x, t) \exp(-i\varepsilon_0 \omega t/2)$. Введём безразмерные переменные $t_6 = \omega t/2$, $E_6 = E/E_{\text{nonl}}$ и $x_6 = k_0 x$, $k_0 = \omega/c$ и в дальнейшем индекс «6» будем опускать. Тогда уравнение (2) примет вид классического нелинейного уравнения Шрёдингера

$$i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + |E|^2 E = 0, \quad (3)$$

которое используется для описания волновых процессов во многих нелинейных средах.

Заметим, что уравнение (3) имеет локализованные решения в виде солитонов (стационарных волн)

$$E(x, t) = \frac{\sqrt{2} u_m \exp[ivx/2 + i(u_m^2 - v^2/4)t]}{\text{ch}[u_m(x - vt)]}, \quad (4)$$

которые содержат два свободных параметра: u_m — амплитуду солитона и v — скорость его движения. Ввиду формирования солитонов (4) в процессе эволюции полей в безграничной среде [24] и

их важной роли при прохождении излучения через слой [20, 21, 25], следует ожидать, что их свойства могут повлиять на эффективность проникновения падающей волны в слой. Заметим, что для справедливости описания эволюции электромагнитного поля в плазме с помощью солитонов их параметры должны быть ограничены условиями $u_m \ll 1$ и $v \ll 1$.

Для введения электромагнитного излучения в слой используем падающую электромагнитную волну с амплитудой $E_0(t)$. Полное поле слева от слоя, т. е. при $x < 0$, состоит при этом из падающей волны и отражённой волны, имеющей амплитуду E_r . Из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей получим граничное условие

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -iE + 2iE_0(t) \exp(-i\varepsilon_0 t) \Big|_{x=0}. \quad (5)$$

При этом мгновенный коэффициент отражения $R = E_r/E_0$, связывающий комплексные амплитуды падающего и отражённого полей, выражается через поле на границе слоя:

$$R = \frac{E(x=0)}{E_0(t) \exp(-i\varepsilon_0 t)} - 1. \quad (6)$$

Отношение потоков энергии в отражённой ($|R|^2$) и прошедшей ($|T|^2$) волнах к потоку энергии в падающей волне связаны очевидным образом:

$$|T|^2 = 1 - |R|^2. \quad (7)$$

Процесс проникновения излучения в слой при рассмотренных условиях носит принципиально динамический характер [20, 21, 26–28]. В этих условиях связь (7), выражающая закон сохранения энергии в стационарной задаче, для мгновенных значений электродинамических коэффициентов требует корректировки. Эта связь сохраняется лишь для средних по времени значений, полученных для достаточно больших (много бóльших характерных периодов осцилляций) интервалов усреднения:

$$\langle |R|^2 \rangle + \langle |T|^2 \rangle = 1. \quad (8)$$

Здесь средний коэффициент отражения по мощности определяется через мгновенный коэффициент отражения без исключения переходного процесса как $\langle |R|^2 \rangle = \int_0^{\tilde{T}} |R|^2 dt / \tilde{T}$, где \tilde{T} — общее время расчёта или с исключением переходных процессов как $\langle |R|^2 \rangle = \int_{\tilde{T}_1}^{\tilde{T}_2} |R|^2 dt / (\tilde{T}_2 - \tilde{T}_1)$, где значения \tilde{T}_1 и \tilde{T}_2 соответствуют установившемуся режиму, что позволяет повысить точность его вычисления и снизить время расчёта.

Полупространство в численной схеме моделировалось в виде слоя плазмы с конечной толщиной и с затуханием вида $i\nu_0 \{1 + \text{th}[(x - x_0)/\delta]\}$, где $x_0 > 0$ определяет границу области поглощения, ν_0 — уровень затухания, δ — масштаб затухания, который выбирается достаточно большим, чтобы не возникало отражения от области включения затухания. Соответствующее граничное условие для электрического поля на «тёмной» границе (второй границе области расчёта) $x = L$ очевидно:

$$E_{x=L} = 0. \quad (9)$$

2. ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ СХЕМЫ И ЕЁ ТЕСТИРОВАНИЕ

Исследование системы уравнений проводилось численными методами.

Для дискретного моделирования нелинейного уравнения Шрёдингера (3) использовалась схема Кранка–Никольсона [29]. Аппроксимация граничного условия проводилась с той же точностью, что и основного уравнения [30]. Для расчёта электрического поля в слое и на его границе

использовался метод прогонки. Нелинейный член уравнения вычислялся на каждом временном интервале с использованием процедуры предсказания и последующей коррекции с необходимым для соответствующей точности расчёта количеством итераций. Оптимальная точность вычислений выбиралась путём сопоставления результатов, полученных при различных временных и пространственных шагах при прочих равных параметрах. Программа, разработанная для расчётов описанной модели, позволяла получить пространственные и временные зависимости комплексных амплитуд полей в слое $u(x, t)$ и на его границе $u(0, t)$, эволюцию профилей концентрации плазмы в слое $n(x, t)$ и комплексную амплитуду отражённой волны $u_r(t) = u(0, t) - u_0$. Здесь, для соответствия схеме численного моделирования, поле E переобозначено как u , и это обозначение используется при дальнейшем описании с сохранением смысла всех использованных ранее индексов.

Для тестирования программы проведено сопоставление численного решения с аналитическим в следующих задачах: 1) возникновение нелинейного сдвига фазы отражённой волны в стационарном режиме; 2) динамика распространения нелинейных уединённых волн однородного нелинейного уравнения Шрёдингера.

Для получения аналитического выражения для нелинейного сдвига фазы волны при отражении будем считать, что поле в слое в стационарном режиме облучения представляет собой часть стоячего ($v = 0$) солитона (4). Тогда из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей получаем:

$$u_0(1 + R) = \frac{\sqrt{2} |\varepsilon_0|^{1/2}}{\text{ch}(u_m x_0)}, \quad iu_0(1 - R) = \frac{\sqrt{2} |\varepsilon_0| \text{sh}(u_m x_0)}{\text{ch}^2(u_m x_0)}, \quad (10)$$

где $u_m = |\varepsilon_0|^{1/2}$.

Представив коэффициент отражения в виде $R = \cos \varphi + i \sin \varphi$ и разрешив систему комплексных уравнений (10) относительно $\cos \varphi$, получаем выражение для сдвига фазы:

$$\cos \varphi = -1 + \frac{|\varepsilon_0| + 1}{2u_0^2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{8u_0^2}{(|\varepsilon_0| + 1)^2}} \right]. \quad (11)$$

Для параметров $\varepsilon_0 = 1$, $u_0 = 0,45$ и $u_0 = 0,65$ из (11) получаются значения $\cos \varphi = 0,129$ и $\cos \varphi = 0,435$ соответственно, в то время как полученные в расчётах значения $\cos \varphi$ при этих параметрах равны 0,125 и 0,434. Амплитуда падающей волны не должна превосходить порогового значения для реализации стационарного режима:

$$u_{0 \text{ порог}} = \sqrt{|\varepsilon_0|/2}. \quad (12)$$

Для $\varepsilon_0 = 0,1$, $u_0 = 0,14$ и $u_0 = 0,21$ (амплитуды взяты такими, что их нормированные на пороговое поле $u_{\text{порог}}$ значения будут теми же, что и в предыдущем ($\varepsilon_0 = 1$) случае) из (11) получены значения $\cos \varphi = 0,881$ и $\cos \varphi = 0,975$ соответственно, в то время как найденные в расчётах значения $\cos \varphi$ при этих параметрах равны 0,879 и 0,977 соответственно.

Для проверки точности динамической части программы начальные условия задавались в форме солитона (4), «стартующего» вглубь плазменного слоя вдали от его границы (справа от неё) и области затухания. При этом параметры численной схемы (т. е. шаги по координате и времени) подбирались таким образом, чтобы на расстоянии, существенно превышающем размер солитона, каких-либо видимых искажений его формы не наблюдалось, а изменения параметров (амплитуды, скорости, энергии, импульса) в расчёте не превышали долей процента. Корректность модели безграничной среды достигалась подбором параметров пространственно распределённого затухания.

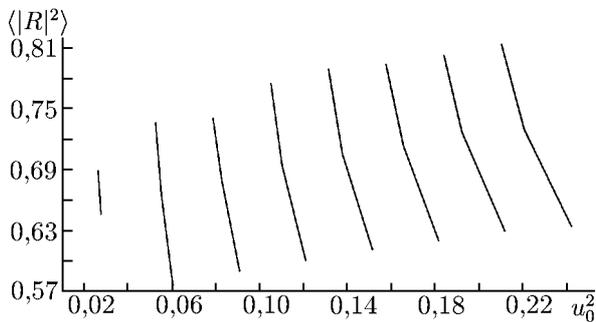


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения по мощности от u_0^2 при следующих значениях $|\varepsilon_0|$, нарастающих слева направо: 0,05; 0,10; 0,15; 0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,40

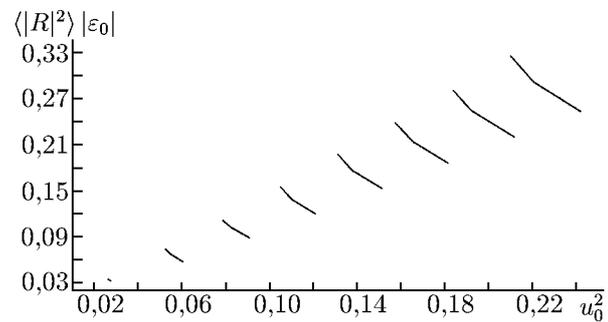


Рис. 2. Зависимость $\langle |R|^2 \rangle |\varepsilon_0|$ от u_0^2 при следующих значениях $|\varepsilon_0|$, увеличивающихся слева направо: 0,05; 0,10; 0,15; 0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,40

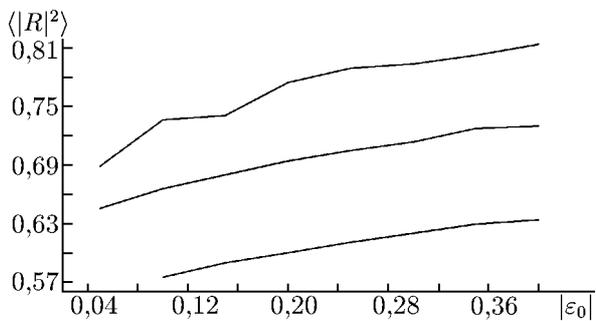


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения по мощности от $|\varepsilon_0|$ при следующих значениях $u_0/u_{0\text{порог}} - 1$, увеличивающихся сверху вниз: 0,025; 0,05; 0,1

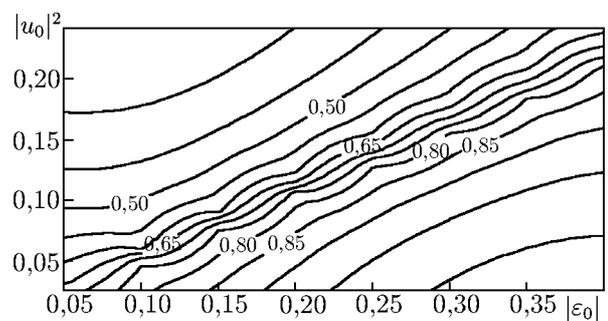


Рис. 4. Линии уровня коэффициента отражения по мощности $\langle |R|^2 \rangle$ на плоскости модуля диэлектрической проницаемости и квадрата амплитуды падающей волны

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчётов зависимости среднего по времени значения коэффициента отражения от различных плазменных слоёв от квадрата амплитуды (нормированной плотности энергии) падающей волны, плавно выходящей на стационарное значение.

Возможные значения амплитуды падающей волны для каждого слоя лежат в конечной области, т. к. снизу они ограничены пороговой амплитудой проникновения (12), а ограничение сверху возникает из используемого для моделирования нелинейности кубичного приближения, для справедливости которого требуется, чтобы безразмерные амплитуды полей в слое оставались малыми по сравнению с единицей, что необходимо проверять в ходе расчётов.

На рис. 3 на графиках зависимости квадрата модуля коэффициента отражения от степени закритичности плазмы $|\varepsilon_0|$ для различных превышений амплитудой падающей волны порогового значения (12) видно снижение коэффициента отражения с увеличением амплитуды поля падающей волны и уменьшением начальной концентрации плазмы в слое.

На следующем графике (рис. 4) приведены линии уровня квадрата модуля коэффициента отражения $\langle |R|^2 \rangle$ в плоскости нормированной плотности энергии падающей волны и невозмущённой диэлектрической проницаемости плазмы в слое. На нём прослеживается определённая закономерность в зависимости $\langle |R|^2 \rangle$ от u_0^2 и $|\varepsilon_0|$, которая более чётко проявляется при построении зависимости квадрата модуля коэффициента отражения, умноженного на квадрат амплитуды

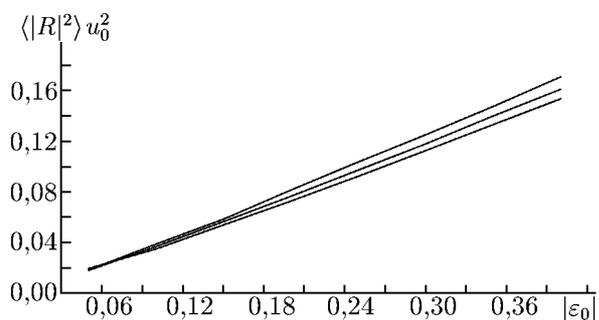


Рис. 5. Зависимость $\langle |R|^2 \rangle u_0^2$ от $|\varepsilon_0|$ при различных превышениях u_0 над порогом. Значение $u_0/u_{\text{порог}} - 1$ убывает от нижнего графика к верхнему в следующем порядке: 0,1; 0,05; 0,025

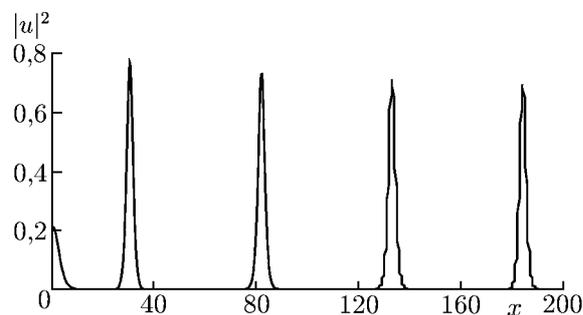


Рис. 6. Зависимость квадрата модуля поля от координаты x при $u_0 = 0,229$, $|\varepsilon_0| = 0,1$, $u_0 = 0,229$, $u_{\text{порог}} = 0,224$

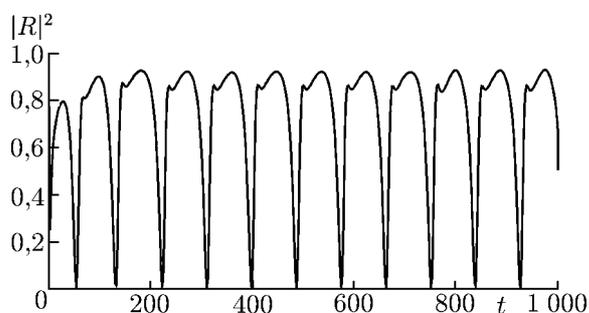


Рис. 7. Зависимость квадрата модуля коэффициента отражения от времени при $|\varepsilon_0| = 0,1$, $u_0 = 0,229$

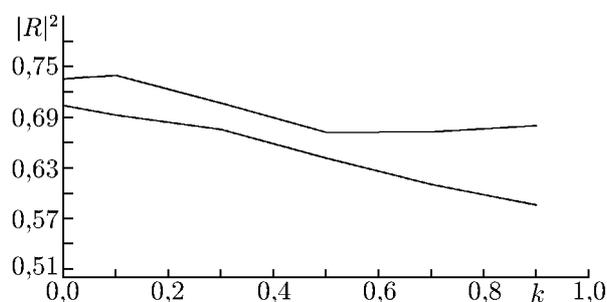


Рис. 8. Зависимость коэффициента отражения по мощности $|R|^2$ от глубины модуляции амплитуды падающей волны при $|\varepsilon_0| = 0,1$ (верхняя кривая) и $|\varepsilon_0| = 0,05$ (нижняя кривая)

ды падающей волны, от модуля невозмущённой диэлектрической проницаемости плазмы в слое (рис. 5).

Указанные зависимости в пределах точности расчётов являются линейными, что позволяет сделать вывод о зависимости коэффициента отражения от отношения невозмущённой диэлектрической проницаемости к квадрату модуля амплитуды падающей волны $|\varepsilon_0|/u_0^2$, что напрямую из исследуемых уравнений не следует. В пользу этого факта свидетельствует также наличие единого значения (12) указанного параметра $|\varepsilon_0|/u_0^2 = 2$, разделяющего стационарные и динамические режимы.

При незначительных превышениях амплитудой падающей волны порогового значения (12) поле проникает вглубь слоя в виде солитонов (4), генерируемых периодически на «освещённой» границе слоя (рис. 6). Характерная осциллограмма коэффициента отражения, представленная на рис. 7, подтверждает периодичность этого процесса.

В этих условиях логично искать способы повышения эффективности проникновения используя идею пространственно-временного синхронизма [31]. Увеличение степени проникновения естественно ожидать при «резонансной» модуляции амплитуды падающей волны, при которой её увеличение сопровождается снижением отражения, а её уменьшение — увеличением отражения.

Для проверки используем следующее выражение для периодической зависимости амплитуды падающей волны от времени:

$$u_0 = \frac{2u_{\text{max}} [1 + k \sin(2\pi t/\tilde{T})]}{\sqrt{1 + k^2/2}}, \quad (13)$$

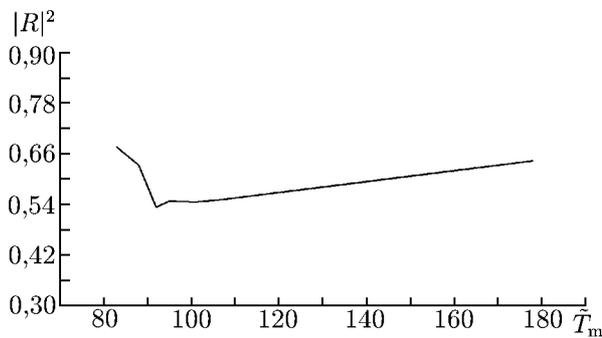


Рис. 9. Зависимость коэффициента отражения по мощности от периода модуляции при $|\varepsilon_0| = 0,1$, $u_0 = 0,229$, $k = 0,9$, $\tilde{T} = 92$

Приведённая на рис. 9 зависимость доли отражённой энергии от периода модуляции показывает, что модуляция амплитуды падающей волны с периодом, равным периоду генерации солитонов волной с постоянной амплитудой, приводит к наибольшему уменьшению коэффициента отражения. Для параметров плазмы и падающей волны, указанных в подписи к рис. 9, такое увеличение достигает примерно 32 %.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение приведём основные результаты проведённого численного моделирования.

Во-первых, установлено, что в области применимости рассмотренной модели эффективность проникновения падающего излучения в слой определяется параметром нелинейности $u_0^2/|\varepsilon_0|$ и возрастает с его увеличением.

Во-вторых, обнаружено, что модуляция амплитуды падающей волны с периодом, кратным периоду генерации солитонов, может приводить к заметному увеличению эффективности проникновения.

Отметим, что по изложенной в работе процедуре может быть проведено исследование эффективности прохождения падающей волны через однородный или неоднородный слой плазмы с конечной толщиной. Однако в подобных задачах в связи с появлением дополнительной обратной связи из-за отражения солитонов от второй границы слоя процесс «просветления» быстро становится хаотическим [19, 20].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. С. 255.
2. Terina G. I. // J. Atmos. Terr. Phys. 1995. V. 57. P. 273.
3. Terina G. I. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 2. С. 203.
4. Литвак А. Г., Фрайман Г. М. // Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. С. 50.
5. Литвак А. Г. // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 164.
6. Дегтярёв Л. М., Сагдеев Р. З., Соловьёв Г. И. и др. // Физика плазмы. 1980. Т. 6, № 3. С. 485.
7. Shapiro D. V., Shevchenko V. I. // Handbook of Plasma Physics. Amsterdam: Elsevier, 1984. V. 2. P. 850.

8. Литвак А. Г., Миронов В. А., Фрайман Г. М. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 368.
9. Литвак А. Г., Миронов В. А., Фейгин А. М. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 1360.
10. Kochetov A. V., Mjoelhus E. // Proc. IV Int. Workshop "Strong microwaves in plasmas". V. 2. Nizhny Novgorod, 2000. P. 491.
11. Фрайман Г. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 8. С. 1146.
12. Гуревич А. В., Швацбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
13. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Митякова Э. Е. и др. // Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 7.
14. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачёва А. В., Бахметьева Н. В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. 156 с.
15. Гуревич А. В. // УФН. 2007. Т. 177, № 11. С. 1145.
16. Terina G. I. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. С. 958.
17. Kochetov A. V., Mironov V. A., Terina G. I. // Adv. Space Res. 2002. V. 29, No. 9. P. 1369.
18. Kochetov A. V., Terina G. I. // Adv. Space Res. 2006. V. 38. P. 2490.
19. Kochetov A. V., Mironov V. A., Terina G. I., Bubukina V. N. // Physica D. 2001. V. 152–153. P. 723.
20. Kochetov A. V., Pikovskiy A. S. // Proc. IV Int. Workshop "Nonlinear World". USSR, Kiev, 1989. V. 1. P. 352.
21. Кочетов А. В. // Физика плазмы. 1989. Т. 15, вып. 6. С. 700.
22. Колоколов А. А., Суков А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 10. С. 1459.
23. Розанов Н. Н. // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 47, вып. 3. С. 606.
24. Теория солитонов. Метод обратной задачи / Под. ред. С. П. Новикова. М.: Наука, 1980. 320 с.
25. Кочетов А. В., Миронов В. А., Шалеев М. В. // Тез. докл. XXIX Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 25 февраля–1 марта 2002. С. 178.
26. Резцов А. С. // Физика плазмы. 1986. Т. 12, № 41. С. 496.
27. Kochetov A. V., Mironov V. A., Terina G. I., Shaleev M. V. // Proc. IV Int. Workshop "Strong microwaves in plasmas". Nizhny Novgorod, 2003. P. 505.
28. Кочетов А. В., Миронов В. А. // Тез. докл. XXXV Международной (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл., 11–15 февраля 2008 г. С. 142.
29. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на Фортране. М.: Мир, 1977.
30. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
31. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.

Поступила в редакцию 5 июня 2013 г.; принята в печать 29 июля 2013 г.

ON INCREASING THE EFFICIENCY OF PENETRATION OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE INTO A DENSE PLASMA LAYER

A. V. Kochetov and S. O. Dementyeva

We study a method for increasing the efficiency of penetration of an intense electromagnetic wave into a layer of denser plasma. The method is based on the phenomenon of spatio-temporal synchronism of the nonlinear dynamic structures, which are excited in the layer, with the modulated wave incident on the layer. It has been established that in the case of comparatively low super-criticality of the plasma, the efficiency of a constant-amplitude wave penetration into the plasma layer is determined

by the single nonlinear parameter, namely, the ratio of the intensity of the incident radiation and the degree of plasma super-criticality, and increases with an increase in this parameter. It is found that a modulation of the amplitude of an incident wave with a period being a multiple of the soliton generation period can lead to a significant increase in the penetration efficiency. effectiveness.