Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18 26 сентября 1988 г.

АВТОПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ И БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В УСЛОВИЯХ ПРОБОЯ

В.Б. Гильденбург, В.А. Крупнов, В.Е. Семенов

Хорошо известный критерий запирания („отсечки") плоской электромагнитной волны заданной частоты ω_0 в создаваемой ею плазме высокочастотного пробоя (плазменная частота $\omega_p \geqslant \omega_0$) не учитывает возможности параметрического преобразования (повышения) начальной частоты. Хотя само по себе явление преобразования частоты (фазовая модуляция) изучалось ранее как для случая заданного временного изменения параметра среды [1, 2], так и в некоторых задачах самовоздействия волновых пакетов в нелинейных средах [3, 4], во всех исследованиях по динамике высокочастотного пробоя газов оно фактически полностью игнорировалось (указывалось лишь на возможную роль пробоя среды как одной из причин наблюдаемого уширения спектра мощных лазерных импульсов [5]). В настоящем кратком сообщении мы, не ставя цели всестороннего анализа явления ионизационного автопреобразования частоты, проиллюстрируем его роль в динамике пробоя на нескольких примерах, позволяющих выявить связанные с ним новые важные возможности: а) сильного повышения частоты сигнала (в конечном состоянии $\omega \gg \omega_0$); б) достижения значений $\omega_p \gg \omega_0$ в безотражательном режиме; в) полного предотвращения запирания сигнала в условиях пробоя.

Интересующие нас эффекты наиболее ярко выражены при пробое в так называемых „сверхсильных" полях [6], рассмотрением которых мы здесь ограничимся, полагая выполненными условия

$$w_{\sim} \gg I, \quad \omega \gg \nu_i \gg \nu, \nu_\alpha \tag{1}$$

и записывая уравнения баланса электронов и переноса параметров локально квазигармонического электрического поля $E(x,t) = A\cdot exp(i\varphi)$ (в геометрооптическом приближении [1, 2]) в виде

$$\frac{\partial \omega_p^2}{\partial t} = \nu_i\,\omega_p^2, \qquad \frac{\partial \omega^2}{\partial t} + v\frac{\partial \omega^2}{\partial x} = \frac{\partial \omega_p^2}{\partial t}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(A^2\omega) + \frac{\partial}{\partial x}(A^2\omega v) = 0, \quad v = c\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2}. \tag{3}$$

Здесь $w_{\sim}$ – энергия осцилляций электронов, I – потенциал ионизации атома или молекулы; $\nu_i = \nu_i(A/\omega)$, ν, ν_α – эффективные частоты, определяющие соответственно скорости процессов ударной ионизации, изменения импульса при соударениях и потерь электронов; A, $\omega \equiv \partial\varphi/\partial t$, $v \equiv \partial\omega/\partial k$ – локальные значения амплитуды, частоты и групповой скорости плоской волны, бегущей в $+X$ направлении (локальное волновое число $k \equiv -\partial\varphi/\partial x = (\omega/c)(1-\omega_p^2/\omega^2)^{1/2}$; $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N/m$; $N(x,t)$ – электронная концентрация.

Изменение разности $\omega^2-\omega_p^2$ вдоль характеристики $x = x(t)$, $dx/dt = v$, как следует из (2), описывается уравнением

$$d(\omega^2-\omega_p^2)/dt = -v\,\partial\omega_p^2/\partial x, \tag{4}$$

откуда следует, что запирание волны невозможно при условии $\partial\omega_p^2/\partial x \leqslant 0$. Ниже приведены некоторые отвечающие этому условию результаты решения системы (2), (3), полученные для случаев, допускающих различные упрощения.

1. Однородный разряд, создаваемый однородной плоской волной (A, ω, ω_p не зависят от X). На основании (2), (3) находим:

$$\omega^2-\omega_p^2 = \omega_0^2-\omega_{p0}^2 = k^2c^2 = const,$$
$$A^2\omega = A_0^2\omega_0 = const, \quad v = v_0\omega_0/\omega, \tag{5}$$

где A_0, ω_0, ω_{p0}, v_0 – начальные значения. Задача сводится к интегрированию уравнения первого порядка для ω_p^2 с заданной зависимостью $\nu_i(u(\omega_p))$, $u = A/\omega$. Очевидно, что с ростом t параметры ω и ω_p растут, а A и v убывают до тех пор, пока величина $u = A/\omega$, определяющая энергию колебаний электронов, не снизится до некоторого порогового уравня $u_c \equiv A_c/\omega_0$, за которым поле перестает быть „сверхсильным", неравенство $\nu_i \gg \nu$ нарушается и возникает сильное добавочное затухание волны из-за обычных соударений. Соответствующие предельные значения ω, ω_p при $A_0 \gg A_c$:

$$\omega_{p\,max} \simeq \omega_{max} = \omega_0(A_0/A_c)^{2/3} \gg \omega_0. \tag{6}$$

2. Начальная задача для полубесконечного импульса при $\nu_i(u>u_0) = const$. Пусть при $t=0$: $\omega = \omega_0$, $\omega_p = \omega_{p0} \ll \omega_0$, $A(x<0) = A_0$, $A(x>0) = 0$ (соответствующее обобщение для импульса конечной длительности очевидно). В области $x<0$ справедливы результаты (5), (6) и $\omega_p^2 = \omega_{p0}^2\exp(\nu_i t)$. В области $x>0$ скорость переднего фронта волны $v \simeq c$, так что при $0<x<ct$, $A/\omega > u_c$ имеем: $\omega_p^2 = \omega_{p0}^2\exp[\nu_i(t-x/c)]$, $\partial\omega_p^2/\partial x < 0$; при этом на характеристиках:

$$dv/dt = (c/2)\nu_i(1-v^2/c^2)(1-v/c); \quad \omega(1-v/c) = const, \tag{7}$$

$$A^2\omega = A_1^2\omega_1\left[1+(v/v_1-1)/(1-v_1/c)\right]^{-1}, \tag{8}$$

где A_1, ω_1, v_1 – значения A, ω, v, задаваемые для каждого группового фронта в момент t_1 его прохождения через точку $x=0$ на основании решения для области $x<0$. Анализируя (7), (8), находим, что максимумы ω на различных характеристиках не опускаются ниже величины $\tilde{\omega}_{max} \simeq \omega_0 (A_0/A_c)^{1/2}$, отвечающей тому групповому элементу импульса, который испытывает при $x>0$ наибольшее растяжение.

3. Вход импульса в ионизируемую среду. Приближение $v = const = c$. Если волна с заданными параметрами A_0, ω_0 падает на среду с достаточно резкой границей, то частота ω в пограничной области все время остается равной начальному значению ω_0, и время запирания сигнала на границе, т.е. пороговая длительность импульса τ_c, определяется обычным образом: $\tau_c = \nu_{i0}^{-1} \ln(\omega_0^2/\omega_{p0}^2)$, где $\nu_{i0} = \nu_i(A_0/\omega_0)$. С удалением от границы частота прошедшего импульса длительности $\tau_u < \tau_c$ непрерывно возрастает (в первую очередь в его хвостовой части) до уровня, определяемого отношением $A_0/A_c \gg 1$. В частности, при $\tau_u \ll \tau_c$, когда оправдано приближение $v = const = c (\omega_p \ll \omega)$, в типичном для „сверхсильных" полей случае падающей зависимости $\nu_i(u) \sim u^{-\gamma}$ $(\gamma \sim 1)$ на расстоянии $l \simeq (c\omega_0^2/\nu_{i0}\omega_{p0}^2)\exp(-\nu_{i0}\tau_u) \gg c/\nu_{i0}$, где $A \simeq A_c$, частота ω достигает максимума (6). При этом величина ω_p^2 также растет, достигая значений $\omega_{p\,max}^2 = (c/\nu_{i0} l)\omega_{max}^2 (\omega_{max} \gg \omega_{p\,max} \gg \omega_0)$.

Ионизирующий импульс надпороговой длительности $\tau_u \gg \tau_c$ может быть введен в среду без отсечки, если ее граница достаточно плавная. В частности, если характерный масштаб переходной области $L \sim \nu_i (\partial \nu_i(u,x)/\partial x)^{-1} \gg c\tau_u$, то, как следует из оценки величины $\partial\omega_p^2/\partial x$, по-прежнему $\omega_p \ll \omega$, $v \simeq c$ и максимумы ω_p и ω много больше ω_0. Отметим также в заключение, что возможность выполнения условия $\partial\omega_p^2/\partial x < 0$ в коротком импульсе вполне очевидна (вследствие конечной скорости перемещения переднего фронта импульса) не только для случая неоднородного газа $(\nu_i(u,x))$, но и для неоднородного начального распределения концентрации $\omega_{p0}^2(x)$. Отсюда следует, что благодаря процессу автопреобразования частоты производимая импульсом ионизация среды не только не является обязательной причиной запирания сигнала, но может, как это ни парадоксально на первый взгляд, приводить к просветлению уже существующей непрозрачной плазмы: при $\nu_i L > c$ импульс с параметрами $\tau_u < L/c$ и $A_0 \gg A_c$ преодолевает без отражения (но с потерей энергии, обусловленной ее передачей вновь рождающимся частицам) область, в которой $\omega_{p0}(X)$ нарастает на масштабе L от нуля до значений, в несколько раз превышающих ω_0.

Литература

[1] Степанов Н.С. – Изв. вузов, Радиофизика, 1976, т. 19, № 7, с. 960–968.

[2] Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М., Наука, 1980, 304 с.

[3] Островский Л.А. – ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 4, с. 1235–1243.
[4] Mestdagh D., Haelterman M. – Optics Commun., 1987, v. 61, N 4, p. 291–295.
[5] Bloembergen N. – Optics. Commun., 1973, v. 8, N 4, p. 285–288.
[6] Арутюнян С.Г., Рухадзе А.А. – Физика плазмы, 1979, т. 5, № 3, с. 702–704.

Институт прикладной физики
АН СССР, Горький

Поступило в Редакцию
12 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18 26 сентября 1988 г.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Э.А. Арутюнян, С.Х. Галоян,
С.П. Погосян

Разработка простых и надежных методов определения параметров оптических волноводов со ступенчатым видом профиля показателя преломления (ППП) является важной задачей интегральной оптики в связи с широким использованием в технологии изготовления волноводных структур методов высокочастотного распыления, эпитаксиального выращивания и ионного облучения. Как известно, наиболее прецизионное определение характеристик тонких пленок связано с решением системы трансцендентных дисперсионных уравнений волновода. Однако этот путь является весьма трудоемким, т.к. требует использование ЭВМ.

Целью данной работы является получение приближенных аналитических выражений, с помощью которых можно быстро и с достаточной для практических задач точностью определить параметры тонкопленочных структур, причем предлагаемый метод применим при минимальном числе резонансных мод $M=2$.

Характеристическое уравнение для m-й моды тонкопленочного волновода имеет вид [1]:

$$kh\left(n_f^2-n_m^2\right)^{1/2}=\Phi_{cm}+\Phi_{sm}+m\pi, \tag{1}$$

где $(m=0, 1, 2 \ldots M-1)$,

$$2\Phi_{cm}=2\operatorname{arctg}\left(\frac{n_m^2-1}{n_f^2-n_m^2}\right)^{1/2},$$

$$2\Phi_{sm}=2\operatorname{arctg}\left(\frac{n_m^2-n_s^2}{n_f^2-n_m^2}\right)^{1/2} \tag{2}$$