

УДК 533.925;535.36

О РЕЖИМАХ НАСЫЩЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН

A. B. Ким, A. A. Лещев, И. В. Хазанов

Найдены приближенные аналитические решения, описывающие в рамках простейшей плосковолновой модели некоторые нестационарные нелинейные режимы вынужденного температурного рассеяния (ВТР) волн. Рассмотрено взаимодействие встречных волн (одномерная задача) в безграничной среде и в ограниченном слое. Используется динамическое описание.

В большинстве работ по теории вынужденного рассеяния (ВР) волн рассматривался стрикционный механизм нелинейности. Вместе с тем в ряде случаев определяющую роль может играть тепловая нелинейность, проявляющаяся при сильном неоднородном нагреве среды в ВЧ полях. Происходящее при этом выравнивание газокинетического давления приводит к перераспределению (модуляции) плотности среды ρ . В результате ВЧ волны перерассеиваются друг в друга на модулированной плотности. Линейная стадия подобных процессов ВР (нахождение инкрементов) сравнительно несложна для исследования и, к настоящему времени хорошо изучена. Однако для более полного понимания этих явлений необходим анализ нелинейной стадии. Ниже он будет проведен на некоторых характерных моделях.

Стандартной процедурой укорочения общих уравнений для поля и среды приходим к уравнениям простейшего трехмодового режима ВТР (см., например, [1]):

$$\begin{aligned} \partial E_1 / \partial t + c \partial E_1 / \partial x &= i\alpha E_2 N, \\ \partial E_2 / \partial t - c \partial E_2 / \partial x &= i\alpha E_1 N^*, \\ \partial N / \partial t + v N &= \beta E_1 E_2^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где $E_{1,2}(x, t)$, $N(x, t)$ — плавно (в масштабах $2\pi/\omega$, $2\pi/k$) меняющиеся амплитуды соответственно ВЧ электрических полей $E_{1,2} = E_{1,2}(x, t) \exp[-i(\omega t - k_{1,2}x)]$ ($k_1 = -k_2 = k$) и НЧ относительных возмущений плотности среды $\rho' = -N(x, t)e^{i2kx} + \text{к.с.}$, $\rho' = (\rho - \rho_0)/\rho_0$, $\alpha = -(\omega\rho_0/2\varepsilon(\rho_0)) (\partial\varepsilon'/\partial\rho)|_{\rho=\rho_0}$, $\beta = (\omega\varepsilon''/4\pi\rho_0 T_0)$, $v = 4Dk^2$, ρ_0 , T_0 — невозмущенные значения соответственно плотности и температуры среды, $\varepsilon(\rho) = \varepsilon'(\rho) + i\varepsilon''(\rho)$ — диэлектрическая проницаемость, D — коэффициент теплопроводности, c — групповая скорость ВЧ волн.

Мы рассматриваем взаимодействие встречных волн ($k_1 = -k_2$), поскольку обычно оно наиболее эффективно. Это связано с тем, что у порождаемой полями этих волн температурной решетки оказывается минимально возможный при данном $|\mathbf{k}| = k$ пространственный масштаб $(1/|k_1 + k_2|)_{\min} = 1/2k$, и, следовательно, выравнивание звуком давления на нем происходит наиболее быстро.

Отметим, что система уравнений (1) имеет достаточно общий для описания процессов ВТР вид (приведенные выше конкретные выражения для коэффициентов α , β , ν получаются лишь в одном из характерных приближений, часто используемом при выводе (1)).

Далее мы найдем некоторые приближенные решения системы уравнений (1). В разд. 1 проанализирован пространственно-однородный режим, когда выносом волн $E_{1,2}$ из области взаимодействия можно пренебречь. Подобная ситуация может реализоваться в кольцевом резонаторе или если указанные волны являются достаточно медленными. Такая постановка задачи характерна, например, при изучении взаимодействия плазменных волн, которые раскачиваются однородным источником в сравнительно большой области плазмы. Обсудим эти случаи несколько подробнее. На параметры кольцевого резонатора и запускаемого в него ВЧ импульса должны быть наложены следующие условия: $\tau, L/c \ll \gamma^{-1}$, где τ — длительность импульса, L — длина резонатора, γ — инкремент неустойчивости обратного рассеяния (в поле падающего импульса) в безграничной среде. Для плазменных волн такая модель может быть реализована в плазменно-лучковых системах. Рассмотрим, например, протяженный (в одном направлении) плазменный слой, вдоль которого запускается электронный пучок. Тогда за счет черенковского механизма он возбудит плазменную волну с волновым вектором $k \approx \omega/V_0$ ($\omega \approx \omega_{pe}$ — электронная плазменная частота, V_0 — скорость пучка). Ее амплитуда будет расти с инкрементом γ_p одинаково почти по всей длине слоя L (за исключением границ), если параметры волны и пучка удовлетворяют следующим условиям: $L/V_0 \ll \gamma_p^{-1} \ll L/c$ ($V_0 \gg c = \partial\omega/\partial k|_{k=\omega/V_0}$). Длительность импульса тока должна составлять $\tau \sim 10/\gamma_p$, чтобы после возникновения мощной плазменной волны энергия в систему взаимодействующих волн больше не подкачивалась. Далее мы предполагаем, что время релаксации возмущений температуры из-за столкновений частиц и теплопроводности порядка $(v_e 4k^2 l_e^2)^{-1}$ (v_e — частота столкновений электронов с ионами или нейтралами, l_e — длина свободного пробега) и мало по сравнению с обратным инкрементом рассеяния γ^{-1} встречных волн, поэтому температура мгновенно следует за их амплитудами. Однако время релаксации концентрации из-за вытеснения плазмы из более нагретых областей имеет значение порядка $(4k^2 v_s^2 / \gamma_s)^{-1}$ (v_s и γ_s — соответственно скорость и декремент затухания ионного звука; $\gamma_s \gg 2kv_s$ в условиях преобладания тепловых эффектов) и может быть много больше γ^{-1} . Поэтому уравнение для возмущений концентраций принципиально нестационарное. С другой стороны, обсуждаемые ниже решения относятся к временам, много меньшим обратного линейного декремента затухания высокочастотных волн, который в случае плазменных волн может быть достаточно мал ($\ll v_e$) при наличии в системе направленных электронных пучков. Наконец, отметим, что, как известно, тепловые эффекты в изотропной плазме сильнее стрикционных, если $2kl_e \ll 1$.

В разд. 2 обсуждается нестационарное ВТР в слое длины $L \ll c\tau$, когда высокочастотная волна (например, свет) пробегает его практически мгновенно. Мы пренебрегаем также затуханием волн, что в данном случае справедливо при $\Gamma L \ll 1$ (Γ — линейный пространственный декремент затухания ВЧ волн), и релаксацией низкочастотных возмущений. В такой ситуации, как это следует из линейной теории ВТР в слое, максимальный инкремент обратного рассеяния достигается при равенстве частот $\omega_1 = \omega_2$. С другой стороны, поскольку в разд. 2 рассматривается пространственно-неоднородный режим, то, вообще говоря, следует учитывать перераспределение концентрации на

масштабах порядка χ_{NL}^{-1} (пространственный инкремент ВТР), которое мы игнорируем. Поэтому наш анализ оправдан в случае достаточно мощных падающих импульсов, когда за время их длительности среда еще не успевает расширяться [1].

1. Временная задача. Полагая производные $\partial/\partial x = 0$ и считая коэффициенты α, β действительными, при $v = 0$ систему уравнений (1) упрощаем до следующей*:

$$de_1/dt = ie_2 n, \quad de_2/dt = ie_1 n^*, \quad dn/dt = e_1 e_2^*, \quad (2)$$

где новые функции связаны со старыми соотношениями $e_{1,2} = E_{1,2}(\alpha\beta)^{1/2}$, $n = \alpha N$.

В отличие от известной системы уравнений для трех волн Бломбергена [2] данная система уравнений не является гамильтоновой**, и в ней не сохраняется полная энергия. Удается найти лишь один точный интеграл движения в (2):

$$|e_1|^2 + |e_2|^2 = I = \text{const.} \quad (3)$$

Тем не менее, частное решение системы уравнений (2) нетрудно увидеть, если переписать ее в виде шести уравнений для модулей и фаз комплексных амплитуд волн $e_{1,2} = a_{1,2}e^{i\alpha_{1,2}}$, $n = be^{i\Phi}$:

$$\begin{aligned} a_1^0 &= a_2^0 = (I/2)^{1/2}, \quad b^0 = (I/2)t + c_1, \\ \alpha_1^0 &= (I/4)t^2 + c_1 t + c_2, \quad \alpha_2^0 = (I/4)t^2 + c_1 t + c_3, \\ \Phi^0 &= c_2 - c_3 \quad (\Phi^0 = \alpha_1^0 - \alpha_2^0 - \Phi^0 = 0). \end{aligned} \quad (4)$$

Константу c_1 можно приблизенно оценить из линейной стадии неустойчивости волн e_2 , n в заданном сильном поле волны e_1 подобно тому, как это будет сделано ниже.

Это решение напоминает режим насыщения модифицированного распадного взаимодействия трех волн [3], уравнения для которого отличаются от изучаемых нами лишь тем, что в последнем уравнении системы (2) член dn/dt заменен членом со второй производной по времени d^2n/dt^2 . Поэтому можно предположить, что либо стационарное для модулей амплитуд высокочастотных волн решение (4) является неустойчивым и реальное решение представляет из себя небольшие биения вблизи этого стационарного состояния, похожие на биения в решениях модифицированного распада, либо это стационарное решение является устойчивым, но выход на него происходит осцилляторным образом. В силу сказанного попытаемся найти решение уравнений (2) подобно тому, как это было сделано в [3]. Тогда прямой подстановкой в $f = (2a_1 a_2 \cos \Phi)$, вместо производных от величин соответствующих выражений из (2) легко получим

$$\dot{f} = (2a_1^2 a_2^2/b) \sin^2 \Phi > 0. \quad (5)$$

Ориентируясь на решение (4), можно ожидать, что и в искомом нами нестационарном решении амплитуда b непрерывно растет с течением времени, т. е. $\dot{f} \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$ (см. (5)). В этом нетрудно убе-

* Система уравнений (2) следует сразу из (1) при $\alpha, \beta > 0$. Если $\alpha < 0$, $((\partial e'/\partial p)_T > 0)$, то предварительно в (1) надо сделать замену $E_1^* \Rightarrow E_2$.

** Она была бы таковой, если бы в правой части уравнения для n стоял коэффициент i , как в [2].

диться еще раз из приведенных ниже решений. Поэтому величину f можно принять за приближенный интеграл движения и для нашей системы уравнений (2):

$$f = 2a_1 a_2 \cos \Phi \simeq \text{const.} \quad (6)$$

Теперь, ограничиваясь одним уравнением из шести в (2), например для da_1/dt , и выражая все величины в нем через b и a_1 , пользуясь уже двумя интегралами (3) и (6), находим решения для a_1^2, a_2^2 :

$$\begin{aligned} a_1^2 &= (I/2) [1 + \sqrt{1 - f^2/I^2} \sin(2 \int b dt)], \\ a_2^2 &= (I/2) [1 - \sqrt{1 - f^2/I^2} \sin(2 \int b dt)], \end{aligned} \quad (7)$$

а волновое возмущение плотности среды растет непрерывно по закону

$$b = (1/2)ft. \quad (8)$$

Отметим, что частота биений амплитуд волн линейно растет со временем.

Далее рассмотрим уравнения следующего приближения, а именно учтем медленные изменения f согласно (5). Интеграл движения (6) увеличивается с течением времени (на линейной стадии, очевидно, $\dot{b} > 0$, т. е. $f > 0$) и тем медленнее (см. (7), (8)), чем ближе мы подходим к (4), иными словами, выходит на постоянный уровень. Подставив в (5) выражения (6), (7) и используя медленность изменения f и b , усредним (5) по быстрым осцилляциям амплитуд (7). Тогда приходим к уравнениям следующего приближения:

$$\begin{aligned} \dot{f} &= (1/4b)(I^2 - f^2), \\ \dot{b} &= (1/2)f. \end{aligned} \quad (9)$$

Начальные условия для уравнений (9) определяем приближенно из линейной стадии неустойчивости. Тогда нетрудно найти, что

$$\begin{aligned} f(0) &= 2a_1 a_2 \cos \Phi \simeq (\sqrt{2}/2)I, \\ b(0) &= (I/2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Пользуясь [4], можно получить выражения для $b(t), f(t)$ в неявном виде. Подставляя их в (7) и учитывая (10), имеем

$$a_{1,2}^2 = (I/2) [1 \pm \sqrt{b(0)/2b(t)} \sin(2 \int_0^t b(t) dt)], \quad (11)$$

где функция $b(t)$ такая, что

$$\frac{2b}{I} z + \frac{1}{2\sqrt{2}I} \ln \frac{1+z}{1-z} = t + \frac{1,6}{I^{1/2}}, \quad z = \sqrt{1 - \frac{1}{2b} \left(\frac{I}{2}\right)^{1/2}}. \quad (12)$$

Заметим, что построенные с помощью формул (11), (12) решения исходной системы уравнений (2) находятся в удовлетворительном согласии с численным расчетом работы [5] (см. рис. 1) (штриховая кривая—теория, сплошная—численный расчет). При $b \gg b(0)$ зависимость $b(t)$ (12) значительно упрощается и становится близкой к (8). Фактически такое приближение справедливо уже через несколько первых цугов переколебаний амплитуд (11).

В заключение отметим, что точное решение системы уравнений следующего приближения при $v \neq 0$ (в левую часть второго уравнения в (9) входит еще релаксационный член $v b \neq 0$) получить не удается. Однако ее приближенное решение нетрудно найти заменой в уравнении для b функции $f(t)$ на $f(\infty) = I$. Это связано с тем, что на протяжении всей нелинейной стадии $f(t)$ меняется незначительно, меньше, чем в $\sqrt{2}$ раз. С увеличением v подобная замена тем более правомерна, так как возрастает само значение $f(0)$. Указанное приближение можно непосредственно проверить на случае $v = 0$, когда известно точное решение (12). В результате оказывается, что с ростом v уменьшается амплитуда биений $\sim (1 - f^2/I^2)^{1/2}$ в (7). Наконец, существует такое большое v , что эти осцилляции вообще пропадают и система взаимодействующих волн медленно монотонно выходит на стационар $a_1 = a_2 = (I/2)^{1/2}$. Эту величину v_{kp} нетрудно оценить.

При $v \geq v_{kp}$ естественно ожидать, что амплитуда плотности среды мгновенно следует за амплитудой волн, т. е. $b = f/2v \approx I/2v$. Такой уровень b устанавливается за время $\sim v^{-1}$ после начала нелинейной стадии. Если за это время не успевает произойти даже первая осцилляция амплитуд волн в (7), то ввиду прекращения роста b и нарушения та-

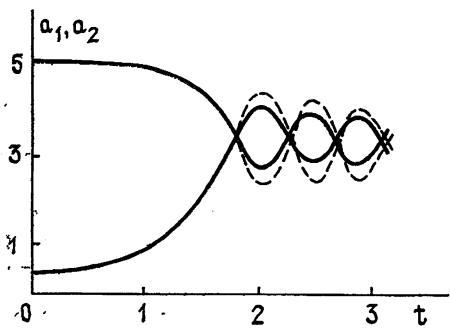


Рис. 1.

ким образом медленности изменения a_1 и a_2 решения системы уравнений (2) качественно меняется. На основании этих рассуждений находим $v_{kp}^2 \sim I$. Решение (2) в этом наиболее простом предельном случае получено в [5].

2. ВТР в слое. В этом разделе изучается случай, прямо противоположный рассмотренному в разд. 1: групповые скорости высокочастотных волн велики, и можно пренебречь временными производными по сравнению с пространственными в первых двух уравнениях системы (1). Тогда имеем ($v=0$)*

$$\partial e_1 / \partial x = ie_2 n, \quad \partial e_2 / \partial x = -ie_1 n^*, \quad \partial n / \partial t = e_1 e_2^*, \quad (13)$$

где $e_{1,2} = E_{1,2}(\alpha\beta/c)^{1/2}$, $n = \alpha N/c$.

Более общая ситуация с учетом роста однородных возмущений плотности среды и затухания мелкомасштабного звука ($v \neq 0$) исследовалась численно в [1]. Решения системы уравнений в частных производных (13) должны удовлетворять стандартным граничным и начальным условиям

$$e_1(0, t) = e_{10}, \quad e_2(L, t) = e_{20}, \quad n(x, 0) = n_0, \quad (14)$$

где L — длина слоя.

Как и при изучении начальной задачи (разд. 1), в (13) удается найти лишь один интеграл движения по x :

$$W_1 - W_2 = I_0(t), \quad (15)$$

* Заметим, что решение аналогичной системы уравнений для ВРМБ найдено в работе [6]. Однако там фактически использовано предположение $e_1 = e_2$, которое облегчает получение решения. В решении, обсуждаемом ниже, принципиально $e_1 \neq e_2$ (между амплитудами волн существует фазовый сдвиг).

где $W_1 = |e_1|^2$, $W_2 = |e_2|^2$. Мы укажем на возможное решение данной задачи, когда на слой, в котором существуют малые (спонтанные) шумы, падает мощная электромагнитная волна. В основу положено предположение о том, что искомое решение напоминает хорошо известный стационарный режим ВРМБ (рис. 2). На этот режим решение выходит спустя достаточно короткое время переходного процесса $\sim t$, оценка которого будет дана ниже. Основная часть коэффициента усиления для встречной волны падает на область (L^*, L) , где W_2 , стартуя с уровня спонтанного шума $W_{2\text{сп}}$ в точке L , возрастает примерно в $\exp(20 \div 25)$ раз, достигая точки L^* , в которой $W_2 \leq W_1$. Остальная часть коэффициента усиления приходится на область $(0, L^*)$, где W_2 увеличивается в $\sim \exp(2 \div 5) \sim W_{10}/I_0$ раз. Такие оценки для коэффициента усиления годятся на достаточно больших промежутках времени по окончании переходного процесса. Поэтому мы

считаем, что в области (L^*, L) $W_1(x) \approx I_0$ практически не меняется ($dW_1/dx = 0$), а в области $(0, L^*)$ ($W_1 - W_2 \ll W_{1,2}$) эти обстоятельства, по существу, и использованы при построении решения.

Сначала определим решение в области $(0, L^*)$. Ввиду наличия малого параметра $W_1 - W_2/W_{1,2} \ll 1$ можно предположить, что временная зависимость входит только в фазы амплитуд волн, и пре-небречь ею в модулях амплитуд. Таким образом, представим решение в виде

$$e_1 = a_1(x), \quad e_2 = ia_2(x)e^{i\Phi(t)}, \quad n = b(x)e^{-i\Phi(t)}. \quad (16)$$

Чисто формально вид решения (16) совпадает с решением для обычного распада тройки волн [2]. Однако трудность нахождения решения в данном случае заключается в том, что в обычном распаде частота биений $\Omega = \phi$ фиксирована и определяется заранее из кинематических условий синхронизма, а нам ее необходимо получить из тех же динамических уравнений (13). Подстановка выражений (16) в уравнения (13) приводит к простой системе уравнений для двух волн:

$$\partial W_1 / \partial x = -(2/\phi) W_1 W_2, \quad (17)$$

$$\partial W_2 / \partial x = -(2/\phi) W_1 W_2.$$

Ее решение нетрудно найти. Почти во всем слое $(0, L^*)$ (за исключением точек $x \approx 0$) оно имеет простой вид

$$W_2/I_0 \approx \phi/2I_0 x, \quad W_1 = W_2 + I_0. \quad (18)$$

Отсюда ясно, что решения, показанные на рис. 2, отвечают значениям $\phi > 0$, т. е., как и при обычном распаде, рассеяние сильной волны W_1 идет с понижением частоты (в исходных уравнениях (1) временная зависимость полей $e^{-i\omega t}$). Кроме того, так как в точке $x \sim L^*$ по определению $W_2 \sim I_0$, то можно приближенно считать (см. (20))



Рис. 2.

$$\varphi \approx 2I_0L^*.. \quad (19)$$

Теперь найдем решение в области (L^*, L) . Как уже было сказано выше, здесь предполагается, что $de_1/dx = 0$, и из трех уравнений (13) остаются два: для e_2 и n . Дифференцируя одно из этих уравнений (с n_t) по x и переходя к новой переменной $t' = \int |e_1|^2 dt$, методом преобразования Лапласа (аналогично, например, [7]) получаем искомое решение. Для поля e_2 в пределе его сильного нарастания от границы $x = L$ оно имеет следующий вид:

$$e_2 \approx \delta \exp [\psi(x, t) (1+i)], \quad (20)$$

$$\text{где } \psi(x, t) \equiv [2(L-x) \int_0^t I_0(\tau) d\tau]^{1/2} \gg 1, \quad \delta \sim e_{20}.$$

Таким образом, на интервале (L^*, L) «вырабатывается» частота (фаза), которая задает далее решение (18) в области $(0, L^*)$. Для определения фазы $\psi(x, t)$ надо знать закон падения «хвоста» $I_0(t)$. К сожалению, его удается найти лишь оценочно. Дело в том, что непосредственно сшивать решения (16), (18), (19) с (20) некорректно. Поэтому приходится ввести некоторую промежуточную (переходную) область в районе точки L^* , внутри которой фаза $\psi(x, t)$ несколько изменяется, прежде чем перейти в $\varphi(t)$. Остановимся на этом моменте подробнее.

Во-первых, если поле e_1 меняется гораздо медленнее e_2 на участке (L^*, L) , то частота $\Omega(L^*) \equiv \psi|_{x=L^*}$ (см. (20)), формирующаяся на (L^*, L) , как легко видеть, во много раз превышает величину $\tau_{I_0}^{-1} \equiv \dot{I}_0/I_0$ обратного характерного времени падения «хвоста». Следовательно, решение (20) может сразу переходить в решение (18), (19). Однако приравнивая частоты с обеих сторон сшивки решений (19) и (21), получаем очевидное противоречие, так как при этом условии согласно (20) длина участка (L^*, L) быстро уменьшается и становится много меньше длины L . Прямо противоположное условие, что e_2 меняется гораздо медленнее e_1 , кажется противоестественным, поскольку именно «хвост» $I_0(t)$ падает под действием роста e_2 , а такое условие фактически пренебрегает этим ростом. Кроме того, в этом случае потребовалась бы весьма большая переходная область, в которой частота, сформировавшаяся на участке (L^*, L) , должна во много раз возрасти, чтобы удовлетворить условию квазистационарности амплитуд в решении (16) (на (L^*, L) при таком предположении получается наоборот $\tau_{I_0} \ll \Omega^{-1}$).

Таким образом, остается возможность, что времена изменения полей e_1, e_2 примерно одинаковы, т. е.

$$-\dot{I}_0/I_0 \sim \sqrt{2(L-L^*)} I_0 / 2 \sqrt{\int_0^t I_0 d\tau} \quad . \quad (21)$$

(см. выше).

Тогда, как нетрудно видеть из (20), длина $(L-L^*)$ уменьшается гораздо медленнее, чем $I_0(t)$. Практически этими изменениями можно пренебречь наравне с изменениями $\int_0^t I_0 d\tau$. Следовательно, получается простое дифференциальное уравнение для определения закона $I_0(t)$ (21). Сравнивая частоты (19) и (21), мы видим, что с учё-

том выше отмеченных обстоятельств их зависимости от времени примерно совпадают. Поэтому естественно предположить, что в переходной области частота Ω увеличивается по сравнению с (21) в несколько ($\sim m$) раз, чтобы удовлетворить требованию $\tau_{I_0} \gg \phi^{-1}$, не меняясь во временной зависимости. Аналогично, например, ведет себя частота в зависимости от x в решении (20).

Итак, мы полагаем

$$2I_0L^* \approx -(m/2)(\dot{I}_0/I_0) \quad (22)$$

и, пренебрегая изменением L^* , как и изменениями $L-L^*$, на что можно рассчитывать в согласии с формулами (18), (19), определяем закон

$$I_0(t) = I_0(t_0)/[1 + (t-t_0)/t_{\text{хар}}], \quad (23)$$

где

$$t_{\text{хар}} \sim \frac{m}{4L^* I_0(t_0)} \sim \frac{2 \left(\int_0^t I_0 d\tau \right)^{1/2}}{\sqrt{2(L-L^*)} I_0(t_0)} \sim \frac{\ln(I_0(t_0)/W_{2\text{сн}})}{2L I_0(t_0)}$$

(см. (21)), t_0 — момент времени, который принят за начало искомого нелинейного режима.

Время \tilde{t} переходного процесса к указанному решению (23) легко оценить из линейной стадии роста волн e_2, n в сильном поле e_1 . Тогда из решения вида (20) находим $\ln(W_{10}/W_{2\text{сн}}) \approx 2(2W_{10}\tilde{t})^{1/2}$.

Отметим, что в переходной области растет по x , по-видимому, не только частота, но и амплитуда $W_2^{1/2}$. Зависимость ее от времени, как и частоты, может не меняться, как, например, в решении (18). Но и здесь уже, вероятно, $W_2 \approx W_1$.

Обратим также внимание, что закон падения «хвоста» $I_0(t)$ можно найти из более простых рассуждений. Очевидно, он падает из-за растущих стоксовых шумов. Поэтому

$$\dot{I}_0 \approx -I_0/t'_{\text{хар}}, \quad (24)$$

а характерное время перестройки стоксова поля под изменившуюся величину $I_0(t)$ каждый раз свое и равно аналогично \tilde{t}

$$t'_{\text{хар}} \sim \ln^2(I_0/W_{2\text{сн}})/8I_0L. \quad (25)$$

Сравнивая (23) и (25), видим, что по порядку величины эти времена в реальных ситуациях одинаковы.

В заключение важно отметить оценочный характер сделанных в этом разделе вычислений вследствие отсутствия у нас решения в переходной области. Поэтому можно лишь рассчитывать на то, что частота стоксовой волны на выходе из слоя $\Omega(0, t) \approx \Omega(0, t_0) \times [1 + q_1(t-t_0)]^{-\mu_1}$, где $\mu_1 \sim 1$, а $q_1 \sim t_{\text{хар}}^{-1}$ согласно зависимости (23). И, аналогично, $I_0(t) \approx I_0(t_0) [1 + q_2(t-t_0)]^{-\mu_2}$, где также $\mu_2 \sim 1$, $q_2 \sim t_{\text{хар}}^{-1}$. Для проверки этих выводов были выполнены методом сеток численные расчеты на ЭВМ системы уравнений (13) со следующими граничными и начальными условиями: $W_{10}=1$, $W_{2\text{сн}}=10^{-4}$, $|e_2(x, 0)|^2=10^{-4}$, $n(x, 0)=0$, $L=1$. Полученные зависимости приведены на рис. 3. Для сравнения с теоретическими оценками мы приняли, что найденными решениями можно пользоваться вскоре после окончания линейной стадии, например, с уровня $I_0(t_0)=10^{-1}$. Тогда

из "оценок получается $t_{\text{хар}} \sim 35$ (см. (23)), из численного счета ~ 25 . Для частоты из численных расчетов получается закон $\Omega(0, t) \sim \sim t^{-1}$, а для I_0 имеем $I_0 \sim t^{-2}$, что не выходит за рамки сделанных выше выводов. Область сильного поля с течением времени все ближе и ближе прижимается к левой границе слоя $x = 0$. Последнее видно также из решения (18) с учетом (19) и (23).

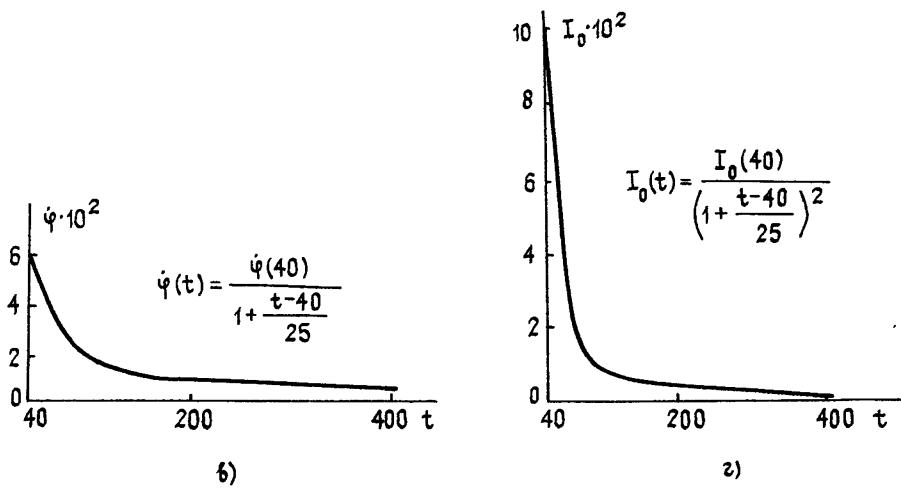
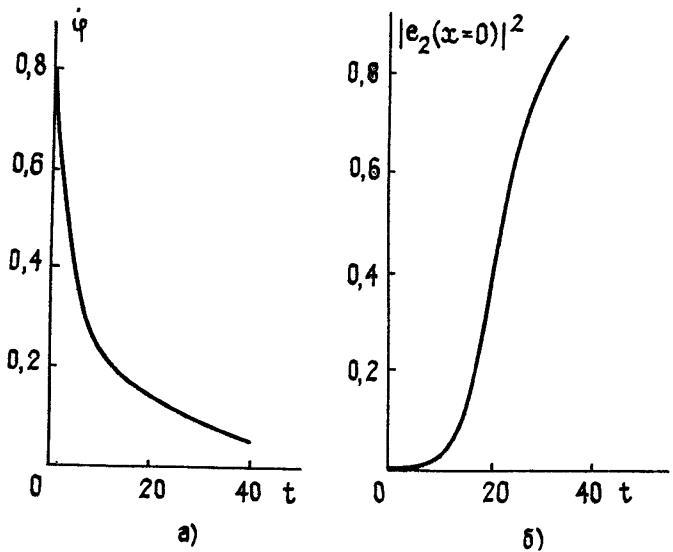


Рис. 3.

Итак, мы указали на решение распадного типа, которое может реализоваться при ВТР электромагнитной волны в нелинейном слое. В этом решении разность частот накачки и отраженной стоксовой волны падает по закону $\Omega = \dot{\phi} = \omega - \omega_{\text{ст}} \sim t^{-1}$.

Авторы благодарны А. Г. Литваку, Г. А. Пасманику и В. Г. Сидоровичу за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- Грозный А. В., Духовный А. М., Лещев А. А., Сидорович В. Г., Стаселько Д. И. В кн.: Оптическая голограмма. — М.: Наука, 1979, с. 92.
- Бломберген Н. Нелинейная оптика. — М.: Мир, 1966.
- Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С. — ЖТФ, 1975, 45, с. 144.
- Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1976.
- Литвак А. Г., Миронов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, с. 270.
- Каган В. Д., Погорельский Ю. В. — ЖЭТФ, 1983, 84, с. 1319.
- Беспалов В. И., Пасманик Г. А. — ЖЭТФ, 1970, 58, с. 309.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
14 декабря 1983 г.,
после доработки
3 сентября 1984 г.

ON SATURATION REGIMES OF STIMULATED TEMPERATURE WAVE SCATTERING

A. V. Kim, A. A. Leshchev, I. V. Khazanov

Approximate analytical solutions describing some nonstationary nonlinear regimes of stimulated temperature wave scattering in the framework of a simple plane wave model are found. The interaction of opposite waves (one-dimensional model) in unboundary medium and in a bounded layer is considered. A dynamical description is used.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXIV, № 6, 1984 г.

(Продолжение)

Рожанский В. А., Цендин Л. Д. Диффузия сильных неоднородностей ионосферной плазмы.

Получены уравнения, описывающие диффузию сильных неоднородностей ионосферной плазмы. Показано, что во многих случаях эволюция локальной неоднородности может быть описана двуслойной моделью, когда ионосфера ниже начальной неоднородности аппроксимируется слоем высокой проводимости. Приведены решения ряда диффузационных задач. Показано, что основным параметром, определяющим эволюцию профиля инжектированных частиц, является отношение их количества к числу частиц в нижележащей ионосфере.

Новожилов В. И., Вергасов А. А., Трубаев С. И. О зондировании ионосферы мощными двухчастотными радиосигналами.

Рассматриваются возможности определения параметров ионосферы по излучению на комбинационной суммарной частоте, возникающему вследствие нелинейного взаимодействия мощных двухчастотных зондирующих сигналов. Обсуждаются предварительные результаты экспериментов по синхронному зондированию ионосферы мощными двухчастотными импульсными сигналами на наклонной трассе.

Титова Е. Е., Ди В. И., Иржичек Ф., Лычкина И. В., Распопов О. М., Трахтенберг В. Ю., Триска П., Юрлов В. Е. Уширение спектра сигналов ОНЧ-передатчиков в верхней ионосфере.

Уширение спектра ($\Delta f < \pm 1 \text{ кГц}$) сигналов ОНЧ-передатчиков было обнаружено на спутнике «Интеркосмос-19». Эффект уширения спектра преимущественно регистрировался на электрической антенне и коррелировал с появлением электростатических КНЧ-шумов. Уширение спектра ОНЧ-сигналов может быть объяснено трансформацией исходной свистовой волны в низкочастотные плазменные волны на мелкомасштабных ионосферных неоднородностях.

(Окончание см. с. 633)