

## О КОНКУРЕНЦИИ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЕ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Ю. К. Богатырев

Исследования влияния случайных неоднородностей в нелинейных средах на взаимодействие распространяющихся волн касаются в основном прозрачных диссипативных сред нелинейной оптики [1], равновесной плазмы [2], электродинамических сред [3, 4] и т. д. В этих работах показано, что из-за рассеяния на случайных неоднородностях среднее по ансамблю неоднородностей поле волн затухает. Между тем в нелинейных активных интегрально-оптических средах, потоковой плазме, активных линиях передачи и т. д. случайные изменения аналогичных параметров могут привести к эффектам, качественно отличным от эффекта затухания, в частности, к конкуренции взаимодействующих волн и, как следствие, к монохроматизации спектра волн. Покажем это в данной работе, рассмотрим распространение группы несинхронных квазигармонических волн в нелинейной диспергирующей активной среде со случайными флуктуациями диэлектрической проницаемости.

1. Рассмотрим изменение спектра двух\* нерезонансных квазигармонических волн, распространяющихся в активной нелинейной среде с проводимостью  $\sigma(E) = -g(1 - \alpha E^2)$  ( $g, \alpha = \text{const} > 0$ ) и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = \epsilon_0 + \delta\epsilon(x)$ , содержащей составляющую  $\delta\epsilon(x)$ , случайно изменяющуюся вдоль координаты  $x$ , в приближении слабой нелинейности ( $\rho_0 g \sim \mu^2$ ,  $\alpha E_{\text{max}}^2 \sim 1$ ,  $\rho_0$  — волновое сопротивление среды) и слабой неоднородности ( $\langle \delta\epsilon \rangle / \epsilon_0 \sim \mu \ll 1$ ,  $\langle \delta\epsilon \rangle$  — среднестатистическое по ансамблю  $\delta\epsilon(x)$ ) среды. В этом случае уравнения первого приближения относительно медленно меняющихся в пространстве и времени амплитуд среднего поля волн  $\langle E \rangle$ ,  $\langle H \rangle \sim \sum_{i=1}^2 \psi_i \tilde{A}_i \exp [j(\omega_i t - k_i x + \varphi_i(x, t))]$  при заданных граничных условиях и  $\partial/\partial t = 0$  имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dx} &= h_1 (\rho_1 - A_1^2 - 2A_2^2) A_1, \\ \frac{dA_2}{dx} &= h_2 (\rho_2 - A_2^2 - 2A_1^2) A_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $A_{1,2} = (3\alpha)^{1/2} \tilde{A}_{1,2}$ ,  $h_{1,2} = g/2 \epsilon_0 v_{1,2}$ ,  $v_{1,2}$  — скорости распространения волн.

Существенной особенностью системы (1) является зависимость параметров

$$\rho_{1,2} = 1 - g_{1,2}(\omega_{1,2}, k_{1,2})/g$$

от частоты, поскольку коэффициенты  $g$  и  $g_{1,2}(\omega_{1,2}, k_{1,2})$ , характеризующие соответственно линейные потери и потери в волне вследствие рассеяния на случайных неоднородностях, вошли в (1) аддитивно. Заметим, что подобная ситуация характерна также для волн в однородной активной среде с диспергирующими потерями [5]. Зависимость параметров  $\rho_{1,2}$  от частот  $\omega_{1,2}$  волн может привести к режиму конкуренции волн [5, 6], в результате которой в процессе совместного распространения волна с  $\omega_1$  нарастает до стационарной величины, а волна  $\omega_2 > \omega_1$  полностью затухает, тогда как при раздельном распространении каждая из волн усиливается. Качественное рассмотрение поведения фазовых траекторий системы (1) на плоскости  $A_1, A_2$  показывает, что существование режима конкуренции волн определяется условием  $g < 2g_2 - g_1$  ( $2\rho_2 - \rho_1 < 0$ ). Выполнение этого условия не вызывает принципиальных трудностей в реальных условиях и в рассматриваемой ниже экспериментальной модели среды.

2. Экспериментально конкуренция волн, обусловленная случайными флуктуациями диэлектрической проницаемости активной среды, исследовалась на модели — искусственной  $L_0 C_0$ -линии передачи с хаотически меняющейся емкостью звеньев  $C_0 = C_{00} + \delta C(n)$ . Линия содержала 30 звеньев и согласовывалась с помощью специальных поглощающих нагрузок. Нелинейными активными элементами служили туннельные диоды типа АИ301А. Параметры звена (рис. 1) линии:  $L_0 = 1,8 \text{ мкГн}$ , сопротивление эквивалентных потерь на скин-эффект  $R \approx 0,52 \sqrt{f} \text{ Ом}$  ( $f$  — частота в МГц),  $f_{\text{кр}} \sim 10 \text{ МГц}$

\* Выбор числа волн не принципиален и определяется лишь наглядностью изложения.

Величины емкостей удовлетворяли экспоненциальному распределению  $\exp(-|\Delta C|/\sigma_0)$ , где  $\Delta C = (C_{00} - C_0)/C_{00}$ ,  $\sigma_0 = \langle |\delta C| \rangle_{\max}/C_{00}$ . Для такой линии коэффициент

$$g_{1,2} = g_{1,2}^{(1)}(f_{1,2}) + g_{1,2}^{(2)}(f_{1,2}),$$

где  $g_{1,2}^{(1)} = R/\rho^2 \approx 2 \cdot 10^{-4} \sqrt{f_{1,2}}$  ( $\rho^2 = L_0/C_{00}$ ),  $g_{1,2}^{(2)} \approx q 2\pi f_{1,2} k_{1,2} l_0 C_{00} \langle \delta C \rangle^2 / C_{00}^2$ ,  $k_{1,2} = 2\text{arcsin}(f_{1,2}/f_{\text{кр}})$ ,  $l_0$  — радиус корреляции, равный периоду искусственной линии  $\Lambda = 1$ , параметр  $q \approx 0,6$  для значений  $kl_0 \ll 1$  и  $g \approx 0,3$  для  $kl_0 \lesssim 1$  (подробнее о выводе зависимости  $g_{1,2}^{(2)}$  см. [4]).

Предварительно исследовалось распространение и взаимодействие волн с частотами  $f_{1,2} = 5$  и  $8$  МГц в однородной ( $\langle \delta C \rangle = 0$ ) линии (с разбросом  $C_0 < 1\%$ ), для которой коэффициенты  $g_1^{(1)} \sim g_2^{(1)}$  и  $g_{1,2}^{(2)} = 0$ . Как и следовало ожидать, в процессе раздельного распространения волн амплитуда каждой из волн усиливалась до стационарного значения. При совместном распространении усиливалась та из волн, начальная амплитуда которой преобладала, другая волна затухала. Резонансные взаимодействия отсутствовали. Аналогичная картина наблюдалась ранее в подобной активной линии [6].

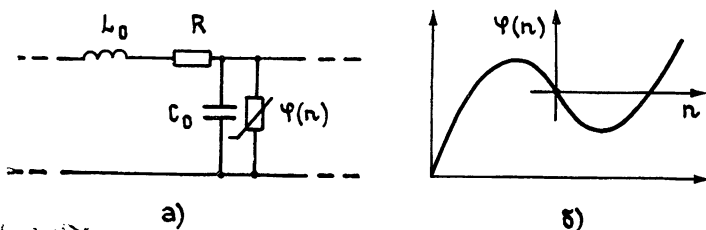


Рис. 1. а) Эквивалентная схема звена структуры. б) Вид характеристики нелинейных элементов.

Далее исследовалось взаимодействие волн  $f_{1,2}$  в линии со случайными флуктуациями  $\langle \delta C \rangle \neq 0$  ( $\sigma_0 \approx 0,3$ ) для 20 ее реализаций. В каждой реализации емкости включались по случайной выборке. Результаты всех реализаций усреднялись. Условие  $g < 2g_2 - g_1$  при этом было выполнено. Параметры  $g = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $g_1^{(1)}(f_1) = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_1^{(2)}(f_1) = 0,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $g_2^{(1)}(f_2) = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_2^{(2)}(f_2) = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ . Графики распределения нормированных амплитуд среднего поля  $\langle \bar{A}_{1,2} \rangle = \langle A_{1,2} \rangle / |A_{1,2 \max}|$  независимо распространяющихся волн приведены на рис 2 (пунктирные кривые). Амплитуда обеих волн нарастала. При совместном распространении волн наблюдалась принципиально иная, чем в случае  $\langle \delta C \rangle = 0$ , картина: амплитуда среднего поля волны низкой частоты  $f_1$  увеличивалась, высокой  $f_2$  — уменьшалась, что свидетельствовало о наличии конкуренции волн. Если условия  $g < 2g_2 - g_1$  не выполнялись (что достигалось вариацией параметра  $g$ ), конкуренция волн отсутствовала.

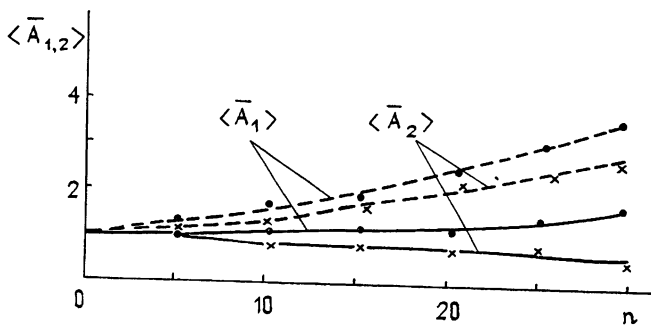


Рис. 2. Нормированные кривые распределения среднего поля волн  $\langle \bar{A}_{1,2}(n) \rangle$ .

Таким образом, в активных структурах, в отличие от нелинейных консервативных систем, исследованных в [4], флуктуации емкостного параметра могут привести к конкуренции волн, как следствие, — к фильтрации низкочастотных компонент широкого

нерезонансного спектра волн. Тогда как в нелинейных консервативных средах случайный разброс аналогичного параметра приводит лишь к затуханию амплитуд спектральных составляющих всех волн [4].

В заключение отметим, что явление конкуренции волн характерно и для других активных волновых систем и сред, например твердотельных [7] и газовых [8] усилителей и генераторов оптического диапазона, потоковой плазмы [9] и т. д., где оно, однако, обусловлено иными физическими причинами и, как правило, наблюдается для волн с близкими частотами. Исследованная здесь экспериментальная модель и подобные ей структуры, по-видимому, могут служить для целей физического моделирования волновых процессов в активных случайно-неоднородных средах, а также основой для построения принципиально новых устройств селективного преобразования спектра частот.

Автор признателен В. В. Тамойкину за ценные замечания, учтенные в работе, и Н. Г. Денисову за полезное обсуждение ее результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, А. С. Чиркин, Статистические явления в нелинейной оптике, изд. Моск. ун-та, 1971.
2. В. В. Тамойкин, С. М. Файнштейн, ЖЭТФ, 62, № 1, 213 (1972); 63, № 2 (1973).
3. Ю. К. Богатырев, С. М. Файнштейн, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 6, 688 (1975).
4. Ю. К. Богатырев, С. М. Файнштейн, Н. П. Ямпурин, Радиотехника и электроника, 22, № 9, 1866 (1977).
5. А. В. Гапонов, Л. А. Островский, М. И. Рабинович, Изв. вузов — Радиофизика, 13, № 2, 163 (1970).
6. С. В. Кияшко, М. И. Рабинович, Изв. вузов — Радиофизика, 15, № 12, 1806 (1972).
7. С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин, Оптика и спектроскопия, 21, № 3, 386 (1966).
8. Ю. Л. Климонтович, П. С. Ланда, К. С. Ларионцев, ЖЭТФ, 52, № 6, 1616 (1967).
9. Э. А. Капер, Изв. вузов — Радиофизика, 2, № 6, 827 (1959)

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию  
25 апреля 1979 г.

УДК 538.574

### ОБ ЭФФЕКТЕ ОСЛАБЛЕНИЯ ПОЛЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТ БОЛЬШИХ ТЕЛ, ПОМЕЩЕННЫХ В СЛОЙ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В. В. Тамойкин

Известно, что при обратном рассеянии от тел (малых по сравнению с длиной волн размеров), помещенных в слой с хаотическими неоднородностями, в некоторой достаточно узкой области углов наблюдения имеет место эффект усиления [1-3]. Физически это объясняется корреляцией прямой и обратной волн, прошедших одни и те же неоднородности. В настоящем сообщении нам хотелось бы обратить внимание на тот факт, что наличие корреляции параметров прошедших в прямом и обратном направлении волн при рассеянии от достаточно больших тел, имеющих бесконечный радиус кривизны в одном или двух измерениях, может приводить к эффекту ослабления поля обратного рассеяния.

Для простоты рассмотрим конкретную задачу о рассеянии плоской волны, падающей нормально на идеально проводящую бесконечно длинную пластинку шириной  $b$ , помещенную в слой с крупномасштабными случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости ( $kl \gg 1$ ,  $k = k_0 \langle \epsilon \rangle^{1/2}$ ,  $l$  — масштаб неоднородностей). В этом случае и при условии, что толщина неоднородного слоя  $L$  достаточно мала ( $\lambda L \ll l^2$ ), можно учитывать лишь фазовые флуктуации в падающей волне, т. е. поле падающей волны единичной амплитуды в месте расположения пластинки ( $z = L$ ) запишется в виде (см. рис. 1)

$$E_x \approx \exp[-ikL - is_1(x, y, L) + i\omega t], \quad (1)$$

где