

ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВОГО СИГНАЛА В ПОЛЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКИ ПРИ ВСТРЕЧНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН

К.И. Воляк, В.Ф. Марченко, А.М. Стрельцов

УДК 621.372.2

Показано, что в поле попутной низкочастотной накачки сигнальная волна нелинейно затухает, если холостая волна является встречной. Частотная полоса подавления сигнала совпадает с полосой усиления в невырожденном параметрическом усилителе с высокочастотной накачкой. Приведены результаты эксперимента в электрической линии передачи с пространственной модуляцией коэффициента нелинейности.

В поле низкочастотной накачки ω_0 , не испытывающей распадной неустойчивости, характер параметрического взаимодействия $\omega_1 + \omega_0 = \omega_2$ при попутном синхронизме слабых волн ω_1 и ω_2 хорошо известен [1]. Амплитуды волн комбинационных частот испытывают периодические пространственные биения, масштаб которых обратно пропорционален коэффициенту модуляции реактивного параметра среды. Покажем, что характер взаимодействия меняется, если волны с частотами ω_1 и ω_2 распространяются навстречу друг другу. При выполнении условий коллинеарного встречного синхронизма $k_1 + k_0 + \Delta = k_2$, $\omega_1 + \omega_0 = \omega_2$, $|\Delta/k_0| \ll 1$ ($u_1 = \partial\omega/\partial k_1 > 0$, $u_0 = \partial\omega/\partial k_0 > 0$, $u_2 = \partial\omega/\partial k_2 < 0$) уравнения для комплексных амплитуд A_1 и A_2 в среде без потерь имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial x} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} &= -i\sigma_1 A_0^* A_2 e^{-i\Delta x}, \\ -\frac{\partial A_2}{\partial x} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} &= -i\sigma_2 A_0 A_1 e^{i\Delta x}, \end{aligned} \quad (1)$$

где σ_1, σ_2 – коэффициенты нелинейной связи между взаимодействующими сигналами [2]. Как и при попутном взаимодействии амплитуду монохроматической накачки A_0 можно считать постоянной, так как заданное при $x = 0$ условие $|A_{1,2}| \ll |A_0|$ выполняется во всем объеме среды.

Переходя в (1) к спектральному представлению

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{i\Delta x}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} S_1(x, \Omega) e^{i\Omega t} d\Omega,$$

$$A_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{i\Delta x}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} S_2(x, \Omega) e^{i\Omega t} d\Omega,$$

получим систему

$$\begin{aligned} \frac{dS_1}{dx} + i\left(\frac{\Omega}{u_1} - \frac{\Delta}{2}\right)S_1 &= -i\sigma_1 A_0^* S_2, \\ -\frac{dS_2}{dx} + i\left(\frac{\Omega}{u_2} - \frac{\Delta}{2}\right)S_2 &= -i\sigma_2 A_0 S_1. \end{aligned} \quad (2)$$

При условиях на границах среды ($x=0, 1$) $S_1(0, \Omega) = S_{10}(\Omega)$, $S_2(1, \Omega) = 0$ решение (2) имеет вид:

$$S_1(x, \Omega) = S_{10} e^{i\frac{\Omega}{2} \nu_- x} \frac{\gamma \operatorname{ch} \gamma(x-1) - (i/2)(\Omega \nu - \Delta) \operatorname{sh} \gamma(x-1)}{\gamma \operatorname{ch} \gamma l + (i/2)(\Omega \nu - \Delta) \operatorname{sh} \gamma l}, \quad (3)$$

$$S_2(x, \Omega) = i\sigma_2 A_0 S_{10} e^{i\frac{\Omega}{2} \nu_- x} \frac{\operatorname{sh} \gamma(x-1)}{\gamma \operatorname{ch} \gamma l + (i/2)(\Omega \nu - \Delta) \operatorname{sh} \gamma l},$$

где $\nu = u_1^{-1} + u_2^{-1}$, $\nu_- = u_2^{-1} - u_1^{-1}$ — расстройки групповых скоростей; $\gamma = [\sigma_1 \sigma_2 |A_0|^2 - (\Omega \nu - \Delta)^2 / 4]^{1/2}$ — инкремент.

На резонансной частоте $\Omega_0 = \Delta / \nu$ выражение (3) упрощается

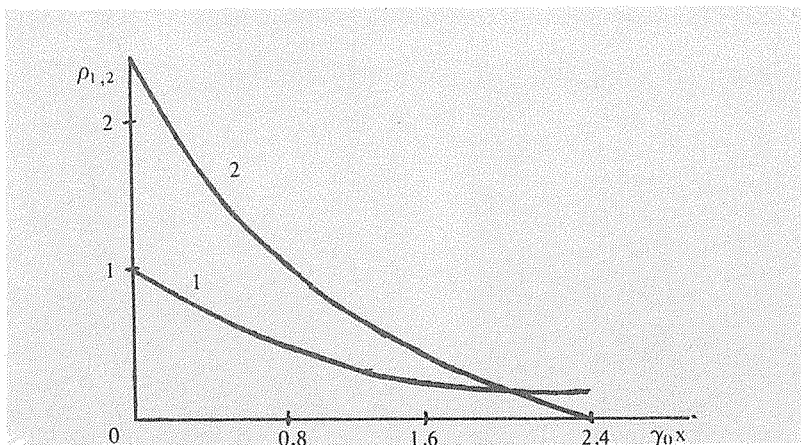
$$S_1(x) = S_{10}(\Omega_0) \frac{\operatorname{ch} \gamma_0(x-1)}{\operatorname{ch} \gamma_0 l},$$

$$S_2(x) = iS_{10}(\Omega_0) \sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}} \frac{A_0}{|A_0|} \frac{\text{sh}\gamma_0(x-1)}{\text{ch}\gamma_0 l}, \quad (4)$$

$$\gamma_0 = (\sigma_1 \sigma_2 |A_0|^2)^{1/2}.$$

Таким образом, амплитуды волн монотонно меняются вдоль среды (рис. 1), причем сигнальная волна затухает вдоль координаты вследствие перекачки энергии в волну холостой частоты, нарастающей в сторону входной границы среды. Пространственное распределение амплитуд аналогично обращенному по координате распределению попутных слабых волн в поле заданной высокочастотной накачки.

Как следует из (3), существует критическая расстройка $\Delta_{\text{кр}}$, при которой инкремент γ становится мнимым. При $\Delta > \Delta_{\text{кр}}$ энергообмен между волнами ω_1 и ω_2 принимает осциллирующий вдоль среды характер. Отметим, что при попутном синхронизме /1/ увеличение расстройки не меняет картины пространственных биений, а лишь уменьшает период осцилляций.



Р и с. 1. Зависимость ρ_1 (кривая 1) и ρ_2 (кривая 2) от координаты (расчет по формуле (4), $\rho_{1,2} = |S_{1,2}/S_{10}|, \sigma_2/\sigma_1 = 6$).

При $\Delta = 0$ ширина области подавления сигнала на частоте ω_1 оценивается так же, как и полоса усиления невырожденного параметрического усилителя [3]:

$$\delta\Omega \approx \frac{4\sqrt{\ln 2}}{|\nu|} \sqrt{\frac{\gamma_0}{1}} \quad (5)$$

Одним из проявлений рассмотренного выше механизма взаимодействия волн является подавление шума в узкой полосе (5) в поле монохроматической накачки. Экспериментально этот эффект наблюдался в искусственной линии передачи с периодическим изменением знака нелинейности емкостей, являющейся аналогом кристалла с пространственной модуляцией нелинейной восприимчивости по закону $\chi = \chi_0 (1 + M \cos Kx) / 4$ ($K = 2\pi/l_0$, l_0 — период модуляции). В такой среде роль встречной волны играет минус первая пространственная гармоника, для которой условие синхронизма для волновых чисел имеет вид:

$$k_1 + k_0 + \Delta = K - k(\omega_2),$$

где $k(\omega)$ — закон дисперсии для нулевой пространственной гармоники.

На вход линии подавался широкополосный шумовой сигнал ($\Delta f \approx 2$ МГц) и гармоническое напряжение накачки (рис. 2а), что приводило к генерации

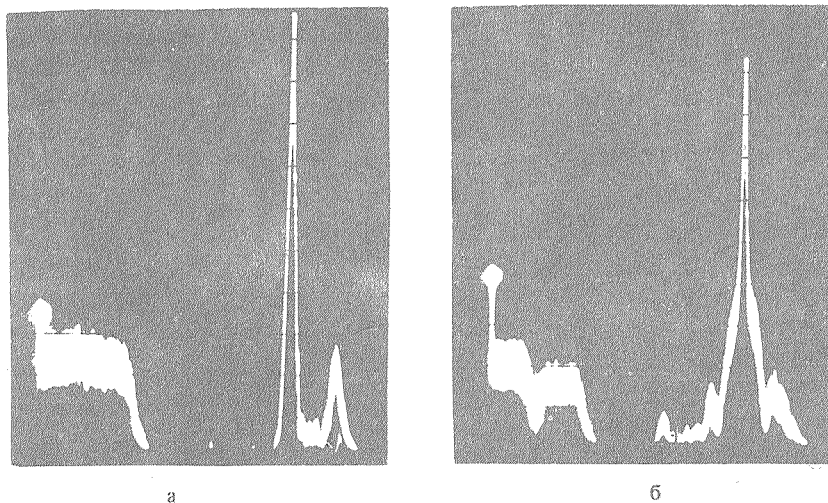


Рис. 2. Спектры волн в линии $f_0 = 5,4$ МГц, $f_2 = 6,4$ МГц, $A_0 = 2$ В (масштаб по вертикали логарифмический): а) $x = 0$; б) $x = 60$ ячеек.

узкополосного шумового сигнала холостой частоты $\omega_2 > \omega_0$. На выходе линии в спектре сигнальной волны появлялся провал на частоте $\omega_1/2\pi \approx 1$ МГц (рис. 2б) шириной $\sim 0,2$ МГц (расчет по формуле (5) дает $0,17$ МГц), ширина которого равна ширине спектра встречной волны. На выходе линии наличие слабого напряжения холостой частоты обусловлено отражениями от неоднородностей линии: спектр накачки уширен за счет несинхронной генерации комбинированных частот при попутном взаимодействии шумового сигнала и накачки.

Необходимо заметить, что подобный процесс имеет место и в среде либо с аномальной дисперсией, либо с периодической модуляцией линейного параметра, например, показателя преломления в оптических кристаллах.

Авторы благодарны Ф.В. Бункину за поддержку и внимание к работе. Институт общей физики АН СССР Поступила в редакцию 4 июня 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М., Наука, 1979.
2. Горшков А.С., Марченко В.Ф. Изв. ВУЗов., Радиофизика, **10**, 825 (1967).
3. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., Наука, 1981.
4. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. ДАН СССР, **263**, 325 (1982).