$$\Gamma_1^{\text{ВРМБ}} = \sqrt{3}\left[\frac{\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_s^2 k_0^3\rho W_{\text{и}}}{2\varepsilon S}\right]^{1/3} t_{\text{и}}^{2/3},\quad \Gamma_1^{\text{ВТР}} = \left[\frac{\left|\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_{\text{p}}\right| k_0 v_{\text{гр}}\delta W_{\text{и}}}{\rho c_p \varepsilon}\right]^{1/2} t_{\text{и}}^{1/2}. \quad (2)$$

Из этих формул, приведенных в системе СГСЭ, видно, что в жидкостях ВТР и ВРМБ наносекундного импульса света может наблюдаться при $t_{\text{и}} \lesssim 10^{-11}$ *сек* лишь в том случае, если интенсивность $P_{\text{и}} \gtrsim 10^2 \div 10^3$ *гвт·см*$^{-2}$. Из сравнения случаев I и II легко заметить, что рассеяние наиболее эффективно, если $t_{\text{и}} \simeq t_L$.

Иначе может обстоять дело при рассеянии последовательности интенсивных импульсов. Если индуцированное предыдущим импульсом возмущение диэлектрической проницаемости ε к моменту прихода следующего импульса релаксирует неполностью, что обычно возможно лишь при интервале между импульсами $T_{\text{и}} \lesssim t_{\text{p}}$, то возникает накапливающееся изменение ε, следствием которого является увеличение рассеяния от импульса к импульсу. Выражение для максимального пространственного инкремента при рассеянии n-го импульса имеет вид

$$\Gamma_n = \Gamma_1 + (n-1)\left(\Gamma_1 - 2\frac{T_{\text{и}}}{t_{\text{p}}}\right). \quad (3)$$

Ясно, что накапливающиеся эффекты возможны лишь при $\Gamma_1 > 2T_{\text{и}}/t_{\text{p}}$. Нетрудно получить, что для CS_2 (при $\lambda = 0{,}69\,\mu$ и $t_{\text{и}} = 10^{-11}$ *сек*) увеличение интенсивности рассеяния от импульса к импульсу должно иметь место, например, при $P_{\text{и}} > 1$ *гвт·см*$^{-2}$ и $T_{\text{и}} \lesssim 10^{-10}$ *сек*. Очевидно, накапливающиеся эффекты при ВКР практически не наблюдаемы, так как $T_{\text{и}} \gg t_{\text{p}}^{\text{ВКР}}$.

Интересным эффектом при рассеянии последовательности импульсов является изменение спектра рассеянного излучения с ростом номера импульса. Так, например, если возмущение ε среды к приходу второго импульса существенно больше спонтанного, то при ВРМБ ширина спектра n-го импульса рассеянного света равна

$$\Omega_n \simeq 1{,}75\sqrt{\frac{\Gamma_1^{\text{ВРМБ}}}{n}}\,\delta\omega_{\text{и}}, \quad (4)$$

где $\delta\omega_{\text{и}} \simeq t_{\text{и}}^{-1}$ — ширина спектра падающего когерентного импульса. Из (4) видно, что при достаточно большом числе импульсов спектр рассеянного света может быть уже спектра возбуждающего импульса. Это является следствием сужения спектра при рассеянии на дифракционной решетке, образованной изменениями диэлектрической проницаемости среды под воздействием света предыдущих импульсов. С ростом числа импульсов растет глубина и регулярность решетки, т. е. растет интенсивность и монохроматичность гиперзвуковой волны, не успевающей затухнуть за время между импульсами.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Курносов, А. А. Плешков, Л. А. Ривлин, В. Г. Трухан, В. В. Цветков, Тезисы на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, 1968; Ю П Захаров, В. Н. Морозов, В. В. Никитин, А. С. Семенов, Тезисы на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, 1968.
2. В И. Беспалов, Г. А. Пасманик, И. С Питум, Г И. Фрейдман, Тезисы на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, 1968
3. D. Von der Linde, M. Maier and W. Kaiser, Phys. Rev., 178, 11 (1969).

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском университете

Поступила в редакцию 9 июня 1969 г.

УДК 538.56

К ВОПРОСУ О СЖАТИИ И РАСПЛЫВАНИИ МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

В. А. Зверев

Сжатие и расплывание сигналов в диспергирующих линиях задержки (ДЛЗ) связано с деформацией формы сигнала, приводящей к изменению величины произведения эффективной длительности сигнала T на его эффективную ширину спектра ΔF [1].

Представляет интерес рассмотреть такое преобразование длительности сигнала, когда при его удлинении или укорочении величина произведения $T\Delta F$ остается неизменной. В этом случае сигнал может оставаться подобным себе, укорачиваясь или удлиняясь во времени. Преобразование такого рода получается, если сигнал, записанный с одной скоростью, воспроизводится с другой скоростью. Такие преобразования осуществляются кинематически с помощью сканирующих систем. Применение ДЛЗ для осуществления операции изменения временного масштаба является принципиально другим методом осуществления этой операции, позволяющим избежать процесса записи сигнала. Ниже показано, что выбор подходящего закона модуляции сигнала и поочередное применение двух ДЛЗ позволяют осуществить операцию изменения временного масштаба.

Выведем условия осуществления преобразования масштаба времени сигнала в системе ДЛЗ в предположении, что ДЛЗ обладает квадратичной комплексной частотной характеристикой вида

$$k(i\omega) = \exp(-i\beta_1\omega^2), \tag{1}$$

где $\beta_1 = \frac{l}{c^2}\frac{dc}{d\omega}$, l — длина ДЛЗ, c — фазовая скорость для центральной частоты.

Пусть сигнал $f(t)$ модулирует несущую частоту Ω, так что на вход первой ДЛЗ подается колебание вида $f(t)\cos(\Omega t)$. Сигнал $f(t)$ предполагается ограниченным по частоте с пределами $\Delta\Omega$. Сигнал подается на вход первой ДЛЗ$_1$ в течение времени T. Пройдя ДЛЗ$_1$, сигнал модулируется в смесителе сигналом гетеродина вида

$$L(t) = \cos\left(\omega_0 t + \frac{t^2}{a}\right). \tag{2}$$

Будем считать, что смеситель позволяет умножать входные сигналы на функцию вида (2) и отделять (посредством фильтров) сигналы суммарных и разностных частот. Это принципиально возможно, если значения Ω и ω_0 больше ширины спектра сигналов $f(t)$ и $L(t)$ соответственно. Будем считать, что на выходе смесителя присутствуют только суммарные частоты. После смесителя сигнал пропускается через вторую ДЛЗ — ДЛЗ$_2$, имеющую $\beta = \beta_2$ на частоте $\omega_0 + \Omega$. Для нахождения формы сигнала на выходе второй ДЛЗ требуется выполнить следующие операции. Спектр сигнала $f(t)$, который мы обозначим $g(\omega)$, умножить на частотную характеристику ДЛЗ$_1$, найти спектр на выходе смесителя, умножить его на частотную характеристику ДЛЗ$_2$, а затем совершить обратное фурье-преобразование. Выполняя указанные операции, имеем

$$F(t) = \mathrm{Re}\left\{\sqrt{\pi a}\,\frac{1}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} g(\omega')\exp[i(\beta_1 - a)\,\omega'^2]\exp[i(a-\beta_2)\,\omega^2]\times\right.$$
$$\left.\times\exp\left[i\omega\left(t - \frac{a}{2}\,\omega'\right)\right]\exp[i(\omega_0+\Omega)\,t]\,d\omega d\omega'\right\}. \tag{3}$$

Рассмотрим случай, когда сигнал гетеродина не согласован с ДЛЗ$_2$, т. е. $\beta_2 \neq a$. В этом случае, интегрируя (3) по ω, а затем по ω' при условии

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2} \tag{4}$$

для значений t, удовлетворяющих неравенству $0 < t < T$, получаем

$$F(t) = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}\,f\left(-\frac{\beta_1}{\beta_2}\,t\right)\cos\left[(\omega_0 + \Omega)\,t + \frac{t^2}{\beta_2 - a}\right]. \tag{5}$$

Амплитуда сигнала $F(t)$ с точностью до временного масштаба повторяет форму первоначального сигнала $f(t)$ С помощью детектирования сигнала $F(t)$ можно выделить интересующую нас функцию $f(-\beta_1 t/\beta_2)$.

Рассмотренное устройство легко превратить в спектральный анализатор, подобный рассмотренному в работах Тверского [2] Для этого достаточно выполнения условия

$$a \simeq \beta_2. \tag{6}$$

В этом случае интегрирование в (3) дает

$$F(t) = \sqrt{\frac{a}{4\pi}}\left|g\left(\frac{2t}{a}\right)\right|\cos\left[(\omega_0 + \Omega)\,t + \Phi\left(\frac{2t}{a}\right) + 4\,\frac{(\beta_1 - a)}{a^2}\,t^2\right], \tag{7}$$

где $\Phi(t)$ — фазовый спектр сигнала $f(t)$.

В системах спектрального анализа, рассмотренных Тверским [2], первая ДЛЗ отсутствует и в (7) $\beta_1 = 0$. Фазовая модуляция несущей затрудняет получение фазового спектра сигнала $f(t)$ (хотя он и в этом случае может быть измерен [3]). Применение ДЛЗ$_1$ при $\beta_1 = \alpha$ устраняет фазовую модуляцию несущей сигналом гетеродина и облегчает тем самым задачу нахождения фазового спектра $f(t)$.

Отметим, что рассмотренное устройство имеет оптический аналог, который можно получить, следуя работе Блиоха [4]. Система с двумя ДЛЗ и смесителем посредине аналогична проекционной оптической системе, состоящей из двух отрезков свободного пространства, посредине которых помещена линза. Условие (4) эквивалентно формуле линзы, а сам эффект сжатия сигнала полностью эквивалентен преобразованию изображения оптической системой. Система спектрального анализа, получающаяся при выполнении условия (6), эквивалентна соответствующей оптической системе, рассмотренной Ван дер Люгтом [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Д. Ширман, Авт. свидетельство № 146803, 1956, C. E. Cook, Proc. IRE, **48**, 310 (1960).
2. В. И. Тверской, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 2, № 5, 724 (1959); В. И. Тверской, Вопросы радиоэлектроники, серия РТ, № 4, 1967.
3. В. И. Тверской, Вопросы радиоэлектроники, серия РТ. 29, № 4, 37 (1968).
4. П. В. Блиох, Изв высш. уч. зав. — Радиофизика, 7, № 3, 460 (1964).
5. A. Van der Lugt, Proc. IEEE, **51**, **№ 8**, 1055 (1966).

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском университете

Поступила в редакцию 8 апреля 1969 г.

УДК 621.378.825.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

А. Г. Шеин, В. И. Молявко, Г. Я. Красовский

Теоретические исследования двумерно-периодической замедляющей системы типа «ячеистой» плоскости [1] показывают, что в самой длинноволновой полосе пропускания система обладает положительной дисперсией на основной пространственной гармонике. Поскольку расчет производился в нулевом приближении с учетом только основной пространственной гармоники в пространстве взаимодействия и двух типов волн в резонаторах, было произведено экспериментальное исследование свойств системы с целью выяснения точности расчета характеристик и пределов применимости нулевого приближения.

Двумерно-периодическая замедляющая система типа «ячеистая» плоскость в виде резонансной объемной полости возбуждалась с одного конца через два волноводных плеча. В каждом плече помещались фазовращатели, которые позволяли устанавливать и различать синфазное и противофазное возбуждения системы. Дисперсионные характеристики измерялись резонансным методом [2]. Виды колебаний m и n во взаимно перпендикулярных направлениях определялись на каждой резонансной частоте. В силу симметрии системы ($\vartheta = L_2/L_1 = 1$, где L_1, L_2 — периоды системы во взаимно перпендикулярных направлениях) виды колебаний с номерами m, n и n, m должны быть вырожденными. Поскольку в реальной модели имела место асимметрия, обусловленная методикой возбуждения и погрешностями в изготовлении системы, происходило расщепление дублетов примерно на 20—30 *Мгц* в трехсантиметровом диапазоне длин волн, что облегчало определение номера вида колебаний.

На рис. 1 представлены экспериментальные (сплошные линии) и теоретические (штриховые линии) кривые дисперсии исследуемой системы в плоскости $\frac{c}{v_ф}\ \frac{1}{\xi}$, где $\xi = kL_1/\pi = 2L_1/\lambda$. Как видно из графиков, для колебаний с $n = 3$ $(\varphi_2 = \pi/2)$ расхождение расчетных кривых с экспериментальными при фазовых сдвигах $(m=1\div4)$ $\pi/6 \leqslant \varphi_1 \leqslant 4\pi/6$ не превышает 2% и увеличивается с приближением к границам нулевой зоны (к отсечкам на 0-виде и π-виде колебаний), достигая 10—12%. На колебаниях с $n = 5$, 6 $(\varphi_2 = 5\pi/6;\ \pi)$ расхождение экспериментальных и расчетных данных достаточно велико (до 20% на границе полосы). Колебания с $n = 0$ при выбранном способе возбуждения системы определить невозможно, хотя из графиков можно сделать вывод, что при $\varphi_2 = \pi/6$ расхождение между теоретическими и экспериментальными кривыми возрастает по сравнению с $\varphi_2 = \pi/2$.