

## Влияние локальной дисперсии на переходные процессы при генерации высокочастотного излучения ударной электромагнитной волной

© А.М. Белянцев, А.Б. Козырев

Институт физики микроструктур РАН,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 15 июля 1996 г.)

Исследуются нестационарные процессы при преобразовании видеоимпульса в радиоимпульс в линии передачи с нелинейностью, обладающей гистерезисными свойствами. Установлено, что переходный процесс к "стационарным" (близким по амплитуде) колебаниям минимален при синхронизме фронта ударной электромагнитной волны и возбужденной им волны на частоте, вблизи которой минимальна локальная дисперсия групповой скорости.

### Введение

Ударные электромагнитные волны (УЭМВ) и процессы распространения электромагнитного излучения в нелинейных средах (линиях передачи) исследуются давно. Основные фундаментальные моменты и ряд прикладных возможностей, связанных с распространением электромагнитных сигналов в нелинейных средах с дисперсией, содержатся в первых обзорах и монографиях [1–4].

В последнее время появились работы по генерации высокочастотных колебаний — по прямому преобразованию видеоимпульса в радиоимпульс при его распространении в нелинейных средах (линиях передачи) с дисперсией [5–8].

В работах [5,6] речь идет о генерации цуга солитонов в  $LC$ -цепочках с нелинейной емкостью (функциональная зависимость  $C(V)$ ) и периодических структурах (средах) с дисперсией, аналогичной  $LC$ -цепочке. Однако такой способ генерации высокочастотных колебаний имеет ряд существенных недостатков [1]. Амплитуда генерируемых осцилляций в цуге быстро спадает, спектр генерируемого цуга довольно широкий из-за некогерентности процесса генерации, и число генерируемых осцилляций быстро насыщается по мере распространения видеоимпульса в нелинейной линии передачи [5,6].

В работах [7,8] предполагается существенно более эффективный механизм прямого преобразования видеоимпульса в радиоимпульс с квазимонохроматическим заполнением при его распространении в нелинейной среде (линии передачи) с дисперсией. Этот механизм основан на возбуждении фронтом интенсивной УЭМВ синхронно бегущей с ним высокочастотной волны. В этих работах было показано, что для монохроматической генерации нелинейная среда за фронтом должна насыщаться и оставаться в насыщенном состоянии длительное время (по сравнению с периодом возбуждаемой волны). Очевидно, что в этих условиях высокочастотные возмущения конечной амплитуды будут распространяться за фронтом УЭМВ как в линейной среде. Отмечено, что генерация может быть эффективной, а несущая

частота — стабильной благодаря фазовому синхронизму с ударным фронтом и возбуждаемой им волной. Несомненным достоинством этого подхода по сравнению с генерацией солитонов является то, что генерируемые колебания, во-первых, почти монохроматичные, во-вторых, затухание амплитуды стационарных колебаний в радиоимпульсе обусловлено только высокочастотными потерями в линейной линии передачи, к тому же имеется возможность управлять частотой генерируемых колебаний изменением начальных условий. В этих же работах было отмечено, что помимо гистерезисной зависимости нелинейности существенную роль при генерации монохроматических колебаний играет дисперсия среды (линии передачи).

В данной работе исследуются нестационарные процессы при преобразовании видеоимпульса в радиоимпульс в линии передачи конечной длины с нелинейностью, обладающей гистерезисными свойствами, и определяются требования к дисперсии с точки зрения минимизации переходного процесса при слабых высокочастотных потерях к "стационарным" (близким по амплитуде) монохроматическим колебаниям.

### Качественные описания переходного процесса и роли локальной дисперсии при преобразовании видеоимпульса в радиоимпульс в нелинейной среде

Переходный процесс при генерации высокочастотных колебаний УЭМВ, как было показано численными методами в [8], состоит из стадии формирования фронта УЭМВ, генерации квазимонохроматических колебаний (с нарастающей амплитудой) и деформации огибающей радиоимпульса из-за дисперсии линии передачи с насыщенной нелинейностью. По мере распространения число осцилляций за фронтом УЭМВ растет пропорционально пройденной им длине и спектральный состав генерируемого им радиоимпульса "обогащается" на частоте волны, синхронной со стационарным фронтом УЭМВ

$(\nu_p(\omega_0) = \nu_s, \nu_p$  — фазовая скорость,  $\nu_s$  — скорость УЭМВ). Так как волновой пакет в данном случае ”жестко привязан” к фронту УЭМВ (бегущему источнику излучения) и движется за ним, то его деформация в линейной за фронтом УЭМВ среде будет обусловлена как удлинением волнового пакета за счет генерации новых осцилляций, так и его дисперсионным расплыванием. В общем случае такой процесс может быть исследован только численными методами.

Однако некоторые условия, налагаемые на дисперсию линии передачи с насыщенной нелинейностью в проекции на минимизацию переходного процесса, в частности на минимальное время установления квазистационарного спада генерируемого радиоимпульса, могут быть априори предсказаны из аналогии распространения волновых пакетов в линейных диспергирующих средах. Как известно (см., например, [9]), скорость, деформации огибающей волнового пакета с узким частотным спектром ( $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ ,  $\Delta\omega$  — ширина спектра волнового пакета,  $\omega_0$  — средняя частота) определяется локальной дисперсией групповой скорости в окрестности средней частоты. При генерации радиоимпульса УЭМВ ситуация узкого частотного спектра реализуется при прохождении фронтом УЭМВ определенной длины линии, т.е. в случае генерации достаточно протяженного радиоимпульса. Локальное поведение дисперсии в окрестности средней частоты  $\omega = \omega_0$  можно представить в виде

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{d^3k}{d\omega^3}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (1)$$

где  $k$  — волновое число.

В первом приближении по  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$  ( $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ) волновой пакет распространяется без искажений с групповой скоростью

$$\nu_g = \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_{\omega_0}^{-1}.$$

Из второго приближения по  $\Delta\omega/\omega_0$  следует [9], что расплывание волнового пакета тем меньше, чем сильнее неравенство

$$\left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_{\omega_0} \Delta\omega \ll \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_{\omega_0}$$

или

$$\frac{1}{\nu_g} \frac{d\nu_g}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \Delta\omega = \nu_g^{-2} \frac{d\nu_g}{dk} \Big|_{k=k_0} \Delta k \ll 1. \quad (2)$$

Из (2) видно, что волновой пакет расплывается тем медленнее, чем уже его частотный спектр и меньше дисперсия групповой скорости, т.е.  $(d\nu_g/d\omega)_{\omega_0}$  или  $(d\nu_g/dk)_{k=k_0}$ . Искажение огибающей протяженного волнового пакета ( $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ ) и его фазовой структуры

при прохождении им пути  $l$ , как известно, будет незначительно, если

$$l \leq \lambda_0^2 \left(\frac{\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2 / \left(\frac{d\nu_g}{d\omega}\right)_{\omega=\omega_0}, \quad (3)$$

где  $\lambda_0 = 2\pi\nu_p/\omega_0$ .

Очевидно, что при  $(d\nu_g/d\omega)_{\omega=\omega_0} = 0$  путь  $l$  будет определяться более высокими производными от  $\nu_g$  и более высоким порядком по  $(\omega_0/\Delta\omega)$ . В случае генерации высокочастотных колебаний УЭМВ (прямого преобразования протяженного видеоимпульса в радиоимпульс), как уже отмечалось выше, число генерируемых осцилляций в радиоимпульсе растет по мере распространения фронта УЭМВ в нелинейной линии передачи с дисперсией. Следовательно, ”обужается” и его спектральный состав (уменьшается  $\Delta\omega/\omega_0$ ). В соответствии с (3) по мере распространения фронта УЭМВ в линии передачи возрастает длина  $l$ , на которой дисперсионное искажение волнового пакета пренебрежимо мало. Поэтому в случае полубесконечного видеоимпульса (или достаточно протяженного) можно ожидать, что форма спада генерируемого радиоимпульса со временем стабилизируется даже при малых или отсутствующих высокочастотных потерях. Очевидно, что структура УЭМВ в этом случае лишь частично (в области между фронтом и спадом) будет близка к стационарной.

Однако эти рассуждения на качественном уровне справедливы с момента, когда спектр генерируемого УЭМВ радиоимпульса достаточно узкий ( $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ ). В то же время переходный процесс начинается с генерации одиночной осцилляции, т.е. на начальной стадии генерации  $\Delta\omega \sim \omega_0$ .

Поэтому проследить роль локальной дисперсии на скорости формирования квазистационарного радиоимпульса в общем случае возможно только численными методами.

## Описание модели. Методы исследования

Как и в [7,8], в качестве линии передачи будем рассматривать LC-цепочку с перекрестными емкостными связями через одно звено (рис. 1). Достоинством такой системы являются легкость управления дисперсией за счет одного параметра — коэффициента перекрестной связи  $\gamma_* = C_*/C_0$  ( $C_*$  — емкость перекрестной связи,  $C_0$  — основная емкость LC-цепочки) и наличие при определенных значениях  $\gamma_*$  минимума в зависимости  $\nu_g$  от  $k$  или сдвига фазы на одно звено. Для простоты рассмотрения нелинейной будем полагать одну индуктивность, перемагничивание феррита в которой в сильных полях происходит некогерентно. Типичные дисперсионные характеристики ( $U_p = \nu_p/\nu_0$  — относительная фазовая скорость,  $\nu_p = d \cdot \omega/\varphi$ ,  $U_g = \nu_g/\nu_0$  — относительная групповая скорость,  $\nu_g = d \cdot d\omega/d\varphi$ ,  $d$  — период системы,  $\varphi$  — сдвиг фазы на ячейку,  $\nu_0 = d \cdot \tau_0^{-1}$ ) приведены на

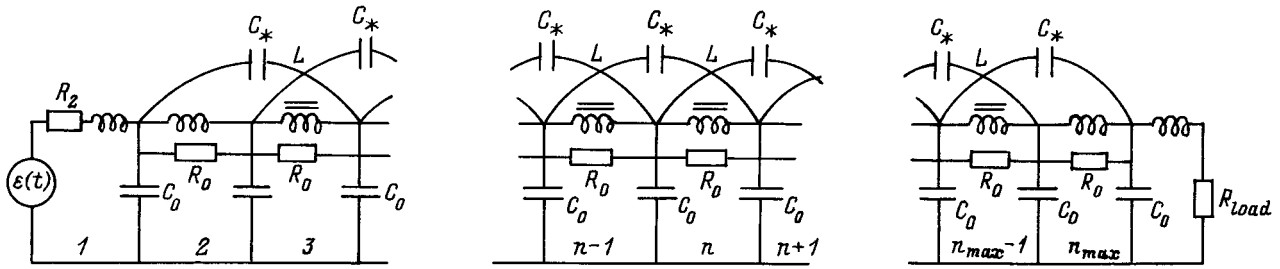


Рис. 1. Эквивалентная схема линии передачи с пространственной дисперсией.

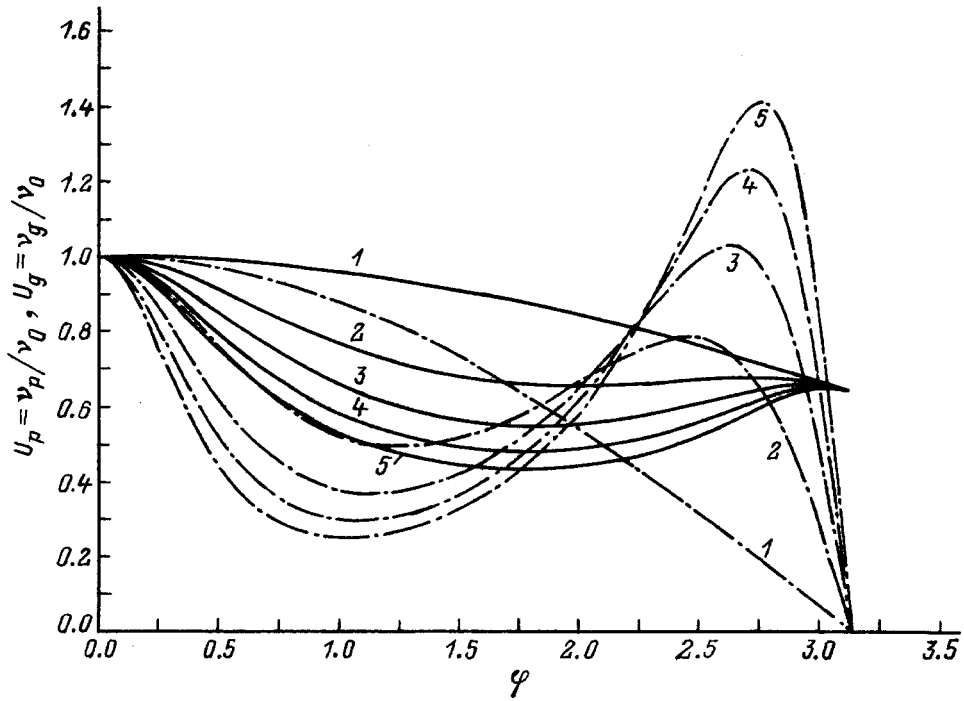


Рис. 2. Зависимость фазовой (сплошные линии) и групповой (штрихпунктирные линии) скоростей от сдвига фазы на ячейку.  $\gamma_*$ : 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.4, 4 — 0.6, 5 — 0.8.

рис. 2. Они рассчитаны для нескольких значений  $\gamma_*$  по дисперсионному уравнению

$$\sin^2 \frac{\varphi}{2} - 4\gamma_* \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \sin^2 \varphi = \frac{\omega^2}{\omega_c^2}, \quad (4)$$

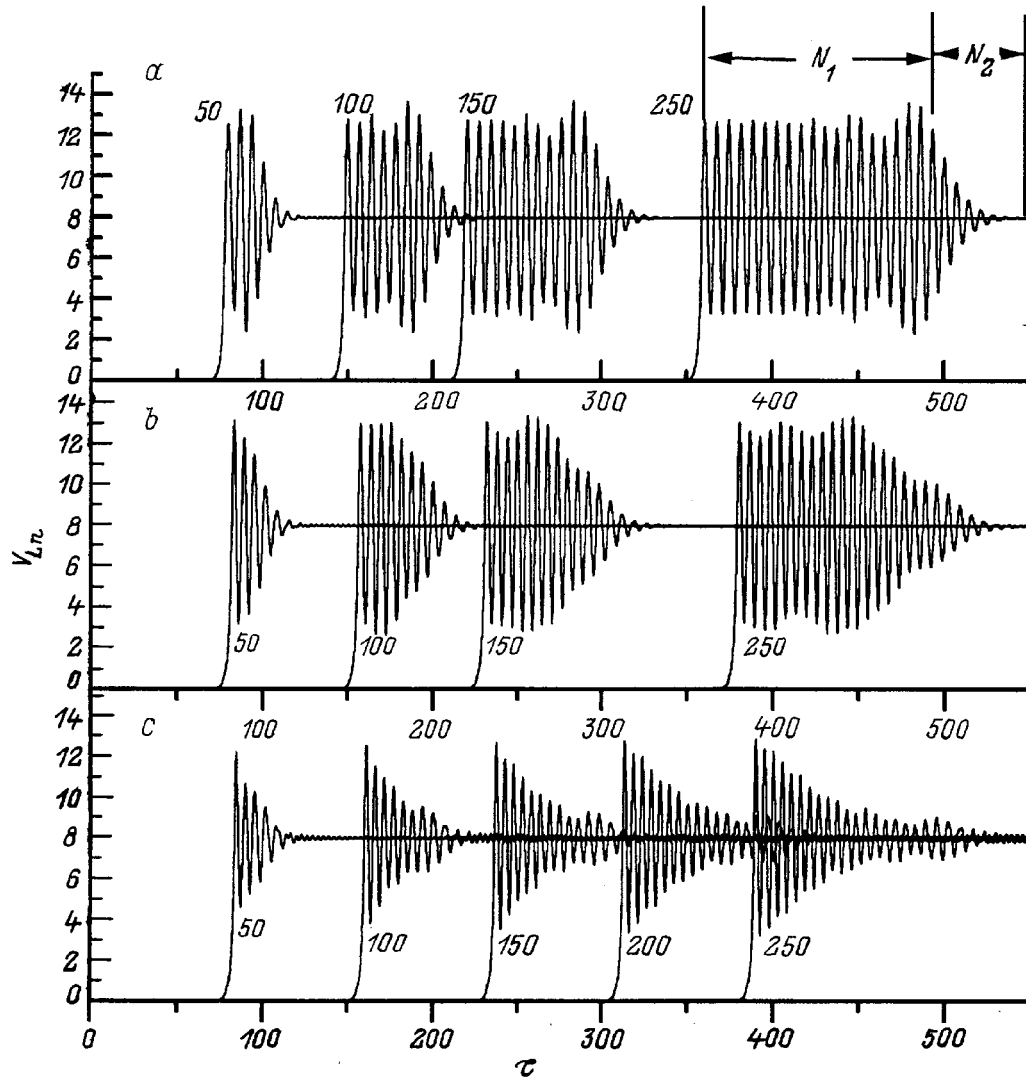
где  $\omega_c = 2/\sqrt{L_0 C_0}$ .

Нелинейные процессы в LC-цепочке с перекрестными связями и нелинейностями на феррите описываются системой дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} i_n - i_{n+1} + \frac{1}{r_0}(u_{n-1} - 2u_n + u_{n+1}) \\ + \gamma_* \frac{d}{d\tau}(u_{n-2} - 2u_n + u_{n+2}) &= \frac{du_n}{d\tau}, \\ \frac{di_n}{d\tau} &= u_{n-1} - u_n - 4\pi\eta q_0(1 - m_n^2) i_n, \\ \frac{dm_n}{d\tau} &= q_0(1 - m_n^2) i_n. \end{aligned}$$

Первые два уравнения — суть уравнения Кирхгоффа для  $n$ -й ячейки линии. Последнее уравнение описывает быстрое некогерентное перемагничивание феррита. В уравнениях  $i_n$ ,  $u_n$  — безразмерные ток и напряжение в  $n$ -й ячейке линии передачи,  $r_0 = R_0/Z_0$ ,  $Z_0 = \sqrt{L_0/C_0}$  — волновое сопротивление линии передачи без перекрестной связи,  $m_n = M_n/M$  — безразмерная намагниченность феррита ( $M$  — намагниченность насыщения:  $4\pi M = B_s$ ),  $\tau = t/\tau_0$  — безразмерное время ( $\tau_0 = \sqrt{L_0 C_0}$ ),  $\eta$  — фактор заполнения индуктивности ферритом,  $q_0$  — безразмерный коэффициент переключения ( $q_0 = (\alpha\gamma_0 M\tau_0)/(1 + \alpha^2)$ ,  $\alpha$  — коэффициент диссипации,  $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  — абсолютная величина гиромагнитного отношения для электрона). Эта система уравнений справедлива для  $n \geq 3$ . Для первых двух ячеек

$$\frac{du_1}{d\tau} = i_1 - i_2 + \gamma_* \frac{d}{d\tau}(u_3 - u_1),$$



**Рис. 3.** Осциллограммы напряжения в 50, 100, 150, 250 ячейках линии передачи.  $\varphi$ :  $a - 1.26$ ,  $b - 1.55$ ,  $c - 1.85$ ;  $\nu_p/\nu_0$ :  $a - 0.7115$ ,  $b - 0.6728$ ,  $c - 0.6547$ ;  $m_0$ :  $a - 0.068$ ,  $b - -0.049$ ,  $c - -0.273$ ;  $\varepsilon_0$ :  $a - 14.43$ ,  $b - 14.69$ ,  $c - 15.17$ .

$$\frac{di_1}{d\tau} = \varepsilon(\tau) - i_1 r_g - u_1,$$

$$\frac{du_2}{d\tau} = i_2 - i_3 + \gamma_* \frac{d}{d\tau} (u_4 - u_2),$$

$$\frac{di_2}{d\tau} = u_1 - u_2.$$

Для двух последних ячеек

$$\frac{du_{n_{\max}-1}}{d\tau} = i_{n_{\max}-1} - i_{n_{\max}} + \gamma_* \frac{d}{d\tau} (u_{n_{\max}-3} - u_{n_{\max}-1}),$$

$$\frac{di_{n_{\max}-1}}{d\tau} = u_{n_{\max}-2} - u_{n_{\max}-1},$$

$$\frac{du_{n_{\max}}}{d\tau} = i_{n_{\max}} - i_{n_{\max}+1} + \gamma_* \frac{d}{d\tau} (u_{n_{\max}-2} - u_{n_{\max}}),$$

где  $n_{\max}$  — число ячеек в линии передачи;  $r_g$  — внутреннее сопротивление генератора входного видеопульса,

нормированное на  $Z_0$ ;  $r_{\text{load}}$  — сопротивление нагрузки, нормированное на  $Z_0$ .

Начальные условия:  $i_n(\tau = 0) = 0$ ,  $u_n(\tau = 0) = 0$ ,  $m_n(\tau = 0) = m_0$  ( $-1 \leq m_0 \leq 1$ );  $m_0$  — относительная намагниченность феррита. Изменяя начальную намагниченность, можно управлять процессом генерации путем изменения скорости ударной волны, а значит, и частоты генерации (можно менять положение рабочей точки на дисперсионной кривой). Граничное условие на входе (выходное напряжение генератора видеопульсов  $\varepsilon(\tau)$ , подаваемое на вход линии передачи) имеет вид

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon_0 \begin{cases} \sin^2 \frac{\omega_1 \tau}{2}, & 0 \leq \omega_1 \tau \leq \pi, \\ 1, & \pi \leq \omega_1 \tau. \end{cases}$$

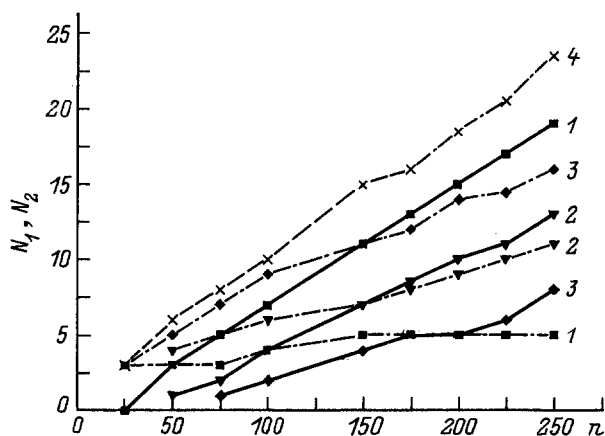
Значения  $q_0$  и  $\eta$  были взяты соответственно 0.4 и 0.5. Мы полагали  $r_0 = 5000$ , так что высокочастотное затухание было пренебрежимо мал.

## Обсуждение результатов численного эксперимента

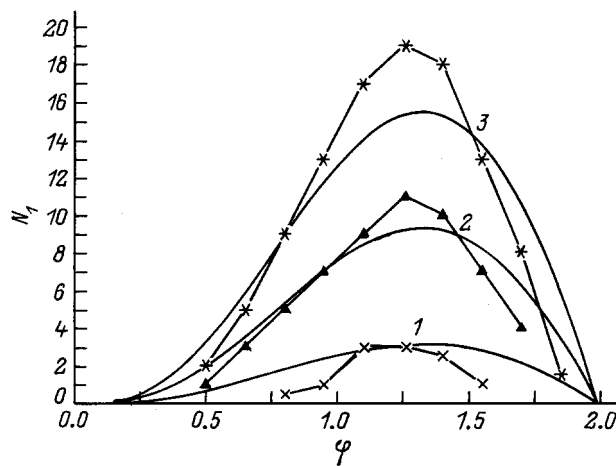
На рис. 3 приведены типичные расчетные осциллограммы напряжений  $V_{Ln}$  ( $V_{Ln}$  — напряжение в средней точке индуктивности,  $V_{Ln} = u_n - (1/2) \cdot (di_n/d\tau)$ ) в фиксированных ячейках линии передачи (рис. 1) с  $\gamma_* = 0.2$  при синхронизме, соответствующем разным точкам на дисперсионной характеристике (рис. 2). Скорость УЭМВ, а следовательно, и синхронизм  $\nu_s = \nu_p(\omega)$  на разных частотах и при различной локальной дисперсии групповой скорости регулировались изменением начальной намагниченности феррита и изменением выходного напряжения генератора входного видеопульса при сохранении всех остальных параметров. Осциллограммы при  $\varphi_1 = 1.26$  соответствуют синхронизму в минимуме групповой скорости —  $(dv_g/d\varphi)_{\varphi=\varphi_1} = 0$ , а при  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$  соответственно  $0 < (dv_g/d\varphi)_{\varphi_1} < (dv_g/d\varphi)_{\varphi_2}$ . Как видно из рис. 3, с изменением локальной дисперсии групповой скорости переходный процесс и, в частности, длительность спада радиоимпульса существенно меняется.

С некоторой степенью условности цуг осцилляций, возникших за фронтом, можно разделить на два характерных участка: первый  $N_1(n)$  — колебания с почти одинаковой амплитудой и второй  $N_2(n)$  — колебания спада радиоимпульса (рис. 3),  $n$  — номер ячейки линии.

На рис. 4 приведены  $N_1$  и  $N_2$  в разных ячейках линии передачи с  $\gamma_* = 0.2$  при различных скоростях УЭМВ, которые соответствуют синхронизму  $\nu_s = \nu_p(\omega)$  на частотах с существенно различными значениями первой производной от групповой скорости. Как видно из рис. 4, при синхронизме в минимуме групповой скорости ( $\varphi_1 = 1.26$ ) спад радиоимпульса принимает квазистационарный вид при прохождении УЭМВ 150 ячеек линии



**Рис. 4.** Число колебаний  $N_1$  (сплошные линии) и  $N_2$  (штрихпунктирные линии) как функции номера ячейки линии (при синхронизме, соответствующем различным точкам на дисперсионной кривой).  $\varphi$ : 1 — 1.26, 2 — 1.55, 3 — 1.7, 4 — 1.85;  $\nu_p/\nu_0$ : 1 — 0.7115, 2 — 0.6728, 3 — 0.6613, 4 — 0.6547;  $m_0$ : 1 — 0.068, 2 — -0.049, 3 — -0.229, 4 — -0.273;  $\varepsilon_0$ : 1 — 14.43, 2 — 14.69, 3 — 15.07, 4 — 15.17.



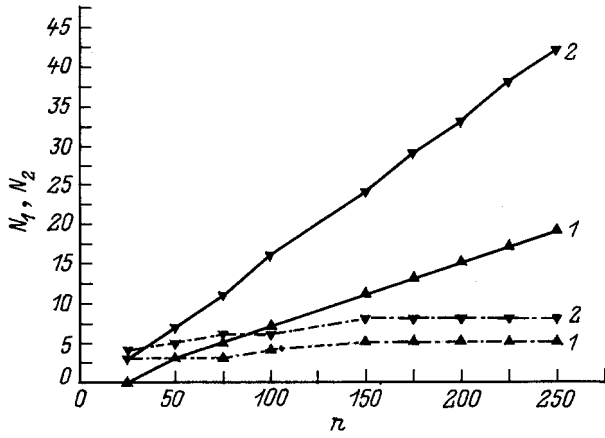
**Рис. 5.** Зависимость числа колебаний  $N_1$  от сдвига фазы на ячейку, полученная по результатам счета (кривые со значками) и оцененная по формуле (5).  $n$ : 1 — 50, 2 — 150, 3 — 250.

передачи (см. также рис. 3) и в следующих ячейках линии передачи  $N_2$  не меняется. При этом число осцилляций  $N_1$  растет с номером ячейки линии передачи по закону, близкому к линейному. Из осциллограмм, приведенных на рис. 3, а, нетрудно видеть, что начиная со 150-й ячейки сохраняются как число осцилляций на спаде радиоимпульса, так и огибающая в области спада.

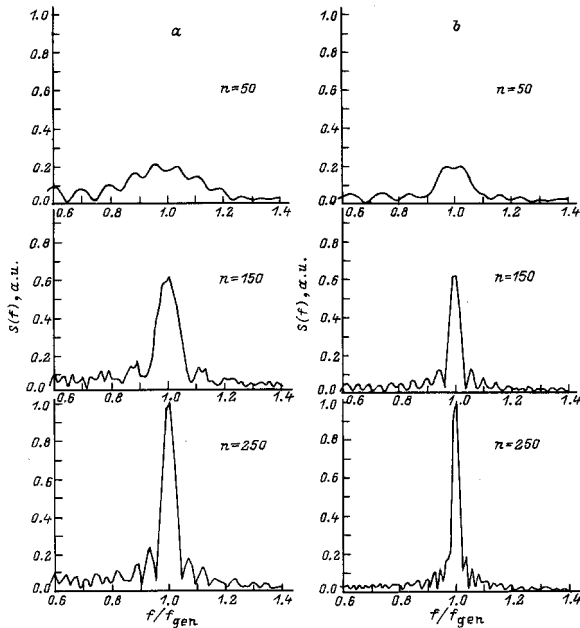
При синхронизме вне минимума групповой скорости  $\nu_g$  с ростом  $dv_g/d\varphi$  приращение  $N_1$  уменьшается, а  $N_2$  увеличивается. Увеличение локальной дисперсии групповой скорости затягивает процесс формирования квазистационарной структуры поля вследствие дисперсионного расплывания волнового пакета. Отметим, что на рассматриваемой длине линии передачи в случае значительной локальной дисперсии уже в первом порядке по  $\Delta\omega/\omega$   $((dv_g/d\omega) \cdot (\omega/\nu_g))$  равно 0.37, 0.49, 0.56 соответственно при  $\varphi = 1.55, 1.7, 1.85$  стационарная структура спада генерируемого УЭМВ радиоимпульса сформироваться не успевает. Очевидно, что "обужение" спектра радиоимпульса ( $\Delta\omega/\omega \sim 1/(N_1 + N_2)$ ) еще недостаточно (см. (3)) для "стабилизации" спада генерируемого УЭМВ радиоимпульса при такой дисперсии при прохождении 250 ячеек линии. Отметим, что число осцилляций в радиоимпульсе с одинаковой амплитудой  $N_1$  будет максимально при синхронизме в минимуме  $\nu_g$  (рис. 5). На рис. 5 приведены как данные машинного эксперимента, так и данные, полученные на основе оценочной формулы для  $N_1$  при установлении квазистационарного режима. Последняя выводится из условия скорости оттекания энергии от фронта УЭМВ на частоте возбуждаемых колебаний и имеет вид (см. также [8])

$$N_1(n) = \frac{(\nu_s - \nu_g)\varphi}{2\pi\nu_s} n. \quad (5)$$

Некоторое различие между оценкой и результатами численного эксперимента можно объяснить условностью



**Рис. 6.** Зависимость  $N_1$  (сплошные линии) и  $N_2$  (штрихпунктир) от номера ячейки.  $\gamma_*$ : 1 — 0.2, 2 — 0.8;  $\varphi$ : 1 — 1.26, 2 — 1.04;  $\nu_p/\nu_0$ : 1 — 0.7115, 2 — 0.5198;  $m_0$ : 1 — 0.068, 2 — -0.720;  $\varepsilon_0$ : 1 — 14.43, 2 — 13.69.



**Рис. 7.** Эволюция спектральной плотности радиоимпульсов.  $\gamma_*$ : a — 0.2, b — 0.8;  $\nu_p/\nu_0$ : a — 0.7115, b — 0.5198;  $m_0$ : a — 0.068, b — -0.720;  $\varepsilon_0$ : a — 14.43, b — 13.69.

разбиения (при обработке результатов) нестационарного генерируемого сигнала на основную часть и спад.

Влияние локальной дисперсии в более высоких, чем первый, порядках по  $\Delta\omega/\omega$  на переходные процессы генерации можно проследить, рассматривая синхронизм в минимумах  $\nu_g$ , имеющих разную крутизну. В случае линии передачи, показанной на рис. 1, в минимуме  $\nu_g$  можно менять  $d^2\nu_g/d\varphi^2$  изменением величины коэффициента перекрестной связи. На рис. 6 приведена зависимость  $N_1$  и  $N_2$  от номера ячейки при распространении УЭМВ в линиях передачи с  $\gamma_* = 0.2$  и 0.8. Как видно из рис. 6, даже при небольшом изменении  $\nu''_{g\varphi\varphi}$

$((\nu''_{g\varphi\varphi})_{\gamma_*=0.8}/(\nu''_{g\varphi\varphi})_{\gamma_*=0.2} \approx 1.07)$  число осцилляций в квазистационарном спаде меняется в 1.5–2 раза. Однако квазистационарный спад формируется в линиях передачи с  $\gamma_* = 0.2$  и 0.8 при прохождении примерно одинакового числа ячеек линии. Очевидно, это связано с тем, что в линии передачи с  $\gamma_* = 0.8$  обужение спектра генерируемого радиоимпульса происходит быстрее, чем в линии с  $\gamma_* = 0.2$  ( $N(n)|_{\gamma_*=0.8}/N(n)|_{\gamma_*=0.2} > 1$ ,  $N = N_1 + N_2$ ). На рис. 7 приведена спектральная плотность радиоимпульсов, сформировавшихся в 50, 150 и 250 ячейках линии передачи с  $\gamma_* = 0.2$  и 0.8. Как видно из рис. 7, в обоих случаях спектральная плотность радиоимпульсов на частоте волны, синхронной с УЭМВ, растет с ростом  $n$ . В рассмотренных случаях условие  $\Delta\omega/\omega \ll 1$  ( $\Delta\omega$  — полуширина спектра на уровне 0.5) выполняется при прохождении УЭМВ 150 ячеек линии. При этом обужение спектра при  $\gamma_* = 0.8$  происходит более быстро.

Зная спектральный состав и локальную дисперсию, легко понять природу амплитудной модуляции в генерируемом УЭМВ радиоимпульсе (рис. 3). В частности, при синхронизме  $\nu_s = \nu_p(\omega_0)$  в минимуме  $\nu_g(\omega_0)$  все спектральные составляющие  $\omega_0 \pm \Delta\omega$  при  $\Delta\omega/\omega \ll 1$  имеют групповую скорость  $\nu_g(\omega) > \nu_g(\omega_0)$ . Энергия этих спектральных составляющих медленнее "отстает" от фронта УЭМВ, чем на частоте синхронной волны, что и проявляется в незначительной амплитудной модуляции в радиоимпульсе (рис. 3, a). При синхронизме  $\nu_s = \nu_p(\omega_0)$  вне минимума  $\nu_g(\omega_0)$  модуляция наблюдается и на спаде радиоимпульса (рис. 3, c), что обусловлено наличием в узкой полосе спектра радиоимпульса составляющих с  $\nu_g(\omega) < \nu_g(\omega_0)$ . Строго говоря, часть генерируемого радиоимпульса с амплитудной модуляцией, как и его спад, следует отнести к переходному процессу. В случае синхронизма в минимуме  $\nu_g$ , как нетрудно видеть из рис. 3, a, переходный процесс стабилизируется после прохождения 150 ячеек линии передачи, так как число колебаний и форма переходной области радиоимпульса на осциллограммах в 150 и 250 ячейках линии передачи практически неразличимы. После стабилизации переходного процесса увеличение длительности радиоимпульса идет за счет роста числа колебаний, уменьшение амплитуды которых с удалением от фронта, как и в стационарной УЭМВ, определяется высокочастотными потерями в линии передачи с насыщенной нелинейностью [7], тогда как на спаде радиоимпульса — дисперсией.

## Заключение

Итак, с точки зрения оптимизации переходного процесса при прямом преобразовании видеоимпульса в радиоимпульс при его распространении в линиях передачи с нелинейностью, обладающей гистерезисными свойствами, оптимальным решением является синхронизм фронта УЭМВ и возбуждаемой им волны на частоте, вблизи которой локальная дисперсия групповой скорости минимальна. Как было показано выше на примере LC-линии

передачи с перекрестными емкостными связями, при синхронизме  $\nu_s = \nu_p(\omega_0)$  в минимуме групповой скорости  $\nu_g(\omega_0)$  спад радиоимпульса относительно быстро принимает стационарную форму, а его длительность может составлять 4–5 периодов генерируемых колебаний. С практической точки зрения возможность прямого преобразования видеоимпульса в радиоимпульс с крутыми фронтами и спадом представляется весьма перспективной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-02-05443).

## Список литературы

- [1] Гапонов А.В., Островский Л.А., Фрейдман Г.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1376–1413.
- [2] Гапонов А.В., Островский Л.А., Рабинович М.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13. № 2. С. 164–213.
- [3] Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. М.: Сов. радио, 1977.
- [4] Уизем Д.Ж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
- [5] Ikezi H., Wojtowich S.S., Waltz J.S. et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 6. P. 3277–3281.
- [6] Kuusela T., Nietarinta J. // Rev. Sci. Instrum. 1991. Vol. 62. N 9. P. 2266–2270.
- [7] Белянцев А.М., Климин С.Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36. № 11. С. 1011–1022.
- [8] Белянцев А.М., Дубнев А.И., Климин С.Л. и др. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 8. С. 132–142.
- [9] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990.