

09

©1995 г.

ГЕНЕРАЦИЯ РАДИОИМПУЛЬСОВ УДАРНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ В ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С ФЕРРИТОМ

*А.М.Белянцев, А.И.Дубнев, С.Л.Климин,
Ю.А.Кобелев, Л.А.Островский*

Институт физики микроструктур РАН,
603600, Нижний Новгород, Россия
(Поступило в Редакцию 16 августа 1994 г.)

Исследуются образование и структура УЭМВ в линиях передачи с сильной нелинейностью и пространственной дисперсией. Изучаются условия, при которых возможна эффективная генерация высокочастотных колебаний УЭМВ. Теоретически и экспериментально показывается эффективность прямого преобразования видеоимпульса в радиоимпульс при его распространении в линии передачи с ферритом при наличии пространственной дисперсии.

1. Как известно, ударные электромагнитные волны (УЭМВ) представляют собой необратимые перепады поля в нелинейном магнетике или другой нелинейной среде, не связанные, вообще говоря, с макроскопическим движением среды [1]. Распространение УЭМВ в диспергирующей среде сопровождается возбуждением за ее фронтом (а иногда и перед ним) осцилляций электромагнитного поля, уносящих энергию из области фронта [2].

При малых потерях и значительной нелинейности среды глубина осцилляций может быть велика, а их форма на каждом периоде приближается к форме уединенных волн — солитонов [3]. Однако такие процессы характерны для сравнительно низкочастотных колебаний, на которых нелинейность среды проявляется и за фронтом УЭМВ.

Наиболее интенсивные УЭМВ с короткими (наносекундными) фронтами наблюдались в ферритовых системах (линиях передачи) [4]. При этом феррит на фронте УЭМВ насыщался и оставался в насыщенном состоянии длительное (по сравнению с длительностью фронта τ_f) время. Очевидно, что в этих условиях высокочастотные колебания конечной амплитуды будут распространяться за фронтом УЭМВ как в линейной среде. Это дает основание для попытки использовать УЭМВ для генерации высокочастотных колебаний. Отметим сразу, что такая

генерация может быть эффективной, а несущая частота — стабильной благодаря фазовому синхронизму с ударным фронтом и возбуждаемой им волной. Это отличает данный эффект от стандартного метода возбуждения осциллятора (колебательного контура) коротким импульсом, или перепадом тока, а также от распространения фронта поля в линейной среде с дисперсией, когда “ступенька” распадается на осцилляции. Рассматривая фронт УЭМВ (область нелинейных процессов) как бегущий “источник”, легко понять, что эффективно будут возбуждаться за фронтом волны, фазовая скорость которых равна скорости УЭМВ ($v_p(\omega) = v_s$ — условие синхронизма в стационарном случае), а групповая скорость $v_g(\omega)$ меньше скорости УЭМВ (это следствие условия излучения). Возбуждение осцилляций наблюдалось уже в первых экспериментах по исследованию УЭМВ в LC-линиях передачи с индуктивностью на ферритах. Однако в области высоких частот они имели малую амплитуду и малое число колебаний в пуге [4].

В данной работе на примере волновой системы (линии передачи) с пространственной дисперсией и нелинейной индуктивностью (на основе феррита) демонстрируется возможность генерации фронтом УЭМВ высокочастотных (с частотой в сотни мегагерц) колебаний с высокой эффективностью. Необходимые для этого дисперсионные характеристики системы достигаются введением связей дальнего порядка между элементами волноводной структуры.

2. Строго теория нестационарных УЭМВ и формирования стационарной структуры УЭМВ в линиях передачи (средах) с сильной дисперсией может быть построена только с использованием численных методов. Рассмотрим сначала этот вопрос качественно, оценив условия, которые способствуют возникновению осцилляций в УЭМВ при ее распространении в линиях, заполненных ферритом. Как уже говорилось, процесс формирования стационарной структуры УЭМВ состоит из этапа установления фронта перемагничивания и возбуждения этим фронтом (областью нелинейности) электромагнитных волн, фазовая скорость которых $v_p(\omega)$ равна скорости УЭМВ. Энергия волны, имеющей частоту ω и групповую скорость $v_g(\omega) < v_p(\omega)$, оттекает от возбуждающего ее источника со скоростью $v_s - v_g(\omega)$. Эта скорость в основном и определяет длину системы, необходимую для формирования с помощью УЭМВ пуга колебаний (радиоимпульса) с заданным числом осцилляций n_1 на фиксированной частоте ω . Эта длина l по порядку величины равна

$$l = n_1 \lambda \frac{U_s}{U_s - U_q}, \quad (1)$$

где λ — длина волны, $U_s = v_s/v_0$, $U_q = v_q/v_0$, v_0 — фазовая скорость низкочастотных волн ($\omega = 0$).

При этом U_s определяется через ток (поле) насыщения нелинейности I_m и постоянную составляющую тока УЭМВ I_s простым соотношением [1]

$$U_s = \left(1 + I_m/I_s\right)^{-1/2}, \quad (2)$$

а фазовая скорость U_p — условием синхронизма

$$U_s = U_p = v_p/v_0.$$

Очевидно, что в случае слабой дисперсии, когда U_p и U_g близки, процесс формирования заданного пуга колебаний будет длительным. С другой стороны, когда $U_g \ll U_p = U_s$, ожидать глубоких осцилляций при ограниченной мощности бегущего "источника" высокочастотных колебаний не приходится из-за быстрого оттока энергии от него. Это легко видеть из уравнения баланса энергии. Последнее удобно записать в движущейся с фронтом УЭМС системе координат ($\xi = z - v_s t$). Для области $\xi_1 < \xi < \xi_2$, охватывающей фронт УЭМВ и несколько первых осцилляций, оно имеет вид

$$\mathcal{E}^+(0)(v_0 - v_s) = \mathcal{E}^-(0)(v_0 + v_s) + \mathcal{E}(\omega)(v_s - v_g(\omega)) + P_{12}. \quad (3)$$

Здесь $\mathcal{E}^+(0)$ и $\mathcal{E}^-(0)$ — средняя плотность энергии постоянных составляющих в видеоимпульсах набегающем и отраженном от фронта УЭМВ; $\mathcal{E}(\omega)$ — средняя плотность энергии в генерируемой высокочастотной волне вблизи $\xi = \xi_2$; P_{12} — средняя мощность потерь, затрачиваемых на перемагничивание феррита. В случае полубесконечной УЭМВ (строго для стационарной волны) $\mathcal{E}^+(0)$ и $\mathcal{E}^-(0)$ не зависят от сечения ξ_2 . Вдали же от фронта стационарной УЭМВ, где высокочастотные колебания уже затухли (из-за линейных высокочастотных потерь), $\mathcal{E}^+(0)$ и $\mathcal{E}^-(0)$ легко выразить через мощность постоянной составляющей УЭМВ P_s и ее скорость, используя обычные граничные условия на фронте УЭМВ,

$$\mathcal{E}^{\pm}(0) = \frac{P_s}{4v_s} \left(1 \pm \frac{v_s}{v_0} \right)^2$$

и уравнение (3) привести к виду

$$P_s \frac{1 - U_s^2}{2} = \mathcal{E}(\omega)v_0(U_s - U_g) + P_{12}. \quad (4)$$

Заметим, что левая часть (4) — это полная мощность потерь в УЭМВ. Она однозначно связана с мощностью УЭМВ и ее скоростью и не зависит от дисперсии в системе. При отсутствии дисперсии ($U_p(\omega) = U_g(\omega)$) вся эта мощность идет на перемагничивание феррита и равна P_{12} . Длительность фронта УЭМВ τ_f будет в этом случае определяться скоростью перемагничивания феррита. При "включении" дисперсии крутой фронт УЭМВ становится неустойчивым по отношению к волнам, синхронным с УЭМВ ($U_p(\omega) = U_s$), частота колебаний которых меньше обратной длительности фронта ($\omega < \tau_f^{-1}$) [5]. Фронт УЭМВ будет уширяться и перемагничивание феррита происходить за более длительное время. С ростом времени перемагничивания уменьшается средняя мощность потерь P_{12} , идущая на перемагничивание. Высвобождающаяся часть мощности полных потерь пойдет на

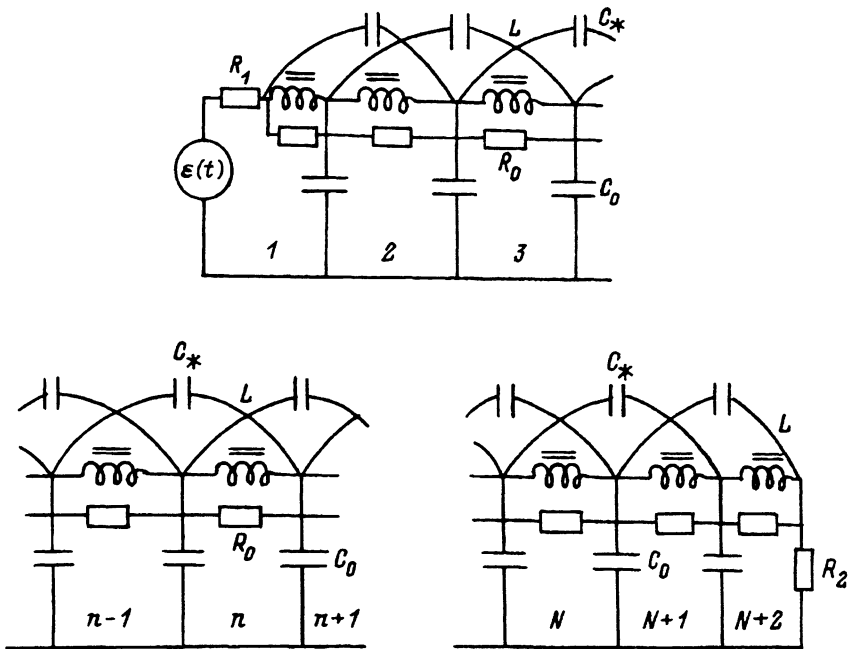


Рис. 1. Эквивалентная схема линии передачи с пространственной дисперсией.

генерацию высокочастотных колебаний. При фиксированной U_s (следовательно, и P_s) для повышения эффективности генерации (отношения мощности, идущей на генерацию, к полной) дисперсию нужно подбирать так, чтобы период синхронной волны был значительно больше времени перемагничивания феррита. Из (4) видно, что дисперсия оказывает сильное влияние не только на эффективность генерации, но и на величину амплитуды генерируемых колебаний. В частности, при $U_g \ll U_s$, даже если не конкретизировать вид P_ω и P_s (их зависимость от U_p и U_s), очевидно, что модуляция высокочастотной составляющей в УЭМВ не будет глубокой.

Для проведения количественных расчетов необходимо конкретизировать дисперсионные свойства волноводной системы. Рассмотрим волноводную систему, эквивалентная схема которой приведена на рис. 1. Это линия передачи с перекрестными емкостными связями (через одно звено) и нелинейной индуктивностью на феррите. Достоинством такой системы является простота изменения дисперсионных характеристик с помощью одного параметра — коэффициента перекрестной связи $\gamma = C_*/C_0$. Дисперсионное уравнение такой системы в линейном режиме, когда феррит насыщен, имеет вид

$$\sin^2 \varphi / 2 - 4\gamma \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \sin^2 \varphi = \omega^2 / \omega_c^2. \quad (5)$$

Здесь φ — сдвиг фазы на одно звено, $\omega_c = 2(L_0 C_0)^{-1/2} = 2\tau_0^{-1}$ — критическая частота (наибольшая частота распространяющихся волн). Фа-

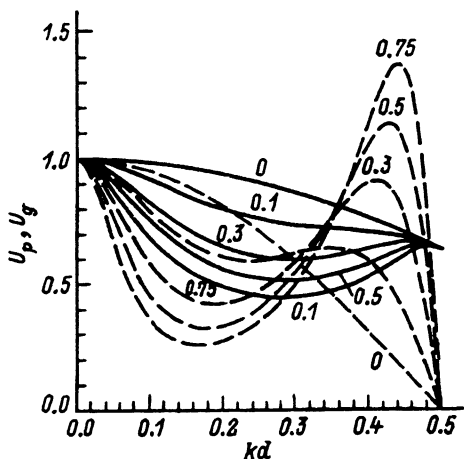


Рис. 2. Зависимость фазовой (сплошные линии) и групповой (штриховая) скоростей от сдвига фазы $\varphi/2\pi$ при различных значениях параметра дисперсии γ (цифры у кривых).

зависимость фазовой и групповой скорости определяются из очевидных соотношений

$$v_p = \omega d / \varphi, \quad v_g = d \frac{d\omega}{d\varphi}, \quad (6)$$

где d — период системы, $v_0 = d\tau_0^{-1}$.

На рис. 2 приведена зависимость U_p и U_g от нормированного волнового числа $kd = \varphi/2\pi$ при различных значениях коэффициента обратной связи γ . Как видно, частота волн ($\omega = kv_p$) с одинаковой фазовой скоростью U_p (при $U_p > 0.68$) снижается с увеличением параметра γ . Параметром γ можно менять как отношение U_g/U_p , так и $U_p - U_g$.

В низкочастотной же области ($\omega \ll \omega_c$) $U_g \approx U_p^3$.

Процессы формирования УЭМВ в дискретной линии передачи, показанной на рис. 1, исследовались посредством численного решения соответствующей системы дифференциально-разностных уравнений

$$i_{n-1} - 2i_n + i_{n+1} = \frac{d^2}{d\tau^2} \left\{ i_n + m_n - \gamma \left[i_{n-2} + m_{n-2} - 2(i_n + m_n) + i_{n+2} + m_{n+2} \right] \right\}, \quad (7)$$

$$\frac{dm_n}{d\tau} = q_0 (1 - m_n^2) i_n. \quad (8)$$

Уравнение (8) описывает быстрое некогерентное перемагничивание феррита в сильных полях [7]. Здесь $i_n = I_n/I_*$, $m_n = M_n/M$, $\tau = t/\tau_0$ — безразмерные ток, намагниченность и время; M — намагниченность насыщения ($4\pi M = B_s$); $I_* = M/p = I_M/(1 - m_0)4\pi\eta$; $m_0 = M_0/M$ — относительная начальная намагниченность феррита; η — фактор заполнения индуктивности ферритом; $p = H/I$ (I — число витков на единицу длины, H — магнитное поле); $q_0 = (\alpha\gamma_0 M\tau_0)/(1 + \alpha^2)$; α — коэффициент диссипации; $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^7 \text{ э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ — абсолютная величина гиромагнитного отношения для электрона.

Очевидно, что уравнение (7) справедливо при $n \geq 3$, так как на границе линии передачи (рис. 1) включен источник эдс с внутренним сопротивлением R_1 и имеется разрыв перекрестных связей. Граничные

уравнения ($n = 1, 2$) при выбранной схеме включения эдс в безразмерных переменных имеют вид

$$\gamma r_1 \frac{d^3}{d\tau^3} (i_1 + i_2 + m_1 + m_2) + \frac{d^2}{d\tau^2} (i_1 + m_1) - \gamma \frac{d^2}{d\tau^2} (i_2 + i_3 + m_2 + m_3) + r_1 \frac{di_1}{d\tau} + (i_1 - i_2) = \frac{d\varepsilon}{d\tau}, \quad (9)$$

$$i_1 - 2i_2 + i_3 + \gamma \frac{d^2}{d\tau^2} (-i_2 + i_4 - m_2 + m_4) = \frac{d^2}{d\tau^2} (i_2 + m_2), \quad (10)$$

где $r_1 = R_1/z_0$, $z_0 = (L_0/C_0)^{1/2}$ — волновое сопротивление линии передачи без перекрестных связей, $\varepsilon = I_* z_0$ — безразмерная эдс.

На правой границе линии передачи (рис. 1) с нагрузочным сопротивлением R_2 структура граничных уравнений аналогична (9), (10)

$$\gamma r_2 \frac{d^3}{d\tau^3} (i_{N+1} + i_{N+2} + m_{N+1} + m_{N+2}) + \frac{d^2}{d\tau^2} (i_{N+2} + m_{N+2}) - \gamma \frac{d^2}{d\tau^2} (i_N + i_{N+1} + m_N + m_{N+1}) + r_2 \frac{di_{N+2}}{d\tau} + (i_{N+2} - i_{N+1}) = 0, \quad (11)$$

$$i_N - 2i_{N+1} + i_{N+2} + \gamma \frac{d^2}{d\tau^2} (-i_{N-1} + i_{N+1} - m_{N-1} + m_{N+1}) = \frac{d^2}{d\tau^2} (i_{N+1} + m_{N+1}). \quad (12)$$

Численное интегрирование системы (7)–(12) проводилось при начальных условиях $i_n = 0$, $m_0 = 0$ и эдс $\varepsilon(\tau)$ в виде перепада

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon_0 \begin{cases} \sin^2 \frac{\omega_1 \tau}{2} & 0 \leq \omega_1 \tau \leq \pi, \\ 1 & \pi \leq \omega_1 \tau. \end{cases} \quad (13)$$

На рис. 3 приведена типичная картина трансформации полубесконечного импульса в радиоимпульс при его распространении в линии

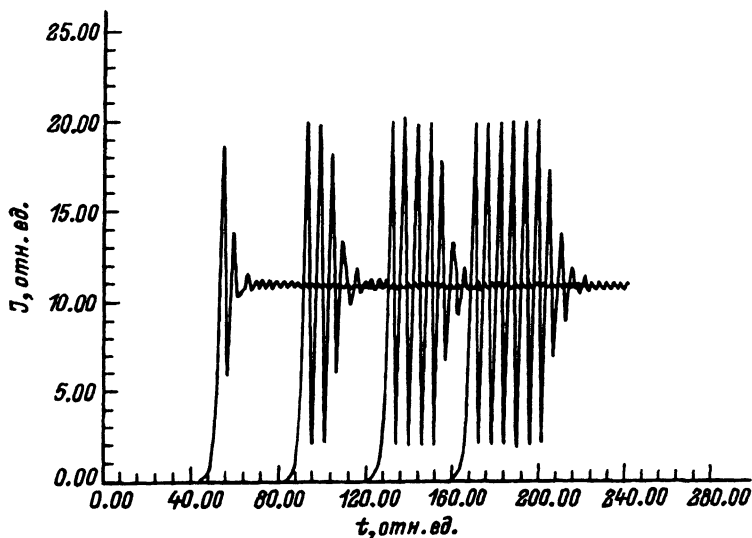


Рис. 3. Эволюция УЭМВ. Рассчитанные "осциллограммы" в 30, 60, 90, 70 и 120 ячейках при $\varepsilon_0 = 14$, $v_* = 0.78$, $q_0 = 0.1$, $\eta = 0.56$.

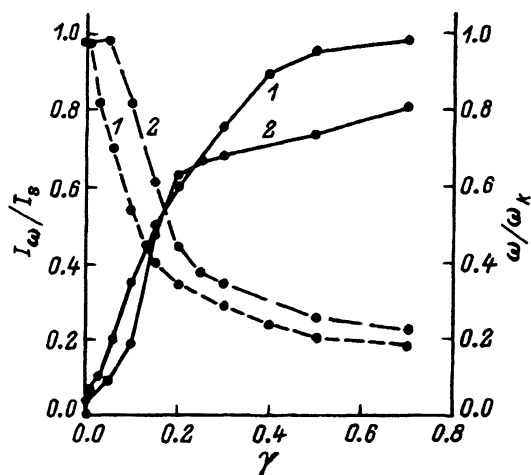


Рис. 4. Глубина модуляции (сплошные линии) и частота колебаний (пунктир) как функция параметра γ при $q_0 = 0.1$, $\eta = 0.48$.

1 — $\epsilon_0 = 12$, $U_s = 0.78$; 2 — $\epsilon_0 = 8.2353$, $U_s = 0.7$.

передачи с ферритом для случая отсутствия высокочастотных потерь при $\gamma = 0.1$ и $U_s = 0.78$. Первоначально (на первых ячейках линии) длительность фронта импульса уменьшается из-за нелинейности и после того, как она становится порядка периода синхронной волны, за фронтом начинается эффективное ее возбуждение. Отметим, что формирование “стационарного” (с постоянной амплитудой) дуга колебаний происходит наиболее быстро, если частота волны соответствует минимуму групповой скорости, где дисперсия сказывается в следующем (по характерной частоте огибающей) приближении. Если величина ω_1 соизмерима с ω , то такой квазистационарный режим генерации наступает при прохождении фронтом расстояния порядка 10–15 длин волн генерируемых колебаний. Дальнейшее приращение стационарных осцилляций происходит в соответствии с соотношением (1).

На рис. 4 приведены зависимость глубины модуляции (I_ω/I_s) фронта квазистационарной УЭМВ и относительной частоты генерируемых колебаний (ω/ω_k) от параметра дисперсии γ при $M_0 = 0$, $q_0 = 0.1$, $4\pi\eta = 6$, $U_s = 0.78$ ($\epsilon_0 = 12$) и 0.7 ($\epsilon_0 = 8.235$). При $\gamma = 0$ (LC-цепочка без перекрестных связей [6]) глубина модуляции мала, она не превышает 5% и частота колебаний близка к ω_k . С увеличением параметра дисперсии γ глубина модуляции растет (сплошные кривые), а относительная частота (ω/ω_k) падает (штриховые). Рост глубины модуляции с увеличением γ обусловлен как уменьшением мощности потерь на перемагничивание феррита (из-за уменьшения частоты синхронной волны, а следовательно, и увеличения времени перемагничивания), так и изменением соотношения между U_p и U_g . В частности, последним обстоятельством связано увеличение глубины модуляции (рис. 4) в менее интенсивной УЭМВ с $\epsilon_0 = 8.235$ ($U_s = 0.7$) при $\gamma = 0.2$ по сравнению со случаем, когда $\epsilon_0 = 12$ ($U_s = 0.78$).

Более сильно на величину амплитуды осцилляций на фиксированной частоте ($U_p(\omega) = U_s$) влияет изменение нелинейности среды и интенсивности УЭМВ. Увеличивая I_M и I_s , но сохраняя постоянным их отношение ($U_s = \text{const}$), даже при относительно небольших значениях параметра дисперсии γ можно получить I_ω/I_s , близкое к единице. На

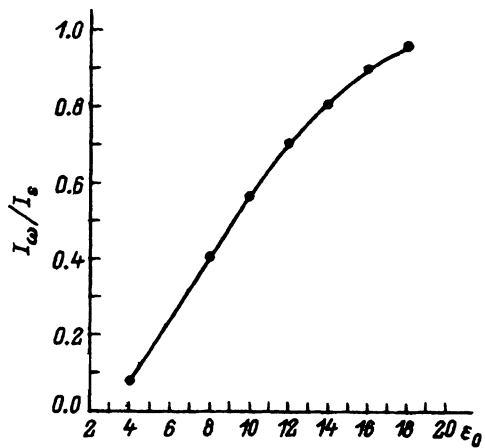


Рис. 5. Зависимость глубины модуляции (I_ω/I_s) от амплитуды ЭДС ϵ_0 при $\gamma = 0.1$, $q_0 = 0.1$, $U_s = 0.78$.

рис. 5 приведена зависимость I_ω/I_s от величины ϵ_0 для различных значений фактора заполнения η , но при $\eta/I_s = \text{const}$ и $U_s = 0.78$. Расчеты выполнены для случая $\gamma = 0.1$, когда синхронизм происходит в точке минимума U_g ($U_p = 0.78$, $U_g = 0.6$). Как видно из рис. 5, с увеличением η от 0.16 до 0.72 глубина модуляции меняется почти в 10 раз и при $\eta = 0.72$ и $\epsilon_0 = 18$ превышает 95%. Так как $I_M \sim \eta M(1 - m_0)$, то увеличения относительной амплитуды осцилляций в интенсивной УЭМВ можно достигать, выбирая феррит с большей намагниченностью M или вводя отрицательное подмагничивание ($m_0 < 0$).

Зная глубину модуляции, U_s , U_g и подставляя $P_s = I_s^2 z_0 / U_s^*$ и $\mathcal{E}(\omega) = I_\omega^2 z_0 / (2v_0)$ в уравнение энергетического баланса (4), можно легко найти среднюю мощность потерь P_{12} , затрачиваемых на перемагничивание феррита, а следовательно, и энергетический КПД генерации высокочастотных колебаний κ как отношение среднего потока высокочастотной энергии от фронта УЭМВ к полному потоку энергии, втекающему в область нелинейности. На рис. 6 штриховой кривой показана относительная средняя мощность потерь (P_{12} , деленная на левую

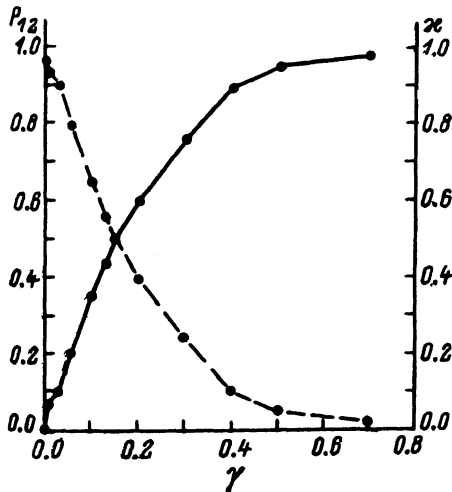


Рис. 6. Зависимость мощности потерь из-за перемагничивания феррита и эффективности генерации при $v_s = 0.78$, $q_0 = 0.1$, $\eta = 0.48$.

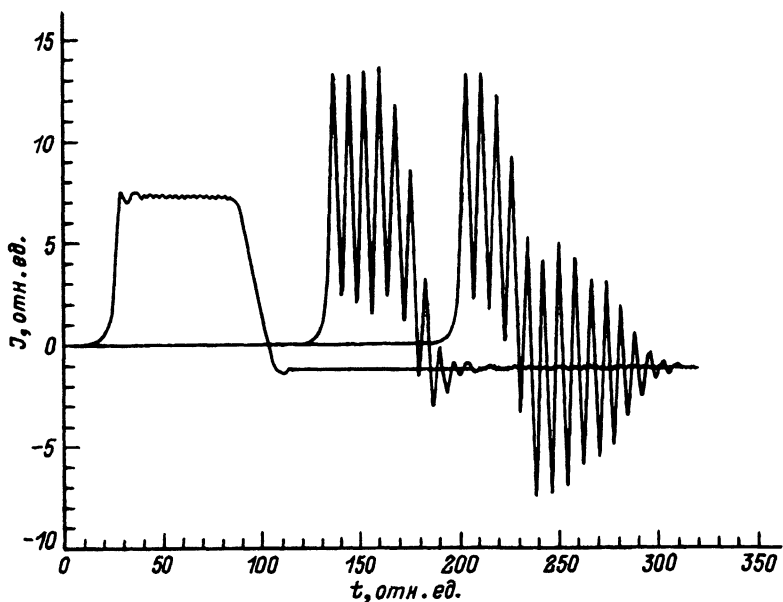


Рис. 7. Эволюция видеоимпульса при его распространении в линии передачи с ферритом ($n = 10, 90, 140$).

часть (4)) от параметра дисперсии γ при $U_s = 0.78$. Как видно из графика, с ростом γ и соответственно уменьшением частоты генерируемых колебаний потери на перемагничивание феррита резко падают, а эффективность генерации (сплошная кривая) растет и при $\gamma = 0.7$ превышает 95%. Естественно, что это возможно при условии, что постоянная составляющая (пьедестал импульса) в дальнейшем возвращается в источник видеоимпульса (рекуперирована). Заметим, что в случае коротких импульсов и малых высокочастотных потерь для достижения этих значений КПД потребуется только рекуперация энергии, отраженной от фронта УЭМВ. На рис. 7 приведена эволюция видеоимпульса при его распространении в линии передачи. Длительность видеоимпульса положительной полярности в десятой ячейке линии порядка $80 \tau_0$. Из-за отражения от фронта УЭМВ появляется импульс с отрицательной полярностью тока, поток энергии в котором направлен к источнику (генератору) видеоимпульса. При дальнейшем распространении появляется высокочастотная составляющая как на положительном, так и отрицательном пьедестале. Так как перемагничивание из состояния с $m = 1$ идет медленно [3], то в случае короткого радиоимпульса насыщенное состояние среды сохраняется на всей его длительности. В 140-й ячейке линии передачи импульс с положительной постоянной составляющей уже сокращается до $30 \tau_0$, в то время как радиоимпульс имеет протяженность порядка $120 \tau_0$. Очевидно, что на большем расстоянии постоянная составляющая положительной полярности исчезнет полностью. На соответствующей этому моменту ячейке нелинейная линия передачи должна быть "оборвана" (нагружена на линейные сопротивления и т.п.) во избежание нелинейных искажений в радиоимпульсе. В приведенных выше расчетах не учитывались ли-

нейные высокочастотные потери за фронтом перемагничивания. При небольшой величине высокочастотных потерь они заметно не скажутся на максимальной глубине модуляции, но будут проявляться в затухании колебаний в радиопульсе, поскольку ранее генерируемые осцилляции проходят большую длину линии передачи. Максимальная эффективная длина генерируемого пуга (число колебаний n_2 с интервалом амплитуд в e раз) может быть оценена из простого соотношения

$$n_2 = \frac{\omega}{2\pi\omega''} \frac{U_p - U_g}{U_p}, \quad (14)$$

где ω''/ω — линейный декремент затухания.

Соотношение (14) хорошо подтверждается численным экспериментом, когда $R_0 \neq \infty$. Так как в нашем случае $\omega'' = 2\tau_R^{-1} = \omega_c z_0 / R_0$, то из (14) видно, что n_2 растет пропорционально $(R_0/z_0)(\omega/\omega_c)(1 - U_g/U_p)$.

3. Экспериментальное исследование генерации высокочастотных колебаний УЭМВ проводилось нами в LC-цепочках с перекрестными емкостными связями через одно звено (эквивалентная схема на рис. 1). Нелинейные элементы линии передачи представляли собой индуктивности на тороидальных ферритовых сердечниках марки К-65 ($B_s = 3300$ Гс, $B_r = 1500$ Гс, $H_c = 1$ э, $\alpha \approx 1$) с размерами $3 \times 2 \times 1$ мм. Постоянная времени ячейки при насыщенном феррите $\tau_0 = 0.4$ нс, волновое сопротивление $z_0 = 60$ Ом. Перекрестные связи менялись дискретным образом: $\gamma = 0, 0.26, 0.56, 0.77$. Число звеньев LC-цепочки равно 70. Генератор видеоимпульсов длительностью 50 и 100 нс позволял менять их амплитуду в пределах 5–25 кВ при работе на шестидесятиомную нагрузку. Система подмагничивания постоянным током I_0 ($I_0 \ll I_s$) допускала изменение начальной намагниченности m_0 от 1 до -1 . Изменялись скорость УЭМВ (по задержке ее фронта), период и глубина модуляции. При исследовании эволюции УЭМВ вдоль линии использовался емкостной делитель, выходной сигнал снимался с широкополосной согласованной нагрузки — делителя.

Эволюция УЭМВ качественно согласуется с картиной, приведенной на рис. 3 и 6. Осцилляции представляют собой слабозатухающие

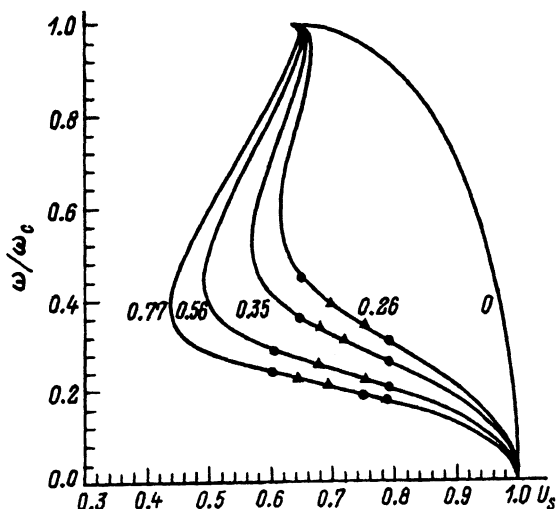


Рис. 8. Зависимость частоты генерируемых колебаний (ω/ω_c) от скорости УЭМВ ($U_s v_p(\omega)$).

Цифры у кривых — значения γ ; кривые — теория, значки — эксперимент.

гармонические колебания, число осцилляций растет пропорционально пройденной УЭМВ длине (числу звеньев).

При $\gamma = 0$ амплитуда колебаний за фронтом УЭМВ не превышает $0.1I_s$ при изменении V_s от 5 до 25 кВ. Отметим, что стационарный фронт формируется на первых 5–7 звеньях линии, длительность его на уровне $(0.1-0.9) I_s$ порядка наносекунды и при повышении напряжения от 5 до 25 кВ уменьшается с 2 до 1 нс.

Глубокие осцилляции ($I_\omega/I_s > 0.5$) наблюдаются при всех $\gamma \neq 0$, но на частотах, не превышающих $0.4\omega_k$. По абсолютным значениям эти частоты ($f = \omega/2\pi$) лежат в интервале 150–400 МГц. Пиковая мощность высокочастотных колебаний лежала в пределах 0.5–10 МВт.

На рис. 8 приведены измеренные частоты колебаний (ω/ω_c) при $I_\omega/I_s > 0.5$ в зависимости от относительной скорости УЭМВ. Треугольниками отмечены случаи, когда отношение I_ω/I_s близко к единице (порядка 0.8–0.9). Здесь же приведены теоретические зависимости ω/ω_k от U_s (сплошные кривые), соответствующие фазовому синхронизму ($U_p(\omega) = U_s(v_s, m_0)$) в линиях передачи с различными γ . Измеренные значения частоты при различных значениях $U_s(v_s, m_0)$ хорошо ложатся на теоретические кривые.

Отметим, что в эксперименте длина линии передачи была недостаточной для полного преобразования видеоимпульса в радиоимпульс. Протяженность импульса с положительной постоянной составляющей на выходе линии лишь на 10–15 нс меньше длительности импульса на входе линии передачи. При этом протяженность высокочастотных колебаний с $I_\omega \sim I_s$ составляет 40–50 нс (при видеоимпульсе на входе 50 Н), что указывает на достаточно высокую эффективность генерации.

4. В заключение отметим, что в линиях передачи с пространственной дисперсией и нелинейностью на феррите при быстром его перемагничивании фронтом УЭМВ возможно прямое преобразование видеоимпульса в радиоимпульс. Как показывают расчеты и предварительный эксперимент, преобразование может быть эффективным в диапазоне 10 МГц–1 ГГц. Такой метод формирования мощных высокочастотных импульсов представляется нам перспективным для различных приложений.

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] Белянцев А.М., Гапонов А.В., Фрейдман Г.И. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 4. С. 677–689.
- [3] Уизем Дж. Линеинные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
- [4] Белянцев А.М., Богатырев Ю.К., Соловьева Л.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т. 6. № 3. С. 561–571.
- [5] Фрейдман Г.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т. 6. № 3. С. 536–550.
- [6] Богатырев Ю.К., Островский Л.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т. 6. № 5. С. 973–984.
- [7] Georgy E.M. // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. N 3. P. 283.