

## СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ СВЧ СО СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ

А. Г. Глущенко

Многочисленные исследования волноведущих структур СВЧ диапазона ограничены, как правило, линейным приближением. Использование нелинейных свойств позволяет расширить функциональные возможности структур, однако из-за сложности анализа последний проводился для простых моделей [1-3].

В настоящей работе рассмотрены параметры солитонов в прямоугольном волноводе с кусочно-однородным заполнением магнитодиэлектриками и нелинейной пленкой, описываемой в рамках двухуровневой системы, эффекты вырождения описаны в [2-4] и здесь не обсуждаются. Установлено, что параметры солитонов определяются как свойствами нелинейной пленки, так и дисперсионными характеристиками линии и положением пленки в полости волновода.

Поперечное сечение структуры показано на рис. 1. Тонкая нелинейная пленка 1 расположена в плоскости  $x=0$  параллельно узким стенкам волновода 2 со слоистым в общем случае заполнением 3. Дисперсионные характеристики волновода определяются конфигурацией структуры и параметрами слоев. Полагая, что резонансные частоты заполняющих полость волновода материалов лежат вне исследуемой области частот волновода, пренебрегаем дисперсионными свойствами материалов. Для определенности полагаем, что нелинейная пленка представляет собой систему электрических дипольных моментов [2, 4, 8], описываемых вектором нелинейной поляризации  $P^{NL}(x) = P^{NL} \delta(x)$ ,  $\delta(x)$  — дельта-функция. Граничные условия для тангенциальных компонент электромагнитного поля в областях I и II, прилегающих к нелинейной пленке, имеют вид:

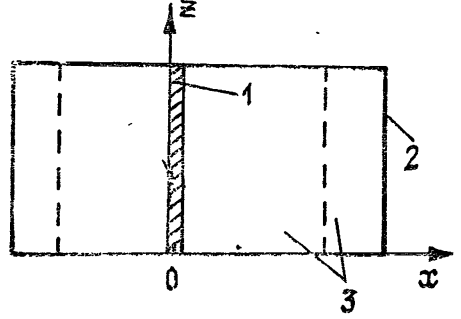


Рис. 1.

$$H_x^I - H_x^{II} = (-\partial/\partial t)(n \times P^{NL}), \quad E_z^I - E_z^{II} = 0. \quad (1)$$

где  $n$  — единичный вектор, перпендикулярный границам раздела.

Кусочно-однородные структуры I и II областей для гармонических сигналов можно описать тензорами их входных импедансов  $\hat{Z}_1$  и  $\hat{Z}_2$  или адмитансов  $\hat{Y}_1 = \hat{Z}_1^{-1}$ ,  $\hat{Y}_2 = \hat{Z}_2^{-1}$ . Они известны для большого числа структур, представляющих практический интерес, включая гиротронные слои, щельные и копланарные структуры [5, 6]. Таким образом, в плоскости  $x=0$   $H_x^I = \hat{Y}_1 E_z^I$ ,  $H_x^{II} = \hat{Y}_2 E_z^{II}$ . Подстановка в (1) при переходе к фурье-компонентам дает

$$\hat{Y}(\omega, k) E_z(\omega, k) = -P^{NL}(\omega, k), \quad (2)$$

$\hat{Y}(\omega, k) = (\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2) (i\omega)^{-2}$ . Ограничиваясь анализом  $H$ -волн ( $E_z, H_x, H_y$ ),  $\partial/\partial z = 0$ , случаем отсутствия преобразования поляризации в областях I и II ( $Z_{12i} = Z_{21i} = 0$ ,  $Y_{12i} = Y_{21i} = 0$ ) в  $y, t$ -представлении система 2 сводится к уравнению для  $E_z$  вида

$$\iint \frac{dk d\omega}{(2\pi)^2} Y(\omega, k) E_z(\omega, k) e^{i(ky - \omega t)} = -P^{NL}(y, t), \quad (3)$$

решение которого ищется в виде гармонических волн частотой  $\Omega$  с волновым вектором  $Q$  с медленно меняющейся амплитудой  $e(y, t)$ :

$$E_z = c(y, t) e^{i(Qy - \Omega t)}, \quad \left| \frac{\partial e}{\partial t} \right| \ll \Omega |e|, \quad \left| \frac{\partial e}{\partial y} \right| \ll Q |e|. \quad (4)$$

Вектор поляризации  $P^{NL}$  на частоте перехода двухуровневой системы определяется соотношением

$$P^{NL} = (y, t) = ip(y, t) e^{i(Qy - \Omega t)},$$

$$p(y, t) = \frac{1}{2} q n_0 \sin \psi, \quad \psi(y, t) = q \int_{-\infty}^t e(y, t') dt',$$

где  $q$  — электрический дипольный момент,  $n_0$  — плотность двухуровневых систем. Воспользуемся разложением

$$Y(\omega, k) = Y(\Omega, Q) + \left. \frac{\partial Y}{\partial \omega} \right|_{\omega=\Omega} (\omega - \Omega) + \left. \frac{\partial Y}{\partial k} \right|_{k=Q} (k - Q),$$

подстановка которого в (3) приводит к уравнениям:

$$Y(Q, \Omega) e(y, t) = 0; \quad (5)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{d\Omega}{dQ} \frac{\partial e}{\partial y} = - \left( \frac{\partial Y}{\partial \omega} \right)_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}}^{-1} p(y, t), \quad (6)$$

первое определяет дисперсионную зависимость несущей частоты. Второе уравнение после замены переменной  $\tau = t - y/u$  сводится к уравнению

$$\frac{d^2 \psi}{d\tau^2} = \frac{1}{\tau_p^2} \sin \psi, \quad (7)$$

$$\tau_p^2 = 2 \frac{v_{gp} u - 1}{q^2 n_1} \left. \frac{\partial Y}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}}. \quad (8)$$

решения которого хорошо известны [2-4, 8]. В частности,

$$E_z = \frac{2}{q\tau_p} \operatorname{sech} \frac{\tau}{\tau_p} e(Qy - \Omega t),$$

где  $v_{gp} = d\Omega/dQ$ ,  $u = \omega/k$ . Таким образом, наличие нелинейной пленки приводит к формированию солитона огибающей, амплитуда и длительность ( $\tau_p$ ) которого определяются дипольным моментом  $q$ , концентрацией  $n_0$  и крутизной характеристики  $\partial Y/\partial \omega$ , определяемой структурой волновода и зависящей от положения пленки в полости волновода. Возможность изменения  $\partial Y/\partial \omega$  в широких пределах позволяет формировать солитоны и управлять их параметрами вплоть до  $\tau_p \sim 10^{-9}$  с в СВЧ диапазоне с помощью, например, ферритовых элементов. В этом случае  $\partial Y/\partial \omega$  является функцией поля подмагничивания. В частности, для прямоугольного волновода с ферритовой пластиной в области I ( $H_0$  вдоль оси  $z$ ) и изотропным слоем в области II параметр  $\partial Y/\partial \omega$  зависит от недиагональной компоненты  $\mu_a$  тензора магнитной проницаемости. При этом структура в отношении формирования солитонов обладает не взаимными свойствами: параметры солитонов в прямом и обратном направлениях существенно различны ( $\alpha_1 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_\phi \mu_\perp - \beta^2}$ ,  $\alpha_2 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - \beta^2}$ ,  $\mu_\perp = (\mu^2 - \mu_a^2) \mu^{-1}$ ).

$$\frac{\partial Y}{\partial \omega} = \frac{\varepsilon_0}{\omega} \left\{ \varepsilon_\phi \frac{\mu_\perp}{\mu_\perp} [\alpha_1^{-1} \operatorname{ctg} \alpha_1 d_\phi - \operatorname{csc}^2 \alpha_1 d_\phi] + \varepsilon_d [\alpha_1^{-1} \operatorname{ctg} \alpha_2 d_d - \operatorname{csc}^2 \alpha_2 d_d] \right\} + \frac{\beta}{\omega^2 \mu_0} \left( \frac{\mu_a}{\mu_\perp} \right)'$$

Аналогично проводится анализ линий с магнитными пленками, параметры которых могут быть описаны в рамках двухуровневых спиновых систем [7]. Дисперсионное уравнение имеет вид

$$[Z_1(\Omega, Q) + Z_2(\Omega, Q)] h_y(y, t) = 0.$$

Параметры солитона определяются соотношениями

$$h_y(y, t) = \frac{2}{q_\mu^2 \tau_p} \operatorname{sech} \frac{\tau}{\tau_p} e^{i(Qy - \Omega t)}, \quad \tau_p^2 = 2 \frac{v_{gp} u - 1}{q_\mu^2 n_0} \left. \frac{\partial Z}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}}.$$

Следует отметить, что магнитный дипольный момент  $q_\mu$  на два порядка меньше электрического дипольного момента, кроме того, крутизна параметра  $\partial Z/\partial \omega$  обычно выше, чем  $\partial Y/\partial \omega$ . Поэтому в этой структуре сложнее получить солитоны с малой длительностью. Случай высших типов волн, особенно при наличии вариации поля по оси  $Oz$  требует отдельного описания из-за возможных неустойчивостей [8]. Таким образом, тонкие нелинейные пленки могут эффективно использоваться для формирования солитонов в линиях передачи СВЧ, а в сочетании с ферритами и другими материалами — для управления параметрами солитонов

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т. Полосковые линии передачи. — М.: Наука, 1980.
2. Агранович В. М., Рупасов В. И., Черняк В. Я. — ФТТ, 1982, 24, № 10, с. 2992.
3. Ostrovsky L. A., Gorshkov K. A., Parko V. V. — Phys Scripta, 1979, 20, № 3 — 4, p. 357.
4. Лем Дж. Введение в теорию солитонов. — М.: Мир, 1983. — 294 с.
5. Курушин Е. П., Нефедов Е. И. Электродинамика анизотропных волноводных структур. — М.: Наука, 1983. — 223 с.
6. Глушенко А. Г., Курушин Е. П. — Сб. Магнетизм и электроника. Куйбышев: Педагогический ин-т., 1975, вып. 7, с. 22.

УДК 539.143.43

## ВЛИЯНИЕ ФОНОННОГО УЗКОГО ГОРЛА НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ЯДЕР В СЛУЧАЕ НЕОДНОРОДНО УШИРЕННОЙ ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА (ИЗОЛИРОВАННЫЕ ПАКЕТЫ)

Л. Г. Мидодашвили, А. И. Тугуши

При динамической поляризации (ДП) ядерной системы в определенных условиях температура ядерной спиновой системы принимает значение температуры диполь-дипольного резервуара (ДДР) электронной спин-системы [1]. Эксперименты по ДП ядер проводят при низких температурах, когда электронная релаксация, в основном, обусловлена однофононными процессами, и поэтому эффект фононного узкого горла (ФУГ) является весьма вероятным [2].

Цель настоящей статьи — исследовать влияние ФУГ на ДДР при стационарном насыщении неоднородно уширенной линии магнитного резонанса в условиях, когда спектральная диффузия незначительна, а переменное внешнее поле насыщает один спиновый пакет, не оказывая существенного влияния на остальные спиновые пакеты. В обсуждаемой модели линия магнитного резонанса состоит из узких изолированных спиновых пакетов с частотами  $\omega_m$ , которые различаются между собой из-за разброса значений электронного  $g$ -фактора или за счет сверхтонкого взаимодействия с соседними ядрами [3].

Уравнения, описывающие временную эволюцию обратных температур различных подсистем — однородно уширенных спиновых пакетов, общего для всей спин-системы ДДР и фононных пакетов, получаются из уравнений (13) работы [4], если в них произвести несложные преобразования:

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_m}{dt} &= -2W(\omega_m - \Omega) \left( \beta_m - \frac{\omega_m - \Omega}{\omega_m} \beta_d \right) - \frac{\beta_0}{\beta_p^m} \frac{\beta_m - \beta_p^m}{T_{sp}^m}, \\ \frac{d\beta_d}{dt} &= 2 \sum_m W(\omega_m - \Omega) \frac{c_m}{c_d} \frac{\omega_m - \Omega}{\omega_m} \left( \beta_m - \frac{\omega_m - \Omega}{\omega_m} \beta_d \right) - \\ &\quad - \sum_m \frac{\beta_0}{\beta_p^m} \left[ \frac{\beta_d - \beta_p^m}{T_{dp}^m} - \frac{\beta_d - \beta_m}{T_{ds}^m} \right], \\ \frac{d\beta_p^m}{dt} &= -\frac{\beta_p^m}{\beta_0} \left( \frac{\beta_p^m - \beta_m}{T_{ps}^m} + \frac{\beta_p^m - \beta_0}{T_0} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\beta_d$ ,  $\beta_0$ ,  $\beta_m$  и  $\beta_p^m$  — обратные температуры ДДР, термостата, спинового и фононного пакетов с центральной частотой  $\omega_m$  соответственно (мы считаем, что ширины этих пакетов одинакового порядка),  $W(\omega_m - \Omega)$  — вероятность переориентации спина под действием внешнего переменного магнитного поля с частотой  $\Omega$ ,  $T_0$  — время релаксации фононного пакета к термостату;

$$\frac{1}{T_{sp}^m} = \pi L^{+-}(\omega_m), \quad \frac{1}{T_{ps}^m} = \frac{c_m}{c_p} \pi L^{+-}(\omega_m), \quad (2)$$

$$\frac{1}{T_{dp}^m} = 6 \frac{c_m}{c_d} \pi L^{+-}(\omega_m) \frac{\omega_d^2}{\omega_m^2}, \quad \frac{1}{T_{ds}^m} = 4 \frac{c_m}{c_d} \pi L^{+-}(\omega_m) \frac{\omega_d^2}{\omega_m^2}.$$

Здесь  $c_d$ ,  $c_m$  и  $c_p^m$  — теплоемкости ДДР, спинового и фононного пакетов соответственно. (Выражения для  $W(\omega_m - \Omega)$ ,  $L^{+-}(\omega_m)$ ,  $c_d$ ,  $c_m$ ,  $c_p^m$  и  $\omega_d^2$  см. в [4].)