

при $Q_0 (C_{\infty} Q_0 + \hat{Q}_0) > 0$, что при выполнении (5), (6) также может приводить к самофокусировке звука.

Таким образом, вывод о возможной самофокусировке звука, сделанный ранее и доказанный в [1] для частного случая звука низкой частоты, распространяющегося в колебательно-неравновесном газе, правомерен и для звука частоты $\omega < \omega_T$, распространяющегося в термодинамически неравновесной среде с отрицательной вязкостью.

Отметим в заключение, что неравновесная среда, если ее стационарность поддерживается за счет прокачки газа или процессов теплопроводности, будет неоднородной хотя бы в одном из направлений. Это при определенных условиях может препятствовать трехмерной самофокусировке звука. В этой связи представляет интерес рассмотрение самофокусировки в квазистационарных неравновесных средах, в которых по-прежнему возможно существование отрицательной вязкости и связанного с ней отрицательного поглощения, но легче, чем в стационарных средах, создать требуемую степень однородности.

Литература

- [1] Коган Е. Я., Молевич Н. Е. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 2. С. 96—99.
- [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 439 с.
- [3] Коган Е. Я., Молевич Н. Е. // Изв. вузов. Физика. 1986. Т. 29. № 7. С. 53—58.
- [4] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М.: Физматгиз, 1966. 454 с.
- [5] Аскарьян Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. Вып. 4. С. 144—147.
- [6] Коган Е. Я., Молевич Н. Е., Ораевский А. Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 14. С. 836—839.
- [7] Молевич Н. Е., Ораевский А. Н. // Квант. электр. 1987. Т. 14. № 8. С. 1678—1684.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
15 декабря 1987 г.

07

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

УПРАВЛЕНИЕ ФОРМОЙ СПЕКТРА ЗАТУХАНИЯ НАПРАВЛЯЕМОЙ ТМ-МОДЫ В МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В. Г. Федосеев, П. В. Адамсон

Явление связывания направляемых мод в волноведущих слоистых структурах находит целый ряд весьма ценных приложений в интегральной и волоконной оптике, таких как создание направленных ответвителей [1], расщепителей мод [2] или фильтров [3] на основе связанных диэлектрических волноводов и волноводных поляризаторов [4] на базе металлодиэлектрических структур. Это разнообразие устройств можно еще расширить, если использовать дополнительные физические факторы, которые дают возможность управлять взаимодействием связанных мод, например электрооптические [5] или нелинейные свойства [6] материалов.

В [6, 7] предложен новый способ такого управления, основанный на взаимодействии связанных мод с узкополосными электронными возбуждениями (УЭВ). В этих работах исследован металлодиэлектрический плоский волновод (МДПВ) с УЭВ в буферном слое, и показано, что в спектре затухания направляемой ТМ-моды такого волновода при определенных условиях возможно появление провалов (антирезонансов). Одно из возможных применений этого эффекта — создание интегрально-оптических спектральных фильтров. В данном сообщении мы покажем, что, используя указанный эффект, можно перестраивать спектр затухания направляемой ТМ-моды МДПВ путем изменения толщины буферного слоя волновода.

Рассмотрим четырехслойный МДПВ, состоящий из трех диэлектрических слоев (s), (a) и (b) и слоя металла (M) (рис. 1). Считаем, что в исследуемой области частот ω подложка (s) и волноведущий слой (a) являются непоглощающими (диэлектрические проницаемости этих слоев $\epsilon_s(\omega)$ и $\epsilon_a(\omega)$ — действительные величины); между мнимой ϵ''_M и действительной $\epsilon_M(\omega)$

частями диэлектрической проницаемости металла имеет место соотношение $\varepsilon_M'' \ll |\varepsilon_M(\omega)|$, где $\varepsilon_M < 0$, дисперсией ε_M'' пренебрегаем.

Предположим, что в буферном слое (b) имеется УЭВ с частотой перехода ω_0 , и диэлектрическая проницаемость этого слоя равна $\varepsilon_b(\omega) + 2\varepsilon_b^{1/2}(\omega)\hat{\nu}(\omega)$, где $\varepsilon_b(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость буферного слоя в отсутствие УЭВ (считаем эту величину действительной), а $\hat{\nu}(\omega)$ — вклад УЭВ в показатель преломления буферного слоя, $|\hat{\nu}(\omega)| \ll \varepsilon_b^{1/2}(\omega_R)$. Если электронное возбуждение узкополосное, то наиболее реальной для него является лоренцева форма спектра. Тогда в резонансной области $\hat{\nu}(\omega)$ аппроксимируется следующим выражением

$$\hat{\nu}(\omega) \simeq V\delta(\omega_0 - \omega - i\delta)^{-1}, \quad (1)$$

где δ — спектральная полуширина УЭВ. Такой вид $\hat{\nu}(\omega)$ будет, например, иметь, если буферный слой легирован примесями с частотой перехода ω_0 , однородной полушириной δ и неоднородной полушириной, малой по сравнению с δ . В этом случае

$$V = \frac{2\pi e^2 (\varepsilon_b(\omega_0) + 2)^2 N f}{9m\omega_0 \delta \varepsilon_b^{1/2}(\omega_0)}, \quad (2)$$

где e и m — заряд и масса электрона, N — плотность примесных центров, f — сила осциллятора перехода.

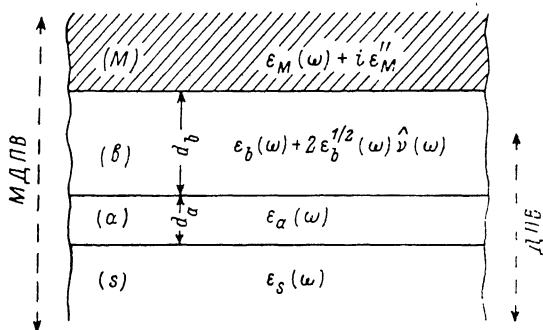


Рис. 1. Поперечный разрез МДПВ.

Будем рассматривать случай слабой связи направляемой TM -моды трехслойного (слои (s), (a) и (b)) диэлектрического плоского волновода (ДПВ) с поверхностным плазмоном, распространяющимся вдоль границы раздела слоев (b) и (M). Условие слабости связи имеет вид

$$2\mathcal{K} \ll |\hat{n}_3(\omega) - \hat{n}_2(\omega)|, \quad (3)$$

\mathcal{K} — коэффициент связи двух указанных мод,

$$\mathcal{K} = \frac{2\varepsilon_b^{3/2}(\omega_R) q_b^{1/2}(\omega_R) Q_b^{1/2}(\omega_R) e^{-\gamma_b(\omega_R)d_b}}{\varepsilon_M(\omega_R) - \varepsilon_b(\omega_R)}, \quad (4)$$

где q_b и Q_b — структурные факторы затухания поверхностного плазмона направляемой TM -моды ДПВ [4]; d_b — толщина буферного слоя и γ_b — поперечное волновое число в буферном слое [4]; $\hat{n}_2(\omega) = n_2(\omega) + in_2''(\omega)$, $\hat{n}_3(\omega) = n_3(\omega) + in_3''(\omega)$ — эффективные показатели преломления поверхностного плазмона и направляемой TM -моды ДПВ; дисперсией n_2'' пренебрегаем (см. [7]); ω_R — частота, при которой $n_3(\omega_R) = n_2(\omega_R)$.

Аналогично тому, как это сделано в [6, 7], проанализируем коэффициент затухания направляемой TM -моды ДПВ со слабой примесью поверхностного плазмона $\varkappa(\omega) = 4\pi\lambda_0^{-1}n''(\omega)$, где $\lambda_0 = 2\pi c\omega_0^{-1}$ — вакуумная длина волны, c — скорость света, $n''(\omega)$ — мнимая часть показателя преломления указанной моды. $n''(\omega)$ определяется из характеристического уравнения МДПВ (см. формулы (1)–(5) работы [7]). Для лоренцева УЭВ получим (ср. с формулой (2) работы [6] и формулой (33) работы [7])

$$n''(\omega) \simeq \frac{\mathcal{K}^2 \delta_R^2}{n_2''[(\omega_R - \omega)^2 + \delta_R^2]} + N_r(\omega), \quad (5)$$

где δ_R — полуширина спектра затухания TM -моды МДПВ в отсутствие УЭВ [4],

$$N_r(\omega) = n_2''\rho t \left[\frac{\delta^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \delta^2} - \frac{\mathcal{O}(1-t)}{1 + \rho(1-t)} \left(\frac{\delta_r^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \delta_r^2} \right) \right]. \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{S} &= \mathcal{K}^2 [(n_2^0)^2 t]^{-1}, \quad t = Q_b/q_b, \\ \delta_r &= \delta [1 + \rho (1 - t)], \\ \rho &= q_b V/n_2^0. \end{aligned} \quad (7)$$

$$(8)$$

Считаем, что $\delta \ll \delta_R$ и $|\omega_R - \omega_0| \ll \delta_R$.

Первый член в правой части формулы (6) описывает прямой вклад δ в $n''(\omega)$, а второй член является модуляционным, представляющим собой лоренциан, полуширина которого увеличена по сравнению с полушириной функции $\nu''(\omega)$ в $1 + \rho(1 - t)$ раз.

При $(1 - t)\mathcal{S} > [1 + \rho(1 - t)]^3$ график $N_r(\omega)$ представляет собой кривую с одним экстремумом (минимумом), расположенным в точке $\omega = \omega_0$. Этот случай исследован в [6, 7]. Заметим, что приведенное выше ограничение на \mathcal{S} совместно с (3), если выполняется условие $4t \ll \ll (1 + \rho)^{-3}$.

При $(1 - t)\mathcal{S} < [1 + \rho(1 - t)]^{-1}$ функция $N_r(\omega)$ также имеет только один экстремум (максимум), расположенный в точке $\omega = \omega_0$.

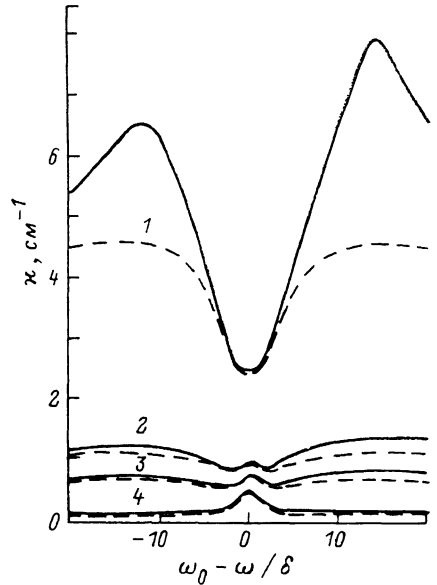
Если же

$$[1 + \rho(1 - t)]^3 > (1 - t)\mathcal{S} > [1 + \rho(1 - t)]^{-1},$$

то $N_r(\omega)$ имеет три экстремума: два минимума и максимум в точке $\omega = \omega_0$. При этом, если

Рис. 2. Перестройка спектра затухания направляемой ТМ-моды МДПВ при изменении толщины буферного слоя.

db , мкм: 1 — 5.22, 2 — 6.22, 3 — 6.58, 4 — 7.74; $\lambda_0 = 1.55$ мкм, $\epsilon_a^{1/2}(\omega_R) = 1.409$, $\epsilon_a^{1/2}(\omega_R) = 1.412$, $\epsilon_b^{1/2}(\omega_R) = 1.4$, $\frac{d}{d\omega} \epsilon_a, \alpha, b'(\omega) = 0$, $d_a = 7.55$ мкм (одномодовый ДПВ), $\epsilon_M(\omega_R) = 132$, $\epsilon''_M = 3.45$, $\omega_R \frac{d}{d\omega} |\epsilon_M(\omega)|^{1/2} = 12.5$ (серебро), $V = 4.3 \cdot 10^{-4}$, $\delta\omega_R = 3 \cdot 10^{-4}$, $\omega_R = \omega_0$. Сплошные кривые — точный расчет на ЭВМ, штриховые кривые — приближенный расчет по формуле (5).



$(1 - t)\mathcal{S} > 1 - \rho(1 - t)$, $N_r(\omega_0) < 0$, т. е. высота максимума не превышает уровень фона, в противном же случае $N_r(\omega_0) > 0$, т. е. высота максимума превышает уровень фона.

Такая перестройка формы спектра затухания ТМ-моды МДПВ продемонстрирована на рис. 2, где представлена зависимость $\alpha(\omega)$ от толщины буферного слоя. Для сравнения на рис. 2 приведены также результаты точного расчета этой величины, полученной численным решением на ЭВМ комплексного характеристического уравнения МДПВ [7]. В актуальной области частот согласно приближенных и точных значений $\alpha(\omega)$ неплохое.

Рассмотренное явление может найти применение для перестройки частоты генерации гетеролазера или для управления работой поляризационного фильтра. Заметим, наконец, что для его появления требуется весьма малая концентрация примесных центров. Если, например, $\epsilon_b = 2$, $\lambda_0 = 1$ мкм, $f = 0.01$, $\delta\omega_R^2 = 3 \cdot 10^{-4}$, то значение $V = 4.3 \cdot 10^{-4}$, использованное в расчетах, приведенных на рис. 2, получается при $N = 2.3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Благодаря этому явление может быть использовано также в измерительных целях для определения концентрации примесных центров в слоистых структурах.

Литература

- [1] Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
- [2] Kobayashi M., Terui H., Egashira K. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 32. N 5. P. 300—302.
- [3] Aiferness R. C. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. Vol. QE-17. N 6. P. 946—958.
- [4] Федосеев В. Г., Адамсон П. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 8. С. 1582—1590.
- [5] Майер А. А. // Квант. электр. 1982. Т. 9. № 11. С. 2296—2302.
- [6] Федосеев В. Г. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 6. С. 1241—1243.
- [7] Федосеев В. Г., Адамсон П. В. // Квант. электр. 1983. Т. 10. № 10. С. 1981—1989.

Институт физики АН ЭССР
Тарту

Поступило в Редакцию
18 декабря 1987 г.