07;12

Чувствительность интегрально-оптических датчиков призменного типа вблизи критических условий

Институт прикладной оптики НАН Белоруссии,
212793 Могилев, Белоруссия
e-mail: ipo@physics.belpak.mogilev.by

(Поступило в Редакцию 17 июня 2003 г.)

Выполнен анализ чувствительности интегрально-оптических датчиков на основе призменного устройства возбуждения планарных волноводов. Показано, что максимум чувствительности достигается в случае возбуждения волноводных мод, находящихся в условиях, близких к критическим.

Введение

К настоящему времени предложено значительное число интегрально-оптических датчиков параметров сред [1–6], однако многие вопросы оптимизации таких устройств остаются открытыми. Настоящая работа посвящена исследованию датчиков, в которых регистрируемой величиной является мощность светового пучка, отраженного от призменного устройства возбуждения планарных оптических волноводов [2–4]. Возможности оптимизации таких датчиков были рассмотрены в [4], где проанализирован случай возбуждения мод, находящихся при условиях, удаленых от критических. Между тем результаты исследований, с одной стороны, мод волноводов с толщинами, близкими к критическим [5,6], а с другой стороны, отражения пучков вблизи критического угла от исследуемой среды [7,8] позволяют предположить, что чувствительность датчиков может иметь максимум вблизи критических условий. Ниже получено общее аналитическое описание чувствительности датчиков и решена задача о ее максимизации вблизи критических условий. Показано, что переход к этим условиям позволяет повысить чувствительность устройств на несколько порядков.

Интенсивность отраженного пучка

Для исследования чувствительности датчиков получим аналитическое выражение для энергетического коэффициента отражения R пучка от основания призменного устройства связи. Схема рассматриваемых устройств представлена на рис. 1. Она включает призму, на основании которой расположена пленочная структура, состоящая из буферного слоя и волновода с толщинами соответственно g и d. Волновод контактирует с исследуемой средой. Призма, буферный слой, волновод и исследуемая среда имеют комплексные диэлектрические проницаемости соответственно $\varepsilon_p = \varepsilon'_p$, $\varepsilon_g = \varepsilon'_g + i\varepsilon''_g$, $\varepsilon_w = \varepsilon'_w + i\varepsilon''_w$ и $\varepsilon_c = \varepsilon'_c + i\varepsilon''_c$ (здесь и далее комплексные величины записываются в виде $Z = Z' + iZ''$, где $Z' = \mathrm{Re}\,Z$, $Z'' = \mathrm{Im}\,Z$). В дальнейшем будем предполагать, что $\varepsilon'_g < \varepsilon'_c$. Это наиболее интересное с практической точки зрения условие [5,6] может быть достигнуто за счет использования металлического буферного слоя. Волновод возбуждается когерентным световым пучком TE- или TM-поляризации. Мощность отраженного пучка регистрируется фотоприемником. Будем считать, что поле возбуждающего пучка зависит от времени как $\exp(i\omega t)$ и на основании призмы распределено по закону $\psi = \psi_0(xw_0^{-1}, zw^{-1}\sin\alpha)\exp(-i\beta_0 z)$, где величина ψ имеет смысл компоненты электрического поля E_x для волн TE-поляризации либо компоненты магнитного поля H_x для волн TM-поляризации; w_0 — радиус пучка в окружающей призму среде; $w = w_0 N$, N — коэффициент, учитывающий преломление пучка на боковой грани призмы; α — угол между осью пучка и основанием призмы; $\beta_0 = k_0\sqrt{\varepsilon_p}\cos\alpha$, $k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$ — волновое число вакуума.

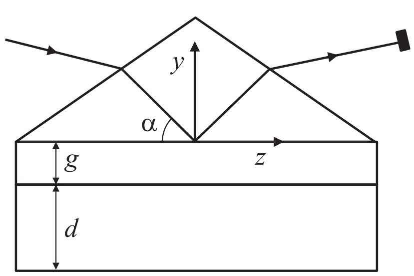

Рис. 1. Схема интегрально-оптического датчика призменного типа.

Согласно [9], энергетический коэффициент отражения пучка от основания призмы выражается через коэффициент отражения плоской волны $r(k_x, \beta)$ и фурье-образ поля падающуго пучка $a(k_x, \beta)$ посредством соотношения

$$R = A\iint\limits_{-\infty}^{\infty} dk_x d\beta |ra|^2 \sqrt{k_0^2\varepsilon_P - \beta^2} \times \left(\iint\limits_{-\infty}^{\infty} dk_x d\beta |a|^2 \sqrt{k_0^2\varepsilon_P - \beta^2}\right)^{-1}, \tag{1}$$

где A — коэффициент, учитывающий отражение пучка от боковых граней призмы,

$$a = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi\, d\zeta\, \psi_0(\xi, \zeta)\exp\left[ik_x\xi w_0 + i(\beta - \beta_0)\zeta w/\sin\alpha\right],$$

$\xi = xw_0^{-1}$, $\zeta = zw^{-1}\sin\alpha$.

Строгое выражение для функции $r(k_x, \beta)$, применимое в случае произвольной слоистой структуры, приведено в работе [10]. Однако ввиду сложности оно малопригодно для анализа чувствительности датчика. В работе [10] было предложено приближенное аналитическое выражение для функции $r(k_x, \beta)$, найденное при условиях резонансного возбуждения моды. Однако соответствующее выражение теряет применимость при возбуждении моды волновода, находящейся в условиях, близких к критическим, т.е. когда действительная часть постоянной распространения моды $h' \to k_0\sqrt{\varepsilon_c'}$. Поэтому рассмотрим иное приближение, применимое как вблизи, так и вдали от критических условий. Оно дается выражением

$$r = (1-\delta)(1+\delta)^{-1} - 4\delta\Delta\bar{k}_{yc}\left[(1-\delta)^2(\nu - k_{yc})\right]^{-1}, \tag{2}$$

где

$$\nu(k_x, \beta) = \sqrt{k_0^2\varepsilon_c - k_x^2 - \beta^2} \qquad (\nu' \geq 0),$$

$$\Delta\bar{k}_{yc} = \bar{k}_{yc} - k_{yc}$$

$$= ik_{yg}\left(\frac{1-\delta}{1+\delta}\right)\frac{\exp(-2ik_{yg}g)A_0(-g+0)}{k_{yc}\int\limits_{-\infty}^{\infty} A_0\,dy},$$

$$A_0(y) = Y^2(y)\varepsilon^{-T}, \qquad \delta = \frac{k_{yg}}{k_{yp}}\left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_g}\right)^T,$$

$$k_{yp,g} = \sqrt{k_0^2(\varepsilon_{p,g} - \varepsilon_c) + k_{yc}^2} \qquad (k_{yg}'' < 0), \tag{3}$$

k_{yc} и $Y(y)$ — собственное значение и собственная функция спектральной задачи

$$\varepsilon^T\frac{\partial}{\partial y}\left[\varepsilon^{-T}\frac{\partial}{\partial y}Y\right] + \left[k_0^2(\varepsilon - \varepsilon_c) + k_{yc}^2\right]Y = 0, \tag{4}$$

$\bar{k}_{yc}$ — поперечная постоянная распространения в исследуемой среде вытекающей моды волноведущей структуры нагруженной призмой; $T = 0$ для *TE*-волн и $T = 1$ для *TM*-волн; комплексная функция $\varepsilon = \varepsilon(y)$ описывает диэлектрическую проницаемость волноведущей структуры без призмы и принимает значения ε_g при $y > -g$, ε_w при $-g-d < y < -g$ и ε_c при $y < -g-d$.

Приближение (2) получено по схеме, аналогичной описанной в [10], но с использованием разложения в ряд Тейлора функции $\Phi(\nu)$ в окрестности точки $\nu = k_{yc}$, где $\Phi(k_{yc}) = 0$ — дисперсионное уравнение для возбуждаемой волноводной моды. Переход в названном разложении от переменной β [10] к переменной ν позволяет устранить проблему, связанную с близостью точки ветвления функции $\nu(0,\beta) = \sqrt{k_0^2\varepsilon_c - \beta^2}$ к корню дисперсионного уравнения при условиях, близких к критическим, и за счет этого кардинально поднять точность приближения.

Заметим, что, применяя метод возмущений [11] к уравнению (4), можно получить важное для дальнейшего рассмотрения соотношение

$$k_{yc} = \eta - \left[k_0^2\int\limits_{-\infty}^{\infty}(\varepsilon_c''A_1 - \varepsilon''A_2)\,dy\right]\left(2i\eta\int\limits_{-\infty}^{\infty}A_1\,dy\right)^{-1}, \tag{5}$$

где $A_1 = Y_0^2\varepsilon'^{-T}$, $A_2 = \varepsilon'^{-T}\left(A_1\left[\varepsilon_c'^T - T(\eta k_0^{-1})^2\right] + T(k_0^2\varepsilon')^{-1}[\nabla_y Y_0]^2\right)$; η и $Y_0(y)$ есть собственное значение и собственная функция задачи (4), взятой при $\varepsilon_g'' = 0$, $\varepsilon_w'' = 0$, $\varepsilon_c'' = 0$.

Чувствительность датчика

Чтобы применить результаты предыдущего раздела к анализу чувствительности рассматриваемых датчиков, учтем, что в этих устройствах регистрируется приращение коэффициента отражения ΔR, обусловленное изменением параметров исследуемой среды. Поскольку эти изменения проявляются в приращении диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_c = \Delta\varepsilon_c' + i\Delta\varepsilon_c''$, то

$$\Delta R = R(\varepsilon_c + \Delta\varepsilon_c) - R(\varepsilon_c), \tag{6}$$

при этом чувствительность S определяется как производная

$$S = \partial R/\partial p, \tag{7}$$

где p — параметр, характеризующий воздействие, вызвавшее изменение диэлектрической проницаемости среды (например, p может иметь смысл концентрации исследуемой примеси в среде) [3,4].

С целью получения явного выражения для S воспользуемся известным фактором, что обусловленные приращением $\Delta\varepsilon_c$ вариации величин δ, k_{yp} и Δk_{yc} пренебрежимо малы по сравнению с вариациями параметров ν, k_{yc} [4]. Пусть датчик возбуждается световым пучком, которому соответствуют узкие эффективные диапазоны изменения компонент волновых векторов составляющих его плоских волн: $\Delta k_x = |k_x| \sim w_0^{-1}$, $\Delta\beta = |\beta - \beta_0| \sim w^{-1}\sin\alpha$, где $(k_0 w_0)^{-1} \ll 1$. Допустим также, что пучок сфокусирован на основании призмы связи, т.е. $\psi_0^* = \psi_0\exp(i\varphi)$, где звездочка означает комплексное сопряжение, φ — некоторая вещественная постоянная. Тогда из (1), (2), (6), (7) находим с точностью до величин порядка $(\Delta k_x/k_0)^4$, $(\Delta\beta/k_0)^4$

$$S = A\left|(1-\delta)(1+\delta)^{-1}\right|^2 K\,|L|\,F, \tag{8}$$

где

$$K = \left(k_{yc}' - \nu_0'\right)^{-1}\frac{\partial\varepsilon_c''}{\partial p}, \qquad L = \frac{k_0^2}{2\nu_0} - \frac{\partial k_{yc}}{\partial\varepsilon_c},$$

$$F = 4u(1+u)(1+v^2)^{-2}\Big[D_1(v^2 - 2u - 1)$$

$$- 2D_2 v(1+u) + GH_1^2 + BH_1H_2 + CH_2^2\Big], \tag{9}$$

$$\nu_0 = \nu(0, \beta_0),$$

$$\frac{\partial k_{yc}}{\partial \varepsilon_c} = \left[k_0^2 \int\limits_{-d-g}^{\infty} A_0\, dy - iTk_{yc}\varepsilon_c^{-1}A_0(-d-g-0)\right]$$

$$\times \left[2k_{yc} \int\limits_{-\infty}^{\infty} A_0\, dy\right]^{-1},$$

$$H_1 = \frac{\sin\alpha\beta_0}{wp_1|\nu_0|}, \qquad H_2 = \frac{k_0\sin\alpha}{w|\nu_0|^2}$$

$$D_1 = \frac{1 - DL'(L'')^{-1}}{\sqrt{1+\left[L'(L'')^{-1}\right]^2}}, \quad D_2 = \frac{D + L'(L'')^{-1}}{\sqrt{1+\left[L'(L'')^{-1}\right]^2}},$$

$$D = \frac{\partial \varepsilon_c}{\partial p}\left(\frac{\partial \varepsilon_c''}{\partial p}\right),$$

$$v = p_1^{-1}(\nu_0'' - \bar{k}_{yc}''), \quad u = p_1^{-1}\,\mathrm{Re}\left[2\delta\Delta k_{yc}(1-\delta)^{-2}\right],$$

$$p_1 = \bar{k}_{yc}' - \nu_0',$$

$$G = -P_z(1+v^2)^{-1}\,\mathrm{Im}\Big\{4iu(D_1+vD_2)$$

$$\times\left[1 + \left(\nu_0^*|\nu_0|^{-1}\right)^2\right] + \left(\nu_0^*|\nu_0|^{-1}\right)^2\left(1+v^2\right)^{-1}$$

$$\times\left[(D_2+iD_1)\left(3v^4 + 3 - 18v^2 + 4u - 20uv^2\right)\right.$$

$$\left.+\, 4v(1-v^2)\left[3(1+u)(iD_2 - D_1(-2uD_1\right]\right]\Big\},$$

$$B = \mathrm{Im}\Big\{\left(1+v^2\right)^{-1}$$

$$\times\Big[(1+u)(1-3v^2\left[\Phi_1D_2 + \Phi_2D + i(\Phi_1D_1+\Phi_2)\right]$$

$$-\left[\Phi_1D_1 + \Phi_2 - i(\Phi_1D_2+\Phi_2D)\right]\left(3+4u-v^2\right)\Big]$$

$$+\, 2iu\Phi_1D_1 + u(i+D)\Phi_2\left(1+\left(|\nu_0|(\nu_0^*)^{-1}\right)^2\right)\Big\},$$

$$C = \mathrm{Im}\left\{\Phi_3\left[(1-iD)(v^2-2u-1) - 2v(1+u)(i+D)\right]\right\},$$

$$\Phi_1 = k_0\nu_0^*\left(\beta_0|\nu_0|\right)^{-1}\left(P_z\varepsilon_c'\left(\nu_0^*|\nu_0|^{-1}\right)^2 + P_x\left|\nu_0k_0^{-1}\right|^2\right),$$

$$\Phi_2 = -ik_0\beta_0|\nu_0L|^{-1}\left(\nu_0^*|\nu_0|^{-1}\right)^4P_z,$$

$$\Phi_3 = 0.5k_0^2\nu_0^*|\nu_0^2L|^{-1}$$

$$\times\left(1.5\varepsilon_c'\left(\nu_0^*|\nu_0|^{-1}\right)^4P_z + (0.5P_x - P_z)\left(\nu_0^*k_0^{-1}\right)^2\right),$$

$$P_x = \iint\limits_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{\partial\psi_0}{\partial\xi}\right|^2 d\xi\, d\zeta\left((\sin\alpha/N)^2\iint\limits_{-\infty}^{\infty}|\psi_0|^2 d\xi\, d\zeta\right)^{-1},$$

$$P_z = \iint\limits_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{\partial\psi_0}{\partial\xi}\right|^2 d\xi\, d\zeta\left(\iint\limits_{-\infty}^{\infty}|\psi_0|^2 d\xi\, d\zeta\right)^{-1}. \qquad (10)$$

При получении выражения (9) слагаемые, пропорциональные $p_1^{-1}\,\mathrm{Im}\left[2\delta\Delta k_{yc}(1-\delta)^{-2}\right]$, были опущены, поскольку для представляющих основной интерес слабозатухающих мод выполняется неравенство $\mathrm{Im}\left|k_{yc}\int\limits_{-\infty}^{\infty} A_0\, dy\right| \gg \mathrm{Re}\left|k_{yc}\int\limits_{-\infty}^{\infty} A_0\, dy\right|$ [10], вследствие этого $\left|p_1^{-1}\,\mathrm{Im}\left[2\delta\Delta k_{yc}(1-\delta)^{-2}\right]\right| \ll |u|$.

Практический интерес представляет задача отыскания максимумов функции $|S(w,\alpha,g,d)|$ при заданных диэлектрических проницаемостях ε_p, ε_g, ε_w и ε_c. Для решения этой задачи учтем, что максимальную чувствительность следует ожидать при условиях, близких к критическим, т.е. при $d \to d_c$, где d_c — критическое значение толщины волновода. В этом случае коэффициенты L и K имеют вид $L = 0.5k_0^2\nu_0^{-1}$, $K = (k_{yc}')^{-1}\partial\varepsilon_c''/\partial p$. Анализ выражения (5) при условии $d \to d_c$ в случае, когда затухание моды волноведущей структуры определяется поглощением в буферном слое, что означает выполнение неравенства [11]

$$\left|\int\limits_{-d-g}^{-g}\left(\varepsilon_c''A_1 - \varepsilon_w''A_2\right)dy\right| \ll \left|\varepsilon_g''\int\limits_{-g}^{\infty}A_2\, dy\right|, \qquad (11)$$

показывает, что зависимостью k_{yc}' от d можно пренебречь. Это позволяет свести поиск максимумов функции $|S(w,\alpha,g,d)|$ к решению системы уравнений $\partial|L|/\partial\nu_0'' = 0$, $\partial F/\partial H_1 = 0$, $\partial F/\partial H_2 = 0$, $\partial F/\partial u = 0$, $\partial F/\partial v = 0$ относительно параметров ν_0'', H_1, H_2, u, v. Данная система имеет аналитическое решение: $\nu_0'' = \nu_{0\,\mathrm{opt}}''$, $H_1 = H_{1\,\mathrm{opt}}$, $H_2 = H_{2\,\mathrm{opt}}$, $u = u_{\mathrm{opt}}^{(s)}$, $v = v_{\mathrm{opt}}^{(s)}$, $F = F_{\mathrm{opt}}$, где

$$\nu_{0\,\mathrm{opt}}'' = -k_0\sqrt{0.5|\varepsilon_c''|}, \qquad (12)$$

$$H_{1\,\mathrm{opt}} = H_{2\,\mathrm{opt}} = 0, \qquad (13)$$

$$F_{\mathrm{opt}} = \pm\frac{2}{3}\sqrt{\frac{1+D^2}{3}}, \quad u_{\mathrm{opt}}^{(s)} = -\frac{3F_{\mathrm{opt}}}{9F_{\mathrm{opt}} + 2D_1},$$

$$v_{\mathrm{opt}}^{(s)} = \frac{2D_2}{9F_{\mathrm{opt}} + 2D_1}, \quad s = \mathrm{sign}\,(F_{\mathrm{opt}}). \qquad (14)$$

Из (12) и соотношений

$$\beta_0 = k_0\sqrt{\varepsilon_c - [0.5k_0\varepsilon_c''(\nu_{0\,\mathrm{opt}}'')^{-1} + i\nu_{0\,\mathrm{opt}}''k_0^{-1}]^2} = k_0\sqrt{\varepsilon_c'},$$

$$\alpha = \arccos\left[\beta_0/(k_0^2\varepsilon_p)^{0.5}\right]$$

получаем, что оптимальный угол падения возбуждающего пучка равен критическому значению $\alpha_k = \arccos\left[(\varepsilon_c'/\varepsilon_p')^{0.5}\right]$. Условия (13) достигаются в пределе при $w \to \infty$. Это означает, что максимум величины $|S|$ имеет место в случае возбуждения волноводов плоской волной. Из выражений (3), (10), (14) следует существование двух наборов оптимальных толщин волноводного и буферного слоев: $d = d_{\mathrm{opt}}^{(s)}$ и $g = g_{\mathrm{opt}}^{(s)}$. Используя выражения (10) и (14), запишем уравнение для определения значений $d_{\rm opt}^{(s)}$

$$k''_{yc} - \nu''_{0\,\rm opt} + \left(k'_{yc} - 0.5k_0^2\varepsilon''_c(\nu''_{0\,\rm opt})^{-1}\right) \times \left[v_{\rm opt}^{(s)} + u_{\rm opt}^{(s)}\right]\left(1 + u_{\rm opt}^{(s)}\right)^{-1} = 0. \quad (15)$$

Здесь $k'_{yc} = k'_{yc}(d_{\rm opt}^{(s)})$, $k''_{yc} = k''_{yc}(d_{\rm opt}^{(s)})$, $q = \mathrm{Im}\,[0.5\delta^{-1} \times (1+\delta^2)]$. После определения $d_{\rm opt}^{(s)}$ значение $g_{\rm opt}^{(s)}$ находится с помощью выражения, получаемого из (3), (10) и (14),

$$g_{\rm opt}^{(s)} = 0.5|k_{yg}|^{-1} \times \ln\left|\frac{0.5(1-\delta)^2 k_{yc}u^{(s)}\left(k'_{yc} - 0.5k_0^2\varepsilon''_c(\nu''_{0\,\rm opt})^{-1}\right)\int\limits_{-\infty}^{\infty} A_0\,dy}{k_{yg}\delta(1+u^{(s)})A_0(-g+0)}\right|. \quad (16)$$

Заметим, что при отсутствии поглощения в волноведущей структуре ($\varepsilon''_g = 0$, $\varepsilon''_w = 0$, $\varepsilon''_c = 0$) корнем уравнения (15) является критическая толщина волновода возбуждаемой моды d_c. При этом чувствительность не зависит от номера m ($m = 0, 1, \dots$) данной моды. Это связано с тем, что зависимостью величины K от d, как было отмечено выше, можно пренебречь при условиях (11) и $d \to d_c$. Из этого правила имеет место исключение для основной моды *TM*-поляризации, которая в случае металлического буферного слоя вырождается в плазмонную моду границы раздела $y = -g$ при $d \to 0$.

Чтобы протестировать приближение (8) и справедливость предположения о максимизации чувствительности вблизи критических условий, были выполнены расчеты зависимости чувствительности конкретного датчика от толщины волновода. Результаты этих расчетов для случая вариаций поглощения водной среды ($\Delta\varepsilon' = 0$, $\Delta\varepsilon'' \neq 0$, $D = 0$) при $\varepsilon_c = 1.774224 - i3.73 \cdot 10^{-8}$, $\varepsilon_w = 2.295225 - i3.03 \cdot 10^{-5}$, $\varepsilon_g = -18 - i0.47004$ и $\varepsilon_p = 3.055154$ представлены на рис. 2. Рассматривалась мода *TE*-поляризации ($m = 1$). Точный расчет чувствительности

$$S = \frac{\partial R}{\partial \varepsilon''_c}, \quad (17)$$

результаты которого представлены на рис. 2 кривой *1*, был выполнен с использованием численного дифференцирования функции $R(\varepsilon_c)$, где величина $R = |r|^2$, вычислялась с помощью рекуррентных соотношений [12]. В этих вычислениях использовались значения толщин d и g, найденные после соответственно численного решения уравнения (15) и расчета на основании выражения (16). При этом для заданного значения угла падения α полагалось, что $\nu''_{0\,\rm opt} = \nu''_0$, $d = d_{\rm opt}^{(1)}$, $g = g_{\rm opt}^{(1)}$, и использовались величины $u_{\rm opt}^{(1)}$ и $v_{\rm opt}^{(1)}$, найденные из (14) при $s = 1$. Значения величин k_{yc} вычислялись путем решения уравнения (4) методом контурного интегрирования [12]. В результате последовательного изменения

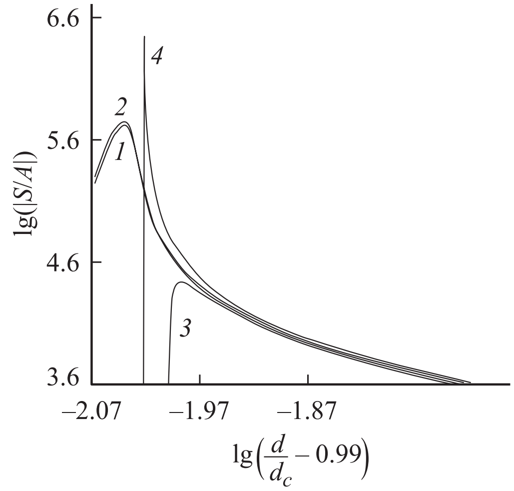

Рис. 2. Зависимость чувствительности датчика от толщины волновода.

угла α в окрестности критического значения α_k и применения описанных процедур определения величин d, g и S была построена зависимость $S(d)$, где $d = d(\alpha)$. Затем, благодаря полученной зависимости $d = d(\alpha)$ и выражениям (8), (14), был выполнен приближенный расчет величин S, результаты которого представлены на рис. 2 кривой *2*. Приведенные данные подтверждают корректность выражения (8). Из этих данных следует, что максимальное значение $|S/A| = 5.8 \cdot 10^5$ достигается при $d = 6.303k_0^{-1}$ вблизи критической толщины волновода $d_c = 6.308k_0^{-1}$. В то же время полученное в [4] аналитическое описание чувствительности оказывается в случае $d \to d_c$ неэффективным. Об этом свидетельствуют результаты точного и приближенного расчетов величин S с использованием выражений (2) и (3) работы [4]. На рис. 2 эти результаты представлены соответственно кривыми *3* и *4*.

Обратимся к вопросу о выборе оптимальной поляризации возбуждающего пучка. Эту поляризацию следует выбирать из условия максимизации величины K, поскольку другие параметры в выражении (8) при $\nu''_0 = \nu''_{0\,\rm opt}$, $H_1 = H_{1\,\rm opt}$, $H_2 = H_{2\,\rm opt}$, $u = u_{\rm opt}^{(s)}$, $v = v_{\rm opt}^{(s)}$ и $F = F_{\rm opt}$ не зависят от поляризации. В связи с этим рассмотрим отношение $K\big|_{T=0}\left(K\big|_{T=1}\right)^{-1}$, которое при $d \to d_c$ с учетом (5) и (11) имеет вид

$$K\big|_{T=0}\left(K\big|_{T=1}\right)^{-1} = \varepsilon'_c(2\varepsilon'_c - \varepsilon'_g)\left(\varepsilon'_c(\varepsilon'_w + \varepsilon'_g) - \varepsilon'_g\varepsilon'_w\right)^{-1}. \quad (18)$$

Отсюда следует, что при $\varepsilon'_c > 0.5\varepsilon'_w$ предпочтительнее использовать возбуждающий пучок *TE*-поляризации. Например, для приведенных выше значений диэлектрических проницаемостей ε_c, ε_w и ε_g это условие выполняется, при этом в соответствии с выражением (18) $K\big|_{T=0}\left(K\big|_{T=1}\right)^{-1} = 2.8$.

Оценим теперь влияние ограниченности пучка на чувствительность. Как следует из выражений (8) и (9),

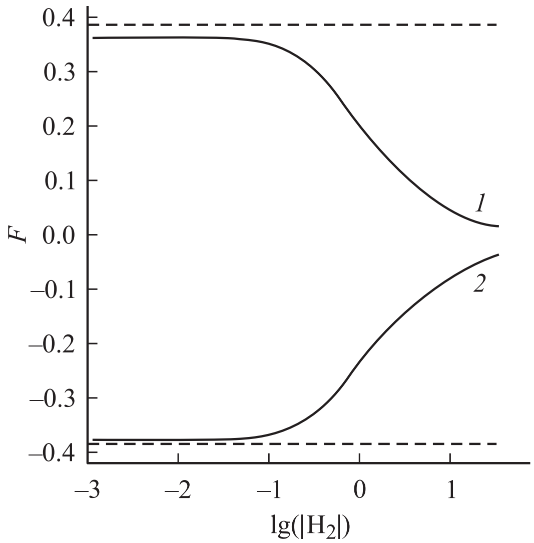

Рис. 3. Зависимость параметра F от H_2 в случае $d \to d_c$.

при $|H_1 H_2^{-1}| \ll 1$ (что справедливо для $\alpha \to \alpha_k$) зависимость чувствительности от размера пучка описывается функцией $F(H_2)$, где $H_2 = H_2(w)$. Согласно (13), максимум $|F(H_2)|$ достигается в случае $H_2 = 0$, т.е. в пределе при $w \to \infty$. Данный факт подтвержден расчетами функции $F(H_2)$ на примере датчика, параметры которого удовлетворяют выражениям (12), (14). Для гауссова пучка ($\psi_0(\xi, \zeta) = \exp(-\xi^2 - \zeta^2)$) и параметров D, ε_c, ε_w, ε_g, ε_p, T, m, приведенных выше, величины $F = S\big(A|(1-\delta)(1+\delta)^{-1}|^2 K|L|\big)^{-1}$ вычислялись в соответствии с выражениями (1) и (17). Параметры возбуждающего пучка, призменного устройства связи и волновода, согласно выражениям (12), (14)–(16), оказались равными $\beta_0 = 1.332k_0$, $g_{\mathrm{opt}}^{(1)} = .06067k_0^{-1}$, $d_{\mathrm{opt}}^{(1)} = 6.303k_0^{-1}$ и $g_{\mathrm{opt}}^{(-1)} = 0.4468k_0^{-1}$, $d_{\mathrm{opt}}^{(-1)} = 6.304k_0^{-1}$. Результаты расчетов чувствительности датчиков с этими параметрами представлены соответственно кривыми *1* и *2*. Как видно из рисунка, при $H_2 \to 0$ величины F стремятся к постоянным значениям, близким к F_{opt} (на рис. 3 значения F_{opt} отмечены штриховыми линиями). Отличие F_{opt} от этих постоянных значений объясняется приближенным характером выражения (9), при получении которого не учитывались слагаемые, пропорциональные $p_1^{-1}\,\mathrm{Im}\left[2\delta\Delta\bar{k}_{yc}(1-\delta)^{-2}\right]$. С ростом H_2 (уменьшением w) наблюдается отклонение значений F от предельных $F(0)$. В частности, значения S/A изменяются от предельных $-5.8 \cdot 10^5$ и $6.0 \cdot 10^5$ (при $w \to \infty$) до соответственно -75.3 и 5123.7 при $w = 10^4 k_0^{-1}$.

Заметим наконец, что сравнение рассматриваемого датчика с другими датчиками [3,4,7,8] подтверждает его высокую чувствительность. Например, при тех же значениях параметров D, ε_p, ε_g, ε_c и $w = 10^4 k_0^{-1}$ максимальная чувствительность датчика на основе поверхностного плазмонного резонанса [2,3] в 64 раза ниже чувствительности рассматриваемого датчика (в пределе при $w \to \infty$ различие в чувствительности доходит до $7.1 \cdot 10^3$ раз).

Заключение

В работе исследованы интегрально-оптические датчики, в которых регистрируется мощность светового пучка, отраженного от призменного устройства возбуждения планарных волноводов. Получено в общем виде аналитическое решение задачи о максимизации чувствительности таких датчиков. Решение позволяет определить параметры возбуждающего пучка, буферного и волноводного слоев, при которых достигаются максимумы чувствительности. Показано, что эти максимумы достигаются при возбуждении моды волновода, находящейся вблизи критических условий. Продемонстрировано, что чувствительность датчика существенно зависит от радиуса w_0 возбуждающего пучка и принимает максимальное значение в пределе при $w_0 \to \infty$. При этом максимальная чувствительность рассматриваемого датчика к изменению поглощения водной среды превышает максимальную чувствительность датчика на основе поверхностного плазмонного резонанса в $7.1 \cdot 10^3$ раз.

Автор признателен А.Б. Сотскому, А.А. Романенко, В.А. Карпенко, Е.А. Ермолаеву за обсуждение и интерес к работе.

Список литературы

[1] *Lukosz W.* // Sensors and Actuators B. 1955. Vol. 29. P. 37–50.

[2] *Никитин А.К., Тищенко А.А., Черняй А.И.* // Зарубежная радиоэлектроника. 1990. № 10. С. 14–30.

[3] *Villatoro J., Garcia-Valenzuela A.* // Appl. Opt. 1999. Vol. 38. N 22. P. 4837–4844.

[4] *Примак И.У., Сотский А.Б., Хомченко А.В.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 23. Вып. 13. С. 46–57.

[5] *Tiefenthaler K., Lukosz W.* // J. Opt. Sot. Am. B. 1989. Vol. 6. N 2. P. 209–220.

[6] *Parriaux O., Veldhuis G.J.* // J. Lightwave Technol. 1998. Vol. 16. P. 573–582.

[7] *Иоффе Б.В.* Рефрактометрические методы химии. Л.: Химия, 1983. 352 с.

[8] *Peña-Gomar M.C., Garcia-Valenzuela A.* // Appl. Opt. 2000. Vol. 39. N 28. P. 5131–5137.

[9] *Романенко А.А., Сотский А.Б., Хомченко А.В.* // Ковариантные методы в теоретической физике (Оптика и акустика). 1996. Вып. 4. С. 71–78.

[10] *Романенко А.А., Сотский А.Б.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 86–95.

[11] *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.

[12] *Романенко А.А., Сотский А.Б., Хомченко А.В.* // Препринт ИФ АН БССР. № 649. Минск, 1991. 31 с.