

07;12

Интегрально-оптические датчики с регистрацией коэффициента отражения в схеме призмного возбуждения

© И.У. Примак, А.Б. Сотский, А.В. Хомченко

Институт прикладной оптики АНБ, Могилев

Поступило в Редакцию 24 июля 1996 г.

Предложены датчики физических величин, принцип действия которых основан на регистрации энергетического коэффициента отражения в схеме призмного возбуждения волноводов. Определены возможности максимизации чувствительности устройств. Экспериментально исследован датчик концентрации аммиака в атмосфере.

К настоящему времени предложено значительное число датчиков физических параметров сред, выполненных на основе планарных оптических волноводов [1,2]. Принцип действия этих устройств основан, как правило, на регистрации углов резонансного возбуждения мод. Однако изменения этих углов, сопровождающие внешние воздействия на волновод, довольно незначительны, что вызывает определенные трудности при обработке результатов измерений. Кроме того, данные углы связаны только с вещественными частями постоянных распространения мод и не дают информации о мнимых частях постоянных распространения, которые также испытывают вариации при внешних воздействиях.

В настоящем сообщении предложены датчики, в которых регистрируемой величиной является интегральная интенсивность светового пучка, отраженного от призмного устройства связи, при фиксированном угле падения. Величина интенсивности зависит от вариаций как вещественной, так и мнимой частей постоянной распространения моды. Устройства характеризуются значительным дифференциальным усилением эффектов внешних воздействий и представляют собой удобную для проведения измерений жесткую конструкцию. Рассмотрены вопросы максимизации чувствительности датчиков. Экспериментально исследован датчик концентрации аммиака в атмосфере.

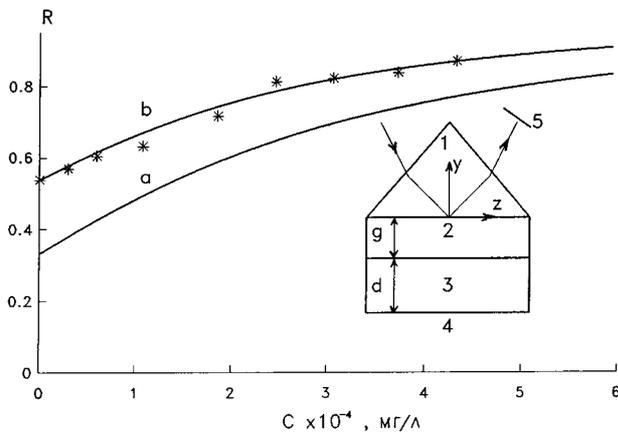


Рис. 1. Зависимости коэффициента отражения от концентрации аммиака и принципиальная схема датчика: 1 — призма, 2, 3 — буферный слой и волновод толщиной g и d соответственно, 4 — подложка, 5 — фотоприемник.

Схема рассматриваемых устройств представлена на рис. 1. Предположим, что волновод возбуждается пучком, поле которого на основании призмы имеет вид $\psi = \psi_0(x/W, z \sin(\alpha)/W) \exp(-i\beta_0 z)$, где ψ — компонента поля E_x для ТЕ, или H_x для ТМ-волн, W — масштабный фактор, характеризующий размеры пучка, α — угол между осью пучка и основанием призмы, $\beta_0 = k_0 \cos(\alpha)(\epsilon_p)^{0.5}$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число вакуума, ϵ_p — относительная диэлектрическая проницаемость призмы. Тогда с использованием результатов работы [3] может быть получено следующее выражение для энергетического коэффициента отражения пучка от основания призмы:

$$R = 1 - 4p_2(1 + p_2p_1^{-1})\text{Re}(f), \quad (1)$$

$$f = N^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \psi_0^*(\xi, \zeta) \int_{-\infty}^{\zeta} \psi_0(\xi, \zeta') \exp[t(\zeta' - \zeta)] d\zeta',$$

$$t = ip_3 - p_1, \quad p_1 = m\text{Im}\bar{h}, \quad p_2 = 2\delta|\Delta h|m(1 + \delta^2)^{-1},$$

$$p_3 = m(\text{Re}\bar{h} - \beta_0), \quad m = W(\sin(\alpha))^{-1}, \quad \delta = k_{yg}(k_{yp})^{-1} [\epsilon_p \epsilon_g^{-1}]^\rho,$$

$$\Delta h = \bar{h} - h = -\frac{\exp(-2k_{yg}g)(1+i\delta)k_{yg}}{(1-i\delta)\text{Re}h} \left[\int_{-\infty}^{\infty} Y^2(\varepsilon_g(\text{Re}\varepsilon_w)^{-1})^\rho dy \right]^{-1},$$

$$k_{yg,p} = \sqrt{|(\text{Re}h)^2 - k_0^2\varepsilon_{g,p}|}, \quad N = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta |\psi_0(\xi, \zeta)|^2.$$

Здесь h — постоянная распространения возбуждаемой моды, \bar{h} — постоянная распространения вытекающей моды структуры волновод-призма, ε_g и ε_w — диэлектрические проницаемости буферного слоя и волновода, $Y(y)$ — распределение поля моды, $\rho = 1$ для ТМ и $\rho = 0$ для ТЕ-волн. Величина R зависит от трех безразмерных параметров p_1 , p_2 , p_3 , которые могут изменяться при внешних воздействиях. Однако при обычных условиях $k_0m \gg 1$, $\exp(-2k_{yg}g) \ll 1$ вариации δp_2 пренебрежимо малы по сравнению с вариациями δp_1 и δp_3 , обусловленными приращениями $\delta(\text{Re}h)$ и $\delta(\text{Im}h)$. Учитывая это, из (1) получаем выражения, определяющие соответствующее приращение коэффициента отражения

$$\delta R = \delta S F, \quad F = (p_1 + p_2) \left(\frac{\partial R}{\partial p_1} + D \frac{\partial R}{\partial p_3} \right). \quad (2)$$

Предположим вначале, что величины $\delta S = \delta(\text{Im}h)/\text{Im}h$ и $D = \delta(\text{Re}h)/\delta(\text{Im}h)$, характеризующие волновод, зафиксированы. Тогда максимизация чувствительности датчика сводится к поиску максимума функции $|F(p_1, p_2, p_3)|$, что эквивалентно определению оптимальных ширины пучка W , отстройки угла α от резонансного значения $\alpha_r = \arccos[\text{Re}\bar{h}(k_0^2\varepsilon_p)^{-0.5}]$ и толщины буферного слоя g . Для поиска экстремумов F удобно перейти к переменным $u = p_2/p_1$, $v = p_3/p_1$, $H = 1/p_1$. Предположим, что $\psi_0^* = \psi_0 \exp(i\varphi)$, где φ — постоянная (пучок сфокусирован на основании призмы). Тогда при $H \rightarrow 0$ можно получить асимптотическое разложение

$$F = F_0 + \frac{4H^2u(u+1)}{N} \left[\text{Im} \left(\frac{3D(u+1)}{(1-iv)^4} \right) + \text{Re} \left(\frac{4u+3-iv}{(1-iv)^4} \right) \right] \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \left| \frac{\partial \psi_0}{\partial \zeta} \right|^2 + O(H^3),$$

$$F_0 = 4u(u+1)(1+v^2)^{-2} [v^2 - 2u - 1 - 2Dv(u+1)],$$

из которого следует, что экстремум функции F , равный F_0 , достигается при $H = 0$, т. е. в плосковолновом пределе. Решение системы уравнений $\partial F_0/\partial u = 0$, $\partial F_0/\partial v = 0$ имеет вид

$$u = -\frac{3F_0}{9F_0 + 2}, \quad v = \frac{2D}{9F_0 + 2}, \quad F_0 = \pm \frac{2}{3} \sqrt{\frac{D^2 + 1}{3}}. \quad (3)$$

Отсюда следует существование двух оптимальных наборов параметров u и v , обеспечивающих эквивалентную чувствительность датчика.

Нами исследован вопрос об отклонениях решения оптимизационной задачи от найденного предельного при использовании реальных ограниченных пучков. На рис. 2 представлены результаты численного расчета зависимостей экстремумов величины F , а также соответствующих u и v от параметра H для случая возбуждения волновода гауссовым пучком ($\psi_0(\xi, \zeta) = \exp(-\xi^2 - \zeta^2)$). Видно, что практически полное совпадение этих зависимостей с предельными (3) достигается при $|H| < 0.2$.

Обсудим теперь некоторые аспекты, связанные с выбором волноводных пленок. Сразу же заметим, что в соответствии с (2), чувствительность датчика монотонно возрастает с уменьшением потерь моды. Однако при этом, согласно полученным выше результатам, возрастают

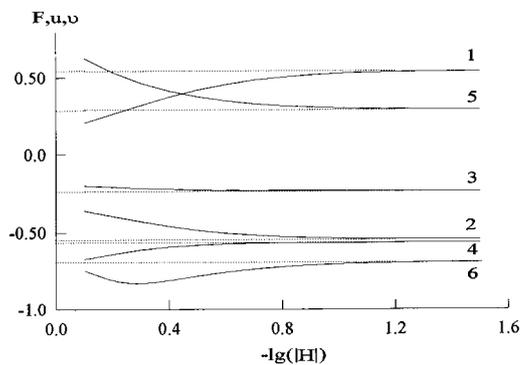


Рис. 2. Зависимости экстремальных значений F (кривые 1, 2), а также оптимальных u (3, 4) и v (5, 6) от H при $D = 1$. Кривые 3, 5 соответствуют кривой 1; 4, 6 — кривой 2. Пунктирные линии — предельные решения (3).

и габариты устройства. Далее рассмотрим моды ТЕ-поляризации (результаты для ТМ-мод в основном аналогичны) и ограничимся случаем датчиков примесных компонент в жидких, либо газообразных средах, расположенных в области $y < -g-d$ (рис. 1). В устройствах такого типа используются либо пористые, либо сплошные волноводные пленки [1]. В первом случае наличие примеси приводит к изменению комплексной диэлектрической проницаемости пленки ε_w . Во втором регистрируются либо изменение комплексной проницаемости ε_s области $y < -g-d$, либо присутствие осаждающегося на пленке слоя молекул толщины Δ и проницаемости ε_a . Величины δS и D могут быть найдены из анализа дифференциального уравнения, описывающего поле моды. Из него следует, что при вариациях ε_w выполняются соотношения $D = \delta(\text{Re}\varepsilon_w)/\delta(\text{Im}\varepsilon_w)$ и $\delta S = \delta(\text{Im}\varepsilon_w)/\text{Im}\varepsilon_w$, т. е. чувствительность датчика не зависит от толщины пыли, а определяется ее составом. При вариациях ε_s имеем $D = \delta(\text{Re}\varepsilon_s)/\delta(\text{Im}\varepsilon_s)$,

$$\delta S = \frac{\delta(\text{Im}\varepsilon_s)(\varepsilon'_w - \varepsilon_g) [k_0^2 \varepsilon'_w - (\text{Re}h)^2]}{k_{ys} [k_0^2 d(\varepsilon'_w - \varepsilon_g)(\varepsilon'_w - \varepsilon'_s) + k_{yg}(\varepsilon'_w - \varepsilon'_s) + k_{ys}(\varepsilon'_w - \varepsilon_g)] \text{Im}\varepsilon_w}, \quad (4)$$

где $k_{ys} = \sqrt{(\text{Re}h)^2 - \varepsilon'_s k_0^2}$, $\varepsilon'_{s,w} = \text{Re}(\varepsilon_{s,w})$. В практически важном случае образования адсорбционного слоя с толщиной $\Delta \ll k_0^{-1}$ и низким поглощением ($D \rightarrow \infty$) выражение (2) при учете (3) приводится к виду

$$\delta R = \frac{\pm 4(\varepsilon_a - \varepsilon'_s)(\varepsilon'_w - \varepsilon_g) [k_0^2 \varepsilon'_w - (\text{Re}h)^2] \Delta}{3\sqrt{3} [k_0^2 d(\varepsilon'_w - \varepsilon_g)(\varepsilon'_w - \varepsilon'_s) + k_{yg}(\varepsilon'_w - \varepsilon'_s) + k_{ys}(\varepsilon'_w - \varepsilon_g)] \text{Im}\varepsilon_w}. \quad (5)$$

Расчеты, выполненные на основании выражений (4), (5) с учетом дисперсионных уравнений для планарных волноводов [4] в частности показали, что величины $|\delta S[\delta(\text{Im}\varepsilon_s)]^{-1}|$ и $|\delta R[(\varepsilon_a - \varepsilon'_s)k_0\Delta]^{-1}|$ достигают максимумов при критических толщинах волноводной пленки и убывают с ростом номера моды. Для сравнения заметим, что в традиционных датчиках, где осуществляется регистрация углов резонансного возбуждения мод, оптимальные толщины волноводных пленок отличаются от критических [1]. Их значения соответствуют максимумам величин $|\partial \text{Re}h / \partial \varepsilon'_s|$ и $|\partial \text{Re}h / \partial \Delta|$, т. е. выбираются из иных критериев.

Полученные результаты использованы нами при создании датчика концентрации аммиака в атмосфере. Волноводная структура была получена высокочастотным напылением буферного слоя двуокиси кремния

($\varepsilon_g = 2.19$, $g = 0.13$ мкм) на стеклянную призму ($\varepsilon_p = 3.06145$) с последующим нанесением пористой волноводной пленки ($d = 4.98$ мкм, $\varepsilon'_w = 2.3173$) из полиметилметакрилата, активированного красителем "метиловый красный". Источником излучения служил одномодовый гелий — неоновый лазер ($\lambda_0 = 0.6328$ мкм). Измерения проводились при помещении датчика в прозрачный замкнутый сосуд, заполненный воздухом с примесью аммиака известной концентрации C . Предварительно, волноводным методом [3], при радиусе гауссова пучка $W = 91$ мкм, были выполнены измерения комплексной постоянной распространения основной моды. В результате были найдены величины $k_0^{-1} \operatorname{Re}h|_{C=0} = 1.52072$, $k_0^{-1} \operatorname{Im}h|_{C=0} = -3.07 \cdot 10^{-4}$, $p_1|_{C=0} = -0.694$, $p_2 = 0.127$ и построены зависимости $\operatorname{Re}h$ и $\operatorname{Im}h$ от C . Интерполяция последних при $C < 4.3 \times 10^{-4}$ мг/л дала значения $k_0^{-1} \partial(\operatorname{Re}h)/\partial C = -1.32$ л/мг, $k_0^{-1} \partial(\operatorname{Im}h)/\partial C = -0.135$ л/мг, $D = 9.81$. Данному D соответствует оптимальная зависимость $R(C)$, представленная на рис. 1 кривой *a*, рассчитанной на основании выражений 1, (3) при $F_0 > 0$, $W = 870$ мкм ($H = -0.126$) с использованием приведенных значений параметров. Для нашей волноводной структуры величина $u = -0.183$ заметно отличалась от оптимальной $u = -0.315$ ($g = 0.052$ мкм), поэтому оптимизация датчика была выполнена только путем увеличения радиуса пучка до $W = 870$ мкм и выбора угла α из условия $\partial F_0/\partial v = 0$. Соответствующая расчетная зависимость $R(C)$ представлена на рис. 1 кривой *b*. Дискретные точки — экспериментальные данные, полученные после учета коэффициентов прохождения пучка через боковые грани призмы.

Авторы благодарны А.В. Томову за помощь при изготовлении волноводов.

Список литературы

- [1] Tiefenthaler K., Lukosz W. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 2. P. 209–220.
- [2] Никитин А.К., Тищенко А.А., Черняй А.И. // Зарубежная радиоэлектроника. 1990. N 10. С. 14–30.
- [3] Сотский А.Б., Хомченко А.В., Сотская Л.И. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 78. № 3. С. 502–511.
- [4] Маркузе Д. Оптические волноводы. М., 1974. С. 576.