

07;12

## **Об одной возможности точного измерения показателя преломления прозрачной жидкости**

© *Х.В. Неркарян, Н.Л. Маркарян, Е.Дж. Оганнисян*

Ереванский государственный университет

Поступило в Редакцию 15 декабря 1996 г.

В работе рассматриваются особенности распространения световой волны через структуру полупроводник–зазор–полупроводник. Здесь толщина зазора между параллельно расположенными плоскостями кристаллов — величина порядка микрометра. Показано, что сочетание процессов многократного отражения и интерференции приводит к экспоненциальной форме зависимости интенсивности проходящего излучения от показателя преломления, заполняющего зазор материала. Это обстоятельство позволяет предложить простой метод точного определения показателя преломления прозрачной жидкости.

Способы измерения показателей преломления различных сред можно разбить на небольшое число групп по признаку использующихся в них явлений. Информацию о показателе преломления можно получить, определив значение угла преломления светового пучка, интенсивности и поляризации отраженного излучения или разности хода между интерферирующими пучками [1–4].

В настоящей работе предлагается новый метод измерения показателя преломления прозрачной жидкости, который сводится к определению значения интенсивности излучения, выходящего из квазиволноводной структуры. Здесь сочетание процессов многократного отражения и интерференции приводит к экспоненциальной форме зависимости величины выходной интенсивности от показателя преломления и тем самым создаются благоприятные условия для ее точного измерения.

На основе кристаллов, обладающих свойством спайности, можно создать структуру, состоящую из двух кристаллов, которые отдалены друг от друга на расстояние меньше или порядка микрометра. При этом лицевые поверхности параллельно расположенных друг против друга кристаллов являются плоскостями спайности. В работах [5–7]

выявлены и исследованы электронные свойства указанной структуры кристалл–зазор–кристалл в случае, когда она представляет собой плоский конденсатор с полупроводниковыми обкладками. В [8] обсуждается возможность создания на основе этой структуры планарного оптического волновода с подвижными границами, в котором можно эффективно модулировать фазу волны. Волноводный режим распространения излучения через структуру кристалл–зазор–кристалл осуществляется, когда показатель преломления заполняющей зазор жидкости превосходит показатель преломления кристалла. Определенный интерес представляет также другой предельный случай, когда показатель преломления кристалла значительно превосходит показатель преломления заполняющей зазор жидкости. При этом осуществляется квазиволноводный режим распространения, когда на расстояниях порядка длины волны потери интенсивности проходящего через структуру излучения невелики. Теоретическому и экспериментальному исследованию этой ситуации посвящена настоящая работа.

Рассмотрим особенности распространения поперечных электрических (ТЕ) мод через структуру в условиях, когда показатель преломления кристаллов ( $n_1$ ) превосходит показатель преломления заполняющего зазор материала ( $n_2$ );  $y$ -компоненту напряженности электрического поля волны с частотой  $\omega$  можно представить в следующем виде:

$$E_y = E_0^{(a)} \left[ \exp i(\gamma_1 + i\gamma_2)x + \exp(-i(\gamma_1 + i\gamma_2)x) \right] \times \exp i[(\beta + i\beta_2)z - \omega t], \quad |x| \leq d/2; \quad (1)$$

$$E_y = E_0^{(b)} \left[ \exp i(\chi_1 + i\chi_2)(|x| - d/2) \right] \times \exp i[(\beta_1 + i\beta_2)z - \omega t], \quad |x| \geq d/2. \quad (2)$$

При этом из волнового уравнения следует, что

$$n_2^2(2\pi/\lambda_0)^2 = \gamma_1^2 - \gamma_2^2 + \beta_1^2 - \beta_2^2, \quad \gamma_1\gamma_2 + \beta_1\beta_2 = 0; \quad (3)$$

$$n_1^2(2\pi/\lambda_0)^2 = \chi_1^2 - \chi_2^2 + \beta_1^2 - \beta_2^2, \quad \chi_1\chi_2 + \beta_1\beta_2 = 0. \quad (4)$$

Здесь  $d$  — толщина зазора,  $c$  — скорость света, а  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме. Стандартным образом сшивая поля на границах раздела в

предельном случае  $n_1 \gg n_2$  и  $\lambda_0/d \ll 2n_1$  для параметров волны получим:

$$\gamma_1 \approx \frac{\pi}{d}, \quad \gamma_2 \approx -\frac{\lambda_0}{n_1 d^2}, \quad \chi_1 = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0}, \quad \chi_2 = -\frac{\lambda_0^2}{2n_1^2 d^3}; \quad (5)$$

$$\beta_1 \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2, \quad \beta_2 \approx \frac{\lambda_0^2}{2n_1 n_2 d^3}. \quad (6)$$

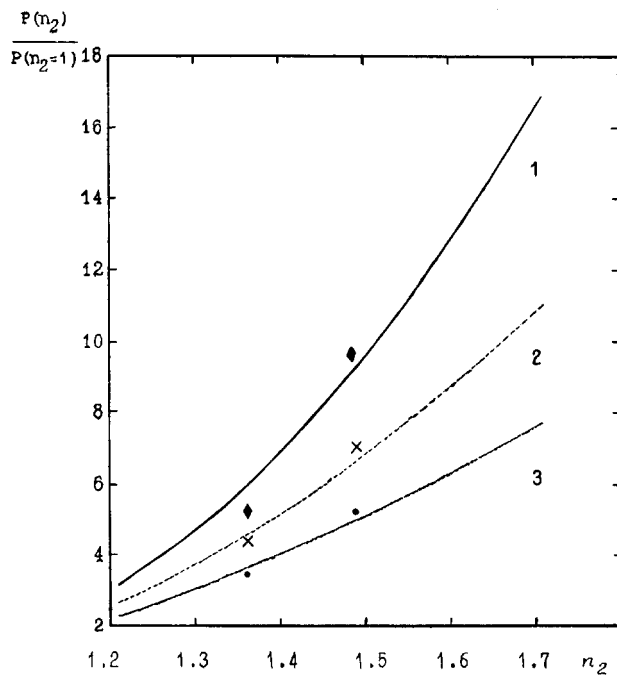
Мы пренебрегаем мнимой частью показателя преломления кристалла, предполагая, что коэффициент поглощения значительно меньше волнового вектора. Квазиволноводный режим распространения ТЕ-моды обусловлен тем обстоятельством, что коэффициент затухания  $\beta_2$  в рассматриваемом случае значительно меньше всех компонент волнового вектора  $(\gamma_1, \chi_1, \beta_1)$ . Несложный анализ показывает, что распространение через структуру поперечных магнитных мод в квазиволноводном режиме невозможно, поскольку ТМ-моды быстро затухают.

Обсудим возможность применения полученных формул в условиях, когда структура кристалл–зазор–кристалл создана на основе кристалла GaAs, а через зазор проходит излучение гелий-неонового лазера. В этом случае волновой вектор  $\chi_1$  ( $\chi_1 \ll \beta_1, \chi_2, \beta_2$ ) на порядок превосходит значение коэффициента поглощения и полученные нами формулы с достаточно большой точностью применимы в зазоре и его непосредственной окрестности. Роль поглощения становится существенной, когда проходящее через кристалл излучение заметно отдалается от зазора. Таким образом, из структуры выходит лишь та часть излучения, которая сосредоточена в пределах зазора. В результате для мощности выходного излучения можно получить следующую формулу:

$$P(n_2) = SP_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{n_2}\right), \quad \alpha = 2\beta_2/l n_2 = \frac{\lambda_0^2 l}{n_1 d^3}. \quad (7)$$

Здесь  $P_0$  — мощность падающего на структуру излучения,  $l$  — длина структуры, параметр  $S$  меньше единицы и указывает на потери в процессе вхождения излучения в структуру.

Из (7) следует, что при увеличении показателя преломления заполняющего зазор материала уменьшаются потери и мощность выходного излучения возрастает. Дело в том, что в этом случае  $x$ -компонента волнового вектора  $(\gamma_1)$  остается постоянной, а вследствие увеличения



Результаты экспериментальных исследований для трех различных структур обозначены знаками. Полученные с помощью (7) кривые 1, 2, 3 соответствуют случаям  $\alpha = 6.87$ ,  $\alpha = 5.84$ ,  $\alpha = 4.86$ .

показателя преломления его  $z$ -компонента ( $\beta_1$ ) возрастает, что приводит к увеличению угла падения. В результате возрастает также коэффициент отражения от границ раздела, а мощность волны в большей мере сосредоточивается в зазоре.

Простые оценки показывают, что выходящее из структуры излучение легко можно зарегистрировать даже при достаточно больших значениях параметра  $\alpha$  ( $\alpha/n_2 \approx 10$ ) и относительно слабых мощностях входного излучения ( $P_0 \approx 1$  мВт). В этих условиях небольшое изменение показателя преломления заполняющего зазор материала может существенно менять значение мощности выходного излучения. Указанное обстоятельство может сыграть важную роль в задачах измерения показателя преломления. Экспериментально измерялась мощность выходящего из

структуры кристалл–зазор–кристалл излучения, созданная на основе GaAs с  $l = 0.35$  мм, на которую падало сфокусированное излучение гелий-неонового лазера. Исследовались три структуры с различными толщинами зазора (с разными  $\alpha$ ). Измерения выходной мощности проводились в случае вакуумного зазора ( $n_2 = 1$ ), а также в случаях, когда зазор заполнен спиртом ( $n_2 = 1.36$ ) и толуолом ( $n_2 = 1.5$ ). На рисунке представлены полученные экспериментальные значения  $P(n_2)/P(n_2 = 1)$  и соответствующие этим ситуациям теоретические кривые. Важно отметить, что по сравнению с вакуумным зазором мощность выходного излучения резко возрастает в случае заполнения зазора жидкостью. Удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических результатов позволяет надеяться, что исследуемый процесс может служить основой для нового, достаточно простого метода точного измерения показателя преломления прозрачной жидкости.

## Список литературы

- [1] Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. М., 1961. 822 с.
- [2] Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии. Л., 1983. 351 с.
- [3] Ding T., Garmire E. // Appl. Opt. 1983. V. 22. N 20. P. 3177–3181.
- [4] Kersten R.Th. // Optics Communications. 1977. V. 13. N 3. P. 327–329.
- [5] Арутюнян Вл.М., Неркарарян Х.В. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 21. С. 44–48.
- [6] Арутюнян Вл.М., Неркарарян Х.В. // ФТТ. 1994. Т. 36. В. 5. С. 1513–1516.
- [7] Aroutionian V.M., Nerkararian Kh.V. // Sensors and Actuators. 1995. V. 24–25. P. 353–356.
- [8] Арутюнян Вл.М., Неркарарян Х.В. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 16. С. 52–56.