

06.3;07

©1995

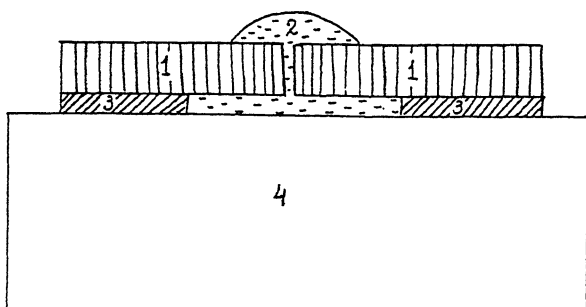
ОПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД С ПОДВИЖНЫМИ ГРАНИЦАМИ НА ОСНОВЕ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛ-ЗАЗОР-КРИСТАЛЛ

В.М.Арутюнян, Х.В.Неркаряян

С целью изготовления полупроводниковых лазеров с составным резонатором разработана технология, позволяющая с помощью скола создавать структуру из двух кристаллов, которые отдалены друг от друга на расстояние меньше или порядка микрометра [1]. При этом лицевые поверхности параллельно расположенных друг против друга кристаллов представляют собой плоскости спайности.

В работах [2-4] выявлены и исследованы электронные свойства указанной структуры кристалл-зазор-кристалл (КЗК) в случае, когда она представляет собой плоский конденсатор с полупроводниковыми обкладками. В настоящей работе мы обсудим оптические свойства КЗК-структуры, обусловленные следующими обстоятельствами. Во-первых, круг кристаллов, обладающих необходимым для создания КЗК-структуры свойством спайности, достаточно широк. Кроме того, зазор микронной толщины, разделяющий плоскостепенные кристаллы, можно заполнить разными материалами, находящимися в различных фазовых состояниях. Очевидно, что если показатель преломления заполняющего зазор материала превосходит показатель преломления сколотого кристалла, то КЗК-структура приобретает свойства планарного оптического волновода. Разнообразие материалов, на основе которых можно создавать такие волноводы, имеет важное значение для решения ряда физических задач. Наконец отметим возможность изменения толщины промежуточного слоя исследуемого оптического волновода. Возникающим вследствие такого изменения особенностям в настоящей работе будет уделено основное внимание. Если структура закреплена на пьезоэлектрической подложке, а зазор заполнен прозрачной диэлектрической жидкостью с относительно большим показателем преломления (см. рисунок), то, меняя приложенное к пьезоэлектрику напряжение, можно менять также ширину зазора. Заметим, что этим свойством не обладают созданные другими методами оптические волноводы.

В оптическом волноводе напряженность электрического поля волны с частотой ω можно представить в следующем



Поперечное сечение оптического волновода с подвижными границами:

1 — скотчатый кристалл, 2 — прозрачная жидкость, 3 — клей, 4 — пьезоэлектрик.

виде:

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}(x) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (1)$$

где распределение амплитуды $\mathbf{A}(x)$ в поперечном направлении хорошо известно (см., например, [5]). Для четной TE -моды продольная компонента волнового вектора β определяется из следующего дисперсионного уравнения:

$$\operatorname{tg} \left((n_2^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \frac{d}{2} \right) = \left(\frac{\beta^2 - n_1^2 k_0^2}{n_2^2 k_0^2 - \beta^2} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь k_0 — абсолютное значение волнового вектора в вакууме, d — толщина зазора, n_1 и n_2 — показатели преломления скотчатого кристалла и заполняющего зазор материала соответственно.

Пусть в результате приложенного к пьезоэлектрику переменного напряжения толщина зазора меняется:

$$d(t) = d_0 + \Delta(t), \quad d_0 \gg |\Delta(t)|. \quad (3)$$

В рамках адиабатического приближения это приведет к изменению компоненты волнового вектора

$$\beta(t) = \beta_0 \left[1 + \alpha \Delta(t) \right], \quad \alpha |\Delta(t)| \ll 1, \quad (4)$$

где

$$\alpha = \frac{(n_2^2 k_0^2 - \beta_0^2) (\beta_0^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2}}{2 + (\beta_0^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2} d} \frac{1}{\beta_0^2}. \quad (5)$$

В указанных условиях фаза волны, выходящей из оптического волновода, будет модулирована: $\varphi = -\alpha \Delta(t) \beta_0 l$, где l — длина волновода. В условиях (3) и (4) амплитуда волны

$A(x)$ существенно не меняется. Пусть за время прохождения светового импульса толщина зазора меняется по линейному закону: $\Delta(t) = -vt$. Тогда можно обнаружить смещение несущей частоты, равное

$$\Delta\omega = \alpha v \beta_0 l. \quad (6)$$

По существу, рассматриваемый случай аналогичен случаю многократного отражения от движущегося зеркала. При скорости $v = 10^4$ см/с и значениях параметров $\beta_0 = 10^4$ см $^{-1}$, $\alpha = 10^{-1}$, $l = 1$ см для величины частотного сдвига получим $\Delta\omega = 10^{11}$ Гц.

Ситуация осложняется, когда толщина промежуточного слоя колеблется по закону $\Delta(t) = \Delta_0 \sin \Omega t$. Пусть период колебания значительно меньше времени прохождения светового импульса через волновод. Тогда на выходе из оптического волновода для напряженности электрического поля волны нетрудно получить:

$$E = A(x) \exp(i\beta_0 l) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\alpha \Delta_0 \beta_0 l) \exp\{i(\omega + m\Omega)t\}. \quad (7)$$

Анализ особенностей представленного ряда, основанный на свойствах функций Бесселя J_m (см., например, [6]) показывает, что основную роль могут играть частоты с очень большим m . Максимальное значение принимают те члены ряда, для которых выполняется соотношение $m \approx \alpha \Delta_0 \beta_0 l$.

Обсудим теперь вопрос возникновения нелинейных оптических явлений в КЗК-структуре. Как отмечалось, КЗК-структуру можно создавать на основе кристаллов, обладающих свойством спайности, к числу которых относятся также некоторые нелинейные кристаллы. Поскольку в условиях реализации волноводного режима часть оптического излучения проходит через кристаллические обкладки, то следует ожидать проявления в структуре различных нелинейных явлений. Кроме того, для нелинейной оптики волноводных систем характерна высокая интенсивность поля, обусловленная пространственным ограничением пучка. Это делает возможным получение эффективных нелинейных взаимодействий и самовоздействий при относительно низких мощностях падающего излучения. В частности, вопрос генерации второй гармоники в планарных волноводах неоднократно обсуждался в литературе [7-10]. Особенность рассматриваемой ситуации заключается в том, что условие фазового синхронизма можно обеспечить как соответствующим выбором заполняющей зазор жидкости, так и

изменением толщины зазора. На наш взгляд, наиболее эффективно в этом качестве может выступать кристалл LAR [11]. Примечательно, что в данном случае нет необходимости использовать сочетание обыкновенной и необыкновенной волн. Пусть как заданная волна накачки с частотой ω_1 и компонентой волнового вектора β_1 , так и ее вторая гармоника с частотой $\omega_2 = 2\omega_1$ и компонентой волнового вектора β_2 являются четными TE -модами оптического волновода, так что значения β_1 и β_2 можно определить из дисперсионного уравнения (2). Рассмотрим возможность выполнения условия фазового синхронизма $\beta_2 = 2\beta_1$ в случае, когда

$$\left(n_2^2(\omega_1) - \frac{\beta_1^2}{k_{10}^2}\right)^{1/2} \frac{k_{10}d}{2} - \pi \ll 1, \quad \left(\frac{\beta_1^2}{k_{10}^2} - n_1^2(\omega_1)\right)^{1/2} \ll 1, \quad (8)$$

где $k_{10} = \omega_1/c$. В этом случае энергия светового излучения в основном сосредоточена в областях с показателем преломления n_1 , где генерируется вторая гармоника. Кроме того, в условиях (8) меньше будут потери при вводе излучения в структуру. Тогда значения толщины промежуточного слоя (зазора), при котором имеет место фазовый синхронизм, определяется из уравнения

$$\begin{aligned} & \left(\left\{n_2^2(\omega_1) - n_1^2(\omega_1)\right\}^{1/2} - \frac{2\pi}{k_{10}d}\right) + \frac{n_2(\omega_1)\{n_2(\omega_2) - n_2(\omega_1)\}}{\{n_2^2(\omega_1) - n_1^2(\omega_1)\}^{1/2}} = \\ & = \left(\frac{1}{4} \left(\left\{n_2^2(\omega_1) - n_1^2(\omega_1)\right\}^{1/2} - \frac{2\pi}{k_{10}d}\right)^2 - \right. \\ & \quad \left. - \frac{n_1(\omega_1)\{n_1(\omega_2) - n_1(\omega_1)\}}{2\pi^2}\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\left|n_1(\omega_2) - n_1(\omega_1)\right| \ll n_1(\omega_1), \quad \left|n_2(\omega_2) - n_2(\omega_1)\right| \ll n_2(\omega_1). \quad (10)$$

Таким образом, меняя толщину зазора в КЗК-структуре, можно добиться выполнения условия фазового синхронизма, обеспечивающего эффективную генерацию второй гармоники. Примечательна также возможность модулирования излучения второй гармоники посредством вибрирования границ планарного волновода.

Список литературы

- [1] Тсанг У. // Полупроводниковые инжекционные лазеры. М., 1990. С. 213–320.
- [2] Арутюнян В.М., Неркарарян Х.В. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 21. С. 44–48.
- [3] Aroutiounian V.M., Nerkararian Kh.V. // The Fifth International Meeting of Chemical Sensors. Rome, 1994. V. 1. P. 442–445.
- [4] Арутюнян В.М., Неркарарян Х.В. // ФТТ. 1994. Т. 36. В. 5. С. 1513–1516.
- [5] Кейси Х., Паниш М. // Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М., 1981.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М., 1973. 504 с.
- [7] Lim E.J., Matsumoto S., Fejer M.M. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 22. P. 2294–2296.
- [8] Rikken G.L.J.K., Seppen C.J.E., Nijhujs S., Meijer E.W. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 58. N 5. P. 435–437.
- [9] Bratz A., Felderhof B.U., Marowsky G. // Appl. Phys. 1990. V. B50. N 2. P. 393–404.
- [10] Neuschafer D., Preiswerk Hp., Spahni H., Konz E., Morowsky G.J. // Opt. Soc. Amer. 1994. V. 11. N 4. P. 649–654.
- [11] Yokotani A., Sasaki T., Yoshida K., Nakai S. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 26. P. 2692–2693.

Ереванский государственный
университет

Поступило в Редакцию
16 мая 1995 г.
