

06; 07; 12

© 1991 г.

ОПТИМИЗАЦИЯ ГВГ В КАНАЛЬНЫХ $Ti : LiNbO_3$
ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХЕ. Т. Аксенов, А. А. Липовский, В. А. Мотков,
В. Ю. Петрунькин

Разработан алгоритм расчета распределений электрических полей в канальных световодах на основе метода эффективного показателя преломления в сочетании с методом Рунге—Кутты с варьирующимся параметром. Описана методика определения профиля показателя преломления канальных световодов по измерениям эффективных показателей преломления волноводных мод. На основе экспериментальных данных восстановлены профили показателя преломления канальных световодов. С помощью разработанного алгоритма проведен расчет распределений полей волноводных TE - и TM -мод по сечению световодов, оценена степень локализации в них энергии и вычислены интегралы перекрытия, характеризующие эффективность генерации второй гармоники излучения с длиной волны 1.06 мкм. Расчетные значения эффективности ГВГ для световодов различной ширины сравниваются с результатами измерений.

Высокая плотность оптической мощности, распространяющейся в оптических волноводах, позволяет получать эффективное удвоение частоты излучения, генерацию суммарной и разностной оптической частоты при сравнительно невысоких уровнях интенсивности света, лежащих в диапазоне ~ 0.1 —1 Вт. Важным моментом при реализации этих эффектов в световодах является выполнение условий фазового синхронизма и оптимизация эффективности взаимодействия. Эффективность определяется плотностью мощности излучения и степенью пространственного совпадения взаимодействующих полей, характеризваемой обычно с помощью интеграла перекрытия, а также величиной эффективной нелинейной постоянной.

Рассмотрим особенности оптимизации эффективности волноводной генерации второй гармоники (ГВГ). Соотношение для эффективности ГВГ η имеет вид [1]

$$\eta = A^{\omega} I d^2 L^2 J \sin^2(\Delta\beta L), \quad (1)$$

где ${}^{\omega}I$ — плотность мощности излучения основной частоты; A — константа; J — интеграл перекрытия, $J = \iint dx dy {}^{\omega}E_{ij}^2 {}^{2\omega}E_{kl}$; ${}^{\omega}E_{ij}$, ${}^{2\omega}E_{kl}$ — функции, описывающие пространственные распределения полей основной частоты и гармоники в канальном оптическом волноводе (обычно поляризации излучения основной моды и гармоники ортогональны); $\Delta\beta = 2{}^{\omega}\beta - {}^{2\omega}\beta = (4\pi/\lambda)({}^{\omega}N_{ij} - {}^{2\omega}N_{kl})$, ${}^{\omega}\beta$, ${}^{2\omega}\beta$ — волновые числа мод основной частоты и гармоники; ${}^{\omega}N_{ij}$ и ${}^{2\omega}N_{kl}$ — их эффективные показатели преломления соответственно; ij и kl — номера мод; d — эффективная нелинейная постоянная; L — длина области взаимодействия.

Очевидно, максимум эффективности достигается при $\Delta\beta = 0$ и максимальном значении J . Обе эти величины задаются уже на этапе изготовления световода, однако значение L может быть в небольших пределах подстроено изменением температуры образца при ГВГ. Условия изготовления оптического волновода определяют профиль его показателя преломления, которым в свою очередь

определяются эффективные показатели преломления и распределения электрических полей волноводных мод, т. е. и интегралы перекрытия. Важной задачей является установление связи между условиями формирования световода и значениями эффективных модовых индексов и интегралов перекрытия. Одним из этапов ее решения является расчет распределения электрического поля моды световода. Входным параметром при проведении подобных вычислений будет профиль показателя преломления канального оптического волновода.

Искомое распределение может быть определено путем решения дифференциального уравнения второго порядка в частных производных, получаемого на основе уравнений Максвелла. Как правило, подобные уравнения решаются методом конечно-разностной аппроксимации [2]. Такой метод решения требует больших ресурсов ЭВМ (процессорного времени и оперативной памяти). По этой причине более удобным для проведения расчетов оказывается метод эквивалентного планарного оптического волновода [3]. Остановимся на описании разработанного в рамках настоящей работы алгоритма расчета канального световода на основе этого метода.

Пусть электромагнитная волна распространяется в световоде с профилем показателя преломления $n(x, y)$. Рассмотрим сечения такого волновода плоскостями $y = \text{const}$. Каждое сечение характеризуется профилем показателя преломления $n(x) |_{y=\text{const}}$. Далее каждое сечение рассматривается как некий планарный оптический волновод и проводится расчет его характеристик: распределения электрического поля и эффективного показателя преломления. Уравнение для распределения поля $E(x)$ TE -мод планарного световода имеет вид

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + k^2 [n^2(x) - N^2] E = 0, \quad (2)$$

где k — волновое число; x — координата, отсчитываемая нормально плоскости световода вглубь подложки; $n(x)$ — профиль показателя преломления для данного сечения y ; $E(x)$ — функция, описывающая распределение электрического поля по глубине.

В случае TM -мод уравнение (2) трансформируется к виду

$$\frac{d^2 H}{dx^2} + k^2 [n^2(x) - N^2] H = 0, \quad E(x) = \text{const} \frac{1}{n^2} H(x). \quad (3)$$

Функция $E(x)$ в (2) и (3) будет ограничена лишь в том случае, когда N является собственным числом, т. е. эффективным показателем преломления волноводной моды N_m . Значения N_m для планарного оптического волновода с монотонно убывающим профилем показателя преломления могут быть найдены одновременно с распределением электрического поля при решении уравнений (2) или (3) методом Рунге—Кутты с варьирующимся параметром, применение которого для расчета планарных световодов описано в работе [4]. Очевидно, для каждой из глубинных мод для различных сечений y_i , где $i=0, 1, 2, \dots$, можно получить набор эффективных показателей преломления N_m и распределений поля $E_m(x)$ для различных сечений y_i . Для точного вычисления функции $E(x)$ значение N_m должно быть определено с точностью $\sim 10^{-8}$. Далее вычисленный для каждого индекса набор $\{N_m(y_i)\}$ используется как симметричный относительно сечения $y=0$ профиль показателя преломления планарного световода, соответствующего m -й по глубине моде. Таким образом, множество m мод, рассмотренных на 1-м этапе вычислений, определяет множество m профилей показателя преломления, используемых в дальнейшем для вычислений распределений поля по ширине световода и эффективных показателей преломления мод канального световода. Функции $N_m(y_i)$ в качестве профиля показателя преломления подставляются в уравнение (3) или (2) при расчете характеристик TE - или TM -мод канальных световодов соответственно. Затем уравнения решаются методом Рунге—Кутты с варьирующимся параметром. В результате вычисляются модовые индексы канального световода N_{mn} и поперечные распределения электрического поля $\hat{E}_{mn}(y)$ для каждой из поперечных мод. В первом приближении двумерное распределение поля для моды канального оптического волновода $E_{mn}(x, y) = E_m(x) |_{y=0} \hat{E}_{mn}(y)$, поэтому при

проведении вычислений нет необходимости в точном расчете полей $E_m(x)|_{y \neq 0}$, что существенно уменьшает время вычислений. Как показывает эксперимент, распределение поля, рассчитанное по описанному алгоритму, с удовлетворительной степенью точности совпадает с реальным распределением поля в канальном световоде [5]. Поэтому, хотя оценка точности вычислений нами специально не проводилась, использование этого подхода к расчету полей канальных световодов вполне приемлемо.

Рассмотренный алгоритм был реализован на языке Фортран-77 в операционной системе «СВМ ЕС». Разработанная программа была использована для расчета модовых распределений канальных оптических волноводов, сформированных в ниобате лития диффузией титана. В дальнейшем волноводы такого типа были использованы нами для ГВГ излучения с длиной волны 1.064 мкм.

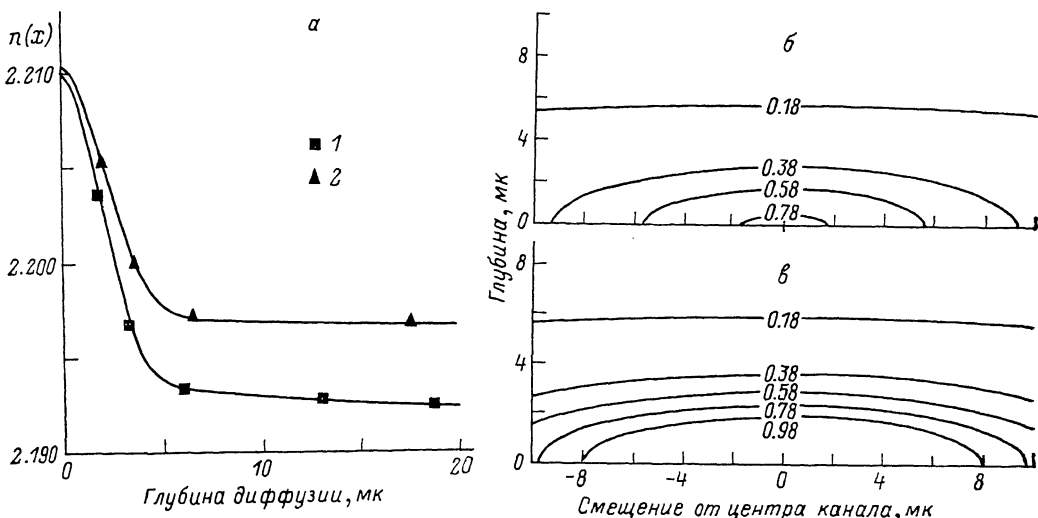


Рис. 1. Профили показателя преломления оптических волноводов.

а — планарный световод в LiNbO_3 ; 1 — конгруэнтный, 2 — стехиометрический; б, в: канальный световод в LiNbO_3 , $\Delta n(x,y) \times 10^{-2}$; ширина канала 5 и 15 мкм соответственно.

Как уже отмечалось, исходным для расчетов является профиль показателя преломления канального оптического волновода

$$n(x, y) = n_0 + \Delta n(x, y), \quad (4)$$

где n_0 — показатель преломления подложки, а функция $\Delta n(x, y)$ в случае двумерных структур определяется двумерным профилем концентрации диффузанта.

Для титан-диффузионных канальных световодов вид функции $\Delta n(x, y)$ может быть получен непосредственно из решения уравнения диффузии [5]

$$\Delta n(x, y) = C_1 \exp(-x^2/D_1^2) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{w/2 - y}{D_1 \sqrt{Q}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{w/2 + y}{D_1 \sqrt{Q}}\right) \right] \cdot \frac{1}{2} + C_2 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{D_2}\right), \quad (5)$$

где w — ширина нанесенной полоски титана, из которой проводится диффузия (ширина канала); Q — отношение коэффициентов, характеризующих диффузию в направлениях, параллельном и нормальном поверхности подложки (нормированный коэффициент боковой диффузии); C_1 — максимальное увеличение показателя преломления подложки за счет диффузии титана; C_2 — то же за счет экзодиффузии окиси лития; D_1 — глубина диффузии титана; D_2 — глубина экзодиффузии.

Глубины диффузии D_1 и D_2 связаны с коэффициентами диффузии D_1 и D_2 и временем диффузии

$$D_1 = 2\sqrt{D_1 t}, \quad D_2 = 2\sqrt{D_2 t}.$$

Величины C_1 , C_2 , D_1 и D_2 определяются не только условиями изготовления образцов, но и свойствами подложек из ниобата лития, так как даже небольшие изменения стехиометрии кристалла LiNbO_3 приводят к изменению коэффициентов диффузии, в результате чего меняются все параметры профиля (5). Значение величины Q определяется также и условиями подготовки (полировки) подложки, что подтверждается большим разбросом этой величины [6].

Вообще говоря, соотношение (5) справедливо лишь для изменения необыкновенного показателя преломления n_e , поскольку изменение обыкновенного показателя преломления n_o связано с концентрацией диффузанта линейным образом только для дополнительно легированных образцов. Тем не менее в литературе имеется достаточно данных, позволяющих определить профиль изменения показателя преломления для обыкновенного луча по известному профилю изменения показателя преломления для необыкновенного луча.

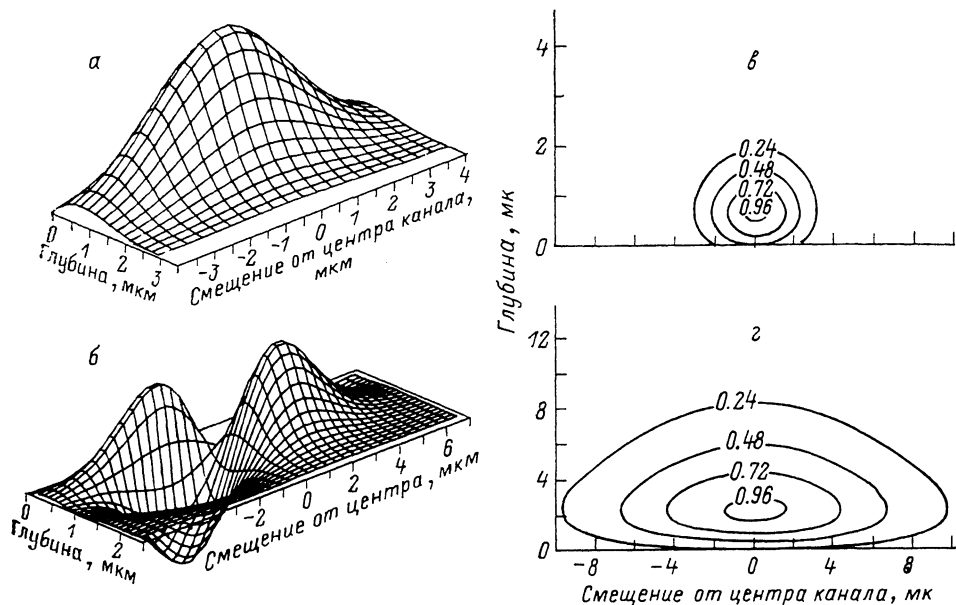


Рис. 2. Распределения электрических полей в канальных оптических волноводах.

Ширина канала 15 мк; длина волны, мкм: а — 0.53, в — 1.06; а, б — 1 моды $TE(0, 0)$ и $TE(1, 1)$; в, г — распределение поля в канальном световоде, нормированный коэффициент диффузии Q .

Проведению расчетов предшествовало определение характеристик использовавшихся для ГВГ оптических волнопроводов, параметры профиля (5) определялись на основании экспериментальных данных — измеренных спектров мод и эффективных показателей преломления мод планарного и канальных оптических волнопроводов, сформированных на одной подложке. По измеренному спектру мод планарного световода определялись постоянные C_1 , C_2 , D_1 , D_2 . Для повышения точности измерения проводились на нескольких длинах волн. Необходимая для проведения вычислений спектральная дисперсия изменения показателя преломления была исследована одним из авторов ранее [6]. Искомые параметры определялись по критерию близости измеренного набора эффективных показателей преломления мод планарного световода, вычисленному для различных значений параметров, расчетному набору $\{N_m\}$. Значение Q определялось аналогичным образом, исходя из измерений спектра эффективных показателей преломления мод канальных световодов различной ширины, значения констант C_1 , C_2 , D_1 , D_2 были получены на предыдущем этапе. Измерения для световодов различной ширины были необходимы ввиду недостаточной точности измерения эффективных показателей преломления мод для каналов. При вычислениях использовался ВКБ метод.

На рис. 1, а представлены восстановленные по экспериментальным данным профили показателя преломления планарных световодов, сформированных

в ниобате лития конгруэнтного и стехиометрического составов. Толщина напыленной испарением электронным лучом пленки металлического титана составляла 520 \AA , время диффузии при температуре $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ 6 ч. Хорошо видно отличие как коэффициентов диффузии, так и показателей преломления подложек и максимальных значений $n(0)$. Это говорит о необходимости тщательного подбора исходных кристаллов. Совпадение точек, полученных при восстановлении профилей показателя преломления обратным ВКБ методом с расчетными зависимостями, говорит о хорошей точности вычислений. Дальнейшие расчеты проводились для образцов конгруэнтного состава. Эти же образцы использовались при проведении экспериментов по ГВГ. На рис. 1, б, в представлены рассчитанные по данным для конгруэнтного образца и определенному для него же значению $Q=19$ контуры профилей показателей преломления канальных све-

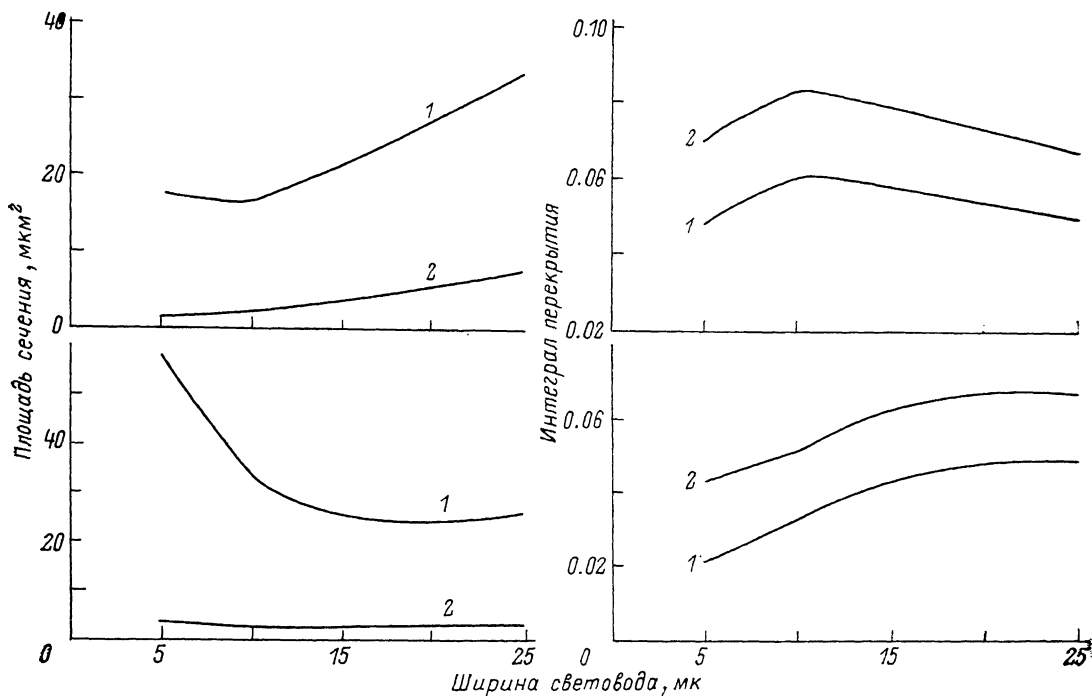


Рис. 3. Размер области локализации энергии нулевыми модами световодов и интегралы перекрытия для ГВГ излучения с длиной волны 1.06 мкм в зависимости от ширины световода.

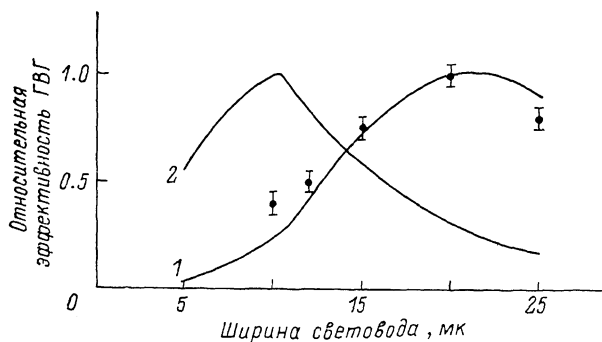
а, б — мода $TE(0, 0)$, уровень сечения 0.7 , нормированный коэффициент боковой диффузии 1 и 9 соответственно; λ , мкм: 1 — 1.06 , 2 — 0.53 ; в, г — нормированный коэффициент боковой диффузии 1 и 9 соответственно; 1 — $TM(0, 0)$ — $TE(0, 0)$; 2 — $TM(0, 0)$ — $TE(1, 0)$.

товодов шириной 5 и 15 мкм соответственно. На рис. 2 представлены вычисленные распределения электрических полей двух мод канального световода, а также распределения, вычисленные с учетом дисперсии контуры амплитуд мод TE_{00} и TM_{00} для того же канала. Существенное несовпадение распределений говорит о необходимости учета степени перекрытия полей при оценке эффективности ГВГ.

На рис. 3, а, б представлены зависимости площади сечения S , внутри которого распространяется 50 % каналируемой оптической мощности (уровень 0.7 по амплитуде) от ширины канала при $Q=1$ и $Q=9$. Для рабочего образца ($Q=9$) минимальной площади соответствует значение $w=15-20 \text{ мкм}$. На этих же рисунках для иллюстрации представлены аналогичные зависимости для $\lambda=0.53 \text{ мкм}$. Для рабочего образца эта величина оказывается практически неизменной. В обоих случаях излучение гармоники локализовано значительно лучше, чем излучение основной длины волны.

На рис. 3, в, г приведены расчетные зависимости величины первых двух интегралов перекрытия TM_{00} , TE_{00} и TM_{00} , TE_{10} от ширины канального свето-

вода. Видно, что изменение параметра Q от 1 до 9 максимум зависимости смещается несущественно и во всех случаях значение $w=15$ мкм соответствует достаточно эффективному взаимодействию. Нескольким неожиданным является тот факт, что перекрытие полей с различными индексами оказывается лучшим, чем перекрытие полей с одинаковыми индексами. Это связано с тем, что максимум поля моды TM_{00} ($\lambda=1.06$ мкм) настолько смещен вглубь подложки, что гораздо лучше перекрывается со вторым максимумом моды TE_{10} ($\lambda=0.53$ мкм), чем с единственным максимумом моды TE_{00} ($\lambda=0.53$ мкм). При этом перекрытие оказывается настолько лучшим, что даже отрицательный вклад в интеграл перекрытия, связанный с участием в интегрировании первого по глубине максимума моды TE_{10} ($\lambda=0.53$ мкм), имеющего другой по сравнению со вторым максимумом знак, не уменьшает существенно величину интеграла перекрытия. Таким образом, в соответствии с результатами рис. 3 наибольшая



эффективность ГВГ будет обеспечиваться при ширине канала, большей 15 мкм, и значении $Q=9$.

Рис. 4. Расчетные зависимости эффективности ГВГ от ширины световода и экспериментальные точки.

$TM(0,0) - TE(0,0)$. Нормированный коэффициент боковой диффузии $\eta(1)$ и $1(2)$.

При экспериментальном исследовании ГВГ в канальных световодах нами использовался ввод импульсного излучения основной частоты ($\lambda=1.06$ мкм) через полированный торец световода с помощью оптического волокна. Фазовый синхронизм для разных каналов обеспечивался при различных температурах образца. Считая отличие оптических потерь в каналах несущественным, мы поддерживали мощность основной гармоники различных каналов одинаковой, что легко обеспечивалось изменением условий ввода. На рис. 4 представлены экспериментально измеренные эффективности генерации второй гармоники для канальных световодов различной ширины, нормированные на эффективность в максимуме, достигнутую при ширине канала 20 мкм. На этом же рисунке приведены расчетные зависимости, аналогичным образом отнормированные на максимум.

Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных, что говорит о применимости разработанного подхода к оценке эффективности ГВГ в канальных оптических волноводах. На основе разработанных алгоритмов могут быть проведены расчеты и других линейных и нелинейных интегрально-оптических элементов с учетом двумерных распределений электромагнитных полей в световодах, в частности направленных ответвителей и элементов торцевого ввода.

Список литературы

- [1] Hewig G. H., Jain K. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 1. P. 57—61.
- [2] Decotignue J. D., Parriaux O., Gardio F. E. // Proc. 1st Europea. Conf. Integrated Opt. London, 1981. P. 40—42.
- [3] Hocker G. B., Burns W. K. // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. N 1. P. 113—117.
- [4] Колосовский Е. А., Петров Д. В., Царев А. В. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 12. С. 2557—2568.
- [5] Sjöberg A., Arvidsson G., Lipovskii A. A. // J. Opt. Soc. Amer. 1988. Vol. B5. N 2. P. 285—291.
- [6] Arvidsson G., Sjöberg A., Laurell F., Lipovskii A. A. // Proc. Conf. on Lasers & Electrooptics. San Francisco (California), 1986. P. 228—230.