

07

©1993 г.

## ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОТОНООБМЕННЫХ СВЕТОВОДАХ

*А. В. Кухарев, А. А. Липовский*

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментального исследования процесса несинхронной генерации второй гармоники светового излучения в протонообменных оптических волноводах на основе ниобата лития. Рассмотрены случаи подложек из ниобата лития  $X$ - и  $Z$ -срезов. Для длин основной волны 1.064 и 0.83 мкм рассчитаны зависимости углов выхода излучения второй гармоники и эффективности процесса от толщины световода. Результаты экспериментов по генерации второй гармоники излучения с длиной волны 1.064 мкм хорошо согласуются с расчетом. Проанализировано влияние вырождения нелинейности протонообменного слоя на эффективность рассматриваемого нелинейного взаимодействия. Показано, что при увеличении степени вырождения, т.е. при уменьшении нелинейных постоянных вблизи поверхности подложки, эффективность процесса увеличивается, так как вклады протонообменной области и подложки противофазны. По проведенным оценкам степень вырождения при использованной методике формирования световодов составляет 0.07-0.1.

Эффективность нелинейных взаимодействий возрастает с увеличением плотности мощности, поэтому использование оптических волноводов с малой площадью поперечного сечения позволяет существенно усилить соответствующие эффекты. Уменьшение площади поперечного сечения световода можно обеспечить за счет увеличения образующего оптический волновод изменения показателя преломления  $\Delta n$ . В случае монокристаллов ниобата лития необходимое увеличение показателя преломления может быть достигнуто при использовании для формирования световодов протонного обмена [1,2]. Помимо сравнительно высокого (до 0.14 на длине волны излучения 0.63 мкм [3]) значения  $\Delta n$  достоинством протонообменных структур является возможность их низкотемпературного изготовления в сочетании с технологичностью процесса и простотой варьирования параметров формируемых структур.

В протонообменных оптических волноводах, способных каналировать излучение только одной поляризации, процесс генерации второй гармоники (ГВГ) реализуется в квазисинхронной геометрии, при которой излучение основной частоты является модой оптического волновода, а излучение второй гармоники — модой подложки (так называемая черенковская генерация второй гармоники) [4]. В этом случае взаимодействие принципиально является не слишком эффективным, так как используется несинхронный процесс ГВГ. Однако отсутствие необходимости в

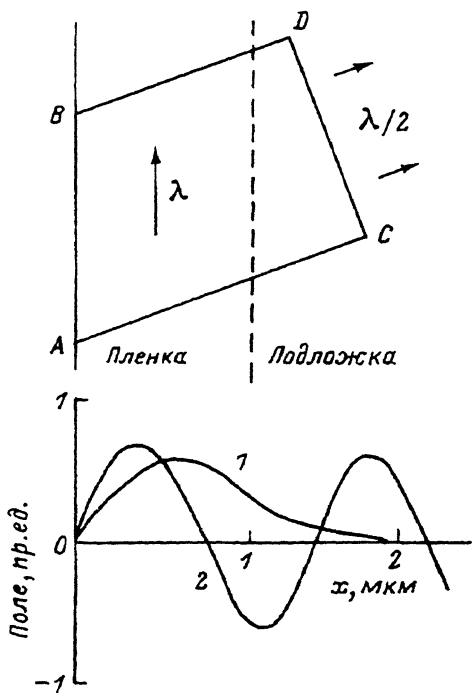


Рис. 1. Геометрия черенковской генерации второй гармоники и распределения электрического поля для волноводной (1) и подложечной (2) мод протонообменной структуры толщиной 1 мкм.

угловой или температурной подстройке условий фазового синхронизма и спектральная широкополосность процесса в сочетании с технологичностью формирования используемых структур определяют интерес к такому взаимодействию. Кроме того, при черенковской ГВГ в случае ниспадающей лития легко удается оптимизировать геометрию взаимодействия и добиться того, чтобы при этом “работала” наибольшая из компонент тензора нелинейно-оптических коэффициентов, что не реализуется при синхронной ГВГ с использованием анизотропии кристалла для обеспечения синхронизма.

При черенковской ГВГ поле основной волны (волноводной моды) является ограниченным в направлении, перпендикулярном поверхности подложки. В то же время гармоника является модой подложки, которая распространяется неограниченно “в глубину” подложки. Очевидно, эффективность процесса будет зависеть от степени перекрытия полей этих волн. Геометрия процесса и распределения полей волноводной и подложечной мод для планарной структуры с глубиной диффузии 1 мкм иллюстрируются рис. 1.

Для рассматриваемого процесса ГВГ условия синхронизма, точнее квазисинхронизма, имеют вид

$$\beta_1 = 2\beta_2, \quad (1)$$

где  $\beta_1 = (2\pi/\lambda_1)N$  — постоянная распространения волноводной моды;  $\lambda_1$  — длина основной волны в вакууме;  $N$  — эффективный показатель преломления моды на длине волны  $\lambda_1$ ;  $\beta_2 = (2\pi/\lambda_2)n_3 \cos(\theta)$  — постоянная распространения подложечной моды;  $\lambda_2$  — длина волны второй гармоники в вакууме;  $\theta$  — угол, под которым излучается в подложку

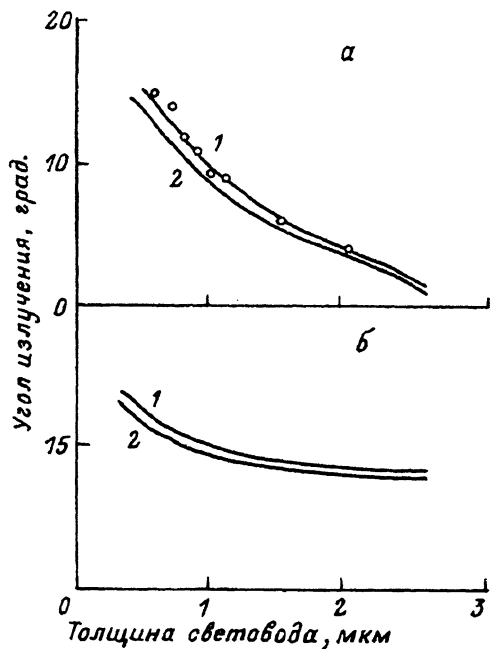


Рис. 2. Зависимость угла вывода в подложку излучения второй гармоники от толщины протоннообменной структуры, сформированной на  $Z$ -срезе (1) и на  $X$ -срезе (2) ниобата лития для длин волн  $\lambda_1 = 1.064$  (а) и  $0.83$  мкм (б).

волна-гармоника;  $n_3$  — показатель преломления подложки для направления  $\theta$ .

Для ниобата лития  $Z$ -среза можно записать

$$n_3(\theta) = (n_0 n_e)(n_0^2 \cos^2(\theta) + n_e^2 \sin^2(\theta))^{1/2}. \quad (2)$$

Для  $Y$ - или  $X$ -срезов ниобата лития  $n_3(\theta) = n_e$ . Значения  $n_e$  и  $n_0$  берутся на длине волны  $\lambda_2$ . Таким образом, угол излучения  $\theta$  зависит от эффективного показателя преломления  $N$  волноводной моды, т.е. от толщины оптического волновода, при этом угол  $\theta$  уменьшается с увеличением толщины. В принципе возможна ситуация, когда увеличение показателя преломления в волноводной области не может быть скомпенсировано дисперсией. В этом случае процесс ГВГ является запрещенным.

Расчетная зависимость угла  $\theta$  для длин волн  $\lambda_1 = 1.064$  и  $0.83$  мкм для световодов, сформированных на  $X$ - и  $Z$ -срезах ниобата лития, от глубины диффузии представлена на рис. 2. Там же приведены и экспериментальные точки, соответствующие измеренным углам излучения для различных образцов  $Z$ -среза для длины основной волны  $1.064$  мкм. Измерения проводились в воздухе, после чего углы  $\theta$  пересчитывались с учетом преломления на границе кристалла. Небольшие отличия связаны, видимо, с погрешностью определения толщины при ее малых (до  $1$  мкм) значениях.

Появление излучения второй гармоники связано с возникновением при распространении волноводной моды нелинейной поляризации вида

$$P_2 = \varepsilon_0 d_{33}(E_{1x})^2 \exp[i(\omega_2 t - \beta_2 z)], \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $d_{33}$  — компонента тензора нелинейно-оптических коэффициентов, соответствующая рассматриваемой геометрии ( $TM$ -волна для  $Z$ -среза кристалла ниобата лития),  $E_{1x}$  — проекция амплитуды колебаний электрического поля на ось  $X$ .

Выражение для эквивалентного тока может быть записано в виде

$$\mathbf{j}_2 = (\partial \mathbf{P}_2 / \partial t). \quad (4)$$

Учитывая, что процесс ГВГ является слабым, и пренебрегая падением мощности каналируемой моды за счет генерации гармоник, уравнение для баланса мощности гармоник можно записать как

$$\int_V \mathbf{j} \mathbf{E}_2^* dV = \oint_S (\mathbf{E}_2 \mathbf{H}_2^*) n dS, \quad (5)$$

(объем  $V$  и ограничивающая его поверхность  $S$  показаны на рис. 1).

Энергия будет выноситься из объема через поверхность  $A_1 A_2$ , а генерироваться только в области, в которой существует нелинейная поляризация, т.е. в области существования волноводной моды вне воздуха. С учетом этого, считая волновод неограниченным в направлении  $Y$  и выбирая для рассмотрения область от  $-Y/2$  до  $Y/2$ , перепишем (5) в виде

$$\varepsilon_0 \omega_2 d_{33} LY \int_0^\infty E_{1x}^2(x) E_{2x}(x) dx = LY \sin \theta E_2 H_2 \Big|_{A_1 A_2}. \quad (6)$$

Поверхность  $A_1 A_2$  выберем достаточно далеко от диффузионной области с тем, чтобы значения  $E_2$  и  $H_2$  оставались на ней постоянными. В дальнейшем для расчетов удобнее перейти к компонентам магнитного поля  $H_1$  и  $H_2$ , направленным вдоль  $Y$ .

В случае волноводов, сформированных на  $Z$ -срезе ниобата лития, для величины магнитного поля  $H_{1y}$ , направленной перпендикулярно плоскости рис. 1, можно записать

$$H_{1y} = A_1 \begin{cases} \exp(qx), & x \leq 0, \\ \cos(hx) + qn_2^2/h \sin(hx), & 0 \leq x \leq d, \\ [\cos(hd) + qn_2^2/h \sin(hd)] \exp[p(d-x)], & x \geq d, \end{cases} \quad (7)$$

где  $q = (\beta_1^2 - k_1^2 n_1^2)^{1/2}$ ;  $p = (\beta_1^2 - k_1^2 n_2^2)^{1/2}$ ;  $h = (k_1^2 n_2^2 - \beta_1^2)^{1/2}$ ;  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ ;  $\beta_1 = Nk_1$ ,  $N$  — эффективный показатель преломления моды;  $A_1$  — нормировочная константа, выбираемая так, чтобы мода переносила единичную мощность через сечение световода единичной ширины.

Таким образом,

$$H_{1y} = A_1 h_1(x). \quad (8)$$

Константы  $h$ ,  $p$ ,  $q$  и толщина волноводной пленки  $d$  связаны уравнением

$$\operatorname{tg}(hd) = h(p+q)/(h^2 - pq). \quad (9)$$

Для рассматриваемого случая поле подложечной моды можно описать соотношением

$$H_{2y} = A_2 \begin{cases} \exp(\gamma x), & x \leq 0, \\ \cos(\sigma x) + \gamma n_2^2 \sin(\sigma x)/\sigma, & 0 \leq x \leq d, \\ [\cos(\sigma d) + \gamma n_2^2 \sin(\sigma d)/\sigma] \cos[\rho(d-x)] + \\ + [\sigma n_3^2 \sin(\sigma d)/(\rho n_2^2) - \gamma n_3^2 \cos(\sigma d)/\rho] \sin[\rho(d-x)], & x \geq d, \end{cases} \quad (10)$$

где  $\gamma = (\beta_2^2 - k_2^2 n_1^2)^{1/2}$ ;  $\rho = (k_2^2 n_3^2 - \beta_2^2)^{1/2}$ ;  $\sigma = (k_2^2 - \beta_2^2)^{1/2}$ ;  $\beta_2 = k_2 n_3(\theta) \cos(\theta)$ ,  $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ ,  $\lambda_2$  — длина волны гармоники в вакууме;  $A_2$  — нормировочная константа, выбираемая аналогично константе  $A_1$ .

Таким образом,

$$H_{2y} = A_2 h_2(x). \quad (11)$$

Учитывая, что левая и правая части (6) представляют собой выражения для мощности волны второй гармоники, и связывая  $A_1$  с линейной плотностью мощности распространяющейся волноводной моды  $P_1$ , а  $A_2$  с линейной плотностью мощности второй гармоники  $P_2$ , получим

$$P_2/Y = (P_1/Y)^2 L \frac{4\pi^2 d_{33}^2}{n(\theta) N^2 \epsilon_0 c \lambda_2^2 W_{\text{eff}}} (J/f_3)^2, \quad (12)$$

где  $W_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{\infty} h_1^2(x) dx$  — эффективная толщина световода;  $J =$

$= \int_0^{\infty} h_1^2(x) h_2(x) dx$  — интеграл перекрытия полей;  $f_3$  — амплитуда функции  $h_2(x)$ , взятая на большом расстоянии от поверхности волновода, т.е. на поверхности  $A_1 A_2$ .

Из выражения (10) видно, что эффективность ГВГ падает с увеличением толщины световода. Существенной особенностью рассматриваемого процесса является линейная, а не квадратичная зависимость эффективности генерации второй гармоники от длины области взаимодействия, что связано с моментальным выносом генерируемой мощности второй гармоники из области взаимодействия.

Подстановка выражений для мощности полей волноводной и подложечной мод в (12) дает возможность вычисления зависимости генерируемой мощности второй гармоники от толщины световода, т.е. от глубины диффузии протонов в подложку из ниобата лития. Однако при этом в выражения для распределения полей (7) и (10), как и в выражение для мощности второй гармоники (12), входит значение  $N$ , которое может быть рассчитано лишь численно на основе приведенного выше трансцендентного уравнения (9).

Рассчитанная в соответствии с (12) зависимость эффективности ГВГ на  $\lambda = 0.83$  мкм от толщины световода представлена на рис. 3, а для X- и Z-срезов ниобата лития. Однако, измеренные эффективности ГВГ существенно превышали эффективности, вычисленные по предлагаемой методике при сохранении характера зависимости от толщины. Это может быть связано с изменением нелинейно-оптических коэффициентов в протонообменной области, так как замена ионов лития на ионы водорода в результате протонного обмена не может не влиять на структуру и свойства кристалла ниобата лития. Если нелинейная постоянная в протонообменной области деградирует за счет изменения структуры кристалла (что может быть, в частности, причиной зарегистрированного уменьшения величины электрооптического эффекта в протонообменном ниобате лития [5]), то эффективность ГВГ будет повышаться. Причиной этого является различие знаков вкладов в нелинейное взаимодействие подложечной и волноводной областей структуры. Влияние подложечной части связано с тем, что часть излучения моды распространяется вне

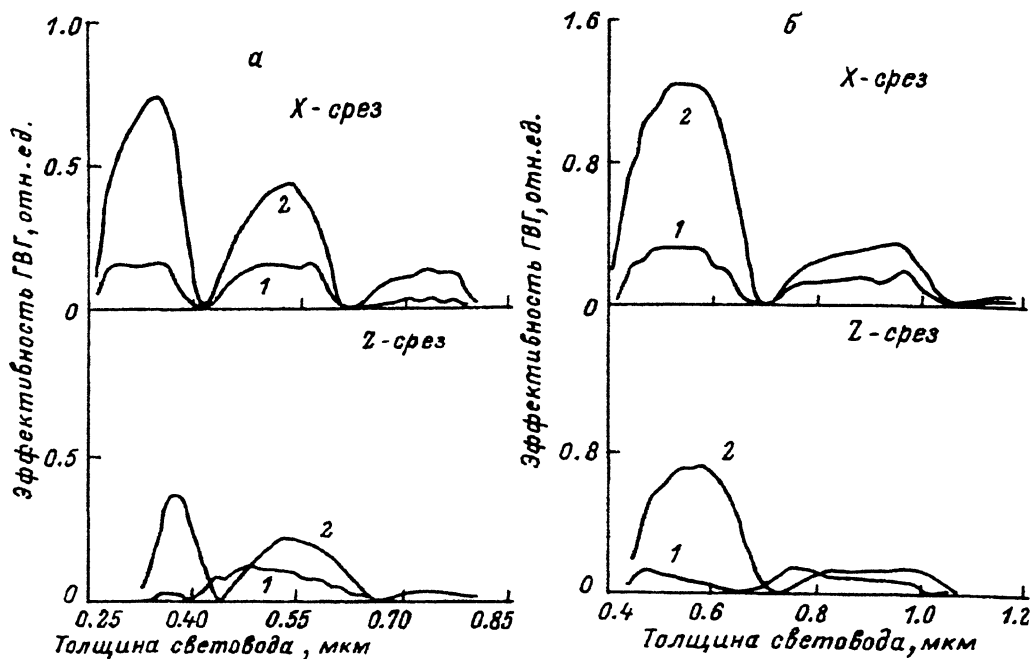


Рис. 3. Расчетные зависимости эффективности ГВГ от толщины световода для X-среза и для Z-среза ниобата лития для  $\lambda_1 = 0.83$  (а) и  $1.064$  мкм (б).  
1 — без вырождения, 2 — с вырождением нелинейности.

протонообменной области. На том же рисунке представлены аналогичные зависимости, полученные при уменьшенном до 0.1 значении нелинейной постоянной в протонообменной области. Видно, что в этом случае возможно существенное увеличение эффективности. Аналогичные зависимости для длины волны  $\lambda = 1.064$  мкм представлены на рис. 3,б.

Зависимость максимально достижимой эффективности ГВГ для протонообменной структуры от степени вырождения нелинейности пленки толщиной  $d$  представлена на рис. 4,а. Под степенью вырождения здесь понимается отношение нелинейных констант в протонообменной области и вне ее.

Максимально достигнутая в эксперименте эффективность процесса квазисинхронной ГВГ в планарном световоде составила  $1.1 \cdot 10^{-3}$  для линейной плотности мощности основной частоты  $1.56 \cdot 10^4$  Вт/м.

Согласно представленным в работе [6] данным, вырождение нелинейности должно составлять 0.5. Это значение хорошо согласуется с масс-спектроскопическими данными о концентрации лития в протонообменной области [7]. Однако данные работы [6] относятся к случаю световода, сформированного в относительно жестких условиях, при которых структура могла "отжигаться" в процессе диффузии, а для волноводов, изготовленных в более мягких условиях уменьшение электрооптического коэффициента, линейно связанного с нелинейной константой, довольно существенно. В этом случае зарегистрированное отношение  $r_{33}(\text{H} : \text{LiNbO}_3) / r_{33}(\text{LiNbO}_3) = 1/15$  [8]. Видимо, величину такого порядка и следует принять в качестве рабочей, тем более, что в этом случае рас-

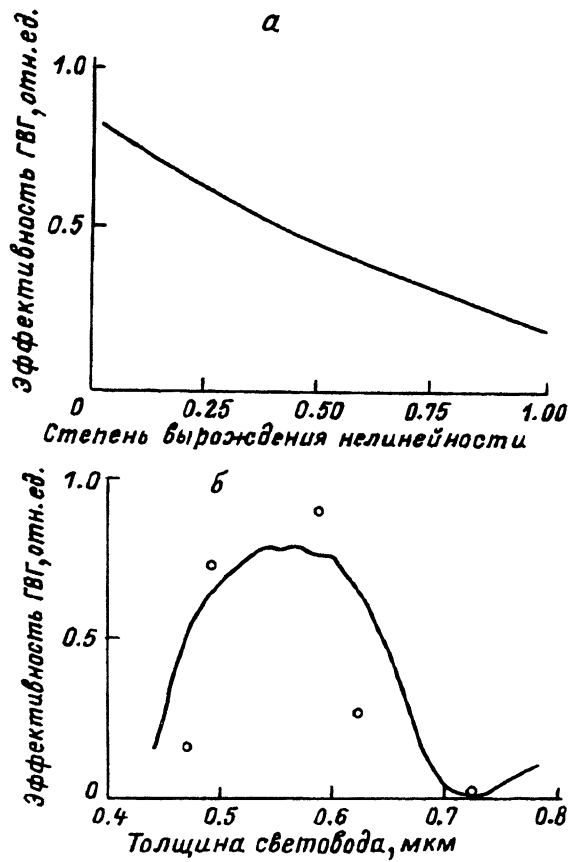


Рис. 4. Зависимость предельной эффективности ГВГ от степени вырождения нелинейности (X-срез,  $\lambda_1 = 1.064$  мкм) (а) и расчетная зависимость эффективности ГВГ от глубины диффузии и экспериментальные точки (Z-срез,  $\lambda_1 = 1.064$  мкм) (б).

хождение между измеренными и расчетными значениями эффективности ГВГ минимально. Расчетная зависимость для этого случая и экспериментальные точки, пересчитанные к одной и той же мощности на входе структуры и к той же длине области нелинейного взаимодействия, представлены на рис. 4,б.

В принципе параметры оптического волновода можно также варьировать посредством дополнительного отжига или уменьшения концентрации обмениваемых протонов за счет разбавления расплава, из которого проводится диффузия. Однако в этом случае наблюдается сильное уменьшение эффективности соответствующих нелинейных эффектов, связанное, вероятно, с восстановлением структуры пленки и соответственно нелинейных и электрооптических коэффициентов [5,8]. Кроме того, проведенные расчеты показывают, что увеличение толщины оптического волновода, соответствующей отсечке его нулевой моды при уменьшении  $\Delta n$ , приводит к падению эффективности процесса за счет уменьшения плотности энергии в световоде. На практике, разумеется, больший интерес представляют каналные волноводные структуры, позволяющие обеспечить существенно более высокие плотности мощности при меньших абсолютных значениях мощности на входе. Однако промышленные полупроводниковые лазеры, представляющие в данном случае интерес с точки зрения удвоения их частоты, имеют ширину излучающей аперту-

ры порядка нескольких микрометров, следовательно, для эффективного ввода излучения основной частоты ширина волноводного канала должна выбираться такой же. Так как оптимальные для ГВГ глубины диффузии малы (0.5–1 мкм), то распределение электрического поля по глубине такого канала не отличается существенно от распределения для плаварного световода той же глубины и значение  $J$  в (12) за счет этого изменяется несущественно, хотя и несколько уменьшается. К сожалению, распределение поля по ширине в этом случае принципиально является многомодовым за счет большого значения  $\Delta n$ , что приводит к снижению эффективности нелинейного процесса.

Таким образом, рассматриваемый подход позволяет проводить расчет и оптимизацию эффективности процесса черенковской ГВГ в пронообменных структурах на основе ниобата лития. Экспериментально измерены значения эффективности ГВГ для длины волны 1.064 мкм. Результаты, полученные для основной частоты, соответствующей длине волны излучения полупроводникового лазера, показывают возможность эффективной генерации второй гармоники и в этом случае.

#### Список литературы

- [1] *Wong K.K.* // Proc. SPIE. 1988. Vol. 933. P. 13–22.
- [2] *Pun E.Y.B., Kong T.C., Chung P.S., Chan H.P.* // Electron. Lett. 1990. Vol. 26. N 1. P. 81–82.
- [3] *Jackel J.L., Rice C.E., Veselka J.J.* // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 7. P. 607–609.
- [4] *Tien P.K., Ulrich R., Martin R.J.* // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 17. N 8. P. 447–449.
- [5] *Minakata M., Kumagai K., Kawakami S.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 16. P. 992–994.
- [6] *Suhara N., Tazaki H., Nishihara H.* // Electron. Lett. 1989. Vol. 25. N 20. P. 1326–1328.
- [7] *Pittchalk M., Rash A., Karthe W.* // J. Opt. Commun. 1988. Vol. 9. N 1. P. 19–23.
- [8] *Sanford N.A.* // Proc. SPIE. 1985. Vol. 578. P. 7–14.

Санкт-Петербургский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
29 ноября 1991 г.

