

Преобразование спектральных характеристик лазерного излучения в периодических доменных структурах, записанных электронно-лучевым методом в планарных волноводах, сформированных диффузией Ti в LiNbO₃ Y-ориентации

С.М.Шандаров, Л.С.Коханчик, Т.Р.Волк, Е.Н.Савченков, М.В.Бородин

Методом электронно-лучевой записи созданы периодические доменные структуры для нелинейного преобразования спектральных характеристик лазерного излучения в планарном диффузионном волноводе Ti:LiNbO₃. Сформированные в пластине Y-среза в широком интервале ускоряющих напряжений доменные решетки с пространственным периодом 6.50 мкм визуализировались методами ГВГ-микроскопии в пропускающей геометрии и при волноводном возбуждении. Получено, что доменная структура, записанная при ускоряющем напряжении 10 кВ в волноводе с экспоненциальным профилем показателя преломления и эффективной толщиной 1.75 мкм, характеризуется высокой однородностью, состоит из непрерывных доменных рядов и обеспечивает близкое к квазисинхронному преобразование излучения на длине волны 1053 нм во вторую гармонику для волноводного процесса $TE_0 \rightarrow TE_1$.

Ключевые слова: периодические доменные структуры, диффузионный планарный волновод, ниобат лития, ГВГ-микроскопия, квазисинхронная волноводная ГВГ.

1. Введение

Доменные структуры с заданными параметрами в нелинейно-оптических сегнетоэлектриках позволяют реализовать с высокой эффективностью как преобразование частоты лазерного излучения в режиме фазового квазисинхронизма [1, 2], так и электрооптическое управление его временными и пространственными характеристиками [2–4]. Целый ряд преимуществ квазисинхронного нелинейного преобразования по сравнению с режимом обычного фазового синхронизма, в частности отсутствие принципиальных ограничений на спектральную область преобразуемого излучения, обусловил активный поиск способов создания регулярных доменных структур заданной конфигурации (см., напр., [2]). Перспективным методом является электронно-лучевая запись доменов. Этот подход имеет преимущества перед обычным полевым методом – созданием доменных структур путем приложения внешнего поля к системе электродов, нанесенных на полярную поверхность кристалла [5]. К числу преимуществ электронно-лучевой записи относятся возможность создания структур малого размера, вплоть до субмикронного, а также отсутствие обратного переключения, необходимость подавления которого требует разработки слож-

ных режимов изменения приложенного напряжения при использовании полевого метода. Электронно-лучевое формирование, в отличие от полевого, позволяет осуществить запись доменов на неполярных поверхностях сегнетоэлектрика.

В течение последних лет нами был выполнен комплекс исследований электронно-лучевой записи доменов на неполярных X- и Y-срезах LiNbO₃ [6–16]. Настоящая работа представляет собой продолжение этих исследований применительно к волноводу, сформированному диффузией Ti в LiNbO₃ (волновод Ti:LiNbO₃) на неполярной Y-поверхности. В литературе более широко обсуждается создание доменов путем электронного облучения полярных поверхностей, при котором возникшие в точках облучения домены аксиально прорастают в глубь кристалла вдоль полярной оси. Обзор соответствующей библиографии не входит в задачи данной статьи; некоторые ссылки можно найти, например, в [5, 15, 16]. В целом использование обсуждаемого метода для реализации устройств интегральной фотоники [4, 17–21] в сочетании с возможностями электронно-лучевой литографии является особенно привлекательным.

Базовым материалом для оптических интегральных схем квантовой фотоники, телекоммуникационных и сенсорных систем, основанных на нелинейных спектральных преобразованиях и электрооптической модуляции лазерного излучения, является ниобат лития [18, 22]. Высококачественные оптические волноводы H⁺:LiNbO₃ и Ti:LiNbO₃ с сохраняющимися нелинейными и электрооптическими свойствами материала подложки могут создаваться на его полярных и неполярных срезах путем протонного обмена и высокотемпературной диффузии титана соответственно [18, 23]. В оптических схемах и устройствах, где используется максимальная компонента светового поля волноводных мод, параллельная поверхности подложки, предпочтительнее использовать неполярные срезы ниобата лития.

С.М.Шандаров, Е.Н.Савченков, М.В.Бородин. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40;
e-mail: stanislavshandarov@gmail.com

Л.С.Коханчик. Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Россия, Московская обл., 142432 Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, 6

Т.Р.Волк. Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, 119333 Москва, Ленинский просп., 59

Поступила в редакцию 24 апреля 2018 г., после доработки – 21 июня 2018 г.

Первые исследования электронно-лучевой записи доменов в волноводах Ti:LiNbO₃, сформированных на подложках Y-ориентации, были проведены нами в [7, 8]. Результаты, полученные при ускоряющем напряжении рэстрового электронного микроскопа (РЭМ) $U = 25$ кВ, выявили ряд отличий характеристик записи в волноводах от установленных ранее закономерностей электронно-лучевой записи в объемных кристаллах LiNbO₃ того же (конгруэнтного) состава. Специфика формирования доменов в волноводных слоях требовала дальнейшего изучения, в первую очередь путем варьирования режимов облучения – ускоряющих напряжений РЭМ и доз облучения.

На основании комплекса работ, выполненных нами в последние годы с привлечением методик зондовой микроскопии и конфокальной ГВГ-микроскопии [10–13], был выработан подход, позволяющий полностью охарактеризовать процесс электронно-лучевого формирования доменов на неполярных поверхностях LiNbO₃ и однозначно связать характеристики записанных структур с условиями облучения. Применимость этого подхода для волноводных структур была продемонстрирована на примере планарных волноводов, созданных методом имплантации He на неполярных поверхностях LiNbO₃ [14].

Цель настоящей работы – исследование электронно-лучевой записи доменных решеток в планарном волноводе Ti:LiNbO₃ на неполярной поверхности в широком диапазоне ускоряющих напряжений, анализ природы обнаруженных ранее [7, 8] особенностей этой записи в рамках подхода, развитого в [9–13], формулировка критериев подбора оптимальных условий электронно-лучевой записи доменов применительно к волноводным структурам.

2. Методы формирования и оптической диагностики оптических волноводов и доменных структур

В экспериментах использовался планарный волновод, созданный высокотемпературной диффузией Ti в воздушной атмосфере в оптически полированной подложке Y-среза из конгруэнтного ниобата лития, имеющей размеры 27, 3 и 7 мм вдоль осей X, Y и Z соответственно. Ввод и вывод излучения для измерений спектра эффективных показателей преломления $n_{m\lambda}^* = n_m^*(\lambda)$ для волноводных TE_m-мод ($m = 0, 1, 2, \dots$ – номер моды) на длинах волн $\lambda = 526.5, 632.8$ и 1053 нм, а также для реализации волноводной генерации второй оптической гармоники осуществлялся призмами связи из рутила. Анализ измеренных спектров $n_{m\lambda}^*$, проведенный с использованием известного дисперсионного уравнения для несимметричных градиентных волноводов в ВКБ-приближении [24], показал, что с удовлетворительной точностью профили распределения необыкновенного показателя преломления данного волновода по глубине (по оси y) могут быть аппроксимированы функцией

$$n_{e\lambda}(y) = n_{es\lambda} + \Delta n_{e\lambda} \exp\left(-\frac{y}{h}\right), \quad y \geq 0, \quad (1)$$

с параметром $h = 1.75$ мкм, показателями преломления подложки $n_{es\lambda} = 2.1476, 2.2028$ и 2.2259 и их максимальными приращениями $\Delta n_{e\lambda} = 0.0166, 0.0228$ и 0.0277 для $\lambda = 1053, 632.8$ и 526.5 нм соответственно.

Линейная связь приращения показателя преломления в волноводах на ниобате лития с концентрацией титана C_{Ti} определяется на $\lambda = 632.8$ нм коэффициентом $dn_e/dC_{Ti} = 1.6 \times 10^{-29} \text{ м}^{-3}$ [25]. Это позволяет оценить максимальное значение концентрации титана ($1.43 \times 10^{21} \text{ см}^{-3} \approx 7.6 \text{ ат.}\%$) и рассчитать с использованием соотношения (1) распределение C_{Ti} в волноводном слое, представленное на рис. 1, а. Для рассматриваемого асимметричного экспоненциального профиля (1) с $\Delta n_{e\lambda} \ll n_{es\lambda}$ и воздушной покровной среды вследствие малой величины светового поля волноводной моды на границе $y = 0$ его отличим от нуля можно пренебречь и воспользоваться известным аналитическим решением волнового уравнения для TE мод [26]:

$$E_z^{(m\lambda)}(y) = E_0^{(m\lambda)} J_{v_{m\lambda}}\left(V_\lambda \exp\left(-\frac{y}{2h}\right)\right), \quad y \geq 0, \quad (2)$$

где $J_{v_{m\lambda}}(\xi)$ – функция Бесселя первого рода с дробным порядком $v_{m\lambda} = (4\pi h/\lambda) \sqrt{(n_{m\lambda}^*)^2 - (n_{es\lambda})^2}$; $V_\lambda = (2\pi h/\lambda) \times \sqrt{2n_{es\lambda} \Delta n_{e\lambda}}$ – нормированная толщина волновода. Результаты расчета распределений световых полей волноводных мод TE₀ и TE₁ на $\lambda_1 = 1053$ нм, а также TE₀, TE₁ и TE₂ на $\lambda_2 = 526.5$ нм, амплитуды $E_0^{(m\lambda)}$ которых нормированы на единичную мощность излучения, переносимого в планарном волноводе единичной ширины, приведены на рис. 1. Видно, что наибольшая эффективность ГВГ в данном волноводе может быть достигнута при накачке излучением с $\lambda_1 = 1053$ нм моды TE₀, для которой максимальная интенсивность локализована на глубине ~ 1.6 мкм.

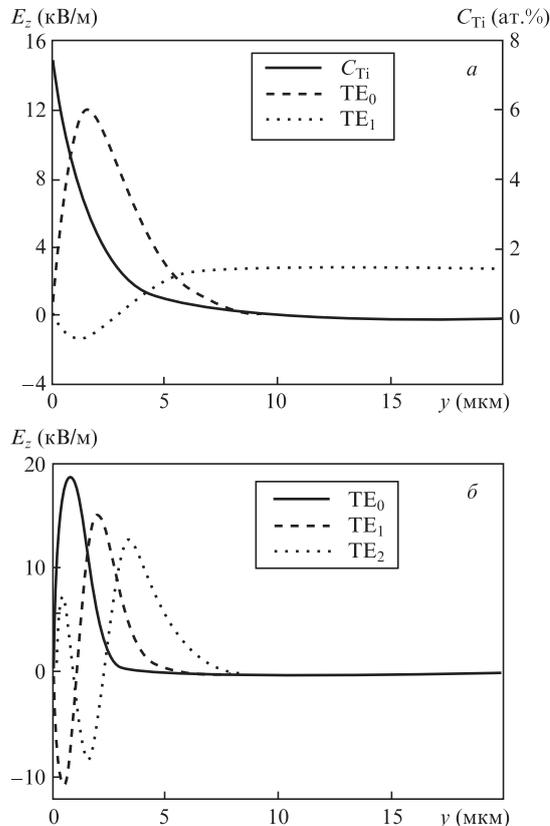


Рис. 1. Распределения по глубине волновода Ti:LiNbO₃ (по оси y) полей E_z мод TE₀ и TE₁ волны накачки ($\lambda_1 = 1053$ нм) и концентрации титана C_{Ti} (а), а также полей мод TE₀, TE₁ и TE₂ второй гармоники (б).

Вследствие хорошего перекрытия фундаментального излучения моды TE_0 ($\lambda_1 = 1053$ нм) со световыми полями мод TE_0 , TE_1 и TE_2 на $\lambda = 526.5$ нм, наблюдаемого до глубины ~ 5 мкм (рис.1), эффективное волноводное квазисинхронное преобразование во вторую гармонику возможно для каждого из процессов: $TE_0 \rightarrow TE_0$, TE_1 и TE_2 . Для реализации точного квазисинхронизма первого порядка для одного из них сегнетоэлектрическая доменная структура должна иметь единственный пространственный период, определяемый соотношением [7]

$$\Lambda_{mp} = \frac{\lambda_1}{2(n_{p\lambda_2}^* - n_{m\lambda_1}^*)}, \quad (3)$$

где индекс p – номер моды второй гармоники. По измеренным значениям эффективных показателей преломления $n_{m\lambda}^*$ были найдены необходимые значения пространственных периодов: $\Lambda_{00} = 5.88$ мкм, $\Lambda_{01} = 6.60$ мкм и $\Lambda_{02} = 6.74$ мкм.

С помощью электронно-лучевого метода на волноводной поверхности записывались доменные решетки с пространственным периодом $\Lambda = 6.50$ мкм, наиболее близким к расчетному значению Λ_{01} . Кратко опишем процесс электронно-лучевой записи доменов на неполярных поверхностях сегнетоэлектрика, схематически представленный на рис.2; детальное описание этого процесса и результаты, полученные для $LiNbO_3$, можно найти в работах [7–13, 16]. При локальном (точечном) облучении неполярной поверхности в точке облучения зарождается домен, который прорастает вдоль полярной оси (за пределы области облучения) в тонком приповерхностном слое. Движущей силой роста этого планарного домена является тангенциальная составляющая поля пространственного заряда $E_z(r)$ (r – расстояние от заряда), созданного электронным пучком в области облучения; процесс возникновения одиночного планарного домена иллюстрирует рис.2,а. Домены, прорастающие из соседних то-

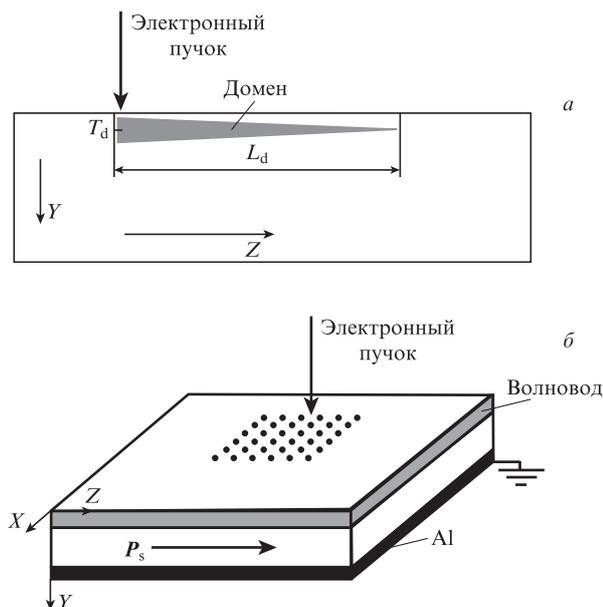


Рис.2. Схема формирования одиночного домена в приповерхностной области (а) и методика записи доменных решеток с пространственным периодом Λ (б) электронным пучком для планарного волновода $Ti:LiNbO_3$ на неполярном Y -срезе (T_d и L_d – глубина зарождения и длина индивидуального домена; P_s – вектор спонтанной поляризации).

чек облучения, расположенных вдоль оси Z , коалесцируют, образуя линейный протяженный домен. При двумерном пошаговом перемещении электронного пучка в облучаемой плоскости (в данном случае вдоль осей Z и X) возникает доменная решетка с периодом Λ , заданным расстоянием между облучаемыми точками вдоль оси X (рис.2,б).

Запись доменных решеток проводилась с помощью растрового электронного микроскопа JSM-840A с дополнительно встроенной программой NanoMaker, которая позволяла контролировать дозу облучения и управлять перемещением электронного пучка. Использовались следующие режимы записи: ускоряющие напряжения РЭМ $U = 7, 10, 15$ и 25 кВ; для всех значений U ток пучка $I = 100$ пА при времени экспозиции $t_e = 150$ мс и постоянной площади одной локальной области облучения $S = 0.5$ мкм², что соответствовало внедряемой в эту локальную точку дозе заряда $D = It_e/S = 3$ мКл/см². Решетки записывались путем упомянутого выше двумерного пошагового перемещения электронного пучка (рис.2,б); обратная поверхность образца металлизировалась нанесением пленки Al и заземлялась. Расстояние между точками облучения вдоль кристаллографической оси X , равное 6.5 мкм, задавало период записанных решеток Λ , а расстояние между точками облучения вдоль оси Z , равное 15 мкм, обеспечивало непрерывность записанных доменов. Размеры области облучения составляли 385 и 435 мкм вдоль осей X и Z соответственно для всех значений U .

Для нелинейно-оптической диагностики записанных структур использовался Nd:YLF-лазер, генерирующий на $\lambda = 1053$ нм импульсы длительностью 10 нс с выходной энергией 170 мкДж и частотой следования 1 кГц. Доменные решетки визуализировались методом ГВГ-микроскопии в режиме на пропускание по методике, подробно описанной в работах [7,8]. При этом Y -поверхность волновода $Ti:LiNbO_3$ засвечивалась коллимированным пучком с вектором поляризации, ориентированным вдоль полярной оси (апертура пучка от 1 до 3 мм). Проще через образец излучение накачки ослаблялось светофильтрами СЗС-21 и СЗС-9, что позволяло регистрировать изображение решеток благодаря генерируемому на них рассеянному излучению второй гармоники. Система регистрации состояла из объектива с увеличением от $2.8\times$ до $10\times$ и видеоокуляра DCM 310. При использовании объективов с увеличениями $2.8\times$ и $4\times$ для уменьшения интенсивности несинхронно генерируемой в объеме подложки второй гармоники в микроскопическую систему добавлялся пространственный фильтр нижних частот.

Для исследования волноводной ГВГ использовалось возбуждение мод TE_0 и TE_1 на $\lambda_1 = 1053$ нм с помощью призмы ввода из рутила. Волноводный пучок накачки имел апертуру около 1 мм и распространялся вдоль оси X таким образом, чтобы пройти через одну или две из записанных решеток (см. ниже рис.3). ГВГ фиксировалась по наличию на выходе исследуемой доменной структуры волноводного пучка излучения на $\lambda_2 = 526.5$ нм, который визуализировался в результате его рассеяния в излучательные моды путем фокусировки описанной выше микроскопической системы непосредственно на границу $y = 0$ волноводного слоя с воздушной покровной средой (см. рис.1).

Для оценки эффективности волноводного преобразования во вторую гармонику и влияния на нее направления распространения пучка накачки (мода TE_0) распреде-

ление излучения на выходном торце волновода с помощью изображающей линзы проецировалось на светочувствительную площадку калиброванного фотоприемного устройства, позволяющего измерять пиковые мощности излучения накачки, а также, при использовании ослабляющих светофильтров СЗС-21 и СЗС-9, второй гармоники. Угол β между осью X кристалла и направлением распространения пучка накачки в плоскости волноводного слоя XZ определялся соответствующим поворотом призмы ввода и принимал значения 0 и $7^\circ 50'$.

Следует отметить, что во всех описанных выше экспериментах по ГВГ использовалось взаимодействие еее-типа, характеризующее компонентой тензора квадратичной восприимчивости d_{33} , имеющей в кристалле ниобата лития максимальное значение.

3. Экспериментальные результаты

На рис.3,*a* представлены изображения четырех доменных решеток, визуализированные методом ГВГ-микроскопии. Решетки 1, 2, 3 и 4 были записаны при ускоряющих напряжениях $U = 7, 10, 15$ и 25 кВ соответственно. На рис.3,*б* приведен фрагмент ГВГ-изображения структуры 2

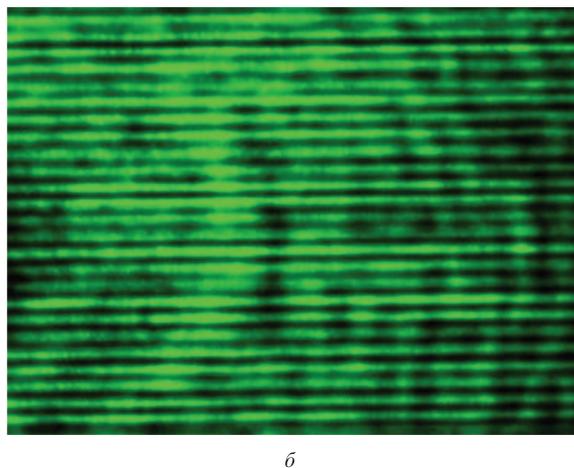
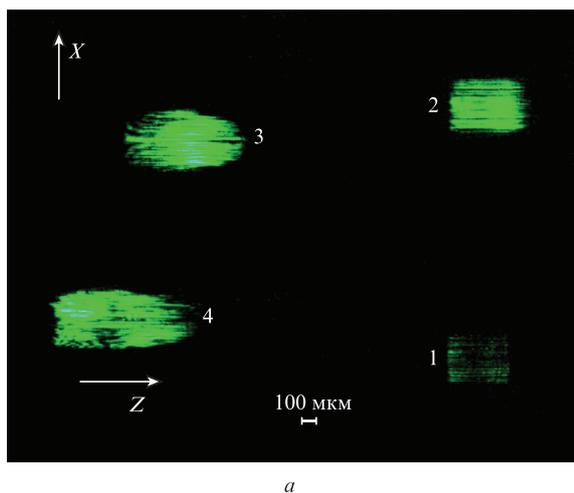


Рис.3. Визуализация излучением второй гармоники в пропускающей геометрии периодических доменных структур, записанных электронным пучком при ускоряющих напряжениях 7 (1), 10 (2), 15 (3) и 25 кВ (4) на поверхности планарного волновода $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ Y -ориентации (*a*), и фрагмента структуры 2 (*б*). Цветные варианты рис.3 и 4 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

(рис.3,*a*), записанной при $U = 10$ кВ. Этот фрагмент демонстрирует однородность решетки и соответствие ее периода заданной величине ($\Lambda = 6.5$ мкм), а также показывает, что решетка состоит, практически, из непрерывных доменных рядов. В то же время изображение структуры 1 на рис.3,*a* ($U = 7$ кВ), яркость которого максимальна на краях справа и слева и снижена в центре, свидетельствует о ее недостаточной однородности, выявляемой при использовании данной просвечивающей методики.

На рис.4 представлена экспериментально наблюдаемая типичная картина ГВГ при облучении пучком накачки (мода TE_0) решеток 4, 3, 1. Следует отметить, что при возбуждении пучком накачки (волноводная мода TE_1) ГВГ-изображения доменных структур 1–4, как и генерируемые волноводные пучки излучения на $\lambda_2 = 526.5$ нм, не наблюдались. В случае, иллюстрируемом на рис.4, пучок накачки в первом положении распространялся через решетку 4, во втором – через решетку 3 и в третьем – последовательно через решетки 1 и 2 (рис.3,*a*). Оптимальные характеристики (значительная апертура и высокая яркость) приобретает волноводный пучок второй гармоники после прохождения пучка накачки через структуру 2. После прохождения через структуру 1 наблюдается узкий пучок второй гармоники с апертурой менее 100 мкм, что может быть связано с хорошим качеством периодической структуры для волноводной ГВГ, близкой к квазисинхронной в высвечиваемой области, и с недостаточно хорошим – в других ее сечениях (ср. с рис.3,*a*, повернутым относительно рис.4 на 90° , где максимальная эффективность ГВГ имеет место на правом и левом краях решетки 1). После прохождения через структуры 3 и 4 пучок излучения на $\lambda_2 = 526.5$ нм отсутствует, что указывает на низкую эффективность волноводной ГВГ в данном случае; ГВГ-изображения структур 3 и 4 вдоль оси Z здесь четко ограничены и имеют прямоугольную форму, поскольку регистрируются только для тех областей, через которые распространяется пучок накачки (ср. с рис.3,*a*, где изображения вытянуты вдоль оси Z).

Характеристики волноводной ГВГ, полученные в структуре 2, свидетельствуют о том, что параметры и однородность этой доменной решетки являются оптимальными

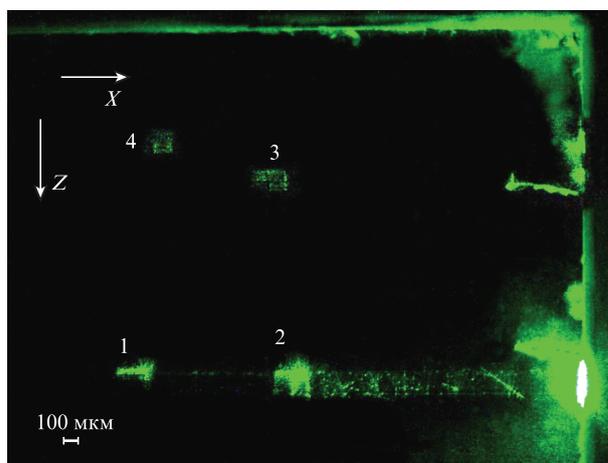


Рис.4. Визуализация излучением второй гармоники в волноводной геометрии периодических доменных структур 1–4 (см. рис.3) и генерируемых в структурах 1 и 2 волноводных пучков излучения с $\lambda_2 = 526.5$ нм при возбуждении пучками излучения накачки с $\lambda_1 = 1053$ нм (мода TE_0), распространяющимися слева направо точно вдоль оси X кристалла (при $\beta = 0$).

для ГВГ-преобразования в данном волноводе. Эффективность волноводного преобразования во вторую гармонику в структуре 2, измеренная при распространении пучка накачки точно вдоль оси X (при $\beta = 0$) составляет $1.1 \times 10^{-10} \text{ Вт}^{-1}$, тогда как для $\beta = 7^\circ 50'$ она увеличивается до $6.4 \times 10^{-9} \text{ Вт}^{-1}$. Таким образом, режим электронно-лучевой записи решетки 2 обеспечил наилучшие характеристики волноводного ГВГ-преобразования, а используемый пространственный период $\Lambda = 6.5 \text{ мкм}$ может обеспечить точное выполнение условия квазисинхронизма еее-типа в исследуемом волноводе только при распространении пучка накачки под некоторым углом к оси X кристалла.

4. Обсуждение результатов

Полученные результаты демонстрируют возможность реализации эффективной волноводной ГВГ в регулярной доменной структуре, записанной электронным пучком. Условием решения этой задачи является управляемый выбор режима электронно-лучевой записи, обеспечивающего оптимальные характеристики преобразования. Этот вывод следует из сравнения результатов, полученных в геометрии на просвет и в волноводной геометрии: ГВГ в геометрии на просвет наблюдается во всех записанных решетках (рис.3) независимо от величины ускоряющего напряжения, тогда как волноводная ГВГ обнаруживается лишь в решетках 1 и 2, записанных при $U = 7$ и 10 кВ (рис.4).

Выбор условий электронно-лучевой записи доменов основан на разработанном в [10–13] подходе. В этих работах было показано, что при электронном облучении неполярной поверхности сегнетоэлектрика глубина зарождения изолированных доменов T_d определяется равновесной глубиной пробега первичных электронов R_e , которая описывается общим степенным законом

$$R_e = \frac{AW_0^k}{\rho}, \quad (4)$$

где W_0 – энергия электронов в пучке; ρ – плотность кристалла. Значения показателя степени k и безразмерного коэффициента A , приведенные в литературе для LiNbO_3 , имеют большой разброс. Тем не менее на основе сравнения экспериментальных оценок T_d , полученных методом химического травления, и расчетных значений R_e с использованием литературных данных для k и A было показано, что выражение

$$T_d \approx R_e = \frac{78.9U^{1.7}}{\rho} \quad (5)$$

с удовлетворительной точностью описывает зависимость величины T_d (в мкм) от ускоряющего напряжения U (в кВ) для образцов ниобата лития конгруэнтного состава с $\rho = 4.65 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$. Таким образом, с помощью этого выражения можно задавать глубину зарождения доменов путем варьирования U или оценивать ее значение.

Величины T_d , рассчитанные по формуле (5) для интервала ускоряющих напряжений, включающего в себя используемые в нашем эксперименте значения, приведены в табл.1. Как отмечалось выше, визуализация в волноводной геометрии генерируемых пучков второй гармоники, связанная с ее рассеянием в излучательные моды, реализуется только на решетках 1 и 2, записанных при $U = 7$ и

Табл.1. Глубина T_d зарождения доменов на неполярном Y -срезе конгруэнтного ниобата лития при электронно-лучевой записи для различных ускоряющих напряжений U .

U (кВ)	T_d (мкм)	U (кВ)	T_d (мкм)
5	0.26	15	1.7
7	0.46	20	2.8
10	0.85	25	4.0

10 кВ (рис.4). Согласно табл.1 глубина зарождения доменов для данных решеток не превышает 1 мкм , а для структуры 2 она равна 0.85 мкм , что наиболее близко к положениям единственного максимума светового поля моды TE_0 и первого максимума поля моды TE_1 (около 0.7 и 0.5 мкм от границы с покровной средой соответственно; см. рис.1) на $\lambda_2 = 526.5 \text{ нм}$. Таким образом, запись решеток при $U = 7$ и 10 кВ осуществляется в пределах области хорошего перекрытия полей моды TE_0 пучка накачки и мод TE_0 и TE_1 второй гармоники, что может обеспечивать заметную эффективность нелинейных преобразований $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_0$ или $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_1$ в зависимости от реализации условий квазисинхронизма. Решетки 3 и 4 записаны при $U = 15$ и 25 кВ на глубине 1.7 мкм и более, где для мод TE_0 амплитуда светового поля накачки близка к ее максимальному значению $E_{\text{max}}^{(1)}$ (рис.1,а), а на длине волны второй гармоники амплитуда составляет менее $0.3E_{\text{max}}^{(2)}$ (рис.1,б). Поле моды TE_1 второй гармоники в интервале $0 \leq y \leq 1.7 \text{ мкм}$ имеет знакопеременный характер, и его интеграл перекрытия с полем моды TE_0 пучка накачки на данном интервале должен быть существенно меньше, чем на интервале $0 \leq y \leq 0.85 \text{ мкм}$. Поэтому в волноводной геометрии изображения решеток 3 и 4 (рис.4) наблюдаются только благодаря рассеянию излучения с длиной волны λ_2 в излучательные моды. Подобные результаты были получены нами ранее при электронно-лучевой записи доменов в имплантированных атомами He волноводах на неполярной поверхности конгруэнтного ниобата лития [14].

Полученные результаты в совокупности с результатами работы [14] свидетельствуют о возможности подгонки глубины T_d записанной доменной структуры (табл.1) к глубине локализации светового поля волноводных мод путем выбора ускоряющего напряжения U с использованием выражения (5). В настоящей работе показано, что такая подгонка обеспечивает оптимальные характеристики волноводного ГВГ-преобразования в волноводе Ti:LiNbO_3 Y -ориентации.

Необходимо прокомментировать наблюдаемое в проходящем свете (рис.3,а) отличие формы «глубоких» решеток 3 и 4, записанных при $U = 15$ и 25 кВ , от формы более «мелких» структур 1 и 2. Для исследуемого волновода концентрация Ti не превышает $3 \text{ ат.}\%$ для области, в которой записываются домены при $U = 15 \text{ кВ}$, а при $U = 25 \text{ кВ}$ они формируются в слое с минимальной концентрацией $C_{\text{Ti}} \leq 0.8 \text{ ат.}\%$ (см. рис.1,а и табл.1). Решетки 3 и 4 имеют большую длину вдоль оси Z и овалообразную форму. Как было показано в [9], это обусловлено аддитивностью полей пространственного заряда E_i , наведенных электронным пучком в местах облучения. Из-за исключительно низкой проводимости конгруэнтного ниобата лития ($G = 10^{-16} - 10^{-18} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) поля E_i распадаются за время $\tau_M = \epsilon\epsilon_0/G > 10^4 - 10^6 \text{ с}$ (где $\epsilon\epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость), на порядки превышающее время записи решеток (минуты). Таким образом, решетка записывается в суммарном поле

$$E = \sum_{i=1}^n E_i.$$

Форма записанных структур (в нашем случае структур 3 и 4) определяется распределением этого суммарного поля вдоль оси Z .

Неискаженная форма решеток 1 и 2, записанных в пределах Ti-слоя с концентрацией, превышающей 4.6 ат.% (см. табл.1 и рис.1,а), указывает на отсутствие влияния аддитивности полей E_i на форму решеток, что объясняется увеличением проводимости в указанном слое. Возрастание проводимости ниобата лития при легировании примесями переходных металлов упоминается в литературе [5]. На примере восстановления LiNbO_3 нами было показано [15], что при повышении проводимости G эффект аддитивности полей E_i отсутствует, поскольку форма решеток в этом случае не искажается. Кроме того, увеличение G приводит к увеличению пороговой дозы D_{thr} для возникновения доменов. Действительно, в [7] было отмечено повышение дозы D_{thr} в волноводе Ti:LiNbO_3 . Аналогичный эффект наблюдался при электронно-лучевой записи доменов в таком же волноводе на полярной поверхности [27].

Проведенные на основе полученных экспериментальных данных оценки зависимости эффективности волнового преобразования излучения накачки во вторую гармонику от угла между пучком накачки и осью X кристалла показывают, что для процесса $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_1$ в доменной решетке 2 исследованного волновода при оптимальном угле $\beta = 9^\circ 40'$, соответствующем точному выполнению условия квазисинхронизма, эффективность может достигать $1.1 \times 10^{-8} \text{ Вт}^{-1}$. Для процесса $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_0$ интеграл перекрытия полей мод в данной структуре превышает таковой для процесса $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_1$ примерно в два раза. Однако множитель, определяющий уменьшение эффективности преобразования $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_0$ вследствие отклонения от условия квазисинхронизма, составляет всего 0.0014 при оптимальном угле $\beta = 5^\circ 57'$.

5. Заключение

В работе исследована электронно-лучевая запись периодических доменных структур в планарном волноводе, сформированном высокотемпературной диффузией Ti в LiNbO_3 на неполярном Y -срезе при ускоряющих напряжениях РЭМ от 7 до 25 кВ. Из анализа измеренных спектров эффективных показателей преломления волноводных TE мод было установлено, что распределения приращения показателя преломления волноводного слоя и концентрации Ti аппроксимируются экспоненциальной функцией с параметром $h = 1.75$ мкм, а реализация квазисинхронной ГВГ при волноводной накачке излучением с длиной волны 1053 нм (мода TE_0) возможна в доменных решетках с пространственными периодами от 5.88 до 6.74 мкм. Сформированные электронно-лучевым методом доменные решетки с периодом $\Lambda = 6.50$ мкм визуализировались методом ГВГ-микроскопии как в режиме на пропускание, так и при волноводном возбуждении. Получено, что доменная структура, записанная при ускоряющем напряжении 10 кВ, характеризуется высокой однородностью, состоит из непрерывных доменных рядов и обеспечивает наилучшее ГВГ-преобразование для волно-

водного процесса $\text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_1$, сравнительно близкое к квазисинхронному.

Проведенный нами анализ условий электронно-лучевой записи доменов, основанный на подходе, разработанном в [10–15], свидетельствует о возможности подгонки глубины записываемой доменной структуры к глубине локализации светового поля взаимодействующих волноводных мод путем выбора оптимального ускоряющего напряжения U .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №16-29-14046-офи_м, 16-29-11777-офи_м и 16-02-00439_а). Исследования по визуализации излучением второй гармоники доменных структур в пропускающей геометрии, проведенные Е.Н.Савченковым, поддержаны госзаданием Минобрнауки РФ на 2017–2019 гг. №3.1110.2017/4.6.

- Myers L.I., Eckardt R.C., Fejer M.M., Byer R.L., Bosenberg W.R., Pierce J.W. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 2102 (1995).
- Ferrari P., Grilli S., DeNatale P. (Eds). *Ferroelectric Crystals for Photonic Applications* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2009, 2014).
- Yamada M. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 4010 (2000).
- Mhaouech I., Coda V., Montemezzani G., Chauvet M., Guilbert L. *Opt. Lett.*, **41**, 4174 (2016).
- Volk T., Woehlecke M. *Lithium Niobate: Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2008).
- Kokhanchik L.S., Punegov D.V. *Ferroelectrics*, **373**, 69 (2008).
- Коханчик Л.С., Бородин М.В., Шандаров С.М., Буримов Н.И., Щербина В.В., Волк Т.Р. *ФТТ*, **52**, 1602 (2010).
- Kokhanchik L.S., Borodin M.V., Burimov N.I., Shandarov S.M., Shcherbina V.V., Volk T.R. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr. Freq. Control*, **59**, 1076 (2012).
- Kokhanchik L.S., Volk T.R. *Appl. Phys. B*, **110**, 367 (2013).
- Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V., Mishina E.D., Lavrov S.D., Volk T.R. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 142901 (2014).
- Коханчик Л.С., Гайнутдинов Р.В., Волк Т.Р. *ФТТ*, **57**, 937 (2015).
- Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V., Lavrov S.D., Mishina E.D., Volk T.R. *Ferroelectrics*, **480**, 49 (2015).
- Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V., Lavrov S.D., Volk T.R. *J. Appl. Phys.*, **118**, 072001 (2015).
- Volk T.R., Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V., Bodnarchuk Ya.V., Shandarov S.M., Borodin M.V., Lavrov S.D., Liu H.L., Chen F. *J. Lightwave Technol.*, **33**, 4761 (2015).
- Kokhanchik L.S., Bodnarchuk Ya.V., Volk T.R. *J. Appl. Phys.*, **122**, 104105 (2017).
- Volk T.R., Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V., Bodnarchuk Ya.V., Lavrov S.D. *J. Adv. Dielectrics*, **8**, 1830001 (2018).
- Tanzilli S., Tittel W., De Riedmatten H., Zbinden H., Baldi P., De Micheli M., Ostrovsky D.B., Gisin N. *Eur. Phys. J. D*, **18**, 155 (2002).
- Alibert O., D'Auria V., De Micheli M., Doutre F., Kaiser F., Labonté L., Lunghi T., Picholle É., Tanzilli S. *J. Opt.*, **18**, 104001 (2016).
- Arahira S., Murai H., Sasaki H. *Opt. Express*, **24**, 19581 (2016).
- Bock M., Lenhard A., Chunnillal C., Becher C. *Opt. Express*, **24**, 23992 (2016).
- Hickstein D.D., Carlson D.R., Kowligy A., Kirchner M., Domingue S.D., Nader N., Timmers H., Lind A., Ycas G.G., Murnane M.M., Kapteyn H.C., Papp S.B., Diddams S.A. *Optica*, **4**, 1538 (2017).
- Janner D., Tulli D., Garcia-Granda M., Belmonte M., Pruneri V. *Laser Photonics Rev.*, **3**, 301 (2009).
- Bazzan M., Sada C. *Appl. Phys. Rev.*, **2**, 040603 (2015).
- Сычугов В.А., Чтыроки И. *Квантовая электроника*, **9**, 634 (1982) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **12**, 392 (1982)].
- Schmidt R.V., Kaminov I.P. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 458 (1974).
- Волноводная оптоэлектроника*. Под ред. Т.Тамира (М.: Мир, 1991).
- Restoin C., Darraud-Taupiac C., Decossas J.-L., Vareille J.-C., Couderc V., Barthelemy A., Martinez A., Hauden J. *Appl. Opt.*, **40**, 6056 (2001).