

09

Волноводы лазерной записи в ниобате лития: формирование и определение оптических потерь при волоконном вводе излучения

© М.П. Смаев,¹ Р.С. Пономарев²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

² Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614068 Пермь, Россия
e-mail: smayev@lebedev.ru

Поступило в Редакцию 1 июня 2025 г.

В окончательной редакции 26 ноября 2025 г.

Принято к публикации 29 ноября 2025 г.

Прямая фемтосекундная запись оптических структур в объеме материала является активно развивающимся способом формирования элементов интегральной фотоники, особенно привлекательным для нелинейных сред, в которых варьирование параметров записывающего пучка позволяет регулировать частотную конверсию проходящего излучения. Для создания многофункциональных фотонных устройств сформированные в кристалле волноводы стыкуются с волоконно-оптическими световодами, причем необходимым условием корректного интегрирования элементов является минимизация оптических потерь. Рассмотрены режимы лазерной модификации монокристалла ниобата лития с помощью фемтосекундных импульсов на длине волны 1030 нм, что позволило записать поляризационно-чувствительные треки с уменьшенным показателем преломления. Путем сканирования лазерным пучком сформированы волноводы с немодифицированной сердцевиной LiNbO_3 и оболочкой, состоявшей из 32 треков пониженного показателя преломления. Реализована стыковка оптического волокна с входным и выходным торцами кристалла, изучены волноводные характеристики сформированных структур и продемонстрировано прохождение излучения с наименьшими погонными потерями на уровне 2 дБ/см.

Ключевые слова: прямая лазерная запись, фемтосекундные импульсы, каналный волновод, оболочка с пониженным показателем преломления, ниобат лития, отрицательные одноосные кристаллы.

DOI: 10.61011/JTF.2026.04.62667.134-25

Введение

Ниобат лития LiNbO_3 широко известен своими электрооптическими, акустооптическими, нелинейными оптическими характеристиками [1,2]. Ниобат лития является сегнетоэлектриком, в LiNbO_3 наблюдали и исследовали эффект Поккельса, фотоупругость и нелинейную оптическую поляризуемость. Он характеризуется широкой зоной прозрачности, высокими значениями температуры Кюри ($T_c = 1210^\circ\text{C}$), пьезоэлектрического и электрооптического коэффициентов. Оптическая ширина запрещенной зоны монокристалла ниобата лития составляет $E_g = 3.7\text{ eV}$. Вследствие уникальных характеристик этому кристаллу посвящено огромное количество исследований, как с точки зрения изучения его фундаментальных свойств, так и со стороны возможных и реализованных приложений.

Запись погруженных (в англоязычной литературе buried) волноводных структур в средах с выраженными нелинейными оптическими свойствами является перспективным направлением, поскольку позволяет концентрировать энергию светового излучения в контролируемом объеме материала. Это интересно для формирования локализованных нелинейных устройств для ге-

нерации гармоник, эффектов самомодуляции, генерации суммарных и разностных частот.

Уникальность оптических свойств, в первую очередь большие значения коэффициентов квадратичной нелинейности $\chi^{(2)}$, делает ниобат лития привлекательным для записи в нем волноводных структур. Известны различные методы формирования волноводов в объеме LiNbO_3 : протонный обмен [3–5], твердотельная диффузия [6–8], ионная имплантация, фемтосекундная лазерная запись [9–12] и т. д.

Применение протонного обмена или ионной диффузии позволяет формировать двумерные волноводные структуры. Эти подходы применимы как для создания волноводов на всей поверхности материала, так и для их формирования в выбранных микрообластях. Данные технологические методы являются сложными, многоступенчатыми и, как следствие, весьма дорогими. В случае планарных структур также предъявляются сверхвысокие требования к качеству поверхности кристалла в связи с тем, что она играет роль верхней отражающей границы волновода. Кроме того, состав, структура и свойства приповерхностного слоя кристалла оказывают существенное влияние на процесс и профиль показателя преломления формируемых волноводов [13,14].

Запись оптических волноводов в прозрачных диэлектрических материалах фемтосекундными лазерными импульсами является бурно развивающейся технологией и заключается в модификации свойств материала движущимся сфокусированным пучком ультракоротких импульсов [15–19]. Фемтосекундная модификация выделяется на фоне остальных методик одностадийностью процесса производства элементов фотонных интегральных схем, не требующего трудоемкого процесса изготовления масок, как в традиционных фотолитографических методах.

В зависимости от материальных параметров среды и характеристик лазерного облучения фемтосекундное воздействие может приводить как к увеличению показателя преломления в модифицируемой области ($\Delta n > 0$, модификация Типа I), так и к его уменьшению ($\Delta n < 0$, Тип II) [20,21]. Запись ведущей излучение сердцевины может вестись как при однократном [22], так и при многократном сканировании [20,23,24] выбранной области. В случае модификации с $\Delta n > 0$ записывается сердцевина волновода, которая непосредственно является ведущим излучением каналом. В случае модификации Типа II для формирования волновода следует записывать оболочку, состоящую из набора каналов (с $\Delta n < 0$) [25]. В такой волноводной структуре распространяются вытекающие (leaky) моды [26,27]. Канальные волноводы с положительным изменением показателя преломления в сердцевине ($\Delta n > 0$) привлекательны относительной простотой записи, преимуществом волноводов с пониженным показателем преломления в оболочке является отсутствие воздействия на сердцевину, что позволяет контролировать волноводные характеристики немодифицированной области и сохранить величину электрооптических коэффициентов.

Параметры ведения излучения записанными структурами зависят от многих факторов, как связанных с параметрами собственно лазерного излучения (энергия и длительность импульса, частота следования импульсов), так и нелазерных (скорость движения образца, фокусирующая оптика, материал и структура образца). Изменение структуры ниобата лития и получение канального волновода путем фемтосекундной модификации (длина волны $\lambda = 775$ nm, длительность $\tau_p = 150$ fs, частота следования $\nu = 1$ kHz, энергия одного импульса $E_p = 10$ μ J, скорость сканирования $V_{wr} = 50$ μ m/s) на глубине 500 μ m под полированной поверхностью образца описано в работе [9], где наблюдалось увеличение показателя преломления и был записан Y-разветвитель. Сечение канального волновода имело эллипсоидную форму, максимум контраста показателя преломления достигал $6 \cdot 10^{-4}$. Потери при распространении пучка с длиной волны 633 nm составляли 1 dB/cm. Однако, несмотря на успешную демонстрацию функционирования волновода, поляризационные свойства проводимого излучения не исследовались. Изготовление двумерных и трехмерных канальных волноводных разветвителей в

Z-срезе LiNbO₃ методом прямой фемтосекундной лазерной записи при увеличении показателя преломления необыкновенной волны n_e с потерями ниже 4 dB/cm описаны в [28].

В [29] для формирования чувствительных к поляризации волноводных структур в Z-срезе LiNbO₃ использовали излучение с длиной волны 800 nm ($\tau_p = 520$ fs, $\nu = 5$ kHz), сфокусированное на глубине 250 μ m объективом с числовой апертурой NA = 0.4. Волноводы записывались при однократном сканировании вдоль оси X и в зависимости от энергии в импульсе были получены различные режимы ведения излучения. При энергии 300–400 nJ лазерное воздействие приводило к разрушению материала внутри фокальной области на протяжении всего записанного канала, однако это позволило реализовать ведение в окрестности фокальной области в результате перераспределения плотности, причем проводилось излучение, поляризованное как вдоль оптической оси, так и перпендикулярное к ней. При меньших энергиях разрушения материала не происходило и в записанных каналах продемонстрировано ведение излучения, принципиально зависящее от поляризации проходящего света. Так, пучок, поляризованный вдоль оптической оси (оси Z), достаточно хорошо передается, в то время как ортогонально поляризованный рассеивается в объеме. Зависящее от поляризации ведение авторы [29] связывали с локальной аморфизацией, которая приводит к формированию канала с показателем преломления, промежуточным между минимальным, соответствующим показателю преломления необыкновенной волны n_e и максимальным, соответствующим показателю преломления обыкновенной волны n_o . Только поляризованное вдоль оптической оси излучение было „поляризационно“ ограничено областью с меньшим показателем преломления, и как следствие, проходило волновод.

Запись волноводного трека в LiNbO₃ ультракороткими импульсами ($\lambda = 800$ nm, $\nu = 1$ kHz, NA = 0.65) при скорости сканирования 100 μ m/s описана в [30], причем ведение излучения достигалось в самом треке при фемтосекундном воздействии ($\tau_p = 220$ fs) или в прилегающей к треку (с пониженным показателем преломления) области с повышенным светоиндуцированным преломлением, обусловленным увеличением плотности в результате перераспределения материала (при $\tau_p = 1.1$ ps). Для обоих случаев увеличение показателя преломления связано с изменением кристаллической структуры образца. В [31] исследована запись волноводов ($\lambda = 800$ nm, $\tau_p = 40$ fs, $\nu = 1$ kHz, NA = 0.65) в X- и Z-срезах ниобата лития. Для Z-среза при энергии импульсов ниже $E_p = 0.5$ μ J наблюдались термически нестабильные волноводы, которые были высокоселективными по отношению к поляризации. В образцах X-среза облучение приводило к повреждению материала и уменьшению показателя преломления в фокальном объеме, но для этого случая также возможно ведение в немодифицированной стрессовой области в окрестности записанного трека.

Воздействие фемтосекундных импульсов также позволило записывать в LiNbO_3 каналные волноводы с сердцевинной ($\Delta n > 0$) при многократном сканировании (запись нескольких десятков треков с поперечным шагом около $0.4 \mu\text{m}$). Для этого использовали Z-срез ниобата лития с периодической доменной структурой и облучение с $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $\tau_p = 350 \text{ fs}$, $\nu = 600 \text{ kHz}$, $\text{NA} = 0.65$. Отмечалось, что в отличие от обычной однократной записи сердцевинной в данном случае не происходило деградации нелинейных оптических свойств материала [23,24].

Формирование волноводов с оболочкой с пониженным показателем преломления в LiNbO_3 достаточно широко исследовалось [11,12,32–38]. Так, в [32] были сформированы волноводы диаметром 50 и $110 \mu\text{m}$ при использовании излучения с длиной волны $\lambda = 800 \text{ nm}$ при длительности $\tau_p = 350 \text{ fs}$ ($\nu = 1 \text{ kHz}$, $\text{NA} = 0.4$), поддерживающие ведение как необыкновенной, так и обыкновенной волн, причем отжиг LiNbO_3 позволял существенно снизить потери. В работах [12,33] реализован одномодовый волновод с пониженной оболочкой и сердцевинной квадратного сечения.

Важно отметить, что получаемые с помощью прямой записи трубчатые волноводы, как правило, менее чувствительны к поляризации вводимого излучения и, естественно, допускают возможность широкого управления формой сердцевинной, т. е. формой передаваемой лазерной моды, включая формирование адиабатических тейперов, снижающих оптические потери при стыковке чипа с оптическим волокном [39–41].

В настоящей работе определены оптимальные параметры формирования волноводов с оболочкой с пониженным показателем преломления в X-срезе монокристаллического ниобата лития фемтосекундными импульсами с длиной волны 1030 nm в зависимости от поляризации записываемого излучения и определены параметры ведения лазерного излучения при стыковке оптического волокна к торцам образца со сформированным фемтосекундными импульсами волноводом.

1. Образец и установка для лазерной модификации

В качестве исходного образца использовался кристалл LiNbO_3 X-среза, конгруэнтного состава (48.6 mol.% Li_2O), вырезанный из пластины производства Crystal Technology. Образец имел форму параллелепипеда размером $15 \times 10 \times 1 \text{ mm}$ с отполированными гранями. Для создания треков модифицированного показателя преломления световой пучок фокусировался в объеме кристалла, а далее путем перемещения столика с образцом относительно неподвижного пучка осуществлялась запись. В проведенном эксперименте каналы модифицированного показателя преломления формировались вдоль оптической оси кристалла. Ниобат лития является отрицательным одноосным кристаллом. Показатели

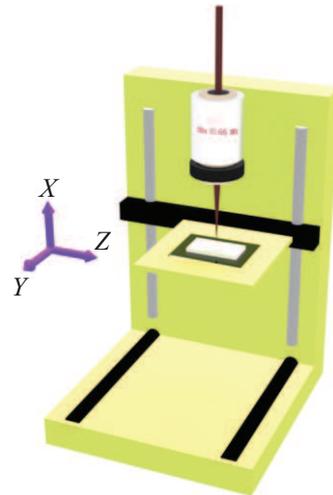


Рис. 1. Схема фемтосекундной модификации LiNbO_3 : световой пучок ($\lambda = 1030 \text{ nm}$) фокусировался в объеме движущегося кристалла с помощью объектива с числовой апертурой $\text{NA} = 0.65$. При записи треков сканирование образца осуществлялось вдоль оси Z, совпадающей с оптической осью монокристаллического LiNbO_3 .

преломления для обыкновенной и необыкновенной волн на длине волны $\lambda = 1030 \text{ nm}$ составляют $n_o = 2.23$ и $n_e = 2.16$.

Для лазерной модификации кристалла LiNbO_3 использовали фемтосекундный осциллятор с регенеративным усилителем на основе кристалла Yb:KGW, излучающий на длине волны $\lambda = 1030 \text{ nm}$. Длительность импульса составляла $\tau_p = 175 \text{ fs}$, частота следования импульсов могла изменяться в диапазоне $\nu = 1 \text{ kHz} - 1 \text{ MHz}$. Образец устанавливался на трансляционный столик (рис. 1) на воздушной подушке, позволявший осуществлять высокоточное позиционирование образца при низком уровне вибраций. Световой пучок фокусировался в объеме LiNbO_3 с помощью объектива Olympus LCPlanN 50 \times , имеющего числовую апертуру $\text{NA} = 0.65$. Поляризация светового пучка была линейной, ее направлением можно было управлять посредством моторизированной полуволновой пластины. Процесс модификации визуализировался в онлайн режиме с помощью CCD-камеры и светодиодной подсветки.

Первичный анализ областей модификации осуществляли с помощью оптического микроскопа Olympus BX-61, оборудованного моторизированным по вертикальной оси предметным столиком и 14-битной камерой. После регистрации z-стека (набора фотографий фазового объекта при различной фокусировке) определялся контраст показателя преломления Δn в записанных треках по сравнению с окружающей немодифицированной областью методом количественной фазовой микроскопии (Quantitative Phase Microscopy, QPM) [42–44].

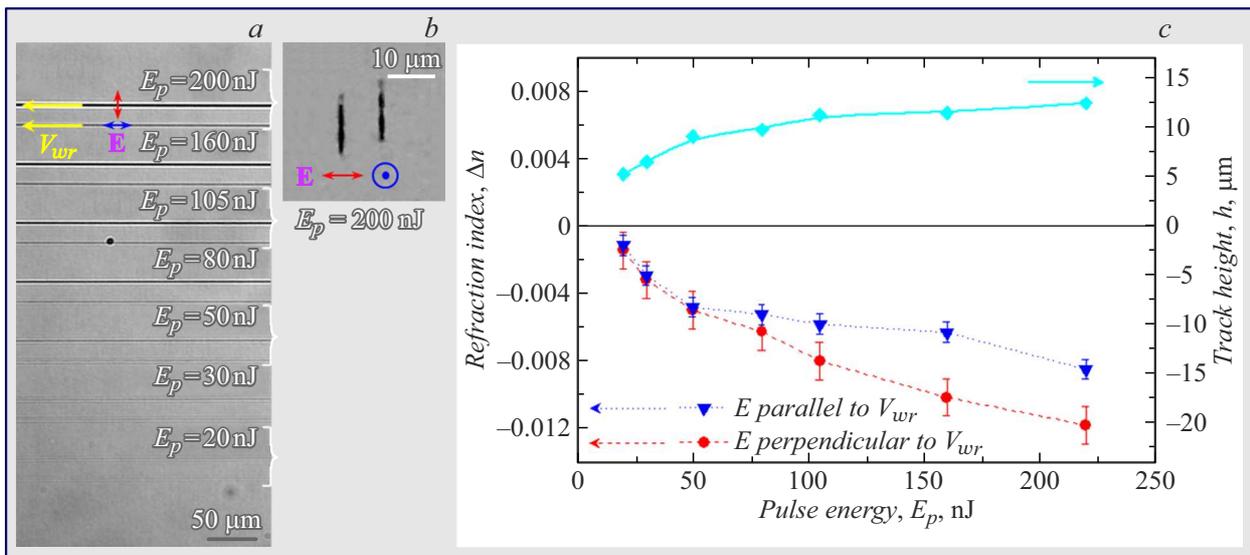


Рис. 2. Серии треков модифицированного показателя преломления, записанных в кристалле LiNbO₃ фемтосекундными импульсами ($\tau_p = 175$ fs, $\nu = 15$ kHz) с различной энергией. E — направление поляризации записывающего пучка. Скорость сканирования $V_{wr} = 0.5$ mm/s. Изображения получены с помощью оптического микроскопа: a — вид сверху; b — вид с торца на треки, сформированные при энергии в импульсе $E_p = 200$ nJ; c — зависимости высоты треков h и изменения показателя преломления Δn от энергии в лазерном импульсе для двух направлений поляризации.

2. Запись треков пониженного показателя преломления

2.1. Определение порога модификации

Условия фемтосекундной модификации сильно варьируются для различных лазерных систем и во многом также зависят от характеристик конкретного образца, в связи с этим проводился поиск оптимальных параметров записи. Облучение движущегося образца осуществлялось пучком фемтосекундных импульсов с частотой следования $\nu = 15$ kHz. Пучок заглублялся под поверхность полированного образца на расстояние около $H = 65$ μm , сканирование проводилось вдоль оптической оси кристалла (ось Z) со скоростью $V_{wr} = 0.5$ mm/s. Порог фемтосекундной модификации определялся для двух ортогональных поляризаций светового пучка относительно направления сканирования (рис. 2, a). Плоскость поляризации могла быть направлена либо вдоль направления сканирования (при этом запись осуществлялась необыкновенной волной), либо перпендикулярно направлению сканирования (в этом случае запись осуществлялась обыкновенной волной).

Запись проводилась при различных энергиях E_p в фемтосекундном импульсе. Было установлено, что для обеих поляризаций порог модификации составляет $E_p = 20$ nJ. В диапазоне 20–220 nJ были получены гладкие треки (рис. 2, a), которые имеют вытянутую по вертикали форму (рис. 2, b). Анализ профиля записанных треков с торца показывает, что треки, сформированные обыкновенной световой волной ($E \perp V_{wr}$), расположены несколько ниже треков, записанных необыкновен-

ной световой волной ($E \parallel V_{wr}$) (на 3 μm в случае $E_p = 220$ nJ, рис. 2, b), что объясняется большим показателем преломления n_o для обыкновенной волны.

Во всех треках изменение показателя преломления было отрицательным по сравнению с немодифицированной областью, что может быть объяснено снижением степени кристалличности модифицированной области. Соответствующая зависимость индуцированного светом изменения показателя преломления от энергии импульса в записывающем пучке показана на рис. 2, c . Треки, сформированные обыкновенной световой волной, характеризуются большим контрастом показателя преломления при энергиях записывающего импульса $E_p > 50$ nJ. При увеличении энергии от 20 до 220 nJ высота треков увеличивается с 5 до 12 μm (рис. 2, c).

2.2. Варьирование частоты повторения импульсов и скорости сканирования

Для создания однородных треков сканирующим пучком ультракоротких импульсов необходимо поддерживать постоянное количество импульсов N_p , доходящих до образца, которое определяется соотношением [17,45]:

$$N_p = \frac{D \cdot \nu}{V_{wr}}, \quad (1)$$

где D — диаметр лазерного пятна. В зависимости от частоты ν следования световых импульсов возможны различные режимы фемтосекундной модификации, в то же время диапазон изменения скоростей относительно узок — при малых V_{wr} запись многотре-

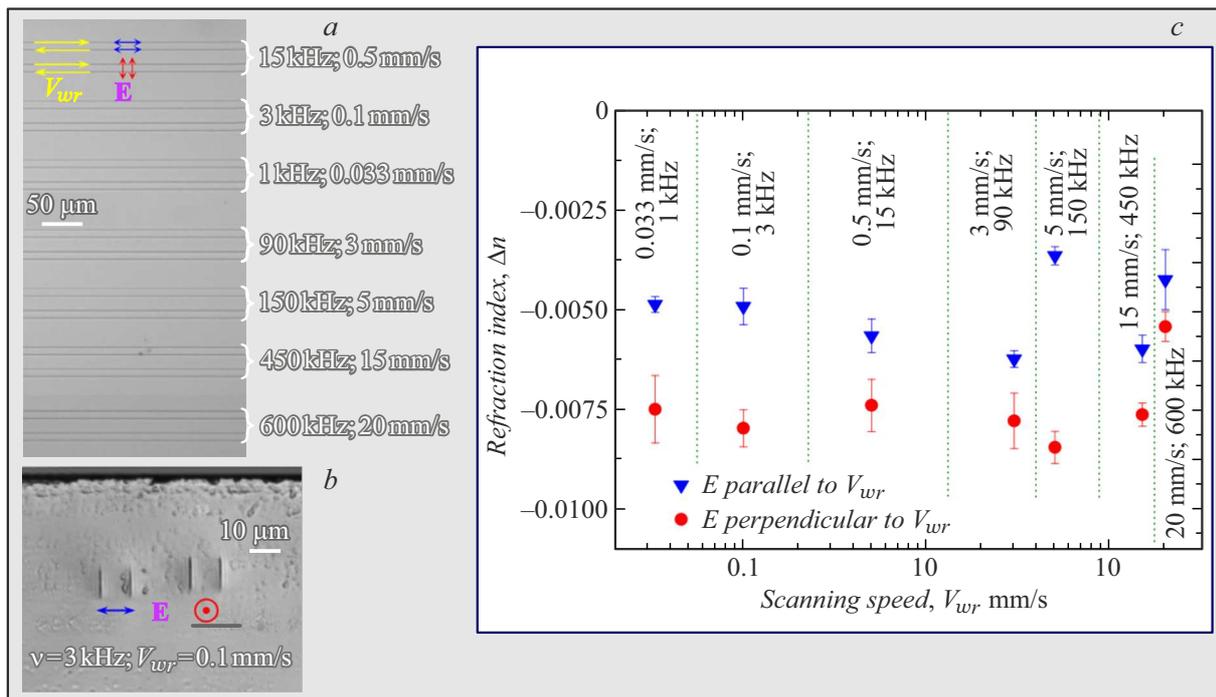


Рис. 3. *a* — изображения, полученные с помощью оптического микроскопа, треков модифицированного показателя преломления, записанных при постоянном числе лазерных импульсов N_p , но при различных пропорциональных значениях скорости сканирования V_{wr} и частоты следования фемтосекундных импульсов ν (вид сверху); *b* — вид с торца треков, сформированных при $\nu = 3 \text{ kHz}$; $V_{wr} = 0.1 \text{ mm/s}$; *c* — диаграмма контраста показателя преломления при различных парах V_{wr} и ν ($N_p = \text{const}$).

ковых волноводов будет происходить излишне долго, а при больших V_{wr} будут проявляться ограничения, обусловленные трансляционной системой (вибрации, неоднородности разгона и торможения при коротком пути сканирования). Поэтому с целью поиска оптимального режима записи, позволяющего создавать гладкие треки с максимальным контрастом показателя преломления Δn , проводилась модификация LiNbO_3 при пропорциональном изменении частоты следования импульсов ν и скорости сканирования пучка V_{wr} . При постоянном значении числа импульсов N_p для каждой пары ν и V_{wr} формировались треки при постоянной энергии $E_p = 80 \text{ nJ}$ в фемтосекундном импульсе для двух ортогональных поляризаций записывающего излучения (рис. 3). Треки, записанные обыкновенной световой волной (с поляризацией ортогонально направлению сканирования), располагались ниже треков, сформированных необыкновенной световой волной (поляризация вдоль направления сканирования) (рис. 3, *b* для $\nu = 3 \text{ kHz}$ и $V_{wr} = 0.1 \text{ mm/s}$).

Во всех частотных режимах в диапазоне 1–600 kHz при скоростях от 33 $\mu\text{m/s}$ до 20 mm/s в модифицированных треках происходило уменьшение показателя преломления по сравнению с немодифицированной областью, при этом величина показателя преломления изменялась в диапазоне $|\Delta n| = 0.035\text{--}0.08$ (рис. 3, *c*). Направление сканирования (+Z или -Z) не влия-

ло существенным образом на величину $|\Delta n|$, т.е. не наблюдалось проявления эффекта „quill writing“ [46]. Значения контраста показателя преломления $|\Delta n|$ при записи пучком с поляризацией, перпендикулярной направлению сканирования V_{wr} , незначительно больше, чем для поляризации, параллельной V_{wr} . Высота треков для всех пар ν и V_{wr} , определенная с помощью оптического микроскопа при анализе треков через отполированный торец, составляла около 10 μm . В дальнейшем для формирования волноводов с оболочкой с пониженным показателем преломления использовались условия $\nu = 90 \text{ kHz}$, $V_{wr} = 3 \text{ mm/s}$ (при $E_p = 70\text{--}80 \text{ nJ}$, $\tau_p = 175 \text{ fs}$, поляризация перпендикулярна направлению сканирования), приводящие к относительно большим значениям $|\Delta n|$ при достаточно быстрой и хорошо контролируемой скорости трансляции образца относительно пучка.

3. Формирование волноводов

Сканирование лазерным пучком для записи оболочки с пониженным показателем преломления проводилось вдоль оптической оси (вдоль Z). Направление поляризации было перпендикулярно направлению сканирования, т.е. вдоль Y. Записывалась оболочка из 32 треков высотой 10 μm . Схема поперечного расположения треков, формирующих волновод, показана на рис. 4, *a*, она иден-

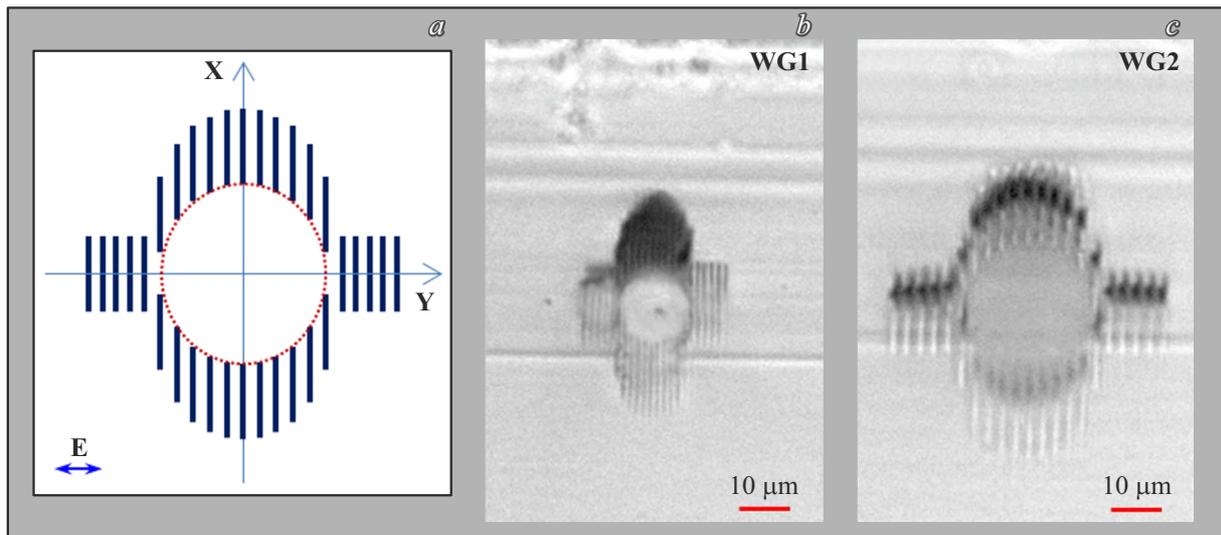


Рис. 4. Планируемый профиль волноводных структур (а). Профили сформированных в LiNbO_3 -волноводов: шаг между соседними треками $\Delta y = 1$ (b) и $2 \mu\text{m}$ (c).

тична архитектурам волноводов из работ [47,48]. Верхняя и нижняя части оболочки состояли из 11 треков, по бокам было по 5 треков, шаг между соседними треками Δy составлял либо $1 \mu\text{m}$ (рис. 4, b), либо $2 \mu\text{m}$ (рис. 4, c). В первом случае диаметр (немодифицированной) сердцевины был приблизительно равен $10 \mu\text{m}$, во втором — $20 \mu\text{m}$. Треки записывались только при сканировании в одном направлении (+Z), обратно образец смещался в направлении -Z при перекрытом пучке. Глубина залегания центра волновода относительно поверхности, через которую осуществлялась запись, была равна $60 \mu\text{m}$. Энергия в импульсе записывающего пучка составляла 70 nJ . На рис. 4 видно, что сформированные волноводы соответствуют запланированной структуре. Сердцевина близка к круглому сечению.

4. Стыковка оптического волокна и ввод излучения в сформированные волноводы

Торцы кристалла перед вводом излучения были отполированы для исключения влияния возможных дефектов. Кристалл был закреплен на неподвижном столике. С одной стороны (рис. 5, a) подводили одномодовое оптическое волокно типа SMF-28, подключенное к источнику оптического излучения с длиной волны $1.55 \mu\text{m}$, шириной спектральной полосы менее 10 kHz , мощностью 4 dBm . С противоположной стороны волновода (рис. 5, b) подводили аналогичное оптическое волокно, соединенное с измерителем оптической мощности. Грубое выравнивание двух волокон и волновода проводили с помощью видимого излучения.

После грубого выравнивания каждое оптическое волокно выравнивалось относительно волновода по мак-

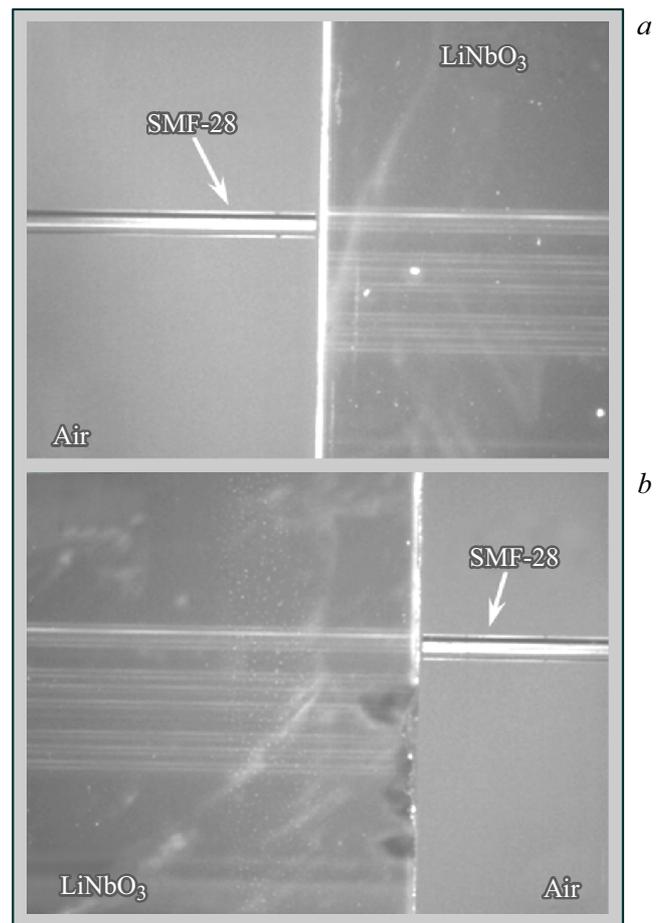


Рис. 5. Фотографии, полученные с вертикальной камеры при выравнивании волоконных световодов с волноводами кристалла.

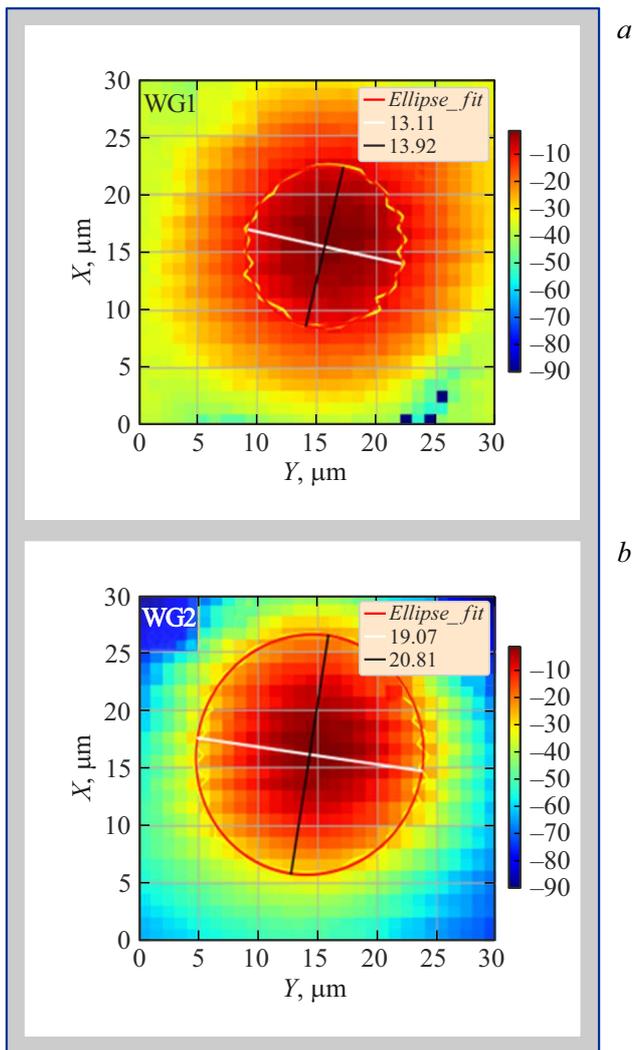


Рис. 6. Зависимость уровня оптического сигнала от смещений между волоконным световодом и волноводами WG1 (a) и WG2 (b).

симуму оптического сигнала с точностью до $0.1 \mu\text{m}$. Профиль интенсивности на выходе волновода (рис. 6) строился с помощью станции стыковки оптического волокна, оснащенной линейными пьезопозиционерами с шагом 50 nm . Построение профиля происходило с помощью сканирования торца кристалла в области выхода волновода по алгоритму „змейка“ с автоматической фиксацией каждого полученного значения проходящей оптической мощности. В качестве оптических зондов использовались плоско сколотые одномодовые оптические волокна. Отметим, что обе проводимые моды характеризуются слегка эллиптическим профилем. Длина меньшей оси эллипса проводимой моды для волновода WG1 составляет $13.1 \mu\text{m}$, а для волновода WG2 — $19.1 \mu\text{m}$. Для волновода WG1 эллиптичность проводимой моды ($k = B/A$, где B и A — полуоси эллипса профиля интенсивности) составляет $k_{M1} = 0.94$, для

волновода WG2 эллиптичность моды равна $k_{M2} = 0.91$, что достаточно хорошо коррелирует с эллиптичностью сердцевин $k_{WG1} = 0.95$ и $k_{WG1} = 0.90$, оцененными по изображениям с оптического микроскопа (рис. 4, b, c).

Были измерены оптические потери в системе, состоящей из записанных фемтосекундным лазером волноводов, и двух пристыкованных к торцам волновода оптических волокон (fiber-to-fiber). Были получены значения на уровне -4.5 dB (WG1) и -5.7 dB (WG2), что за вычетом потерь на ввод-вывод излучения, составляющих не менее 0.5 dB , дает погонные потери в волноводе около 2 dB/cm (для WG1) и 2.5 dB/cm (WG2). Оценка оптических потерь на ввод-вывод излучения проводилась по большому объему проведенных ранее экспериментов по стыковке волноводов в ниобате лития и одномодовых оптических волокон. Для оценки использовался метод последовательного укорачивания чипа с построением зависимости потерь fiber-to-fiber.

В исследуемом образце определялись общие потери в системе из двух оптических волокон и записанного в ниобате лития трубчатого волновода, отдельные эксперименты по определению потерь на ввод-вывод не проводились ввиду того, что метод является деструктивным. Приведенная оценка величины оптических потерь является минимальной, для других случаев оптические потери на вход излучения могут быть еще выше, что означает еще более низкие значения потерь на распространение излучения в сформированном волноводе с учетом сохранения значения оптических потерь fiber-to-fiber.

Полученные в результате эксперимента значения потерь достаточно низкие и соответствуют образцам фотонных интегральных схем на основе ниобата лития, волноводы в которых формируются фотолитографически. Это свидетельствует как о привлекательности технологии прямой лазерной записи волноводов с пониженным контрастом оболочки для LiNbO_3 , так и об удобстве торцевого ввода/вывода излучения одномодовым оптическим волокном, что делает данный подход подходящим для быстрого прототипирования фотонных интегральных схем и формирования структур со сложной, включая трехмерную, топологией.

Заключение

В объеме X -среза монокристалла LiNbO_3 с помощью линейно-поляризованного фемтосекундного (175 fs) излучения с длиной волны 1030 nm реализована запись треков модифицированного показателя преломления при различной ориентации вектора поляризации относительно оптической оси кристалла. Показано, что треки пониженного показателя преломления, сформированные обыкновенной световой волной, расположены ниже треков, записанных необыкновенной световой волной, что связано с большим показателем преломления для обыкновенной волны в LiNbO_3 .

При энергиях в импульсе в диапазоне $E_p = 70\text{--}80\text{ нДж}$, частоте следования импульсов $\nu = 90\text{ кГц}$, скорости сканирования образца лазерным пучком $V_{wr} = 3\text{ мм/с}$ вдоль направления оптической оси (оси Z) были сформированы волноводы с оболочкой с пониженным показателем преломления длиной 15 мм и диаметрами моды 13 и 19 мкм . К сформированным волноводам с торцов подводилось оптоволокно и было продемонстрировано ведение излучения с длиной волны 1.55 мкм в системе из двух волоконных световодов и трубчатого световода в объеме LiNbO_3 с наименьшими потерями около 2 дБ/см . Полученные результаты демонстрируют перспективность данного подхода, основанного на интеграции сформированного фемтосекундными импульсами волновода и коммерческого оптического волокна, для различных приложений интегральной оптики и инженерии фотонных интегральных многоэлементных схем.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K.K. Wong (ed.). *Properties of Lithium Niobate* (INSPEC, London, 2002)
- [2] M.P. Sumets, V.A. Dybov, V.M. Ievlev. *Inorg. Mater.*, **53** (13), 1361 (2017). DOI: 10.1134/S0020168517130015
- [3] J.L. Jackel, C.E. Rice, J.J. Veselka. *Appl. Phys. Lett.*, **41** (7), 607 (1982). DOI: 10.1063/1.93615
- [4] P.G. Suchoski, T.K. Findakly, F.J. Leonberger. *Opt. Lett.*, **13** (11), 1050 (1988). DOI: 10.1364/OL.13.001050
- [5] K.R. Parameswaran, R.K. Route, J.R. Kurz, R.V. Roussev, M.M. Fejer, M. Fujimura. *Opt. Lett.*, **27** (3), 179 (2002). DOI: 10.1364/OL.27.000179
- [6] R.V. Schmidt, I.P. Kaminow. *Appl. Phys. Lett.*, **25** (8), 458 (1974). DOI: 10.1063/1.1655547
- [7] D. Hofmann, G. Schreiber, C. Haase, H. Herrmann, W. Grundkötter, R. Ricken, W. Sohler. *Opt. Lett.*, **24** (13), 896 (1999). DOI: 10.1364/OL.24.000896
- [8] E.L. Wooten, K.M. Kissa, A. Yi-Yan, E.J. Murphy, D.A. Lafaw, P.F. Hallemeier, D. Maack, D.V. Attanasio, D.J. Fritz, G.J. McBrien, D.E. Bossi. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **6** (1), 69 (2000). DOI: 10.1109/2944.826874
- [9] L. Gui, B. Xu, T.C. Chong. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16** (5), 1337 (2004). DOI: 10.1109/LPT.2004.826112
- [10] J. Burghoff, H. Hartung, S. Nolte, A. Tünnermann. *Appl. Phys. A*, **86**, 165 (2007). DOI: 10.1007/s00339-006-3750-6
- [11] Н.Н. Скрябин, М.А. Бухарин, С.М. Кострицкий, Ю.Н. Коркишко, В.А. Федоров, Д.В. Худяков. *Радиопромышленность*, **1**, 110 (2018). DOI: 10.21778/2413-9599-2018-1-110-117 [N.N. Skryabin, M.A. Bukharin, S.M. Kostritskii, Yu.N. Korkishko, V.A. Fedorov, D.V. Khudyakov. *Radiopromyshlennost*, **1**, 110 (2018).]
- [12] P. Wang, J. Qi, Z. Liu, Y. Liao, W. Chu, Y. Cheng. *Sci. Rep.*, **7** (1), 41211 (2017). DOI: 10.1038/srep41211
- [13] A.V. Sosunov, R.S. Ponomarev, S.S. Mushinsky, A.M. Minkin, A.B. Volyntsev. *Ferroelectrics*, **494** (1), 131 (2016). DOI: 10.1080/00150193.2016.1142333
- [14] A.V. Sosunov, R.S. Ponomarev, S.S. Mushinsky, A.B. Volyntsev, A.A. Mololkin, V. Maléjacq. *Crystallogr. Rep.*, **65** (5), 786 (2020). DOI: 10.1134/S1063774520050223
- [15] G. Della Valle, R. Osellame, P. Laporta. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **11** (1), 013001 (2008). DOI: 10.1088/1464-4258/11/1/013001
- [16] A. Okhrimchuk. *Femtosecond fabrication of waveguides in ion-doped laser crystals* (INTECH Open Access Publisher, 2010), p. 519–542. DOI: 10.5772/12885
- [17] F. Chen, J.R. Vázquez de Aldana. *Laser Photonics Rev.*, **8** (2), 251 (2014). DOI: 10.1002/lpor.201300025
- [18] R. Osellame, H.J.W.M. Hoekstra, G. Cerullo, M. Pollnau. *Laser Photonics Rev.*, **5** (3), 442 (2011). DOI: 10.1002/lpor.201000031
- [19] T. Meany, M. Gräfe, R. Heilmann, A. Perez-Leija, S. Gross, M.J. Steel, M.J. Withford, A. Szameit. *Laser Photonics Rev.*, **9** (4), 363 (2015). DOI: 10.1002/lpor.201500061
- [20] B. Zhang, B. Xiong, Z. Li, L. Li, J. Lv, Q. Lu, L. Wang, F. Chen. *Opt. Mater.*, **86**, 571 (2018). DOI: 10.1016/j.optmat.2018.11.001
- [21] L. Li, W. Kong, F. Chen. *Adv. Photonics*, **4** (2), 024002 (2022). DOI: 10.1117/1.AP4.2.024002
- [22] M.R. Tejerina, D.A. Biasetti, G.A. Torchia. *Opt. Mater.*, **47**, 34 (2015). DOI: 10.1016/j.optmat.2015.06.030
- [23] R. Osellame, M. Lobino, N. Chiodo, M. Marangoni, G. Cerullo, R. Ramponi, H.T. Bookey, R.R. Thomson, N.D. Psaila, A.K. Kar. *Appl. Phys. Lett.*, **90** (24), 241107 (2007). DOI: 10.1063/1.2748328
- [24] R. Osellame, N. Chiodo, M. Lobino, M. Marangoni, G. Cerullo, R. Ramponi, H.T. Bookey, R.R. Thomson, N. Psaila, A.K. Kar. *Proceed. SPIE*, **6881**, 688112 (2008). DOI: 10.1117/12.763115
- [25] A.G. Okhrimchuk, A.V. Shestakov, I. Khrushchev, J. Mitchell. *Opt. Lett.*, **30** (17), 2248 (2005). DOI: 10.1364/OL.30.002248
- [26] Ph.St.J. Russell. *J. Lightwave Technol.*, **24** (12), 4729 (2006). DOI: 10.1109/JLT.2006.885258
- [27] J. Hu, C.R. Menyuk. *Adv. Opt. Photonics*, **1** (1), 58 (2009). DOI: 10.1364/AOP.1.000058
- [28] J. Lv, Y. Cheng, W. Yuan, X. Hao, F. Chen. *Opt. Mater. Express*, **5** (6), 1274 (2015). DOI: 10.1364/OME.5.001274
- [29] R.R. Thomson, S. Campbell, I.J. Blewett, A.K. Kar, D.T. Reid. *Appl. Phys. Lett.*, **88** (11), 111109 (2006). DOI: 10.1063/1.2186389
- [30] J. Burghoff, S. Nolte, A. Tünnermann. *Appl. Phys. A*, **89**, 127 (2007). DOI: 10.1007/s00339-007-4152-0
- [31] J. Burghoff, C. Grebing, S. Nolte, A. Tünnermann. *Appl. Surf. Sci.*, **253** (19), 7899 (2007). DOI: 10.1016/j.apsusc.2007.02.148
- [32] R. He, Q. An, Y. Jia, G.R. Castillo-Vega, J.R. Vázquez de Aldana, F. Chen. *Opt. Mater. Express*, **3** (9), 1378 (2013). DOI: 10.1364/OME.3.001378
- [33] Q. Jia, P. Wang, Y. Liao, W. Chu, Z. Liu, Z. Wang, L. Qiao, Y. Cheng. *Opt. Mater. Express*, **6** (8), 2554 (2016). DOI: 10.1364/OME.6.002554
- [34] S. Kroesen, K. Tekce, J. Imbrock, C. Denz. *Appl. Phys. Lett.*, **107** (10), 101109 (2015). DOI: 10.1063/1.4930834
- [35] H.-D. Nguyen, A. Ródenas, J.R. Vázquez de Aldana, G. Martín, J. Martínez, M. Aguiló, M.C. Pujol, F. Díaz. *Opt. Express*, **25** (4), 3722 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.003722
- [36] J. Lv, Y. Cheng, Q. Lu, J.R. Vázquez de Aldana, X. Hao, F. Chen. *Opt. Mater.*, **57**, 169 (2016). DOI: 10.1016/j.optmat.2016.05.003

- [37] T. Piromjitpong, M. Dubov, S. Boscolo. *Appl. Phys. A*, **125** (5), 302 (2019). DOI: 10.1007/s00339-019-2609-6
- [38] S. Bhardwaj, K. Mittholiya, A. Bhatnagar, R. Bernard, J.A. Dharmadhikari, D. Mathur, A.K. Dharmadhikari. *Appl. Opt.*, **56** (20), 5692 (2017). DOI: 10.1364/AO.56.005692
- [39] C. Cai, J. Wang. *Micromachines*, **13** (4), 630 (2022). DOI: 10.3390/mi13040630
- [40] R. Heilmann, C. Greganti, M. Gräfe, S. Nolte, P. Walther, A. Szameit. *Appl. Opt.*, **57** (3), 377 (2018). DOI: 10.1364/AO.57.000377
- [41] M. Macias-Montero, A. Dias, B. Sotillo, P. Moreno-Zárate, R. Ariza, P. Fernandez, J. Solis. *J. Lightwave Technol.*, **38** (23), 6578 (2020). DOI: 10.1109/JLT.2020.3015013
- [42] A. Barty, K.A. Nugent, D. Paganin, A. Roberts. *Opt. Lett.*, **23** (11), 817 (1998). DOI: 10.1364/OL.23.000817
- [43] D. Paganin, K.A. Nugent. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (12), 2586 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.2586
- [44] M. Bukharin, D. Khudakov, S. Vartapetov. *Phys. Procedia*, **71**, 272 (2015). DOI: 10.1016/j.phpro.2015.08.300
- [45] M.P. Smayev, P.I. Lazarenko, I.A. Budagovsky, A.O. Yakubov, V.N. Borisov, Y.V. Vorobyov, T.S. Kunkel, S.A. Kozyukhin. *Opt. Laser Technol.*, **153**, 108212 (2022). DOI: 10.1016/j.optlastec.2022.108212
- [46] P.G. Kazansky, W. Yang, E. Bricchi, J. Bovatsek, A. Arai, Y. Shimotsuma, K. Miura, K. Hirao. *Appl. Phys. Lett.*, **90** (15), 151120 (2007). DOI: 10.1063/1.2722240
- [47] A.G. Okhrimchuk, Yu.P. Yatsenko, M.P. Smayev, V.V. Koltashev, V.V. Dorofeev. *Opt. Mater. Express*, **8** (11), 3424 (2018). DOI: 10.1364/OME.8.003424
- [48] A.G. Okhrimchuk, A.D. Pryamikov, A.V. Gladyshev, G.K. Alagashev, M.P. Smayev, V.V. Likhov, V.V. Dorofeev, S.E. Motorin, Y.P. Yatsenko. *J. Lightwave Technol.*, **38** (6), 1492 (2020). DOI: 10.1109/JLT.2019.2954862