

# Удвоение частоты лазерного излучения в монокристаллическом волокне на основе стехиометрического кристалла $\text{LiNbO}_3^*$

В.В.Кашин, Д.А.Николаев, С.Я.Русанов, В.Б.Цветков

*Продемонстрирована возможность применения монокристаллических волокон на основе ниобата лития для удвоения частоты лазерного излучения. Исследования характеристик волокна показали его высокое качество и высокую пространственную однородность. Проведено сравнение параметров удвоителя частоты излучения неодимового лазера ( $\lambda = 1 \mu\text{м}$ ) на основе волоконных и объемных монокристаллов. Выращивание монокристаллических волокон осуществлялось методом минипьедестала с нагревом излучением  $\text{CO}_2$ -лазера (LHPG-метод).*

**Ключевые слова:** монокристаллическое волокно, ниобат лития, удвоение частоты излучения.

## 1. Введение

Одной из актуальных задач нелинейной оптики является параметрическое преобразование частоты излучения лазеров малой пиковой мощности. Увеличение интенсивности светового поля при использовании жесткой фокусировки пучка, обеспечивающей получение малого поперечного размера перетяжки, не является решением этой проблемы, поскольку ведет к уменьшению эффективной длины взаимодействия (как за счет уменьшения длины перетяжки, так и из-за возможного влияния сноса необыкновенной волны). Увеличение длины нелинейного взаимодействия излучения с постоянной интенсивностью может быть достигнуто при использовании протяженных нелинейных сред малого поперечного сечения, обладающих световодными свойствами.

С этой целью нами изготовлены монокристаллические волокна на основе стехиометрического кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , обладающего высокими нелинейными и оптическими характеристиками. Волокна предназначались для удвоения частоты излучения Nd:YAG-лазеров и были выращены в направлении под углом  $90^\circ$  к оптической оси кристалла. Характеристики волокна как удвоителя частоты излучения и их пространственная однородность исследовались при помощи одномодового Nd:YAG-лазера, позволяющего получать малые размеры области перетяжки пучка и проводить сканирование по объему исследуемого образца. Это и являлось целью настоящих исследований.

\* Доложена на 6-м Российском семинаре по волоконным лазерам, Новосибирск, 2014.

В.В.Кашин, Д.А.Николаев, С.Я.Русанов, В.Б.Цветков. Институт общей физики РАН им. А.М.Прохорова, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kashin@kapella.gpi.ru, nikolaev@lsk.gpi.ru, s.rusanov@kapella.gpi.ru, tsvetkov@lsk.gpi.ru

Поступила в редакцию 16 июля 2014 г., после доработки – 17 сентября 2014 г.

## 2. Выращивание монокристаллических волокон

Для получения монокристаллических волокон на основе ниобата лития использовался способ, известный под названием LHPG [1], в котором монокристаллическое волокно выращивается на ориентированную монокристаллическую затравку из капли расплава, полученного на торце (пьедестале) исходной заготовки с помощью ее нагрева излучением  $\text{CO}_2$ -лазера. К настоящему моменту известен ряд работ, посвященных проблемам технологии получения монокристаллических волокон высокого оптического качества из ниобата лития [2–4]. Основное внимание в них уделяется подбору состава исходных заготовок и режимам выращивания монокристаллических волокон.

В настоящей работе материаловедческие аспекты роста таких волокон не рассматривались. В качестве заготовок использовались стержни сечением  $1.2 \times 1.2$  мм и длиной 30–50 мм, вырезанные из объемного монокристалла ниобата лития (стехиометрического состава). Затравкой служил тонкий стержень сечением  $0.5 \times 0.5$  мм, вырезанный из того же материала так, чтобы его ось совпадала с направлением, перпендикулярным оптической оси монокристалла ниобата лития. Ориентация монокристалла для вырезания заготовки проводилась с помощью рентгеновского дифрактометра. Оптимальная скорость выращивания была  $\sim 50$  мм/ч, длина монокристаллических образцов достигала 150 мм, а их диаметр составлял 300–800 мкм (в зависимости от скорости вытягивания). Волокна после роста отжигались (выдержка при температуре  $\sim 1000^\circ\text{C}$  в течение 1 ч и остывание за 6 ч). Образцы имели поверхность оптического качества (см., напр., рис.1). Для проведения экспериментов плоские торцы кристаллических волокон полировались.

## 3. Исследование оптических характеристик волокна

Пространственная однородность и оптические параметры монокристаллического волокна  $\text{LiNbO}_3$ , исполь-

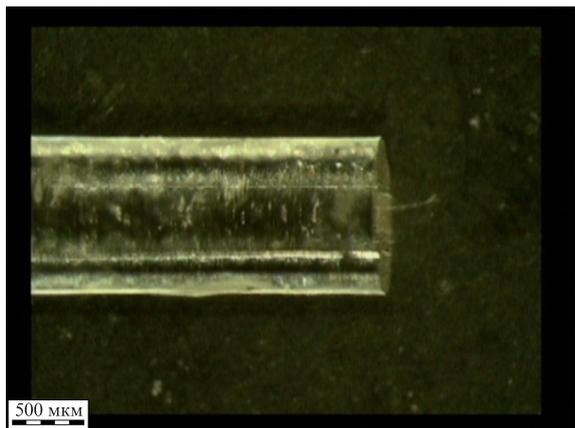


Рис.1. Фотография фрагмента монокристаллического волокна из ниобата лития.

зуемого в качестве удвоителя частоты излучения, исследовались на экспериментальной установке, оптическая схема которой показана на рис.2. В качестве источника тестирующего излучения использовался одномодовый Nd:YAG-лазер, работающий в режиме модулированной добротности резонатора. Непрерывный диодный модуль JOLD-22-CPXF-1L с волоконным выводом излучения служил для оптической накачки активного элемента (АЭ). Центральная длина волны излучения диода составляла 808 нм. Двухлинзовая фокусирующая система ФС направляла выходное излучение диодного модуля в объем АЭ в виде пучка с диаметром примерно 300 мкм, обеспечивающего генерацию на одной фундаментальной поперечной моде.

Модулятор добротности резонатора М на основе кристалла  $Cr^{4+}:YAG$  обеспечивал генерацию непрерывной гребенки гигантских импульсов, их частота следования составляла 10 кГц, а длительность по уровню  $0.5 \tau = 20$  нс. Выходное излучение лазера имело линейную поляризацию с вектором электрического поля, лежащим в плоскости рис.2. Это обеспечивалось при помощи внутрирезонаторного поляризатора П. Фазовая пластина  $\lambda/2$  позволяла изменять направление поляризации излучения внутри кристалла  $LiNbO_3$  относительно исходной. Спектральный светофильтр СФ1 служил для удаления непоглощенного в АЭ излучения диодной накачки с длиной волны 808 нм.

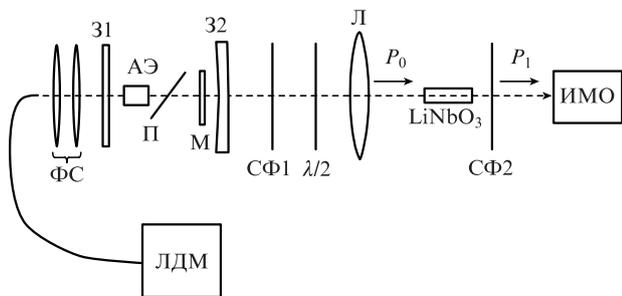


Рис.2. Оптическая схема эксперимента: ЛДМ – лазерный диодный модуль накачки; ФС – линзовая фокусирующая система; 31, 32 – зеркала резонатора; АЭ – активный элемент Nd:YAG; П – поляризатор; М – модулятор добротности резонатора; СФ1, СФ2 – светофильтры;  $\lambda/2$  – полуволновая фазовая пластина; Л – фокусирующая линза;  $LiNbO_3$  – исследуемый образец; ИМО – измеритель мощности излучения.

Исследовалось монокристаллическое волокно с диаметром около 600 мкм и длиной 18 мм (см. рис.1). Торцы волокна не имели просветляющих покрытий. Лазерное излучение фокусировалось в объем кристаллического волокна собирающей линзой Л с фокусным расстоянием 53 мм. При этом диаметр перетяжки  $2\omega_0$  внутри волокна составлял около 37 мкм (по уровню  $\epsilon^{-2}$ ). Длина области перетяжки в волокне  $2Z_0 = (2\pi n_{\lambda_p}^0 \omega_0^2) / \lambda_p \approx 4.2$  мм. Здесь  $\lambda_p = 1.064$  мкм – длина волны накачки,  $n_{\lambda_p}^0 = 2.234031$  – показатель преломления для обыкновенного луча на  $\lambda_p$ . Максимальный радиус пучка внутри волокна при нахождении перетяжки в плоскости одного из торцов волокна не превышал 140 мкм. Таким образом, используемая геометрия эксперимента позволяла исследовать пространственную неоднородность нелинейных свойств в сечении кристаллического волокна (как вдоль, так и поперек его оси) при удалении центра перетяжки пучка от оси на расстояние не менее 150 мкм. Изменение положения перетяжки пучка в объеме световода осуществлялось за счет продольных и поперечных перемещений волокна.

Экспериментально исследовался коэффициент преобразования  $K$  лазерного излучения с длиной волны  $\lambda_p = 1064$  нм в излучение с длиной волны  $\lambda_{SH} = 532$  нм. С этой целью средняя мощность  $P_0$  излучения (1064 нм) на входе в монокристаллическое волокно и средняя мощность  $P_1$  излучения (532 нм), вышедшего из волокна и прошедшего спектральный светофильтр СФ2, измерялись при помощи измерителя мощности FieldMaster GS. Светофильтр СФ2 служил для удаления прошедшего через волокно излучения на  $\lambda = 1064$  нм. Коэффициент пропускания  $T$  фильтра СФ2 составил 0.76 на длине волны 532 нм и  $\leq 10^{-6}$  на длине волны 1064 нм. Мощность  $P_0$  была неизменной в ходе исследований и равной 600 мВт. Мощность  $P_1$  сильно зависела от угла поворота пластины  $\lambda/2$  и практически не зависела (в пределах погрешности эксперимента, составляющей 10%) от положения перетяжки пучка в волокне. Это свидетельствует о высокой пространственной однородности нелинейно-оптических параметров волокна. Максимальное значение  $P_1$  составило 1.2 мВт. Таким образом, коэффициент преобразования излучения с  $\lambda_p = 1064$  нм во вторую гармонику  $K = P_1 / P_0 T T_1^2$  однороден по объему и равен  $3.6 \times 10^{-3}$ . Здесь  $T_1 = 0.855$  – коэффициент пропускания для торца волокна с показателем преломления 2.23. Измерения проводились при температуре волокна 300 К.

Используемая геометрия эксперимента в первую очередь предназначена для исследования пространственной однородности оптических свойств волокна. Относительно низкая интенсивность волны накачки, а также наличие отличной от нуля расстройки волновых векторов взаимодействующих волн препятствовали получению большого значения коэффициента  $K$ . Сравним (в приближении постоянной интенсивности накачки) измеренный коэффициент  $K$  с ожидаемым в наших экспериментальных условиях коэффициентом преобразования для объемного  $LiNbO_3$

$$\eta(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\lambda_p}(x, y, t) \eta'(I_{\lambda_p}(x, y, t), z) dx dy dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\lambda_p}(x, y, t) dx dy dt} \quad (1)$$

Здесь  $I_{\lambda_p}(x, y, t)$  – пространственно-поперечное и временное распределение интенсивности пучка накачки;  $\eta'$  – коэффициент преобразования излучения накачки во вто-

рую гармонику. В плоскости перетяжки пучка распределение интенсивности накачки

$$I_{\lambda_p}(x, y, t) = I_0 \exp\left[-2\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2} - 4(\ln 2)\frac{t^2}{\tau^2}\right], \quad (2)$$

где  $I_0 \approx 500$  МВт/см<sup>2</sup>. Коэффициент преобразования плоской волны постоянной интенсивности, распространяющейся вдоль оси  $z$ ,

$$\eta'(z) = \frac{I_{\lambda_{SH}}(L)}{I_{\lambda_p}(0)} = \frac{32\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{(n_{\lambda_p}^o)^2 n_{\lambda_{SH}}^e \lambda_p^2 \epsilon_0 c |\Delta k|^2} I_{\lambda_p}(0) \sin^2\left(\frac{\Delta k z}{2}\right), \quad (3)$$

где  $\lambda_{SH} = 532$  нм;  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  Ф/м;  $c = 3 \times 10^8$  м/с [5]. Расстройка волновых векторов

$$\Delta k = 4\pi(n_{\lambda_{SH}}^e - n_{\lambda_p}^o)/\lambda_p. \quad (4)$$

Значения показателей преломления  $n_{\lambda_p}^o$  и  $n_{\lambda_{SH}}^e$  обыкновенной и необыкновенной волн, распространяющихся в перпендикулярном к оптической оси кристалла LiNbO<sub>3</sub> направлении, а также значение эффективной константы взаимодействия  $d_{\text{eff}}$  были получены с использованием базы данных программы SNLO [6] и составили соответственно 2.234031, 2.233156 и  $-4.52$  рм/В. Использование этих параметров и уравнений (1) – (4) показало, что расчетное значение максимума коэффициента преобразования  $\eta_{\text{max}} \approx 3.3 \times 10^{-3}$ . Значение  $\eta_{\text{max}}$ , полученное с использованием известных из литературы параметров стехиометрического кристалла LiNbO<sub>3</sub>, хорошо согласуется с измеренным значением коэффициента  $K$  в монокристаллическом волокне.

Тестирование волокна на наличие структурных кристаллических дефектов проводилось при помощи вращения плоскости поляризации лазерного пучка и одновременного сканирования объема волокна областью его перетяжки. При этом исследовалось относительное изменение мощности излучения второй гармоники на выходе из образца в зависимости от угла поворота полуволновой фазовой пластины вокруг оси (рис.3, кривая 2). Полученная зависимость не изменялась в различных областях перетяжки лазерного пучка в пределах волокна. На этом же рисунке для сравнения показаны аналогичная зависимость, полученная для коммерческого кристалла LiNbO<sub>3</sub>, и зависимость, рассчитанная при помощи выражения (1). Объемный образец LiNbO<sub>3</sub> имел размеры  $10 \times 10 \times 40$  мм и был также вырезан в направлении, перпендикулярном

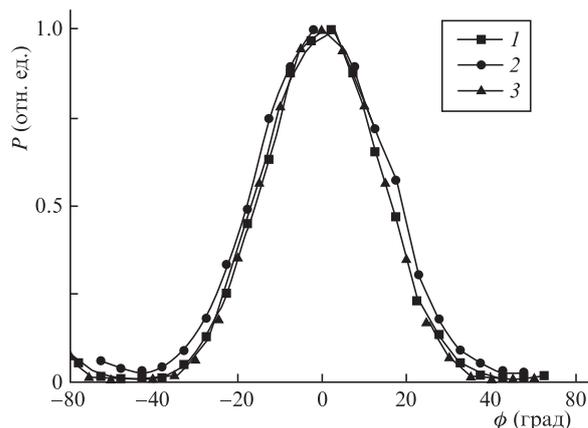


Рис.3. Зависимости относительной мощности  $P$  излучения второй гармоники на выходе из волокна от угла поворота  $\phi$  фазовой пластины  $\lambda/2$  для объемного кристалла LiNbO<sub>3</sub> (1), монокристаллического волокна LiNbO<sub>3</sub> (2), а также расчетная кривая (3).

оптической оси. Для проведения измерений он устанавливался вместо исследуемого монокристаллического волокна.

#### 4. Заключение

Разработана методика получения монокристаллического волокна на основе стехиометрического кристалла LiNbO<sub>3</sub> с требуемым направлением роста относительно его оптической оси. При изготовлении волокон использовался метод минипьедестала с нагревом излучением CO<sub>2</sub>-лазера. Проведенные исследования показали, что параметры монокристаллического волокна как удвоителя частоты лазерного излучения соответствуют параметрам объемных образцов. Монокристаллическое волокно обладало высоким оптическим и структурным качеством, что позволяет его использовать для удвоения частоты излучения волоконных лазеров.

1. Feigelson R.S. *J. Crystal Growth*, **79**, 680 (1986).
2. Luh Y.S., Fejer M.M., Byer R.L., Feigelson R.S. *Crystal Growth*, **85**, 264 (1987).
3. Chi-Yung Chen, Juh-Chen Chen, Chih-Ta Chia. *Opt. Materials*, **30** (3), 393 (2007).
4. Nagashio K., Wathcarapasorn A., DeMattey R.C., Feigelson R.S. *J. Crystal Growth*, **265**, 190 (2004).
5. Звелто О. *Принципы лазеров* (С.Пб.: Лань, 2008).
6. <http://www.as-photonics.com/SNLO>.