

Высокоэффективная генерация второй гармоники излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера с наноджоульным уровнем энергии в кристалле ниобата лития

В.М.Гордиенко, В.А.Дьяков, П.М.Михеев, В.С.Сырцов

В кристалле LiNbO_3 получена высокоэффективная ($\sim 70\%$) генерация второй гармоники острогофокусированного фемтосекундного излучения лазерной системы на хром-форстерите с энергией в импульсе до 10 нДж при сохранении пространственного и спектрального качества излучения второй гармоники.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, ниобат лития, хром-форстеритовый лазер, генерация второй гармоники.

В настоящее время широкое распространение получили фемтосекундные лазеры, генерирующие квазипрерывное излучение с наноджоульным уровнем энергии в ближнем ИК диапазоне (1.0–1.5 мкм) [1–4]. Такие лазеры находят применение, в первую очередь, при создании различных схем оптической когерентной томографии, дистанционного зондирования объектов и в других диагностических задачах. В практическом плане интересно расширить область генерации лазеров такого типа на видимый диапазон за счет генерации второй гармоники (ГВГ) с эффективностью преобразования более 50%. Данная задача может быть решена при использовании нелинейно-оптического кристалла с высокой нелинейностью в случае воздействия на него высокоинтенсивного лазерного излучения.

Цель настоящей работы – продемонстрировать на примере фемтосекундной лазерной системы на хром-форстерите, генерирующей импульсы с наноджоульным уровнем энергии, возможность достижения эффективности ГВГ более 50% в кристалле ниобата лития.

В эксперименте использовалось излучение лазерной системы на хром-форстерите с длиной волны 1240 нм и длительностью импульса ~ 140 фс [5]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве нелинейно-оптической среды выбран кристалл LiNbO_3 , который обладает высокой эффективной квадратичной нелинейностью ($d_{\text{eff}} \sim 5$ пм/В [6]), существенно превышающей ее значения для наиболее часто используемых кристаллов DKDP и LBO [6].

При энергии лазерного импульса ~ 10 нДж достижение высокой интенсивности (более 10^{11} Вт/см²) излучения в кристалле возможно только при его острой фокусировке в пятно размером менее 5 мкм. При этом необходимо обеспечить сохранность передней грани кристалла от поверхностного оптического пробоя и избежать фазовой модуляции излучения благодаря керровской нели-

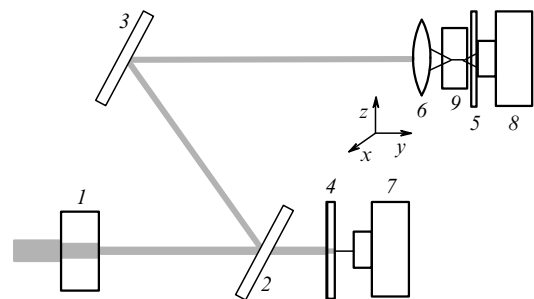


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 – нейтральные светофильтры; 2 – частично пропускающее зеркало; 3 – глухое зеркало; 4 – нейтральный фильтр; 5 – сменные светофильтры; 6 – короткофокусная линза; 7 и 8 – фотодетекторы для измерения падающей энергии и энергии второй гармоники; 9 – кристалл KDP или LiNbO_3 .

нейности. Более того, использование кристаллов длиной свыше 1 мм неоправданно вследствие увеличения длительности импульса второй гармоники в результате механизма группового разбегания. Так, для ГВГ в кристалле ниобата лития при использовании излучения накачки с длиной волны 1.24 мкм дисперсия групповых скоростей составляет 370 фс/мм [6], что для импульса длительностью 140 фс соответствует групповой длине ~ 520 мкм.

Указанные выше причины приводят к необходимости применения схемы острой фокусировки лазерного излучения в объем кристалла при отношении фокусного расстояния линзы к диаметру лазерного пучка $F/D \sim 1$. Следует отметить, что увеличение интенсивности лазерного излучения в объеме кристалла до значений $\sim 10^{13}$ Вт/см² неизбежно приводит к ионизации вещества кристалла, формированию плазмы и последующему разрушению кристалла [7, 8]. Таким образом, задача достижения высокой эффективности преобразования во вторую гармонику сводится к нахождению оптимальных энергии и режима фокусировки фемтосекундных лазерных импульсов с наноджоульным уровнем энергии.

Для реализации процесса ГВГ в режиме одиночного импульса применялась линза с фокусным расстоянием 2 мм и числовой апертурой 0.5. Радиус пятна излучения в перетяжке составлял не более 1.5 мкм, длина перетяжки была равна ~ 90 мкм. Излучение фокусировалось в объем нелинейно-оптического кристалла LiNbO_3 толщиной

В.М.Гордиенко, В.А.Дьяков, П.М.Михеев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: gord@femtosrv.phys.msu.ru

В.С.Сырцов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

1.5 мм, вырезанного по направлению $oo-e$ -синхронизма ($\varphi = 30^\circ$, $\Theta_m = 60.5^\circ$). Такие параметры фокусировки позволяют достичь в эксперименте интенсивности 10^{12} Вт/см² при энергии импульса ~ 10 нДж. При этом длина взаимодействия не превышает групповой длины.

Энергия лазерного излучения изменялась с помощью набора нейтральных светофильтров и контролировалась фотоприемником 7. При этом фильтры не вносили возмущений в лазерное излучение. Сигнал второй гармоники регистрировался фотоприемником 8 на основе кремниевое фото диода ФД-24 с установленным перед ним фильтром НС9 толщиной 2 мм, отсекающим излучение на длине волны 1240 нм. Для контроля развития режима плазмообразования с помощью фотоприемника 8 проводились измерения зависимости пропускания кристалла от энергии основного излучения по методике, описанной в [9].

Результаты измерений эффективности генерации второй гармоники в кристалле ниобата лития представлены на рис.2. В диапазоне энергий падающего импульса излучения 10–15 нДж, что соответствует интенсивностям $(1 - 1.5) \times 10^{12}$ Вт/см² (радиус пучка в перетяжке в объеме кристалла составлял 1.5 мкм), наблюдался максимум эффективности преобразования, равный $70\% \pm 10\%$.

Пространственное и спектральное качество излучения второй гармоники в максимуме эффективности преобразования оставалось хорошим (рис.3,б). На рис.3,а представлен спектр излучения второй гармоники при малой энергии (~ 1 нДж), когда отсутствует влияние эффектов фазовой самомодуляции и кросс-модуляции, обусловленных нелинейностью показателя преломления. При дальнейшем росте энергии импульса (свыше 0.4 мкДж) начиналась модификация спектра излучения.

Из рис.2 видно, что при энергии импульса основного излучения свыше 15 нДж наблюдается спад эффективности преобразования. Он объясняется, в первую очередь, влиянием самовоздействия излучения в кристалле LiNbO₃ из-за керровской нелинейности, что приводит к нелинейному искажению спектра второй гармоники и ухудшению условий фазового синхронизма. Действительно, оценка нелинейного набега фазы излучения на длине перетяжки дает значение $\sim \pi$ при интенсивности $\sim 5 \times 10^{12}$ Вт/см², что соответствует энергии ~ 50 нДж, при которой отчетливо начинается спад эффективности преобразования ($n_2 \sim 6 \times 10^{-16}$ см²/Вт [10]). Следует также добавить, что на процесс ГВГ при энергиях сверхкороткого импульса более 1 мкДж (это соответствует интенсивности $\sim 10^{13}$ Вт/см²) значительное влияние оказывает плазмообразование [7]. Плазма влияет на генерацию гармоник через изменение показателей преломления среды по модели

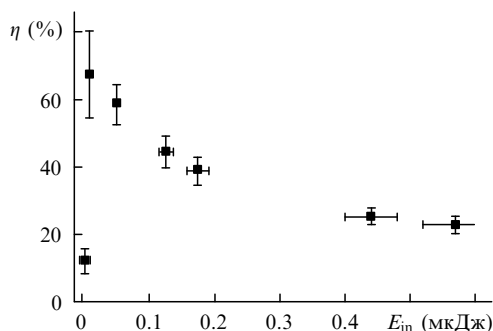


Рис.2. Зависимость эффективности ГВГ η в ниобате лития от энергии основного излучения E_{in} .

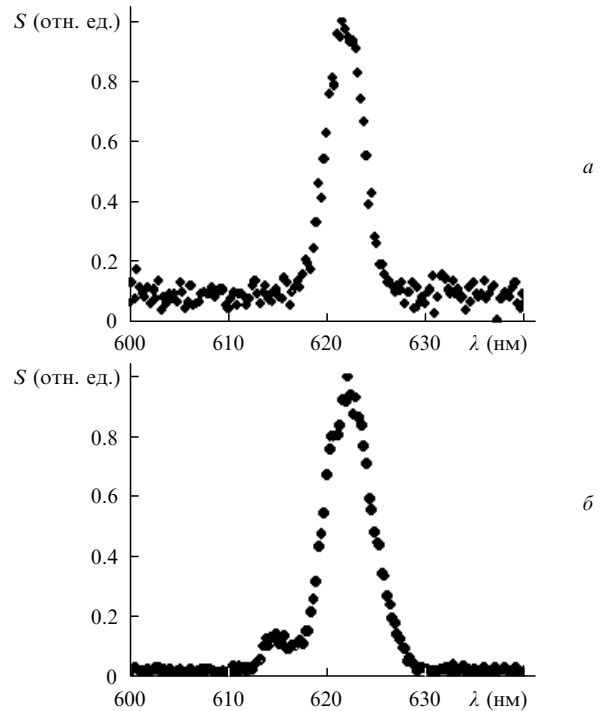


Рис.3. Спектры второй гармоники в ниобате лития при энергии основного излучения ~ 1 (а) и ~ 12 нДж (б).

Друде, приводящее к резкому уменьшению когерентной длины (до единиц микрометров [11]).

Таким образом, нами реализована в кристалле LiNbO₃ высокоэффективная (около 70%) ГВГ фемтосекундного излучения хром-форстеритового лазера с наноджоульным уровнем энергии при сохранении пространственного и спектрального качества излучения. Основным фактором, ограничивающим эффективность преобразования во вторую гармонику, является самовоздействие излучения в кристалле. Расчеты параметров синхронизма и эффективной нелинейности показывают, что существенных изменений условий ГВГ не будет в диапазоне от минимальной длины волны (~ 1.1 мкм) до ~ 3.7 мкм. Следовательно, используемая схема генерации второй гармоники позволяет создавать компактные преобразователи излучения ближнего ИК диапазона.

Данная работа поддержана грантами РФФИ № 06-02-16872 и 05-02-16476.

1. Druon F., Balembos F., Georges P. *Opt. Express*, **12**, 5005 (2004).
2. Yakovlev V.V., Ivanov A.A., Shcheslavskiy V. *Appl. Phys. B*, **74**, S145 (2002).
3. Fermann M.E. et al. *Opt. Lett.*, **24**, 1428 (1999).
4. Peshko I., Nikolaev E., Prudnikov A., Hockley B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5970**, 59702R (2005).
5. Gordienko V.M., Ivanov A.A., Podshivalov A.A., Rakov E.V., Savelev A.B. *Laser Phys.*, **16**, 427 (2006).
6. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer, 1997).
7. Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **191**, 333 (2001).
8. Гордиенко В.М., Макаров И.А., Михеев П.М., Сырцов В.С., Шашков А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 627 (2005).
9. Syrtsov V.S., Gordienko V.M., Mikheev P.M., Makarov I.A., Shashkov A.A., Volkov R.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6161**, 40 (2006).
10. Ganeev R.A. et al. *Opt. Commun.*, **229**, 403 (2004).
11. Gordienko V.M., Makarov I.A., Mikheev P.M., Shashkov A.A., Syrtsov V.S., Volkov R.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6023**, 167 (2005).