

Генерация второй гармоники фемтосекундного излучения хром-форстеритового лазера в нелинейно-оптическом кристалле на пороге плазмообразования

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

Экспериментально исследована генерация второй гармоники излучения хром-форстеритовой лазерной системы в условиях острой фокусировки излучения в объем кристаллов KDP и LiNbO₃. Обсуждаются причины отрицательного влияния на такой процесс плазмы, образующейся в результате многофотонной ионизации в области фокуса при интенсивности свыше 10¹³ Вт/см².

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, KDP, ниобат лития, вторая гармоника, хром-форстеритовый лазер.

1. Введение

Переход к импульсам фемтосекундной длительности значительно изменил картину нелинейно-оптических преобразований, позволив исследовать процессы при предельно высоких интенсивностях лазерного излучения, превышающих 10¹³ Вт/см². Острая фокусировка лазерного излучения в объем нелинейно-оптического кристалла дает возможность достигнуть высокой напряженности светового поля, приближающейся к напряженности в режиме сверхсильного светового поля, и обеспечивает тем самым реализацию процесса плазмообразования [1, 2]. Формируемая лазерным излучением плазма может вызывать модификацию как линейных, так и нелинейных восприимчивостей вещества. По этим причинам исследование эффективности нелинейно-оптических преобразований в сильных световых полях является принципиальным с точки зрения выяснения предельных возможностей нелинейной оптики [3]. Использование импульсов лазерного излучения фемтосекундной длительности позволяет изучать процесс взаимодействия лазерного излучения с нелинейно-оптическими кристаллами в условиях возмущения только электронной подсистемы, поскольку время передачи энергии в фононную подсистему для диэлектриков лежит в диапазоне сотни фемтосекунд – единицы пикосекунд [4].

Простейшим процессом, характеризующим нелинейность поляризуемости вещества во внешнем поле, является генерация второй гармоники (ГВГ). Эффективность такого процесса зависит от оптической нелинейности кристалла и выполнения условий фазового и группового синхронизма. Высокая интенсивность лазерного излучения в кристалле может приводить к появлению нелинейного набега фазы за счет фазовой самомодуляции (ФСМ), обусловленной модификацией показателя преломления,

за которую ответственен механизм керровской нелинейности [5]. Появление свободных электронов в плазменной области также вызывает изменение показателя преломления среды. Последнее обстоятельство должно существенно влиять на условия ГВГ в кристаллах при предельно высоких интенсивностях лазерного излучения.

Целью настоящей работы являлось изучение особенностей процесса ГВГ высокоинтенсивного (свыше 10¹² Вт/см²) излучения фемтосекундного лазера в нелинейно-оптических кристаллах KDP и LiNbO₃ в режиме плазмообразования.

2. Экспериментальная установка

Принципиальная схема экспериментальной установки для ГВГ в режиме острой фокусировки представлена на рис. 1. В наших экспериментах использовалось излучение фемтосекундного лазера на кристалле хром-форстерита [5], имевшего длительность спектрально ограниченного импульса на основной длине волны 1.24 мкм около 140 фс, а на длине волны второй гармоники (0.62 мкм)

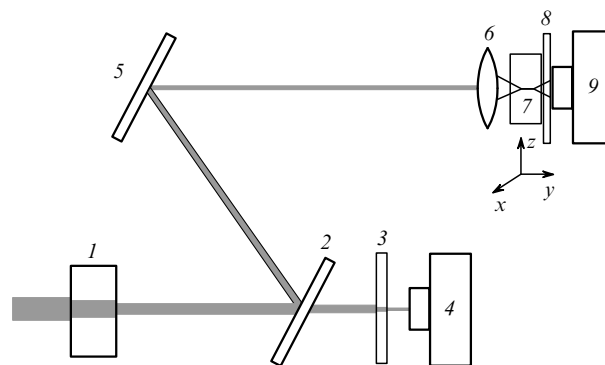


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 – нейтральный фильтр для ослабления падающего излучения; 2 – частично пропускающее зеркало; 3 – нейтральные фильтры для ослабления излучения перед фотоприемником; 4 и 9 – фотодетекторы для измерения падающей энергии и энергии второй гармоники; 5 – глухое зеркало; 6 – короткофокусная линза ($F = 2$ мм); 7 – кристалл KDP или LiNbO₃ на трехкоординатной подвижке; 8 – фильтр, отсекающий основное излучение.

В.М.Гордиенко, В.А.Дьяков, П.М.Михеев, В.С.Сырцов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: mikheev@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 19 февраля 2007 г., после доработки – 2 мая 2007 г.

около 100 фс. Острая фокусировка лазерного излучения в объеме кристалла с помощью короткофокусной линзы 6 с фокусным расстоянием $F = 2$ мм позволяла достичь без оптического пробоя поверхности кристалла 7 интенсивности до 4×10^{13} Вт/см² при использовании основного излучения и до 2×10^{13} Вт/см² на длине волны второй гармоники. Нелинейно-оптические кристаллы KDP и LiNbO₃ размещались на трехкоординатной подвижке 7 и после каждого лазерного импульса сдвигались в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, для обеспечения взаимодействия с немодифицированным участком в каждом выстреле. Энергия лазерных импульсов излучения изменялась нейтральными фильтрами 1 в диапазоне 0.01 – 10 мкДж и измерялась с помощью фотодетектора 4. На выходе из кристалла основное излучение отсекалось фильтром 8, и излучение второй гармоники регистрировалось фотодетектором 9.

Для определения эффективной длины нелинейного кристалла и оценки интенсивности лазерного излучения в объеме кристалла нами измерялись параметры перетяжки (длина и диаметр) пучков основного излучения и второй гармоники. Для этого с помощью оптической системы с разрешением 1.8 мкм изображение сечения пучка в кристалле переносилось на ПЗС-камеру. Измерения профилей пучков проводились при малой энергии падающего импульса. Фотодиод, регистрирующий сигнал второй гармоники, был откалиброван по абсолютной величине для излучения с длиной волны $\lambda = 0.62$ мкм.

3. Результаты эксперимента

В экспериментах использовались два наиболее распространенных нелинейно-оптических кристалла – LiNbO₃ и KDP. Выбор этих кристаллов обусловлен тем, что они обладают существенно различными физическими и химическими свойствами. Так, эффективная нелинейность в направлении синхронизма составляет ~ 0.3 пм/В для кристалла KDP и ~ 5 пм/В для ниобата лития [6], что обуславливает значительное различие в эффективностях преобразования. Различие показателей преломления данных кристаллов ($n_{\text{KDP}} = 1.5$, $n_{\text{LiNbO}_3} = 2.2$) должно приводить к различию условий фокусировки.

Коротковолновая граница области прозрачности для KDP находится на $\lambda = 180$ нм, а для ниобата лития – на $\lambda = 400$ нм. При высокой интенсивности лазерного излучения в кристалле становится существенным многофотонное поглощение, причем «фотонность» процесса для выбранных кристаллов будет различной. Температура разложения KDP составляет 252 °С, а температура плавления ниобата лития – примерно 1200 °С, что естественно приведет к различию в формировании микромодификаций в объеме кристаллов за счет процесса многофотонного поглощения.

При высоких интенсивностях лазерного излучения из-за нелинейности показателя преломления возникает нелинейный набег фазы $\varphi_{\text{nl}} = 2\pi n_2 IL/\lambda$, где n_2 – нелинейный показатель преломления; I – интенсивность излучения; L – длина нелинейной среды. Если $\varphi_{\text{nl}} > \pi$, то нарушаются условия фазового синхронизма, что приводит к снижению эффективности ГВГ. С другой стороны, известно, что при увеличении интенсивности фемтосекундного лазерного излучения до $\sim 2 \times 10^{13}$ Вт/см² в объеме нелинейно-оптического кристалла возникает ионизация [1]. Для боль-

шинства нелинейных кристаллов типичные значения n_2 составляют $\sim 3 \times 10^{-16}$ см²/Вт [7]. Это означает, что можно оценить максимальную толщину кристалла, при которой влияние ФСМ на керровской нелинейности в синхронном режиме генерации будет ограничено при сохранении возможности реализации режима плазмобразования в объеме нелинейного кристалла. Простая оценка дает толщину нелинейного кристалла $L < 200$ мкм. Таким образом, можно сформулировать условия изучения процесса ГВГ при предельно высоких интенсивностях лазерного излучения: использование схемы жесткой фокусировки в объем, позволяющей исключить влияние поверхности, и длины кристалла менее 200 мкм для выполнения синхронного режима генерации и минимизации ФСМ. Условия реализации ГВГ, когда процесс ФСМ несуществен, могут быть достигнуты в несинхронном режиме (когда эффективная длина взаимодействия меньше когерентной длины) с использованием кристаллов, обладающих высокой квадратичной нелинейностью.

В проведенных экспериментах в качестве базовых использовались кристалл KDP толщиной 200 мкм, вырезанный в направлении оо–е-синхронизма ($\varphi = 45^\circ$, $\theta = 43^\circ$), и кристалл ниобата лития толщиной 1.5 мм. Хотя кристалл ниобата лития был вырезан в направлении оо–е-синхронизма ($\varphi = 30^\circ$, $\theta = 60.5^\circ$), в экспериментах он был повернут на 90° . Поэтому процесс ГВГ в нем осуществлялся несинхронно, а нелинейное взаимодействие происходило по типу ее–е, для которого эффективная нелинейность примерно в три раза выше [6]. Все образцы были оптически полированными.

Результаты экспериментов по ГВГ излучения хром-форстеритового лазера в KDP в режиме острой фокусировки приведены на рис.2,б. В этих экспериментах в качестве основного изучения использовалась вторая гармоника хром-форстеритового лазера с $\lambda = 0.62$ мкм. При энергии лазерного излучения ~ 0.4 мкДж эффективность преобразования достигала максимума ($\sim 1.5\%$), за которым начинался быстрый спад. Измеренный диаметр перетяжки (~ 2.6 мкм) позволяет оценить интенсивность накачки, соответствующей максимуму ГВГ, как $\sim 10^{13}$ Вт/см². Результаты измерений нелинейного поглощения в кристалле KDP свидетельствуют о том, что этот режим возникает при энергии накачки $E \sim 0.4$ мкДж (см. рис.2,а) в результате развития процесса плазмообразования и затрат энергии на ионизацию и нагрев электронов [1]. С помощью спектрометра SL40-2-3648 измерялся спектр сигнала второй гармоники, который изменялся при энергии $E > 0.4$ мкДж. Для ограничения вклада в измеряемую эффективность ГВГ периферийных частей пучка за выходной гранью кристалла устанавливалась диафрагма диаметром 100 мкм.

Полученные для кристалла KDP экспериментальные результаты по ГВГ излучения с $\lambda = 0.62$ мкм (рис.2,б) показывают, что на начальном этапе ($E < 0.3$ мкДж) зависимость эффективности ГВГ от энергии основного излучения имеет линейный характер, затем она изменяется и достигает максимума при $E \sim 0.4$ мкДж. Далее возникает резкий спад эффективности ГВГ. При энергии $E \sim 0.4$ мкДж интенсивность лазерного излучения не превышает $I_{\text{max}} = 10^{13}$ Вт/см² [1]. Отметим, что для $\lambda = 0.62$ мкм, длины перетяжки $b \sim 80$ мкм и $n_2 \sim 2.5 \times 10^{-16}$ см²/Вт [8] нелинейный набег фазы в KDP оказывается не более 0.5 π .

Данные по нелинейному поглощению (рис.2,а) свидетельствуют о том, что для лазерных импульсов с энер-

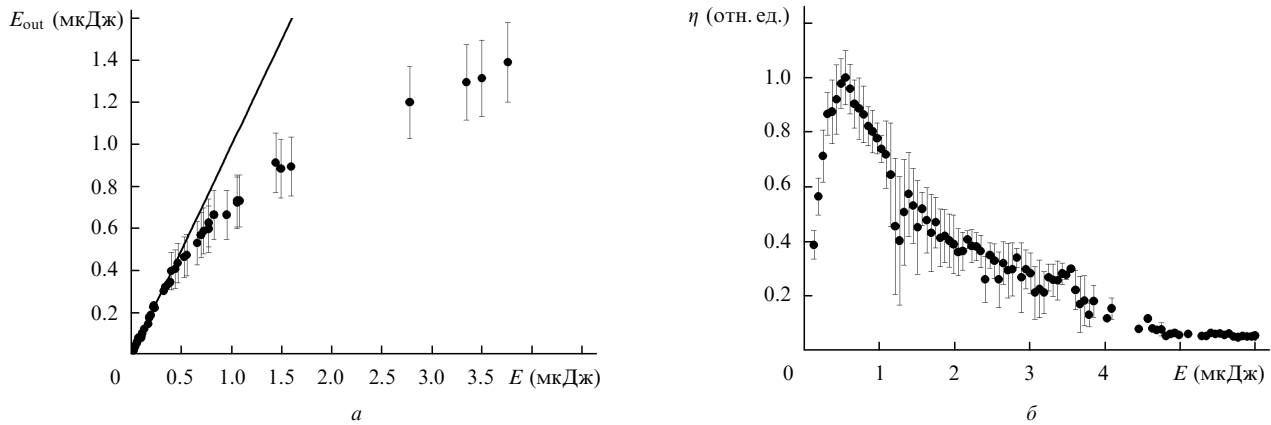


Рис.2. Нелинейное пропускание кристалла KDP (а) и эффективность ГВГ в нем (б) на $\lambda = 0.62$ мкм. Толщина кристалла 200 мкм; E_{out} – энергия выходного излучения.

гией более 0.4 мкДж в области фокуса возникает плазма, которая сильно ухудшает условия ГВГ, что сопровождается падением эффективности ГВГ, связанным с возрастающим влиянием плазмы на процесс ГВГ. Наличие ненулевого сигнала второй гармоники при $E > 0.5$ мкДж объясняется тем, что толщина кристалла несколько больше длины перетяжки и в периферийной области (вне перетяжки) сохраняется генерация второй гармоники. В общем случае при оценке эффективности ГВГ необходимо учитывать долю поглощенного лазерного излучения в кристалле, однако в нашем случае этот эффект незначителен.

Экспериментальные результаты, полученные для кристалла ниобата лития в несинхронном режиме ГВГ (взаимодействие типа $e-e$), представлены на рис.3,б. Максимум эффективности преобразования в этом случае не превышал 3% при энергии 1 мкДж. Так же как и для KDP, на рис.3,а показано нелинейное пропускание кристалла LiNbO₃ на $\lambda = 1.24$ мкм.

В общем случае значения эффективности преобразования и вид ее зависимости от энергии падающего импульса для KDP отличаются от таковых в случае несинхронной генерации в кристалле ниобата лития. Для LiNbO₃ из-за отсутствия синхронного режима генерации изменение эффективности ГВГ связано, как будет показано ниже, лишь с уменьшением когерентной длины взаимодействующих волн из-за развития процесса плазмообразования.

4. Теоретический анализ ГВГ в режиме плазмообразования

Процесс ГВГ в условиях острой фокусировки подробно рассмотрен как для непрерывного лазерного излучения [9–12], так и для сверхкоротких световых импульсов [13–16]. Описание ГВГ в условиях острой фокусировки проводилось с учетом влияния фазовых и групповых расстройек, геометрического сноса лучей из-за двулучепреломления и пространственной несимметричности генерируемой второй гармоники [9]. В то же время при высоких интенсивностях фемтосекундного лазерного излучения, как уже отмечалось выше, может быть существенным влияние плазмы на процесс ГВГ.

В режиме острой фокусировки максимально достижимая интенсивность фемтосекундного лазерного излучения в кристаллах KDP и LiNbO₃ не превышает $I_{\text{max}} \sim 4 \times 10^{13}$ Вт/см² в условиях нашего эксперимента [17]. С одной стороны, керровская нелинейность может привести к увеличению показателя преломления и нелинейному набегу фазы $\varphi_{\text{nl}} > \pi$, с другой – формируемая плазма также вносит изменения в показатель преломления. Согласно модели Друде изменение показателя преломления $\Delta n_2 \sim N_e / (2N_{\text{cr}})$, где N_e – наведенная лазерным излучением концентрация электронов, а N_{cr} – критическая концентрация электронов, зависящая от λ . Эта добавка Δn_2 также приводит к дополнительному нелинейному набегу фазы $\varphi_{\text{nl}} = 2\pi\Delta n_2 L / \lambda$.

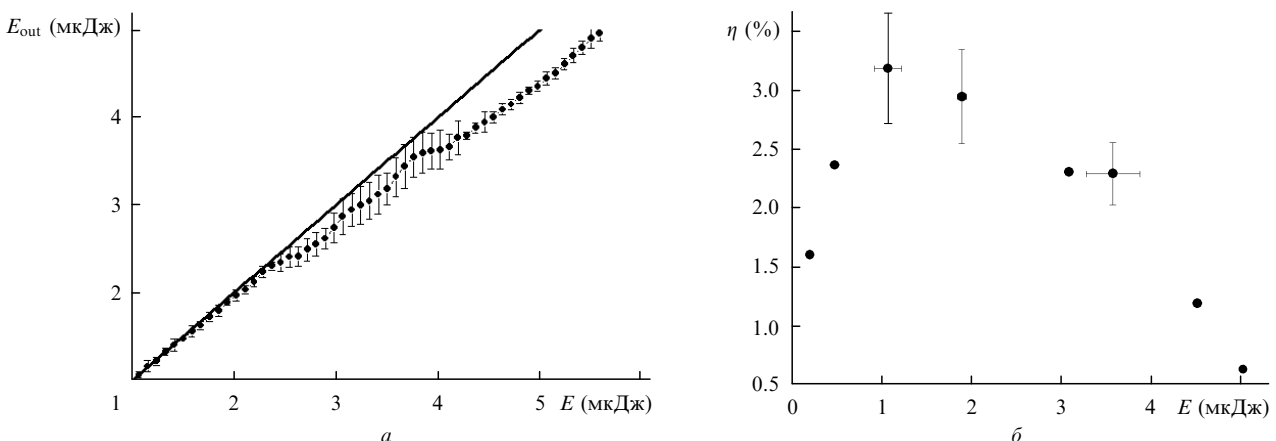


Рис.3. Нелинейное пропускание кристалла ниобата лития (а) и эффективность несинхронной ГВГ в нем (б) на $\lambda = 1.24$ мкм. Толщина кристалла 1.5 мм; E_{out} – энергия выходного излучения.

Рассмотрим влияние свободных электронов плазмы на условия ГВГ. Учет такого влияния проведем следующим образом. Вначале вычислим концентрацию образующихся после прохождения лазерного импульса электронов плазмы $N_e = \omega\tau$ (где τ – длительность импульса) с помощью формулы Келдыша для вероятности ω полевой ионизации [18]. В расчетах используем максимальное значение интенсивности на $\lambda = 1.24$ мкм (4×10^{13} Вт/см²), взятое из работ [1, 17]. Учтем влияние лазерно-индуцированной в нелинейном кристалле плазмы на показатель преломления по модели Друде для диэлектрической проницаемости плазмы:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{\text{epn}})},$$

где ν_{epn} – частота электрон-фононных столкновений (в расчетах бралась равной 1/20 фс); ω_p – плазменная частота.

В результате для основных параметров [6], характеризующих процесс ГВГ, можно получить следующие модифицированные выражения, зависящие от интенсивности I основного излучения: для угла синхронизма

$$\theta(I) = \arccos \left\{ \sqrt{\frac{1 - [n_e(\lambda_2, I)/n_o(\lambda_1, I)]^2}{1 - [n_e(\lambda_2, I)/n_o(\lambda_2, I)]^2}} \right\},$$

для групповой длины

$$L_{\text{gr}}(I) = \tau c$$

$$\times \left[n_o(\lambda_1, I) - n_e(\lambda_2, \theta, I) - \lambda_1 \frac{dn_o(\lambda_1, I)}{d\lambda_1} + \lambda_2 \frac{dn_e(\lambda_2, \theta, I)}{d\lambda_2} \right]^{-1},$$

для когерентной длины

$$L_{\text{coh}}(I) = \frac{\pi}{\Delta k(I)},$$

для спектральной ширины синхронизма

$$\Delta\nu(I) = 0.443 \left[\lambda_1 L \left| \frac{dn_o(\lambda_1, I)}{d\lambda_1} + \frac{dn_e(\lambda_2, \theta, I)}{d\lambda_2} \right| \right]^{-1},$$

где λ_1 и λ_2 (k_1 и k_2) – длины волн (волновые числа) основного излучения и второй гармоники соответственно; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – волновая расстройка.

Для ГВГ излучения с $\lambda = 0.62$ мкм с использованием предложенной в [17] модели нелинейного поглощения лазерного излучения и образования плазмы можно рассчитать зависимость эффективности ГВГ от энергии падающего импульса. Влияние плазмы сводится к изменению показателя преломления на длинах взаимодействующих волн, которое, в свою очередь, оказывает влияние на фазовый и групповой синхронизм, а также на угловую и спектральную ширины синхронизма (рис.4,б, пунктирная линия).

С использованием приведенных выражений построены зависимости основных параметров, характеризующих процесс несинхронной ГВГ, от интенсивности острогофокусированного в объем кристалла LiNbO₃ фемтосекундного лазерного излучения на $\lambda = 1.24$ мкм (рис.4). Из рис.4,а видно, что для интенсивности накачки более $\sim 3.5 \times 10^{12}$ Вт/см² когерентная длина, на которой развивается процесс ГВГ, начинает уменьшаться от начального значения ~ 5 мкм до ~ 2 мкм при $I = 6 \times 10^{12}$ Вт/см². При тех же интенсивностях происходит уменьшение спектральной ширины синхронизма (рис.4,б). Групповая длина, составляющая при невозмущенном состоянии кристалла примерно 270 мкм, существенно больше когерентной длины и поэтому не оказывает влияния на процесс ГВГ.

Таким образом, появление свободных электронов приводит к существенному изменению линейной дисперсии среды и, следовательно, к резкому ухудшению условий ГВГ. Полученные оценки в целом отражают основные тенденции, следующие из проведенных экспериментов при сопоставимых интенсивностях лазерного излучения.

Оценим расстройку волновых векторов основного излучения и второй гармоники на примере кристалла LiNbO₃ для интенсивности 0.5×10^{13} Вт/см² (что соответствует энергии ~ 1 мкДж). Ее значение оказывается равным $\sim 3 \times 10^3$ см⁻¹ (рис.4,б). Нелинейная волновая расстройка, возникающая за счет развития процесса ФСМ основного излучения при той же интенсивности, будет существенно меньше: $\Delta k = 2\pi n_2 I / \lambda \sim 200$ см⁻¹. При этом влияние нелинейного набега фазы может быть значительным лишь для тех интенсивностей, при которых влияние плазмы отсутствует [5] или только начинает сказываться, как это имеет место для кристалла LiNbO₃.

Зависимости, аналогичные приведенным на рис.4, получаются и для ГВГ типа оо–е в кристалле KDP, когда

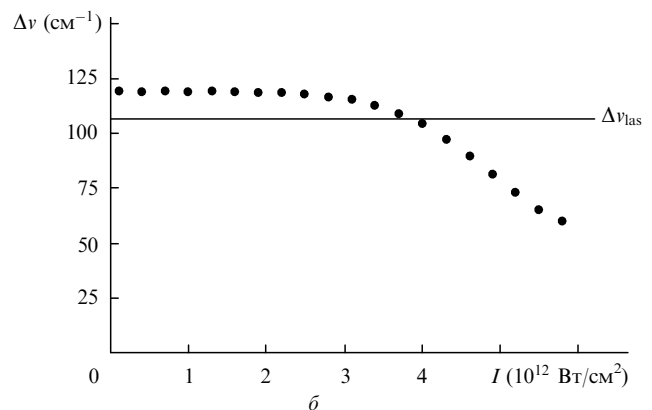
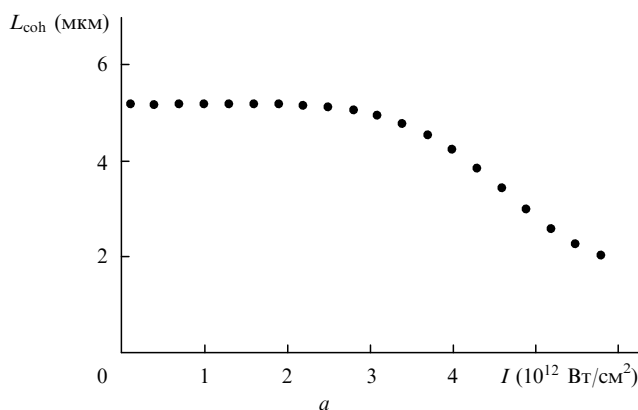


Рис.4. Влияние плазмы на условия ГВГ излучения с $\lambda = 1.24$ мкм в кристалле LiNbO₃ в зависимости от интенсивности излучения: изменения когерентной длины (а) и спектральной ширины синхронизма для длины взаимодействия 100 мкм (б). Горизонтальной линией показана ширина спектра лазерного излучения $\Delta\nu_{\text{las}} = 110$ см⁻¹.

направление лазерного излучения с $\lambda = 0.62$ мкм не совпадает с направлением синхронизма.

Эффективность ГВГ η в сфокусированном гауссовом пучке можно определить, используя формулу из работы [16]

$$\eta = \frac{16\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L}{3\epsilon_0 c n \lambda^3 \tau} E h(\Delta k, L_{\text{gr}}, b, \mu),$$

где h – функция, учитывающая фокусировку и временную форму импульса; d_{eff} – эффективная нелинейность; c – скорость света; n – показатель преломления; $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м; μ – параметр, определяющий положение фокуса в кристалле.

Для кристалла KDP параметры, входящие в выражение для эффективности, таковы: $n = 1.5$, $L = 200$ мкм, $b = 80$ мкм (определено экспериментально), $d_{\text{eff}} = 0.39$ пм/В, $\mu = 0$, $L_{\text{gr}} = 200$ мкм. Тогда для энергии импульса накачки 0.4 мкДж (что соответствует интенсивности $\sim 10^{13}$ Вт/см²) и точного синхронизма ($\Delta k = 0$ в пренебрежении нелинейным набегом фазы) на $\lambda = 0.62$ мкм получим эффективность преобразования $\sim 4\%$. При учете нелинейной волновой расстройке $\Delta k_{\text{nl}} \sim 200$ см⁻¹, образующейся в результате нелинейного набега фазы на длине взаимодействия 80 мкм ($I \sim 10^{13}$ Вт/см²), эффективность преобразования во вторую гармонику понижается до $\sim 2\%$. Она близка к полученному экспериментально значению. Отметим, что в нашей схеме эксперимента эффективность ГВГ обусловлена также вкладом процесса удвоения частоты вне перетяжки (вдоль направления распространения) и в периферийных областях пучка в перетяжке, где влияние плазмы отсутствует или несущественно, а интенсивность достаточна для получения заметной эффективности преобразования во вторую гармонику.

Для кристалла LiNbO₃ в рамках данной модели расчета с параметрами $n = 2.2$, $L = 1.5$ мм, $b \sim 5$ мкм (при несинхронной ГВГ взаимодействие происходит на когерентной длине), $d_{\text{eff}} = 20$ пм/В, $\mu = 0$ и $L_{\text{gr}} = 270$ мкм эффективность ГВГ должна была быть около 2% . Полученный в эксперименте большой результат может быть связан с генерацией в остальном объеме кристалла, толщина которого в этом случае была существенно больше когерентной длины и длины перетяжки.

Отметим также, что возможный процесс самокомпрессии сверхкоротких импульсов из-за генерации отрицательного чирпа в хвостовой части импульса и его последующего сжатия в диэлектрике за счет механизма положительной дисперсии [19] не сможет существенно повлиять на эффективность ГВГ.

5. Заключение

В настоящей работе впервые проведено изучение эффективности ГВГ в режиме плазмообразования при интенсивностях порядка 10^{13} Вт/см² и более. Показано, что на эффективность преобразования в режиме как синхронной (широкозонный кристалл KDP), так и несинхронной (кристалл LiNbO₃) ГВГ влияют главным образом нарушения условий фазового и группового синхронизма

вследствие модификации показателя преломления в плазме и существенного изменения линейной дисперсии среды. Изменение квадратичной нелинейности в процессе развития плазмообразования при предельных интенсивностях фемтосекундного лазерного излучения нами не было обнаружено из-за сильного деструктивного влияния на условия ГВГ модификации линейного показателя преломления. В работе, однако, показана принципиальная возможность перехода к изучению изменения квадратичной нелинейности в условиях плазмообразования. Для этого нужно нейтрализовать влияние модификации показателя преломления, т. е. необходимо подобрать такие кристалл и длину волны накачки, чтобы выполнялись два условия: когерентная длина не изменялась сильно с изменением интенсивности и спектральная ширина синхронизма была велика настолько, чтобы при уменьшении ее с ростом интенсивности она все равно оставалась больше спектральной ширины лазерного излучения. Выполнения первого условия можно добиться, используя несинхронное взаимодействие (рис.4,а), а второго – в режиме некритичного по частоте синхронизма [20]. Следует также отметить, что ГВГ может быть использована в качестве метода чувствительной диагностики развития процесса плазмообразования в средах с квадратичной нелинейностью.

Авторы благодарят А.А.Подшивалова за полезные обсуждения результатов работы.

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

1. Гордиенко В.М., Макаров И.А., Михеев П.М., Сырцов В.С., Шашков А.А. *Квантовая электроника*, **35** (8), 627 (2005).
2. Rayner D.M., Naumov A., Corkum P.V. *Opt. Express*, **13** (9), 3208 (2005).
3. Ахманов С.А. В кн. *Нелинейная спектроскопия*. Под ред. Н.Бломбергена (М.: Мир, 1979, с. 323).
4. Sun Q., Jiang H., Liu Y., Wu Z., Yang H., Gong Q. *Opt. Lett.*, **30**, 320 (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. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А. *Квантовая электроника*, **20** (8), 733 (1993).
8. Adair R., Chase L.L., Payne S.A. *Phys. Rev. B*, **39**, 3337 (1989).
9. Kleinman D.A., Ashkin A., Boyd G.D. *Phys. Rev.*, **145**, 338 (1966).
10. Bjorkholm J.E. *Phys. Rev.*, **142**, 126 (1966).
11. Kleinman D.A., Miller R.C. *Phys. Rev.*, **148**, 302 (1966).
12. Asby R. *Phys. Rev.*, **187**, 1070 (1969).
13. Moureaux L., Sandre O., Charpak S., Blanchard-Desce M., Mertz J. *Biophys. J.*, **80**, 1568 (2001).
14. Tasgal R.S., Band Y.B. *Phys. Rev. A*, **70**, 053810 (2004).
15. Stoker D., Becker M.F., Keto J.W. *Phys. Rev. A*, **71**, 061802 (2005).
16. Saltiel S.M., Koynov K., Agate B., Sibbett W. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 591 (2004).
17. Гордиенко В.М., Михеев П.М., Сырцов В.С. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 247 (2005).
18. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
19. Wu Z., Jiang H., Sun Q., Yang H., Gong Q. *Phys. Rev. A*, **68**, 063820 (2003).
20. Лукашѐв А.А., Магницкий С.А., Прялкин В.И. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **59**, 123 (1995).