

# Формирование микромодификаций в кристалле KDP при острой фокусировке фемтосекундного лазерного излучения видимого диапазона

В.М.Гордиенко, И.А.Макаров, П.М.Михеев, В.С.Сырцов, А.А.Шашков

*Исследован процесс формирования микромодификаций в объеме кристалла KDP при острой фокусировке импульсов фемтосекундного лазерного излучения ( $\lambda \approx 600$  нм, длительность импульсов 100 и 200 фс, энергия 0.02 – 10 мкДж). Предложена теоретическая модель, описывающая начальный этап возникновения плазменного канала с учетом полевой ионизации и нагрева электронной компоненты плазмы. Оценены интенсивность лазерного импульса ( $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), концентрация электронов ( $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) и средняя температура электронов (5 эВ) в плазменном канале.*

**Ключевые слова:** фемтосекундные импульсы, кристалл KDP, плазма, микромодификация объема диэлектрика, хром-форстеритовый лазер.

## 1. Введение

Исследованию нелинейно-оптических процессов, происходящих в прозрачных твердотельных средах при воздействии на них острого фокусированного фемтосекундного лазерного излучения с мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки, в последнее время уделяется значительное внимание. Процесс самофокусировки излучения в среде с керровской нелинейностью сопровождается ионизацией вещества и формированием плазменного канала с последующей остаточной микромодификацией структуры диэлектрика. Последнее представляет интерес с точки зрения записи информации и создания микроволноводов [1 – 5].

Использование в качестве объектов кристаллов, обладающих квадратичной нелинейностью, позволяет также исследовать генерацию гармоник лазерного излучения в режиме плазмобразования [6] и реализовать условия, при которых нелинейная длина энергообмена сопоставима с длиной расстройки волновых векторов. Это открывает путь к изучению специфики нелинейных преобразований в режиме предельно допустимых интенсивностей фемтосекундного лазерного излучения. В этом случае при генерации гармоник возмущается только электронная подсистема и не происходит эффективной передачи энергии в фононную подсистему и возмущений кристаллической структуры объекта. Благодаря эффекту двулучепреломления в нелинейно-оптических кристаллах возможно управляемое развитие двух каналов, формируемых пучками излучения с различными поляризациями. Таким образом, нелинейно-оптические кристаллы

являются новым классом объектов, особенности нелинейного режима распространения высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения в которых требуют детальных исследований.

Цель данной работы заключалась в исследовании особенностей процессов самовоздействия и формирования плазменных каналов в кристалле KDP в режиме острой фокусировки одиночного фемтосекундного лазерного излучения суб- и микроджоульного уровней энергии с импульсами различной длительности: осуществлялось измерение порогового значения энергии, при которой начинается каналирование лазерного излучения, изучалось поведение нелинейного компонента показателя преломления  $n_2$ , а также создавалась модель, позволяющая оценить параметры плазменного канала и интенсивность лазерного излучения в нем.

## 2. Эксперимент

Для проведения экспериментов использовалось излучение двух различных фемтосекундных лазерных систем: лазера на красителе ( $\lambda = 616$  нм,  $\tau = 200$  фс, энергия падающего импульса  $E_{in}$  до 10 мкДж) [7] и второй гармоники хром-форстеритового лазера ( $\lambda = 620$  нм,  $\tau = 100$  фс,  $E_{in} \leq 10$  мкДж) [8]. Эти лазеры, работающие в режиме одиночных импульсов, имеют близкие длины волн при длительностях лазерного импульса, различающихся в два раза, что позволяет изучить влияние длительности лазерного импульса на процесс формирования плазменного канала.

Схема эксперимента представлена на рис.1. В эксперименте энергия лазерного импульса регистрировалась с помощью детектора 1. Фокусировка лазерного излучения в объем кристалла KDP осуществлялась с помощью линзы 5 с фокусным расстоянием 2 мм и числовой апертурой  $NA = 0.47$ . Согласно нашим тестовым измерениям такая линза позволяет фокусировать излучение He-Ne-лазера в пятно радиусом  $0.6 \pm 0.1$  мкм по уровню интенсивности  $1/e$ .

С помощью объектива 7 подсвеченное изображение области остаточной микромодификации объема кри-

**В.М.Гордиенко, И.А.Макаров, П.М.Михеев, В.С.Сырцов, А.А.Шашков.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы;  
e-mail: gord@femtorsv.phys.msu.ru; makarov@femtorsv.phys.msu.ru; mikheev@femto.phys.msu.ru; svbv@mail.ru; shashkov@femtorsv.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 11 мая 2005 г.

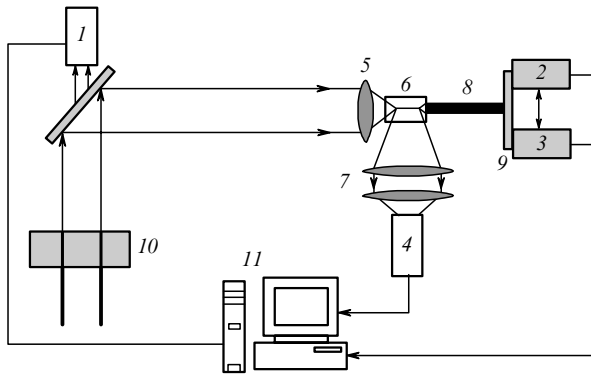


Рис.1. Схема эксперимента по наблюдению плазменных каналов и прошедшего излучения:

1 – детектор энергии падающего излучения; 2 – детектор энергии прошедшего излучения; 3 – спектрометр; 4 – CCD-камера для записи изображений каналов; 5 – короткофокусная линза; 6 – кристалл KDP; 7 – объектив для переноса изображения канала; 8 – кварцевое волокно; 9 – ослабляющий фильтр; 10 – переменный фильтр для ослабления падающего излучения; 11 – компьютерная система автоматизации измерений.

талла переносилось на вход CCD-камеры 4, разрешение системы наблюдения составляло 1.3 мкм. Энергия прошедшего через кристалл излучения измерялась детектором 2, а спектр прошедшего излучения – спектрометром 3.

Исследование взаимодействия излучения с мишенью начиналось при энергии лазерного излучения, заведомо меньшей порога оптического пробоя вещества и плазмообразования, которая затем постепенно увеличивалась. После каждого импульсного воздействия мишень перемещалась, так что следующий импульс взаимодействовал с немодифицированным объемом.

Было установлено, что рассеяние лазерного излучения в кристалле KDP на формируемой им плазме в перпендикулярном направлении, регистрируемой CCD-камерой, является незначительным. Поэтому для измерения длины области остаточной микромодификации использовался второй лазерный импульс, который эффективно на ней рассеивался. Как будет показано далее, показатель преломления в плазменном канале изменяется незначительно (не более чем на 5%), в то время как в объеме кристалла с остаточной микромодификацией показатель преломления при появлении полости может изменяться в 1.5 раза, что и обуславливает более эффективное рассеяние излучения во втором случае.

Регистрируемая длина  $L$  области остаточной микромодификации в кристалле в пределах ошибки измерений не зависит от энергии подсвечивающего лазерного импульса. Это показали сравнения результатов измерений с использованием подсвечивающих импульсов с энергиями ниже пороговой энергии формирования плазмы и такой же, как у формирующего плазму лазерного импульса. В дальнейшем для подсветки области остаточной микромодификации использовались импульсы с одинаковой энергией. Это позволило упростить проведение эксперимента и получить более яркие изображения области остаточной микромодификации структуры кристалла (рис.2).

Экспериментальная зависимость длины области остаточной микромодификации от энергии падающего импульса при использовании излучения обеих лазерных систем приведена на рис.3. Особенности формирования

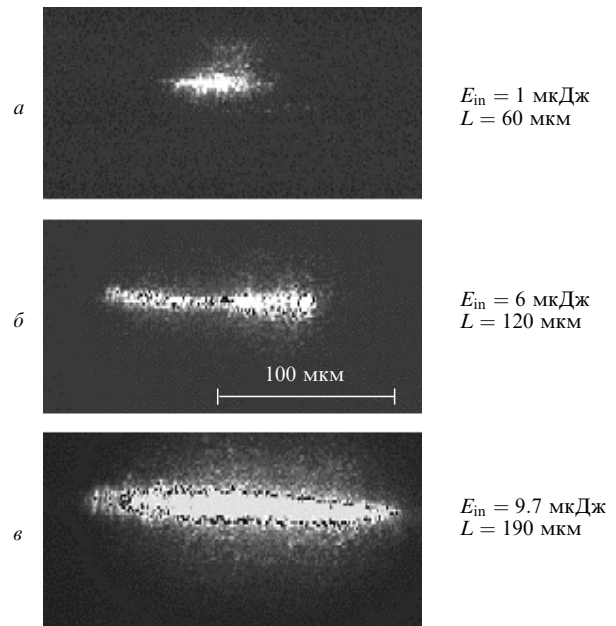


Рис.2. Область остаточной микромодификации в KDP при различных энергиях импульсов излучения второй гармоники хром-форстеритового лазера ( $\lambda = 620$  нм,  $\tau = 100$  фс); излучение падает слева.

каналов в двулучепреломляющем кристалле, связанные с возможностью появления нескольких каналов, будут обсуждаться в конце статьи. С уменьшением длительности лазерного импульса в два раза длина микромодификации при малых энергиях практически не меняется, тогда как при больших энергиях (свыше 1.5 мкДж) она уменьшается в  $\sim 1.5$  раза. Вероятно, при меньшей длительности лазерного импульса интенсивность  $I$  лазерного излучения в канале возрастает. Вследствие этого скорость многофотонной ионизации увеличивается пропорционально  $I^{N_{ph}}$  ( $N_{ph}$  – степень фотонности процесса), что приводит к более эффективному истощению энергии лазерного импульса.

На рис.4 приведены зависимости энергии прошедшего через кристалл KDP лазерного импульса от энергии падающего импульса при использовании излучения обеих систем. В экспериментах в случае лазера на красителе кристалл KDP оставался прозрачным вплоть до энергии

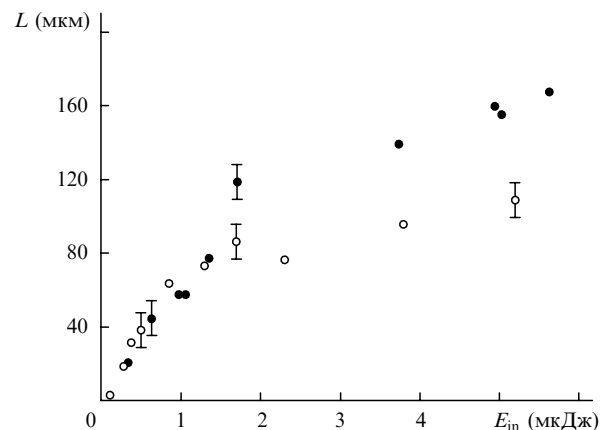


Рис.3. Зависимости длины области остаточной микромодификации  $L$  от энергии лазерного импульса  $E_{in}$  в случае использования лазера на красителе ( $\lambda = 616$  нм,  $\tau = 200$  фс) (●) и на хром-форстерите ( $\lambda = 620$  нм,  $\tau = 100$  фс) (○).

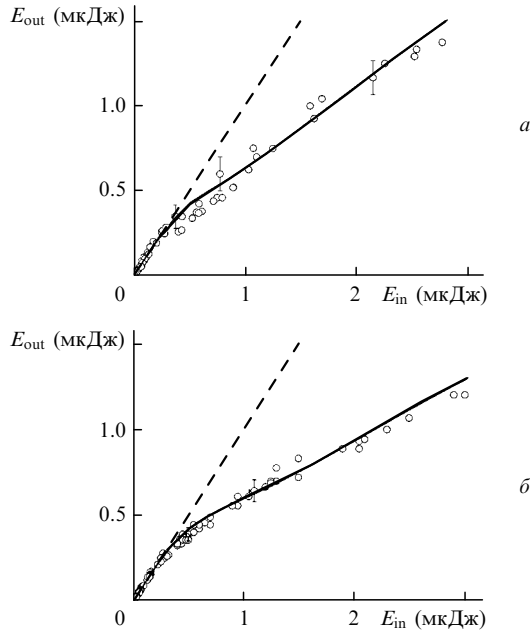


Рис.4. Пропускание кристалла KDP при использовании излучения лазеров на красителе (а) и на хром-форстерите (б); точками обозначены экспериментальные значения, штриховые линии соответствуют отсутствию поглощения, сплошные линии – расчеты с учетом многофотонной ионизации и нагрева электронов.

$E_{in} = 0.3 \pm 0.1$  мкДж, в случае лазера на хром-форстерите прозрачность кристалла сохранялась до  $E_{in} = 0.25 \pm 0.05$  мкДж. Самофокусировка лазерного излучения в кристалле KDP ( $n = 1.5$  и  $n_2 = 2.5 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт [9]) начинается с превышением критической мощности  $P_{cr} = \lambda^2 / (2\pi n_2 n) \approx 1.6$  МВт. Соответственно пороговая энергия импульса составляет 0.3 мкДж для лазера на красителе и 0.15 мкДж для лазера на хром-форстерите. Таким образом, ионизация вещества кристалла начинается одновременно с каналированием излучения.

При дальнейшем увеличении энергии лазерного импульса начинается нелинейное поглощение энергии в канале за счет ионизации и нагрева электронной компоненты образующейся плазмы. При  $E_{in} \approx 3$  мкДж более 50 % энергии поглощается веществом.

Оценим энергию, необходимую для микромодификации кристаллической структуры в объеме канала. Требуемые для этого табличные данные для кристалла KDP таковы [10]: плотность  $\rho = 2.34$  г/см<sup>3</sup>, температура

разложения структуры кристалла  $T_d = 252$  °С, комнатная температура  $T_0 = 20$  °С, средняя теплоемкость  $C \sim 0.5$  Дж·г<sup>-1</sup>·°С<sup>-1</sup>.

Энергию, необходимую для нагрева объема кристалла  $V$  до температуры разложения  $T_d$ , можно вычислить с помощью следующей формулы:  $E = VC\rho(T_d - T_0)$ . Для пороговой энергии 0.25 мкДж, при которой пропускание становится нелинейным, диаметр канала согласно оценке составляет  $\sim 1$  мкм, а  $L \approx 10$  мкм. Для нагрева канала такого объема необходима энергия  $\sim 0.002$  мкДж, что равно 1 % от падающей энергии. Следовательно, уже при малых энергиях, когда нелинейное поглощение еще не регистрируется, энергии, поглощенной плазмой в канале, достаточно для создания наблюдающейся остаточной микромодификации. Таким образом, мы считали, что измеренные длины остаточных микромодификаций совпадают с длинами плазменных каналов.

Нами был также измерен спектр лазерного излучения, прошедшего через кристалл в режиме плазмообразования. Поскольку фокусировка в кристалл осуществлялась короткофокусной линзой, на выходе из него наблюдалась большая расходимость излучения (при диаметре линзы 3 мм и фокусном расстоянии 2 мм раствор конуса составлял 70°). Для измерения спектра приосевой части импульса на расстоянии 2 см от кристалла (за ним) строго на оси пучка помещался световод спектрометра диаметром 200 мкм, при этом диаметр лазерного пучка был равен 3 см. Таким образом, измерялся спектр узкой приосевой части прошедшего излучения, волновой фронт которого можно считать плоским.

На рис.5 приведены экспериментальные зависимости ширины спектра приосевой части импульса лазерной системы на хром-форстерите, прошедшего через кристалл KDP, и отношения максимального нелинейного набега фазы излучения к длине канала от  $E_{in}$ . Видно, что при энергии импульса 8 мкДж ширина спектра излучения на полувысоте увеличивается в 3 раза: от исходного значения  $4.5 \pm 1.5$  нм до  $12 \pm 1.5$  нм. Это соответствует нелинейному набегу фазы  $\varphi_{max} \sim \pi$ , определяемому с помощью формулы  $\Delta\omega = [1 + (0.88\varphi_{max})^2]^{1/2}\Delta\omega_0$ , где  $\Delta\omega_0$  и  $\Delta\omega$  – начальная и конечная ширины спектра [11].

В то же время нелинейный набег фазы можно оценить как  $\varphi_{max} \approx (2\pi n_0 / \lambda) n_2 L$ . Как видно из рис.5, отношение максимального нелинейного набега фазы  $\varphi_{max}$  к длине канала  $L$ , вычисленное по экспериментальным данным, с ростом энергии импульса стабилизируется и выходит на уровень  $(0.02 \pm 0.01)$  мкм<sup>-1</sup>.

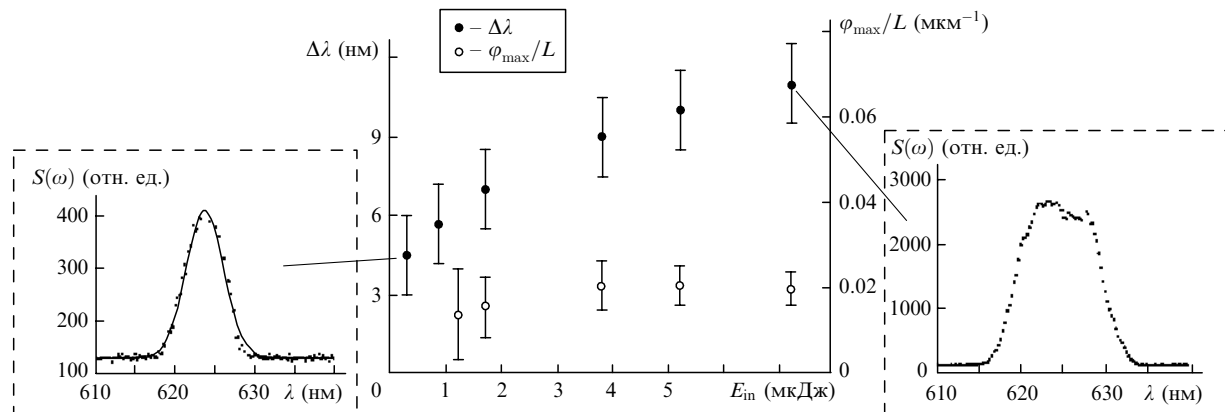


Рис.5. Зависимости ширины прошедшего через кристалл KDP спектра излучения лазера на хром-форстерите и отношения максимального нелинейного набега фазы лазерного импульса к длине канала от энергии падающего импульса.

Референсные измерения  $n_2$ , проведенные для нашего кристалла KDP на длине волны 620 нм с помощью длиннофокусной линзы ( $F = 25$  см) дали величину  $n_2 = (2.0 \pm 0.5) \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт, что согласуется с данными [9]. Тогда, в предположении о неизменности значения  $n_2$  в условиях плазмообразования, можно оценить интенсивность излучения в канале:  $I \sim (0.7 \pm 0.3) \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для импульса с длительностью 200 фс и энергией 7 мкДж измеренное уширение спектра составило 1.7 раза (с  $3.1 \pm 0.5$  нм до  $5.2 \pm 0.5$  нм), что при длине канала  $L = 160$  мкм дает  $\varphi_{\max} \sim \pi/2$  и  $\varphi_{\max}/L = (0.01 \pm 0.006)$  мкм<sup>-1</sup>. Согласно оценке интенсивность в канале составляет  $(0.35 \pm 0.15) \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, что примерно вдвое меньше интенсивности короткого импульса.

### 3. Обсуждение результатов

Аналитическое рассмотрение процесса формирования плазменного канала при острой фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в объем кристалла является достаточно сложной задачей. Совокупность большого количества процессов (нестационарная самофокусировка, ионизация, самоканалирование излучения, нагрев плазмы, нелинейные преобразования и т.д.) определяет динамику формирования плазменного канала. Рассмотрим его эволюцию.

Первый этап – самофокусировка лазерного излучения в кристалле. Формирование плазменного канала происходит при превышении мощности лазерного излучения над критической мощностью самофокусировки.

Второй этап – ионизация вещества кристалла. При взаимодействии лазерных импульсов фемтосекундной длительности с прозрачными диэлектриками наиболее эффективным каналом первичной ионизации вещества является многофотонная ионизация.

С увеличением интенсивности лазерного излучения до  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> нельзя пренебречь и туннельной ионизацией вещества, поскольку параметр Келдыша [12] становится примерно равным единице.

Ударная ионизация вносит существенный вклад уже после появления достаточного количества свободных электронов в результате многофотонной ионизации, что становится важным при пикосекундных длительностях лазерных импульсов. При  $\tau \sim 100$  фс энергия, набираемая электроном в зоне проводимости в поле лазерной волны за счет электрон-фононных взаимодействий, недостаточна для последующей эффективной ударной ионизации. Правомочность пренебрежения ударной ионизацией в наших оценках будет обсуждаться ниже.

Таким образом, оценка вероятности ионизации  $P_i$  в единице объема кристалла производилась в рамках формулы Келдыша [11] с учетом многофотонной и туннельной ионизации.

При многофотонной ионизации электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, поглотив количество квантов, достаточное для преодоления запрещенной зоны кристалла. Ширина запрещенной зоны кристалла KDP  $E_g = hc/\lambda_g = 7$  эВ, где  $\lambda_g = 0.178$  мкм – граница поглощения KDP. При энергии кванта  $\varepsilon_p = 2$  эВ степень фотонности процесса многофотонной ионизации  $N_{ph}$  будет равна четырем.

В поле лазерной волны с интенсивностью  $I \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> осцилляторная энергия электрона

$$\varepsilon_{osc} = \frac{e^2 E^2}{4m^* \omega^2} \sim 0.24 \text{ эВ},$$

где  $E = [8\pi I/(cn_0)]^{1/2}$  – напряженность поля лазерного импульса;  $\omega$  – частота лазерного излучения;  $m^*$  – приведенная масса электрона и дырки (в расчетах использовалось  $m^* = 0.6m_e$ ).

В рамках модели Келдыша была оценена зависимость концентрации электронов в зоне проводимости от энергии падающего импульса:  $n_e(E_{in}) = P_i(E_{in})\tau$  (рис. 6,а). Она асимптотически стремится к значениям  $\sim 1.7 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> для лазера на красителе и  $2 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> для лазера на хром-форстерите. Необходимо отметить, что критическая плотность плазмы составляет  $3 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, а следовательно, отражением лазерного излучения от слоя плазмы можно пренебречь.

Естественно, что энергия  $E_i$ , затраченная на полевую ионизацию, определяется энергией падающего лазерного импульса:

$$E_i(E_{in}) = n_e(E_{in})V_p(E_{in})N_{ph}\varepsilon_p,$$

где  $V_p \approx LD^2$  – экспериментально измеренная зависимость объема плазменного канала от энергии лазерного импульса;  $D$  – диаметр канала (по нашим экспериментальным данным с ростом  $E_{in}$  его значение линейно увеличивалось с 4 до 6 мкм для лазера на красителе и с 4 до 10 мкм для лазера на хром-форстерите).

При дальнейшем увеличении энергии лазерного импульса электроны из зоны проводимости эффективно нагреваются в поле лазерной волны за счет электрон-фононных столкновений. Диэлектрическая проницаемость формируемой в канале плазмы может быть описана с помощью модели Друде [13]:

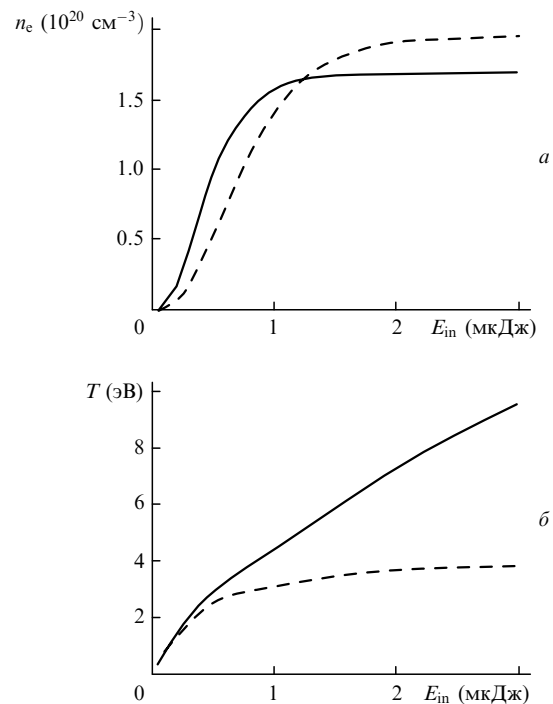


Рис.6. Зависимости концентрации электронов плазмы в канале (а) и их средней температуры (б) от энергии падающего импульса для лазеров на красителе (сплошная кривая) и на хром-форстерите (штриховая кривая).

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

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость невозмущенного вещества кристалла;  $\nu_{\text{epn}}$  – частота электрон-фононных столкновений;  $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$  – плазменная частота. В общем случае  $\nu_{\text{epn}}$  зависит от энергии электрона в зоне проводимости [14]. В литературе отсутствуют данные об измерениях частоты электрон-фононной релаксации в кристалле KDP. Поэтому мы ориентировались на данные другого прозрачного диэлектрика – плавленого кварца. Основанием для этого послужило сравнение развития плазменных каналов в плавленом кварце и в KDP при одинаковых условиях [15].

Для плавленого кварца в области энергий электронов до 10 эВ частота электрон-фононной релаксации монотонно уменьшается с  $10^{14}$  до  $10^{13}$  с $^{-1}$ , причем в окрестности энергий, приближающихся к ширине запрещенной зоны, частота электрон-фононных столкновений достигает минимального значения  $10^{13}$  с $^{-1}$ . В проводимых расчетах использовалось значение  $1/\nu_{\text{epn}} \sim 23$  фс, аналогичное значению из работы [16].

Мнимая часть показателя преломления

$$n''(E_{\text{in}}) = \text{Im}[\varepsilon(E_{\text{in}})]^{1/2} = \left[ \frac{\omega_p^2(E_{\text{in}})}{\omega^2 + \nu_{\text{epn}}^2} \frac{\nu_{\text{epn}}}{\omega} \right]^{1/2}$$

отвечает за нагрев плазмы в результате поглощения электронами лазерной энергии. Энергию лазерного импульса  $E_{\text{th}}$ , затраченную на нагрев электронной компоненты, можно оценить следующим образом:

$$E_{\text{th}}(E_{\text{in}}) = [E_{\text{in}} - E_i(E_{\text{in}})][1 - \exp(-\alpha(E_{\text{in}})L(E_{\text{in}}))],$$

где  $\alpha(E_{\text{in}}) = (2\pi/\lambda)n''(E_{\text{in}})$  – коэффициент экстинкции.

Теперь можно оценить среднюю температуру электронов и определить полную поглощенную энергию в канале  $E_i(E_{\text{in}}) + E_{\text{th}}(E_{\text{in}})$  с учетом многофотонной и туннельной ионизации и нагрева электронов плазмы.

На рис.6,б приведены зависимости средней температуры электронов от энергии падающего импульса, оцененные по следующей формуле:

$$T(E_{\text{in}}) \sim \frac{E_{\text{th}}(E_{\text{in}})}{n_e(E_{\text{in}})V_p(E_{\text{in}})}.$$

Естественно, что по причине неравновесности плазмы говорить о средней температуре электронов в данном случае неправомерно. Указанная величина скорее соответствует средней энергии электронов, но в силу сложившейся терминологии в дальнейшем будем называть ее

средней температурой электронов. Интересно, что на рис.6,б более высокая температура лазерной плазмы достигается при использовании лазерного излучения длительностью 200 фс, температура электронов при этом составляет 10 эВ. Очевидно, что при энергии электронов в зоне проводимости, превышающей ширину запрещенной зоны, будет происходить эффективная ударная ионизация вещества. Она вызовет дополнительное увеличение концентрации электронов в зоне проводимости, и энергия, приходящаяся на один электрон, снизится. Таким образом, оценки, приведенные для лазера на красителе без учета ударной ионизации, являются справедливыми только на этапе формирования плазменного канала, когда энергия лазерного импульса не превышает 1–2 мкДж.

При формировании плазменного канала лазерным импульсом длительностью 100 фс температура электронов не превышает 4 эВ, что недостаточно для развития эффективной ударной ионизации.

Зависимости пропускания кристалла KDP, рассчитанные с учетом многофотонной ионизации и нагрева электронов плазмы (см. рис.4), хорошо описывают экспериментальные данные, подтверждая правильность выбора теоретической модели. Наиболее чувствительным подгоночным параметром в этой модели является предельная интенсивность лазерного излучения, достигаемая в плазменном канале. В представленных расчетах использовались интенсивности импульса в канале, составляющие  $\sim 0.9 \times 10^{13}$  Вт/см $^2$  (лазер на красителе) и  $\sim 1.1 \times 10^{13}$  Вт/см $^2$  (лазер на хром-форстерите), что хорошо согласуется с другими экспериментальными результатами [1, 15].

Оценка интенсивности лазерного излучения, полученная выше на основании данных об уширении спектра импульса в плазменном канале, дает в два раза меньшие значения. Это может свидетельствовать о снижении  $n_2$  в процессе формирования плазмы, поскольку независимые измерения  $n_2$  невозмущенного кристалла дали значения, совпадающие с табличными.

#### 4. Особенности формирования каналов в двулучепреломляющем кристалле

Распространяющееся в двулучепреломляющем кристалле излучение, направление поляризации которого не совпадает с кристаллографической осью кристалла, разделяется на два пучка с ортогональными поляризациями, которые распространяются по разным направлениям. Угол  $\psi$  между пучками определяется по следующей формуле:  $\psi = \pm \arctan[(n_o/n_e)^2 \tan \Theta \mp \Theta]$ , где  $\Theta$  – угол между осью  $z$  и направлением распространения пучков

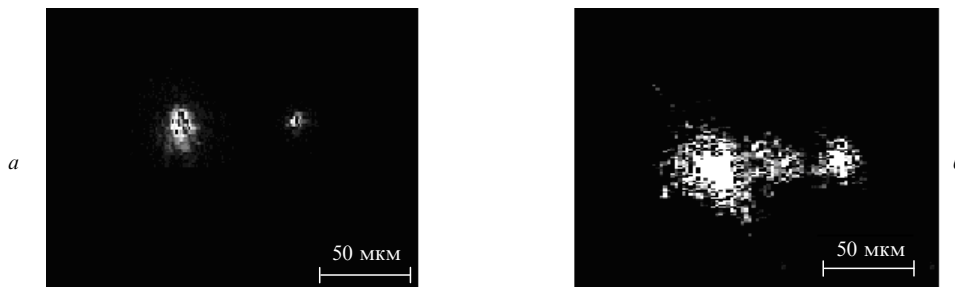


Рис.7. Возникновение нескольких каналов в кристалле KDP при  $E_{\text{in}} = 0.5$  (а) и 5 мкДж (б). В последнем случае наблюдается появление третьего направления распространения лазерного излучения.

[17]. Использовавшейся нами кристалл KDP был вырезан по направлению  $\theta = 43^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$  и предназначался для ГВГ  $oo-e$ -типа основного излучения лазера на хром-форстерите ( $\lambda = 1.24$  мкм). Направление поляризации лазерного излучения на входе в кристалл имело небольшое отклонение от одной из осей ( $x$  или  $y$ ), и в результате двулучепреломления в кристалле на выходе формировались два лазерных пучка, разнесенных в пространстве на некоторое расстояние. Для обнаружения этого эффекта изображение сечения перетяжки пучков переносилось на CCD-камеру (рис. 7,а), которая устанавливалась на место детекторов 2 и 3 (см. рис.1). Ортогональность поляризации формируемых пучков проверялась с помощью поляризатора.

В эксперименте энергия в слабом импульсе составляла менее 10% от энергии в основном. При энергии основного излучения до 2 мкДж формировался только один плазменный канал, поскольку энергия второго импульса была ниже пороговой энергии плазмообразования. Таким образом, полученные выше результаты измерений пропускания и длин каналов являются корректными.

При больших энергиях падающего импульса (свыше 2 мкДж) происходило формирование двух параллельных плазменных каналов. На рис. 7,б представлены их изображения при  $E_{in} = 5$  мкДж. Интересно то, что между ними наблюдается появление третьего направления распространения лазерного излучения. Возможно, это происходит в результате формирования волноводной структуры между двумя каналами вследствие локального увеличения показателя преломления в результате столкновения двух ударных волн, распространяющихся от плазменных каналов. Косвенно это предположение подтверждается тем, что третий пучок наблюдается только при повторном облучении одного и того же места в кристалле. Следовательно, эта структура формируется за время, превышающее длительность основного импульса, что подтверждает гипотезу о взаимном влиянии ударных волн.

## 5. Заключение

В работе впервые наблюдались микромодификации в объеме кристалла KDP, созданные одиночными фемтосекундными лазерными импульсами длительностью 100 и 200 фс микроджоульного уровня энергии видимого диапазона ( $\sim 600$  нм) в режиме острой фокусировки. Зарегистрировано сокращение длины канала в полтора раза при большей длительности импульса, что связано с возрастающей ролью нелинейных потерь при росте интенсивности лазерного излучения. Этот факт может быть использован для управления длиной канала.

Предложена простая теоретическая модель формирования плазменного канала в кристалле, учивающая многофотонную и туннельную ионизации, а также нагрев

электронов плазмы. Оценены концентрация и температура электронов плазмы и интенсивность лазерного излучения в канале, которая оказалась равной  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Измерения ширины спектра лазерного импульса, прошедшего через кристалл, показали, что с увеличением энергии лазерного импульса в канале происходит стабилизация интенсивности лазерного излучения. Более низкая интенсивность лазерного излучения, полученная из измерений уширения спектра импульса, может свидетельствовать об уменьшении значения  $n_2$  в плазменном канале.

Полученные оценки параметров плазмы могут быть использованы при исследовании характера протекания и эффективности ряда нелинейно-оптических процессов в режиме плазмообразования при экстремальных значениях интенсивности лазерного излучения в канале.

Показано влияние двулучепреломления на процесс формирования микромодификаций. Изменение поляризации падающего излучения позволяет получить управляемые параллельные области микромодификаций на контролируемом расстоянии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16973 и 05-02-16476).

1. Tzortzakis S., Sudrie L., Prade B., Mysyrowicz A., Coiiron A., Berge L. *Phys. Rev. Lett. A*, **87**, 213902-1 (2001).
2. Stayanov N., Feurer T., Ward D., Statz E., Nelson K. *Opt. Express*, **12**, 2387 (2004).
3. Sohn Ik-Bu, Lee Man-Seop, Lee Sang-Man, Woo Jung-Sik, Jung Jung-Yong. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5715**, 92 (2005).
4. Luo L., Wang D., Li C., Jiang H., Yang H., Gong Q. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 105 (2002).
5. Kawata Y., Ishitobi H., Kawata S. *Opt. Lett.*, **23**, 756 (1998).
6. Mikheev P.M., Gordienko V.M., Makarov I.A., Shashkov A.A., Volkov R.V. *Book Abstracts 13th Intern. Laser Phys. Workshop* (Trieste, Italy, 2004).
7. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
8. Gordienko V.M. *Techn. Dig. Intern. Conf. ILLA-2003* (Smolyan, Bulgaria, 2003, p. 38).
9. Ganeev R.A., Kulagin I.A., Rysnyansky A.I., Tugushev R.I., Usmanov T. *Opt. Commun.*, **229**, 403 (2004).
10. *Акустические кристаллы*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982, с. 402).
11. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. Современные проблемы физики* (М.: Наука, 1988).
12. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
13. Born M., Wolf E. *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1980).
14. Arnold D., Cartier E., DiMaria D.J. *Phys. Rev. B*, **45**, 1477 (1992).
15. Chutko E.A., Gordienko V.M., Kirillov B.A., Lachko I.M., Magnitskii S.A., Savel'ev A.B., Shashkov A.A., Volkov R.V. *Laser Phys.*, **13**, 1102 (2003).
16. Sudrie L., Couairon A., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 186601-1 (2002).
17. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer, 1997).