

Особенности прямого формирования графитоподобных микроструктур внутри образцов поликарбоната одиночными фемтосекундными лазерными импульсами

Д.В.Ганин, К.Э.Лапшин, А.З.Обидин, С.К.Вартапетов

Представлены результаты экспериментов по созданию графитоподобных цилиндрических микроструктур при фокусировке одиночных фемтосекундных лазерных импульсов в объем прозрачного полимера – поликарбоната. При этом указанные микроструктуры заключены в оболочку с измененным показателем преломления, имеющую волноводные свойства. В экспериментах с непрозрачными экранами и диафрагмами, расположенными на пути лазерного пучка перед входным зрачком объектива с большой числовой апертурой, установлен факт блокировки приосевых лучей периферийными, что приводит к уменьшению длины области разрушения в предфокальной области. В экспериментах с прозрачными диафрагмами и экранами, позволяющими осуществлять оптические задержки τ_d между приосевыми и периферийными лучами, определена количественная зависимость длины области разрушения в предфокальной зоне от величины τ_d .

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, микроструктуры, филаментация, взаимодействие фемтосекундных импульсов с прозрачными диэлектриками, фоторазрушение, фокусировка в объеме материала, графитизация.

1. Введение

Фемтосекундные (ФС) лазеры широко используются для микро- и нанообработки полимеров, стекол и плавленного кварца при создании в них волноводов, каплеров, оптоэлектронных систем, микроканалов [1–5], а также в офтальмологии для коррекции кривизны роговицы и при операциях по поводу катаракты [6]. Вследствие малой длительности импульса и сильной нелинейности поглощения света оптическое возбуждение электронной подсистемы прекращается до того, как энергия электронов передастся решетке, и тем самым происходит локализация разрушения без повреждений микрообласти, прилегающей к зоне воздействия ФС импульса [7–10], что весьма важно для указанных применений.

В последнее время появился ряд работ по формированию наноразмерных пустот внутри образцов SiO_2 с помощью ФС лазера [11]. В [12] сообщалось об образовании полостей с диаметром $d \approx 200$ нм и длиной $l \approx 20$ мкм под поверхностью образца на глубине 20–70 мкм. Считается, что происхождение таких высокоаспектных ($l/d \gg 1$) пустот и их характеристики связаны с самофокусировкой ФС импульса в кварце. Образование вытянутых микрополостей при воздействии ФС импульса вследствие быстрого уплотнения материала, приводящего к локальному разрыву области воздействия, продемонстрировано в [13] и также приписывается самофокусировке. Отметим,

что процессы ФС филаментации в воздухе в настоящее время хорошо изучены [14–16], а в конденсированных средах они исследуются многими научными группами.

Помимо самофокусировки в формировании сильно вытянутых в направлении распространения пучка пустот и модификаций с измененным показателем преломления важную роль играют продольная сферическая абберация и возникающие при прохождении излучения через фокусирующую оптику [17] нелинейные эффекты, которые могут значительно модифицировать профиль распределения интенсивности в фокальной перетяжке [18]. В [19] исследовано влияние собственной сферической абберации объектива и продольной интерфейсной сферической абберации (ИСА), обусловленной прохождением излучения через границу воздух–стекло при фокусировке в объеме образца, на длину треков люминесценции в области за геометрическим фокусом в образцах SiO_2 при фокусировке в них импульсов ФС лазера. ИСА не зависит от конструктивных особенностей фокусирующей системы.

В работе [20] в многоимпульсном режиме теоретически и экспериментально исследовалась филаментация в образцах SiO_2 в предфокальной зоне. Наблюдаемые эффекты были объяснены действием оптической керровской самофокусировки. В настоящее время хорошо изучено взаимодействие ФС импульсов с такими широко используемыми полимерными материалами, как полиметилметакрилат (ПММА), поликарбонат (ПК) и полидиметилсилоксан (ПДМС) [21–23]. При этом проведено относительно мало исследований по фазовым переходам и фотоконверсии с пространственным изменением электрических свойств материалов [24]. В [25] сообщается о возникновении графитоподобных структур в образцах полифлуорена под действием ФС импульсов. Авторы [25] считают, что, формируя таким образом массивы графитизированных микроструктур специальной конфигурации, можно создавать терагерцевые метаматериалы.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование некоторых особенностей микроструктур, возник-

Д.В.Ганин. Центр физического приборостроения Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: ganin@pic.troitsk.ru

К.Э.Лапшин, А.З.Обидин, С.К.Вартапетов. Центр физического приборостроения Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк

Поступила в редакцию 27 марта 2015 г., после доработки – 15 июня 2015 г.

кающих в объеме образцов ПК под действием сфокусированного излучения ФС лазера. Показано, что микроstructures являются графитизированными нитями, окруженными волноводной оболочкой, т. е. микроstructuresами с измененными электрическими и оптическими свойствами. Обнаружено, что параметры установки, отвечающие за формирование микроstructures в областях перед геометрическим фокусом и за ним, различны: в первом случае пространственные характеристики модификации определяются диаметром пучка и пиковой мощностью импульса, а во втором – энергией импульса и числовой апертурой объектива. Также установлено, что длина области модификации зависит от времени задержки одной части лазерного пучка относительно другой.

2. Экспериментальная установка, образцы и методика эксперимента

На рис.1,а представлена методика обработки образцов ФС импульсами при различных глубинах фокусировки f_d и энергиях импульсов E_p , а также снимки микрополостей, образованных по данной методике (вид сбоку). Нами использовался ФС лазер RYF-10/35 (Avesta Project; 1025 нм, $F = 1-2000$ Гц, $E_p = 150$ мкДж, $\tau_p = 350$ фс). Энергия импульса E_p регулировалась аттенуатором (пластина $\lambda/2$ и поляризатор). Лазерный пучок расширялся телескопом VIS-YAG 4X (LINOS). В экспериментах использовались три объектива: 54-18-23-1064 (Special Optics; $f = 23$ мм, $NA = 0.39$), PLAN L50x (Leitz Wetzlar; $NA = 0.6$) и LU PLAN (Nikon; ELWD, $NA = 0.8$). Объективы устанавливались на z -трансляторе, что позволяло управлять глубиной фокусировки излучения в образце. Непосредственно перед объективом размещалась ирисовая диафрагма. Излучение фокусировалось в объем образца, установленного перпендикулярно пучку на x -у-трансляторе 8MT173-50 (Standa; $v_{sc} = 1-800$ мкм/с). Для измерения мощности применялся датчик PD300-1W (350–1100 нм) и измеритель мощности Nova (Ophir Photonics).

В экспериментах использовались пластины из ПК размером $50 \times 20 \times 3$ мм с полированными гранями. На рис.1,а приведены снимки следов воздействия ФС импульсов в виде гребенки треков, длина которых зависит от энергии импульса E_p и глубины фокусировки f_d . Разрушения созданы ФС импульсами при их фокусировке объективом с $NA = 0.39$. Образец смещается со скоростью $v_{sc} = 800$ мкм/с перпендикулярно пучку. Каждая область разрушения соответствует воздействию одного импульса. Группы областей разрушения, созданные при различных E_p , разделены многоимпульсными разрушениями в точках останова трансляторов. Снимки получены с помощью микроскопа Nikon LV100D. Диаметр сечения области разрушения на половине ее длины составил 2 ± 0.05 мкм. Разрушения отчетливо наблюдались при интенсивности излучения $I \approx 8 \times 10^{13}$ Вт/см², а пороговые точечные разрушения – при $I \approx 1-2 \times 10^{13}$ Вт/см².

На рис.1,б показан ход лучей при фокусировке ФС импульса в образец. Длина фокальной перетяжки, обусловленная ИСА на границе раздела воздух–образец, согласно [19] определяется формулой

$$\Delta = \frac{f_d}{n} \left(\sqrt{\frac{n^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n \right), \quad (1)$$

где $n = n_2/n_1 = n_2$ при $n_1 = 1$.

На рис.1,в и г соответственно представлены сформированные одиночными ФС импульсами волноводы ($E_p = 0.9$ мкДж) и полости с графитизированными стенками, заключенные в оболочки с измененным на Δn показателем преломления ($E_p = 2.8$ мкДж). Порог перехода от волноводных к графитоподобным структурам составляет 1.1–1.3 мкДж. Наличие графита на стенках подтверждают результаты измерений электропроводности слоя микрочастиц на поверхности лазерного разреза образца. Электропроводность слоя $\sigma \approx 1.0$ См/м. Она была оценена по методике, аналогичной использованной в [25]. Таким образом, внутриобъемные структуры на рис.1,г обладают свойствами оптического волновода и электропро-

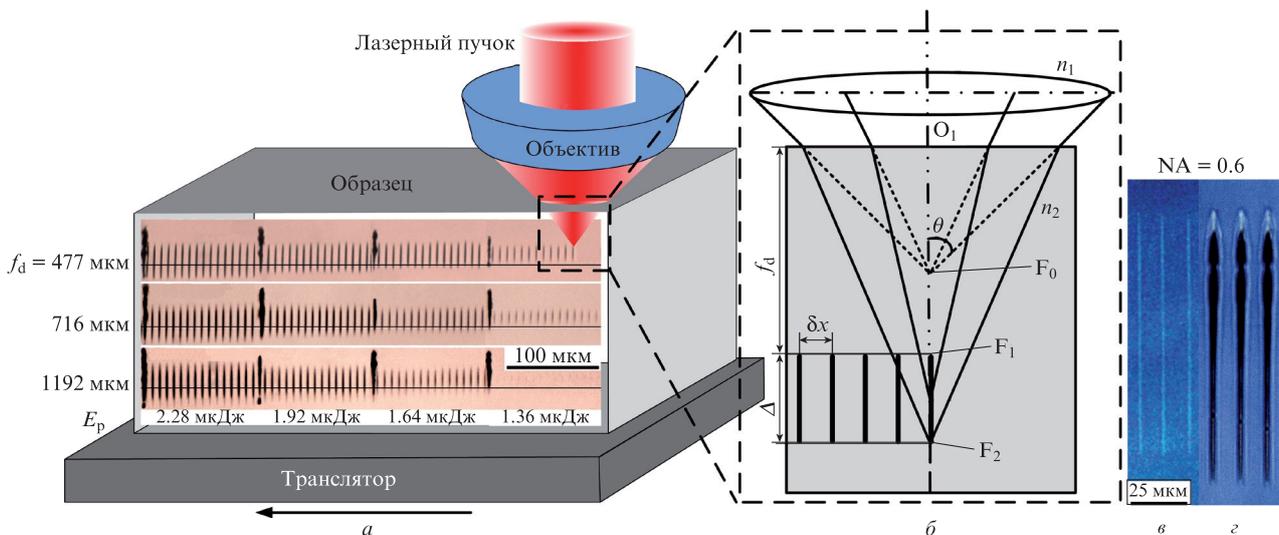


Рис.1. Схема фокусировки ФС импульсов в объем образца и фотографии структур, образованных этими импульсами (а), ход лучей при фокусировке ФС импульса (б), волноводы, сформированные одиночными ФС импульсами (в), и полости с графитизированными стенками, окруженные волноводной оболочкой (г):

F_0 – геометрический фокус в воздухе; F_1 – фокальная точка для приосевых лучей; F_2 – фокальная точка для периферийных лучей; $f_d = nl$ – глубина фокусировки ($l = O_1F_0$); $n = n_2/n_1$; n_1 и n_2 – показатели преломления воздуха и образца соответственно; Δ – длина фокальной перетяжки, обусловленная ИСА на границе раздела воздух–образец; δx – расстояние между центрами пятен фокусировки.

водностью. Такое сочетание представляется интересным и позволяет считать, что на основе этих структур в образцах ПК можно формировать металлодиэлектрические фотонные структуры.

3. Пространственные характеристики разрушений

На рис.2 приведены результаты обработки снимков (рис.1,*a*) в виде зависимостей длин областей модификации перед геометрическим фокусом (*B*) и за ним (*A*) от E_p при различных глубинах f_d . Видна сильная зависимость *A* от глубины фокусировки, которая достаточно хорошо согласуется с формулой (1). Качественное объяснение этих результатов следует из оптической схемы (рис.1,*b*), использованной ранее нами [26] и в работе [19], где в отличие от наших экспериментов по формированию внутриобъемных областей разрушения в ПК исследовались треки люминесценции в образцах SiO₂. Действительно, максимальная длина области разрушения Δ за геометрическим фокусом, рассчитанная по формуле (1), является предельной для заданных *n*, NA и f_d и может быть реализована, когда величина E_p достаточна для того, чтобы плотность энергии вдоль всей области модификации превышала порог разрушения. При недостаточной энергии E_p максимальная длина не достигается. Это подтверждается данными, приведенными на рис.3, в случае разрушений, созданных ФС импульсами, сфокусированными объективом с NA = 0.6. Видно, что длина *A* значительно увеличивается с ростом энергии и при $E_p = 8.0$ мкДж достигает максимальной величины, соответствующей (1). Дальнейшее увеличение E_p не приводит к росту *A* после достижения ею максимальной величины. Размер области разрушения перед геометрическим фокусом не согласует-

ся с формулой (1) и определяется, по-видимому, другим механизмом, например самофокусировкой.

4. Роль периферийных лучей в формировании области разрушения после геометрического фокуса

Предположение о двух механизмах, формирующих область разрушения в целом, было проверено в ряде экспериментов. На рис.4 представлены снимки следов разрушения в образце ПК для трех случаев: на объектив падают только приосевые лучи (рис.4,*a*), телескопированный пучок попадает на объектив без ограничений (рис.4,*b*) и на объектив падают только периферийные лучи (рис.4,*в*).

Поскольку доли энергии для рис.4,*a* и *в* составляли 4.1 и 12.0 мкДж соответственно, а сумма их была равна энергии при полностью раскрытой диафрагме (16.1 мкДж), то для рис.4,*b* области разрушения должны иметь длину, получаемую при сложении длин областей разрушения на рис.4,*a* и *в*. Однако это не так. Видно (рис.4,*b*), что при раскрытой диафрагме заметно увеличиваются сечение разрушения в его верхней части и длина области разрушения, измеряемая от линии геометрического фокуса навстречу лазерному пучку, но она не достигает длины *B*, соответствующей рис.4,*a*, когда развитие модификации тоже происходит навстречу лазерному пучку. Видно также, что для рис.4,*b* и *в* длины *A* одинаковы, а нижние границы треков разрушения находятся точно на одном уровне.

Таким образом, разрушение, формируемое только приосевыми лучами, развивается навстречу лазерному пучку на большее расстояние, чем в присутствии периферийных лучей. Сказанное можно трактовать так, что периферийные лучи блокируют процесс формирования разрушения, вызываемый приосевыми лучами. Предполагаемая причина блокировки рассмотрена в разд.6.

Оценка роли периферийных лучей в формировании разрушения за геометрическим фокусом была получена другим способом, основанным на учете продольной ИСА на границе воздух-твердое тело. На рис.5,*a* приведены результаты воздействия ФС импульсов на образец при использовании объектива с NA = 0.39 и экрана диаметром 7 мм. Видно, что линии геометрического фокуса лежат практически на верхней границе области разрушения, следовательно, если приосевые лучи не доходят до образца, то разрушение в области перед линией геометрического фокуса не формируется. Развитие разрушения при использовании объектива с NA = 0.6 также происходит преимущественно за геометрическим фокусом (рис.5,*б*). Поскольку доля энергии, приходящаяся в последнем случае на приосевые лучи, уменьшается из-за изменения распределения плотности энергии по сечению пучка в пользу периферийных лучей, то механизм, ответственный за развитие разрушения перед геометрическим фокусом (предположительно, самофокусировка), не срабатывает.

Для наглядности результатов была построена зависимость длины *A* от числовой апертуры NA, где f_d фигурирует в качестве параметра (рис.5,*в*, использованы результаты обработки рис.5,*a* и *б*, а также не представленных здесь снимков). Экспериментальные результаты, полученные с помощью объектива с NA = 0.39 (ромбы) хорошо совпадают с расчетными кривыми. Результаты, полученные при NA = 0.6 (квадраты) совпадают с кривыми при NA = 0.58, что, вероятно, связано с недостаточной

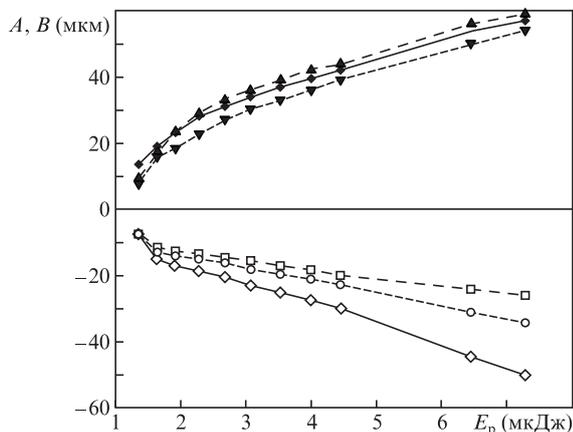


Рис.2. Зависимости длин *A* (светлые точки) и *B* (темные точки) в образце из ПК от E_p при NA = 0.39, $f_d = 238$ (□, ▽), 716 (○, ◆) и 1192 мкм (◇, ▲).

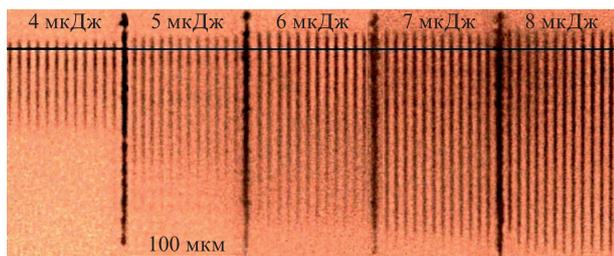


Рис.3. Фотография разрушений, созданных ФС импульсами с различной энергией E_p , при NA = 0.6, $F = 100$ Гц, $f_d = 1089$ мкм.

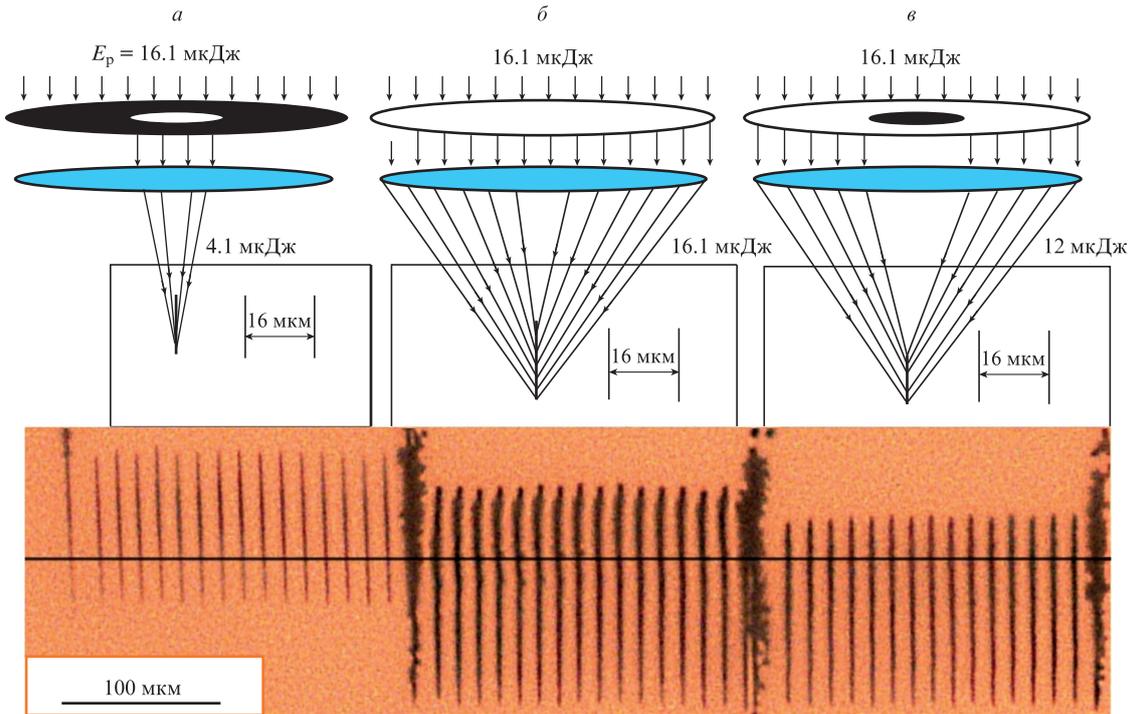


Рис.4. Схемы фокусировки лучей и результаты их воздействия на образец при размещении перед объективом диафрагмы диаметром 6 мм (а) и экрана диаметром 6 мм (в), а также в отсутствие преград (б) при $NA = 0.39$, $F = 50$ Гц, $v_{sc} = 600$ мкм/с, $f_d = 716$ мкм.

энергией импульса. То же можно сказать и о результатах, полученных при использовании объектива с $NA = 0.8$ (кружки). Удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов с кривыми, рассчитанными по формуле (1), позволяет считать продольную ИСА на границе воздух–твердое тело механизмом, ответственным за формирование графитизированных треков в области за геометрическим фокусом. Наиболее верно формула (1) описывает структуры, образующиеся при использовании объективов с числовыми апертурами $NA > 0.5$. В случае меньших апертур заметное влияние могут оказывать другие механизмы образования области разрушения, уменьшая тем самым длину разрушения за геометрическим фокусом и увеличивая ее перед ним.

5. Роль приосевых лучей в формировании разрушения перед геометрическим фокусом

Доводы в пользу того, что приосевые лучи формируют разрушение перед геометрическим фокусом в процессе оптической керровской самофокусировки, были получены в экспериментах, описанных ниже.

Известно [20, 27], что в процессе самофокусировки положение нелинейного фокуса (длина фокусировки) z_{nf} определяется формулой Марбургера:

$$z_{nf} = \frac{0.367ka^2}{\sqrt{(\sqrt{P_p/P_{cr}} - 0.852)^2 - 0.0219}}, \tag{2}$$

где a – радиус лазерного пучка на входе в среду; k – волновое число; P_p – максимальная пиковая входная мощность; P_{cr} – критическая мощность самофокусировки. Если на входе в среду на пути лазерного пучка установить фокусирующую линзу, то пятно фокусировки смещается из геометрического фокуса в среде ближе к объективу, в новое положение, определяемое отношением P_p/P_{cr} . Выражение, описывающее смещение δ пятна фокусировки из геометрического фокуса, с учетом формулы (2) имеет в этом случае вид

$$\delta = \frac{f_d^2}{f_d + z_{nf}}. \tag{3}$$

Меняя радиус пучка a (диафрагмируя фокусируемый лазерный пучок) на входе в среду, при сохранении мощности импульса P_p , фокусируемого в среду (энергия импульса, проходящего через диафрагму, поддерживалась постоянной и равной 4.1 мкДж), мы получили зависимость длины разрушения перед геометрическим фокусом от радиуса r установленной перед объективом диафрагмы (рис.6).

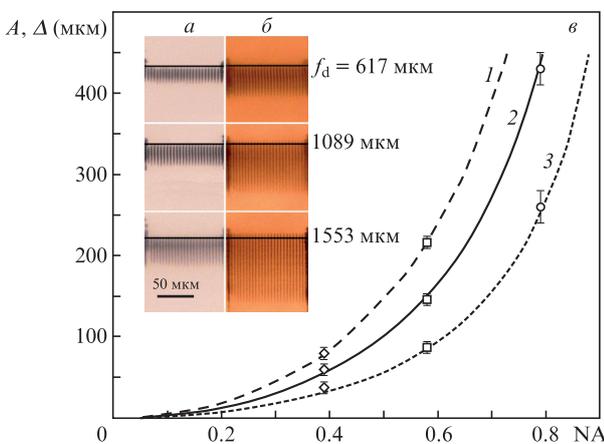


Рис.5. Микрофотографии следов воздействия ФС импульсов на ПК при $E_p = 4.3$ мкДж, $NA = 0.39$, диаметре экрана 7 мм (а) и $E_p = 8$ мкДж, $NA = 0.6$ (б), а также зависимости величин A (точки) и Δ (кривые) от NA объектива при $f_d = 1553$ (1), 1089 (2) и 617 мкм (3), $E_p = 8$ мкДж, $NA = 0.8$ (о), $E_p = 8$ мкДж, $NA = 0.6$ (а) и $E_p = 4.3$ мкДж, $NA = 0.39$, диаметре экрана 7 мм (о) (е).

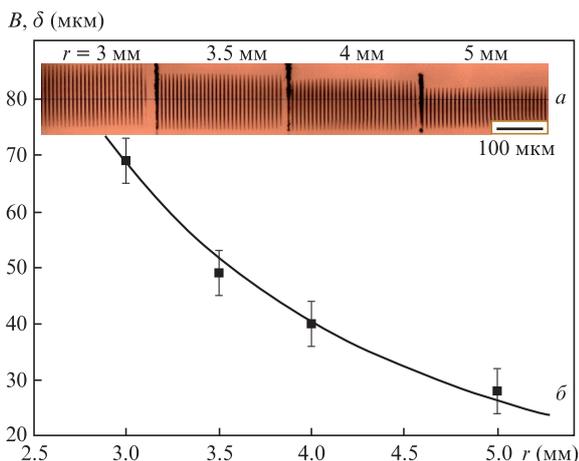


Рис.6. Микроснимок разрушений, полученных при различных радиусах диафрагмы r ($NA = 0.39$, $E_p = 4.1 \text{ мкДж}$, $\tau_p = 400 \text{ фс}$, $f_d = 716 \text{ мкм}$, $v_{sc} = 800 \text{ мкм/с}$) (а), а также зависимости величин B (точки) и δ (кривая) от радиуса r (б).

Результаты обработки снимка показали (рис.6,б), что с уменьшением радиуса диафрагмы происходит заметный рост длины B области разрушения, т.е. эта область растёт навстречу лазерному пучку. Считая, что экспериментальные значения длины B и есть смещение δ (3) пятна фокусировки к объективу, мы построили теоретическую кривую в виде зависимости δ от радиуса диафрагмы при $P_p = 10.25 \text{ МВт}$ (рис.6,б). Для хорошего согласования с результатами эксперимента мощность P_{cr} взята равной 1.38 МВт .

В другом эксперименте была исследована зависимость длин областей разрушения при фокусировке только приосевых лучей (периферийные были экранированы диафрагмой с радиусом $r = 3.5 \text{ мм}$). Из рис.7 видно, что в случае экранировки периферийных лучей разрушение за геометрическим фокусом не формируется.

На рис.8 представлен результат обработки данных рис.6,а в виде зависимости длины разрушений B от мощности импульса, а также соответствующая теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (3). В случае экранировки периферийных лучей диафрагмой с $r = 3.5 \pm 0.2 \text{ мм}$ длины полученных разрушений перед геометрическим фокусом хорошо согласуются с теоретической кривой, соответствующей диафрагме с $r = 3.3 \text{ мм}$ при $P_{cr} = 1.38 \text{ МВт}$.

В наших экспериментах минимальная энергия импульса, сфокусированного в образец, при которой появлялись видимые изменения, составила 0.7 мкДж (мощность 1.75 МВт), что больше значения 0.56 мкДж , используемого в расчетах. Это говорит о более низком пороге самофокусировки ($P_{cr} = 1.38 \text{ МВт}$) по сравнению с порогом пробоя. Таким образом, можно утверждать, что,

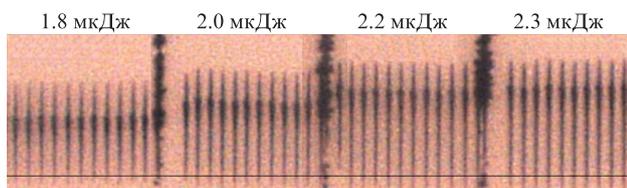


Рис.7. Фотография разрушений, сформированных ФС импульсом в случае диафрагмирования периферийных лучей, при использовании объектива с $NA = 0.39$, $r = 3.5 \text{ мм}$, $f_d = 1638 \text{ мкм}$.

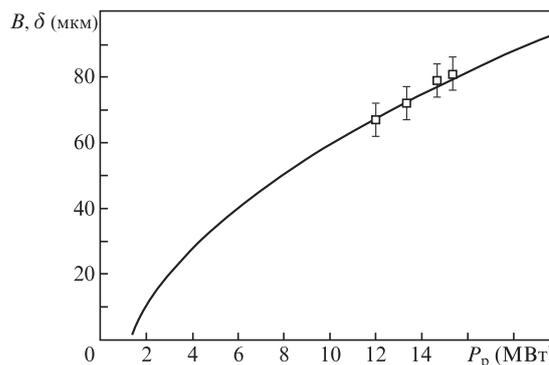


Рис.8. Зависимости длины разрушений B , измеренной перед геометрическим фокусом (точки), и расчетного смещения δ (кривая) от мощности падающего излучения.

несмотря на некоторое несоответствие экспериментальных результатов теоретическим кривым, в целом предположение о том, что разрушения перед линией геометрического фокуса формируются в процессе самофокусировки, является верным.

6. Влияние оптических задержек на формирование разрушения

Вопрос о взаимовлиянии механизмов филаментации (самофокусировка и сферическая аберрация), приводящих к изменению длины разрушения (см. рис.4,б), был исследован в следующем эксперименте: перед объективом устанавливались экраны и диафрагмы из прозрачной полипропиленовой пленки для оптической задержки приосевых и периферийных лучей соответственно. Использовались пленки различной толщины t_f , что позволяло создавать задержки до 900 фс . Поглощение излучения пленками было незначительным (менее 10%), на геометрию распространения лучей пленки не влияли.

На рис.9 приведена схема фокусировки излучения и результаты его воздействия на образец при использовании различных задержек. Видно, что в отсутствие задержек длина разрушений минимальна (см. также рис.10). На рис.10 отрицательная часть оси соответствует задержке периферийных лучей, а положительная – приосевых. Видно, что при увеличении задержки как для приосевых, так и для периферийных лучей длина разрушения увеличивается именно в предфокальной области. При задержке $\tau_d \sim 100 \text{ фс}$ (толщина пленки 20 мкм) рост разрушения прекращается. Тот факт, что уменьшение полной длины разрушений происходит за счет уменьшения их длины в предфокальной области, связан, по-видимому, с частичной блокировкой процесса самофокусировки, т.к. нижние границы разрушений при этом никак «не реагируют» на изменение условий эксперимента и одинаковы во всех случаях, когда участвуют периферийные лучи, т.е. периферийные лучи влияют на приосевые, а не наоборот.

Качественное объяснение экспериментов с оптическими задержками можно дать, исходя из представлений о конкуренции процессов кервовой самофокусировки, с одной стороны, и плазменных динамических процессов в области фокальной перетяжки – с другой.

Допустим, что приосевые лучи имеют задержку τ_d относительно периферийных лучей. В этом случае они приходят в область геометрического фокуса, уже «облученную» периферийными лучами, т.е. оказываются в зоне,

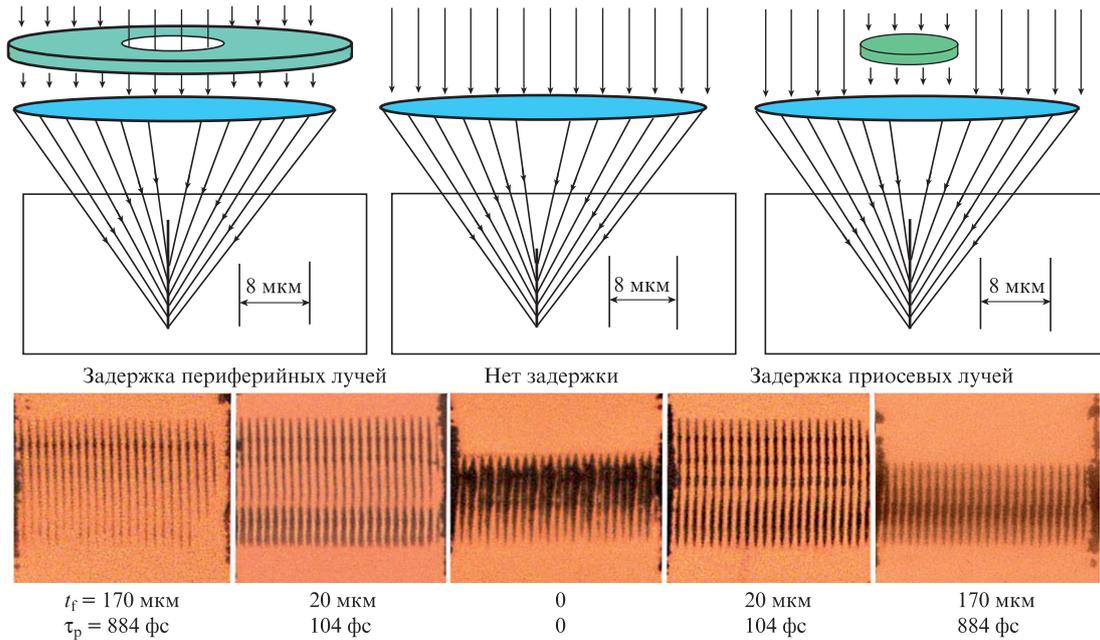


Рис.9. Микрофотографии разрушений (внизу) при различных оптических задержках τ_d приосевых и периферийных лучей ($NA = 0.39$), а также соответствующие им схемы хода лучей (вверху).

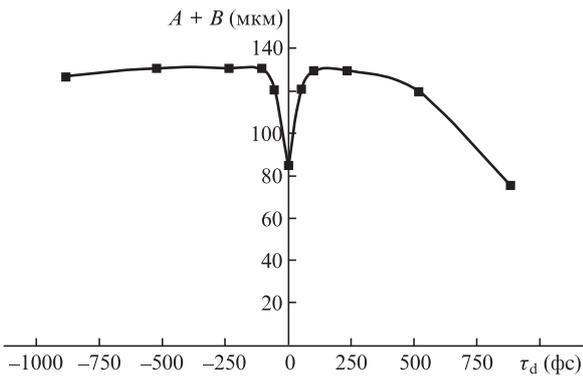


Рис.10. Изменение длины разрушений $A + B$ в зависимости от задержки τ_d , введенной в приосевые ($\tau_d > 0$) и периферийные ($\tau_d < 0$) пучки.

где под действием периферийных лучей возник прирост керровского показателя преломления $\Delta n_K = n_2 I_{\text{пер}}$ ($I_{\text{пер}}$ – интенсивность излучения на периферии пучка). Это рав-

носительно тому, что для приосевого пучка снизилась величина $P_{\text{сг}}$ и образованное им фокальное пятно в результате совместного воздействия пучков сместилось ближе к объективу, увеличив тем самым длину B .

Такая ситуация сохраняется до тех пор, пока время задержки будет меньше некоторой величины τ_{pl} , характеризующей время возрастания концентрации носителей до уровня, при котором происходит заметная компенсация Δn_K из-за влияния плазмы. Известно [28, 29], что полный показатель преломления n' при этом снижается:

$$n' = n - \frac{N}{2nN_{pl}}, \tag{4}$$

где N – концентрация носителей заряда; $N_{pl} = \omega^2 \epsilon_0 m^* / e^2$; ω – частота лазерного излучения; m^* – эффективная масса носителей.

При дальнейшем росте задержки τ_d концентрация N растет до значений, при которых прирост Δn_K полностью компенсируется уменьшением $\Delta n_{pl} = N / (2nN_{pl})$, что ведет к дефокусировке приосевых лучей, т.е. процесс самофо-

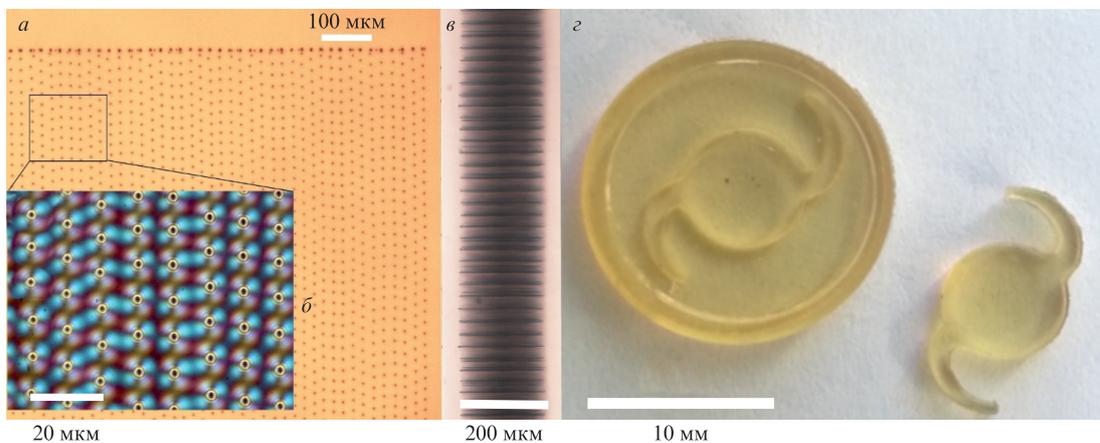


Рис.11. Микрофотографии созданных ФС лазером структур в прозрачных диэлектриках: массив графитизированных нитей в естественном свете (а), фрагмент массива в скрещенных поляризаторах (б), вид массива сбоку (в) и интраокулярная линза, вырезанная с помощью ФС лазера из гидрофильного полимера (г).

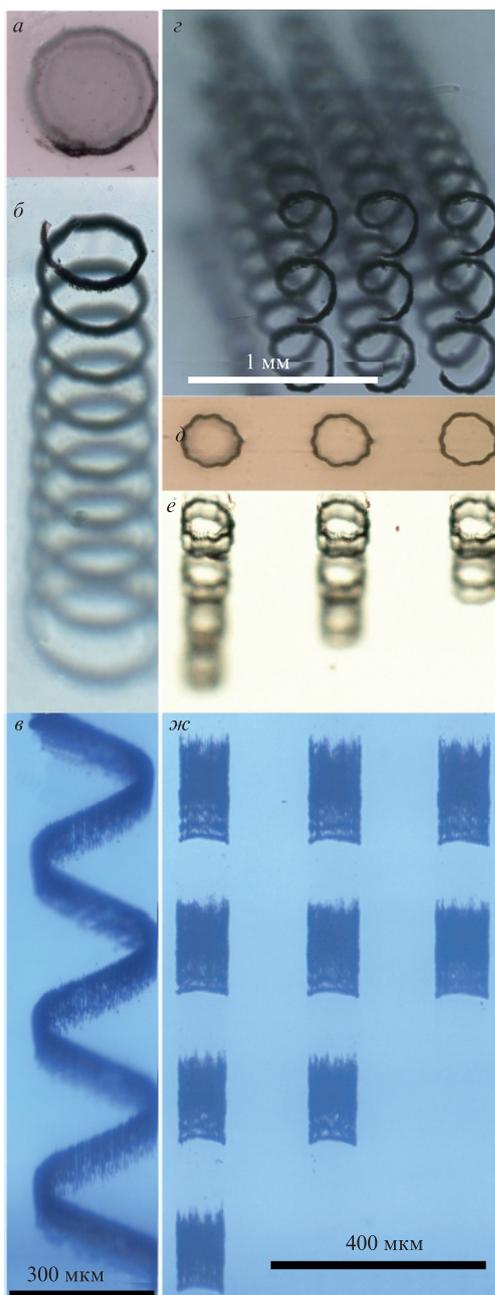


Рис.12. Графитизированная спираль: вид сверху (а), под углом 30° (б) и сбоку (в), матрица 3 × 3 из графитизированных спиралей (г), а также графитизированные цилиндры: вид сверху (д), под углом 30° (е) и сбоку (ж) в объеме ПК.

кусировки не реализуется (блокируется), а длина разрушения не меняется.

Если задержка внесена в периферийные лучи, то приосевые лучи (в случае больших задержек) испытывают такую самофокусировку, как если бы периферийные лучи отсутствовали вовсе. При малых задержках все должно определяться тем, насколько далеко пятно фокусировки приосевых лучей успеет сместиться к объективу в зоне перекрытия пучков до момента прихода периферийных лучей и развития плазменного состояния при совместном воздействии лучей.

Обращает на себя внимание тот факт, что ветви экспериментальной кривой на рис.10 несимметричны. Положительная ветвь, соответствующая наличию задержки в приосевых лучах, выходит на плато, а затем начинает

спадать. Момент начала спада близок к длительности ФС импульса и сравним с характерными временами образования плазмы в различных материалах.

Полученные экспериментальные результаты указывают на ряд возможных применений метода внутриобъемной обработки ПК, в котором преимущественно используются продольная ИСА (рис.1,б) и самофокусировка излучения ФС лазера. В частности, этот метод применяется для формирования за один импульс графитизированных микроканалов (с электропроводностью $\sigma \approx 1 \text{ См/м}$) с высоким аспектным отношением и массивов таких микроканалов (рис.11,а–в), а также для создания протяженных волноводов (рис.1,в) и массивов из волноводных структур.

В настоящей работе продемонстрирована также возможность прецизионного вырезания интраокулярных линз из различных гидрофильных и гидрофобных прозрачных полимеров, используемых для их производства (рис.11,г). В отличие от стандартных методов, где одним импульсом разрушается объем с линейным размером 1–2 мкм, в данном случае разрушение имеет вид нити диаметром 1–2 мкм и длиной до 200 мкм.

Данный метод позволяет создавать внутри образца структуры сложных пространственных конфигураций, например спирали (рис.12,а–в) и цилиндры, а также матрицы из таких структур (рис.12,г–ж). Электропроводящие микроструктуры, формируемые в ПК и некоторых других материалах, и массивы таких структур имеют специфические резистивные, емкостные и индуктивные характеристики, что позволяет использовать описанный метод для разработки технологии создания метаматериалов для работы в терагерцевом диапазоне.

7. Заключение

Таким образом, экспериментально определены технологически важные зависимости длины нитевидных графитоподобных структур, возникающих при фокусировке излучения одиночного ФС импульса в объеме образца ПК, от энергии E_p , глубины фокусировки f_d и числовой апертуры NA объектива. Измерены пороги возникновения графитоподобной модификации и световода, окруженного оболочкой с измененным показателем преломления. Установлено, что можно создать разрушение в объеме образца одновременно в областях перед геометрическим фокусом и за ним, либо раздельно – только перед геометрическим фокусом или только за ним. Во всех случаях в формировании области разрушения в объеме образца перед геометрическим фокусом определяющей является самофокусировка приосевых лучей, а за геометрическим фокусом – возникающая при прохождении границы (интерфейса) воздух–образец ИСА периферийных лучей фокусируемого пучка. В экспериментах с прозрачными экранами и диафрагмами, позволяющими осуществлять оптические задержки τ_d между приосевыми и периферийными лучами, определена количественная зависимость длины разрушений в предфокальной зоне от τ_d , а также установлен факт блокировки приосевых лучей периферийными, что приводит к уменьшению длин областей разрушения в этой зоне.

Исследованные особенности формирования нитевидных структур и способы управления их размерами позволяют формировать в объеме образца графитоподобные микроструктуры различных конфигураций (а также их

массивы), которые могут иметь резонансные свойства в терагерцевом диапазоне, т. е. создавать метаматериалы для работы в этом диапазоне.

1. Gattass R.G., Mazur E. *Nat. Photonics*, **2**, 219 (2008).
2. Farson D.F., Choi H.W., Zimmerman B., Steach J.K., Chalmers J.J., Olesik S.V., Lee L.J. *J. Micromech. Microeng.*, **18**, 035020 (2008).
3. Kim T.N., Campbell K., Groisman A., Kleinfeld D., Schaffer C.B. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 201106 (2005).
4. Gomez D., Tekniker F., Goenaga I., Lizuain I., Ozaita M. *Opt. Eng.*, **44**, 051105 (2005).
5. Li X., Hofmeister W., Shen G., Davis L., Daniel C. *Proceedings of Materials and Processes for Medical Devices (MPMD) Conference and Exposition* (Palm Desert, USA, 2007).
6. Juhasz T., Loesel F.H., Kurtz R.M., Horvath C., Bille J.F., Mourou G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5** (4), 902 (1999).
7. Ashcom J.B., Gattass R.R., Schaffer C.B., Mazur E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 2317 (2006).
8. Schaffer C.B., Brodeur A., Garcia J.F., Mazur E. *Opt. Lett.*, **26**, 93 (2001).
9. Burakov I.M., Bulgakova N.M., Stoian R., Mermillod-Blondin A., Audouard E., Rosenfeld A., Husakou A., Hertel I.V. *J. Appl. Phys.*, **101**, 043506 (2007).
10. Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K. *Opt. Lett.*, **21**, 1729 (1996).
11. White Y.V. et al. *Opt. Express*, **16**, 14411 (2008).
12. Toratani E., Kamata M., Obara M. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 171103 (2005).
13. Glezer E.N., Mazur E. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 882 (1997).
14. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Д.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А. *Квантовая электроника*, **43** (1), 29 (2013).
15. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Théberge F., Aközbek N., et al. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
16. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
17. Dergachev A.A., Ionin A.A., Kandidov V.P., Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Sinityn D.V., Sunchugasheva E.S., Shlenov S.A., Shustikova A.P. *Laser Phys. Lett.*, **12** (1), 015403 (2014).
18. Pu J., Zhang H. *Opt. Commun.*, **151**, 331 (1998).
19. Sun Q., Jiang H., Liu Y., Zhou Y., Yang H., Gong Q. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **7**, 655 (2005).
20. Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. B*, **71**, 125435 (2005).
21. Maruo S., Nakamura O., Kawata S. *Opt. Lett.*, **22**, 132 (1997).
22. Guay J.-M., Villafranca A., Baset F., Popov K., Ramunno L., Bhardwaj V.R. *New J. Phys.*, **14**, 085010 (2012).
23. Scully P.J., Jones D., Jaroszynski D.A. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, S92 (2003).
24. Shimizu M., Shimotsuma Y., Sakakura M., Yuasa T., Homma H., Minowa Y., Tanaka K., Miura K., Hirao K. *Opt. Express*, **17**, 46 (2009).
25. Morita N., Shimotsuma Y., Nishi M., Sakakura M., Miura K., Hirao K. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 201104 (2014).
26. Вартапетов С.К., Худяков Д.В., Лапшин К.Э., Обидин А.З., Щербатов И.А. *Квантовая электроника*, **42** (3), 262 (2012).
27. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
28. Mao S.S., Quere F., Guizard S., Mao X., Russo R.E., Petite G., Martin P. *Appl. Phys. A*, **79**, 1695 (2004).
29. Shen Y.R. *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: Wiley, 1984).