ЭФФЕКТИВНАЯ ДЛИНА САМОФОКУСИРОВКИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КЕРАМИКЕ ФТОРИДА ЛИТИЯ

Дресвянский В.П., Моисеева М.А., Кузнецов А.В., Мартынович Е.Ф.

Иркутский филиал ФГБУН «Института лазерной физики» Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, e-mail: filial@ilph.irk.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований зависимости дистанции самофокусировки от положения фокуса длиннофокусной линзы относительно входной поверхности керамических образцов фторида лития, облученных фемтосекундными лазерными импульсами в режиме низкоапертурной фокусировки, когда возбуждающее излучение лазера фокусировалось с помощью линзы с большим фокусным расстоянием. Проведено компьютерное моделирование филаментации на основе нелинейного уравнения Шрёдингера с учетом неоднородности среды. Показано, что более быстрый распад лазерных импульсов на филаменты в случае керамики, где исходные неоднородности в профиле луча усиливаются неоднородностями среды, приводит к тому, что длина самофокусировки оказывается меньше, чем для монокристалла. Зависимость длины самофокусировки І от расстояния L между входной поверхностью и фокусом линзы близка к линейной.

Ключевые слова: керамика, люминесценция, центр окраски, импульс, фемтосекунда, лазер, самофокусировка, филамент

EFFECTIVE SELF-FOCUSING LENGTH OF FEMTOSECOND LASER PULSES IN LITHIUM FLUORIDE CERAMICS

Dresvyanskiy V.P., Moiseeva M.A., Kuznetsov A.V., Martynovich E.F.

Irkutsk Branch of the Institute of Laser Physics SB RAS, Irkutsk, e-mail: filial@ilph.irk.ru

The experimental researches results of the self-focusing distance dependence from the lens focus position relative to the input surface of the LiF ceramic samples irradiated by femtosecond laser pulses are presented. The exciting radiation was focused by a long-focus lens. The computer modeling of filamentation based on nonlinear Shredinger equation taking into account medium inhomogeneity was performed. It is shown that a more rapid decay of laser pulses on the filaments in the case of ceramics, where initial inhomogeneities in the profile of the beam amplified inhomogeneities of the medium leads to the fact that the self-focusing length is less than that of a monocrystal. The dependence of the self-focusing length I from the distance L between the input surface and the focus lens is close to linear.

Keywords: ceramic, luminescence, color center, pulse, femtosecond, laser, self-focusing, filaments

Известно, что под действием фемтосекундного лазерного излучения ближней инфракрасной области спектра в монокристаллах фторида лития эффективно создаются люминесцирующие дефекты [2, 7]. Этими дефектами являются агрегатные центры окраски. Такие же дефекты образуются в кристаллах фторида лития и под действием различных ионизирующих излучений.

УДК 535.376

Механизм создания этих дефектов также хорошо изучен. В результате высоконелинейного многофотонного поглощения лазерного излучения электронной подсистемой вещества происходит образование электронно-дырочных пар в областях множественной самофокусировки и филаментации возбуждающего фемтосекундного лазерного излучения [2]. Затем в ходе рекомбинации электронов и дырок идет образование анионных экситонов. Из радиационной физики твердого тела известно, что далее происходит распад экситонов на анионные френкелевские дефекты и протекают процессы, перезарядки, миграции, агрегации и ассоциации первичных френкелевских дефектов с образованием стабильных агрегатных электронных центров окраски.

Важную роль в образовании центров окраски под действием фемтосекундных лазерных импульсов играют процессы самофокусировки и последующей филаментации лазерного излучения, сопровождаемые резким ростом его интенсивности, что обеспечивает протекание высоконелинейных процессов поглощения [3]. Исследованию этих процессов уделяется большое внимание при изучении взаимодействия интенсивного фемтосекундного лазерного излучения с диэлектрическими средами.

Целью данной работы является экспериментальное и теоретическое исследование процессов самофокусировки и филаментации при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с образцами фторидно-литиевой керамики, определение зависимости дистанции самофокусировки от местоположения фокуса длиннофокусной линзы относительно входной поверхности керамических

PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

образцов и компьютерное моделирование этих процессов на основе нелинейного уравнения Шрёдингера с учетом неоднородности среды.

Материалы и методы исследования

Для проведения экспериментальных исследований использовались образцы керамики фторида лития, полученные нами методом прессования монокристалла фторида лития в механическом прессе при нагревании исходного образца пламенем газовой горелки до температуры, близкой к температуре плавления. Готовые образцы представляли собой оптически прозрачные в видимом диапазоне пластинки размером от 7 до 20 мм и толщиной до 5 мм. Предварительно проведенные исследования фазово-контрастной оптической микроскопии и рентгенофазного анализа показали, что полученные образцы фторидно-литиевой керамики представляют собой спрессованную мелкозернистую поликристаллическую структуру с наноразмерными границами [1].

Экспериментальная установка по облучению керамик фемтосекундным лазерным излучением включала титан-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 50 фс с энергией около 6 мДж и максимумом спектральной линии излучения на длине волны 950 нм. В экспериментах использовался так называемый режим низкоапертурной фокусировки (рис. 1), когда возбуждающее излучение лазера фокусировалось с помощью линзы с большим фокусным расстоянием – 425 мм, а сам образец располагался на некотором расстоянии *L* перед местоположением фокуса линзы.

Центры окраски в керамических образцах, облученных фемтосекундным излучением, распределяются по нитеобразным каналам, сформированным в области расположения филаментов лазерного излучения, образующихся в результате множественной самофокусировки. Это видно на фотографиях (рис. 2), где показаны продольные распределения интенсивности люминесценции центров окраски для различных условий лазерного облучения.

На фотографии слева на рис. 2 показаны изображения люминесцирующих каналов, индуцированных серией из 10 (на фото снизу), 100 (в середине) и 1000 (вверху) фемтосекундных импульсов. Расстояние от поверхности образца до местоположения фокуса линзы *L* во всех трех случаях составляло 20 мм. На фотографии справа на рис. 2 представлены изображения люминесцирующих каналов, индуцированных серией из 100 фемтосекундных импульсов, но при разных расстояниях от поверхности образца до местоположения фокуса линзы *L*: 20 мм (на фото снизу), 40 мм (в середине) и 60 мм (вверху).

На рис. 3 представлены фотографии поперечного распределения интенсивности люминесценции центров свечения в каналах, индуцированных серией из 100 фемтосекундных лазерных импульсов при различных (20 и 40 мм) расстояниях *L* от местоположения фокуса линзы до поверхности образца.

Из представленных результатов видно, что начало образования филаментов находится на некотором расстоянии от поверхности кристалла, которое соответствует эффективной длине самофокусировки *l*. При этом в случаях, когда расстояние от поверхности образца до местоположения фокуса линзы *L* не изменялось, самофокусировка лазерного излучения происходила на



Рис. 1. Схема эксперимента по облучению керамик фемтосекундными лазерными импульсами

Образец керамики мог перемещаться вдоль и поперек направления лазерного луча. Движение в поперечном направлении давало возможность пространственно разделить воздействие импульсов лазерного излучения в образце. Перемещение образца вдоль луча позволяло изменять в нем интенсивность лазерного излучения. Полная энергия лазерного излучения, пропущенного через образец, определялась количеством импульсов (10–1000).

Регистрация продольного и поперечного распределений концентрации центров свечения в индуцированных фемтосекундными лазерными импульсами каналах осуществлялась на инвертированном оптическом микроскопе Olympus IX71 при возбуждении фотолюминесценции лазерным источником с длиной волны излучения 450 нм.

Микроскопические исследования показывают, что в исследуемых образцах керамик, облученных фемтосекундным излучением, эффективно создаются люминесцирующие дефекты – центры окраски, характерные при радиационном окрашивании фторида лития. одном и том расстоянии от поверхности образца (фото слева на рис. 2). Увеличение числа фемтосекундных импульсов возбуждения приводит к увеличению длины люминесцирующего канала. В случаях, когда расстояние от поверхности образца до местоположения фокуса линзы L изменялось, изменялось и расстояние от поверхности образца до места начала самофокусировки лазерного излучения (фото справа на рис. 2). Кроме этого, изменение расстояния от поверхности образца до местоположения фокуса линзы L в сторону увеличения от 20 до 40 мм приводит к увеличению глубины от 2,5 мм до 6,5 мм, на которой наблюдается максимальная плотность филаментов (рис. 3).

Известно, что эффективная длина самофокусировки во многом определяется интенсивностью лазерного излучения. В наших исследованиях интенсивность лазерного излучения определялась расстоянием от местоположения фокуса линзы по поверхности образца. Данная зависимость была сопоставлена с результатами компьютерного моделирования филаментации на основе нелинейного уравнения Шрёдингера.





Рис. 2. Фотографии продольного распределения центров свечения (возбуждающее лазерное излучение направлено слева на право) в индуцированных серией от 10 до 1000 фемтосекундных лазерных импульсов каналах



a)



Рис. 3. Фотографии поперечного распределения центров свечения в каналах: а) расстояние от местоположения фокуса линзы до поверхности образца –20 мм; б) расстояние от местоположения фокуса линзы до поверхности образца – 40 мм

Результаты исследования и их обсуждение

Для теоретического определения дистанции самофокусировки лазерных импульсов в керамике достаточно рассмотрения распространения света в керамике до начала филаментации, то есть до достижения интенсивности величины порядка 10¹⁴ Вт/см². Модель самофокусировки основана на нелинейном уравнении Шредингера (НУШ) [4–6]. В уравнении учтены дифракция, самофокусировка, пространственная неоднородность показателя преломления среды:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \left(\frac{\omega_0}{c} n_2 \left| A \right|^2 + \frac{c}{2\omega_0 \left(n_0 + n_0' \right)} \Delta_\perp \right) A.$$
(1)

Здесь $A(x, y, z, \tilde{t})$ – комплексная амплитуда электрического поля лазерного импульса (интенсивность равна $I = \frac{cn}{8\pi} |A|^2$); *х* и *у* – поперечные пространственные координаты, *z* – продольная координата, $\tilde{t} = t - z/v_g$ – запаздывающее время (*t* – время и v_g – групповая скорость импульса); *c* – скорость света в вакууме, ω_0 – центральная частота колебаний электромагнитной волны импульса; $n_0 = 1,39$ и $n_2 = 1,7 \times \times 10^{-14} \text{ с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{эрг}^{-1}$ – линейный и нелинейный коэффициенты, входящие в выражение для показателя преломления $n = (n_0 + n_0') + n_2 |A|^2$, $n_0'(x, y, z)$ – неоднородность показателя преломления среды, задаваемая в форме флуктуаций с пространственным размером, характерным для кристаллических зерен, составляющих керамику; $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – поперечный оператор Памиаса 2.1

Лапласа. Эффекты, связанные с ионизацией материала, не учтены в данной модели, поскольку в задачи не входит построение канала филаментации.

В модели предполагается, что начальный пространственный профиль лазерного импульса имеет гауссову форму: в профиле пучка, развитие которых приводит к распаду импульса на филаменты.

Для решения уравнения (1) с начальным условием (2) была разработана конечноразностная схема с расщеплением операторов и создана программа на языке Фортран. Поиск решения уравнения (1) производится пошагово вдоль оси z. Положение на оси, при котором впервые достигается интенсивность 10¹⁴ Вт/см², отмечается как начало канала филаментации и расчет останавливается. Таким образом, определяется дистанция самофокусировки для заданных условий. Варьируя пространственный размер неоднородностей керамики в модели и амплитуду соответствующих флуктуаций показателя преломления, расчетная зависимость была подогнана к экспериментальной. На рис. 4 треугольниками отмечены экспериментальные точки, кругами обозначен результат моделирования. Кроме того, было выполнено моделирование для монокристалла, то есть для однородной среды, но, как и в случае керамики, с учетом исходных неоднородностей в профиле лазер-

$$A(x, y, \tilde{t})\Big|_{z=0} = A_{max} \left(1 + p(x, y)\right) \exp\left[-\left(x^2 + y^2\right)\left(\frac{1}{2a^2} + \frac{i}{\alpha L}\right) - \frac{\tilde{t}^2}{2t_p^2}\right].$$
 (2)

Здесь параметр A_{\max} – пиковая амплитуда напряженности электрического поля импульса, a – поперечная ширина импульса, t_p – его длительность, L – расстояние от входной поверхности образца до фокуса линзы. Функция p(x, y) описывает малые возмущения интенсивности и фазы ного луча. Соответствующие теоретические точки отмечены на рис. 4 ромбами. Теоретические точки для случаев керамики и монокристалла аппроксимированы линейными зависимостями $l_{\text{кер}} = 0,98 \cdot L$ и $l_{\text{крист}} = 1,70 \cdot L$ по методу наименьших квадратов. Соответствующие графики приведены на рис. 4.



Рис. 4. Экспериментальная и расчётная зависимости длины самофокусировки фемтосекундных лазерных импульсов в исследуемых образцах керамики от расстояния от входной поверхности образцов до фокуса линзы

Результат моделирования качественно описывает экспериментальную зависимость длины самофокусировки от положения линзы. В первом приближении зависимость длины самофокусировки l от расстояния *L* между входной поверхностью и фокусом линзы линейна. При стремлении L к нулю, то есть при приближении фокуса линзы к поверхности образцов, длина самофокусировки также стремится к нулю. Для монокристалла длина самофокусировки оказывается выше, как следует из моделирования. Этот факт объясняется более быстрым распадом лазерных импульсов на филаменты в случае керамики, где исходные неоднородности в профиле луча усиливаются неоднородностями среды.

Из геометрии эксперимента следует, что площадь поперечного сечения лазерного пучка на входной поверхности образца обратно пропорциональна L^2 . Следовательно, длина самофокусировки в условиях эксперимента обратно пропорциональна квадрату интенсивности лазерного света на входной поверхности образца. Однако следует предположить, что для достаточно больших значений L, выходящих за пределы проведенного эксперимента, зависимость может отличаться от линейной.

Выводы

Из сопоставления результатов экспериментальных и теоретических исследований, можно сделать вывод, что более высокая степень неоднородности использованных образцов фторидно-литиевой керамики по сравнению с монокристаллами оказывает существенное влияние на перераспределение интенсивности излучения в лазерном луче в среде. Это является причиной более быстрого распада лазерных импульсов на филаменты в случае керамики, где исходные неоднородности в профиле луча усиливаются неоднородностями среды, а это приводит к тому, что длина самофокусировки оказывается меньше, чем для монокристалла. Зависимость длины самофокусировки l от расстояния L между входной поверхностью и фокусом линзы близка к линейной.

Авторы работы выражают глубокую признательность зав. лабораторией ИСЭ СО РАН (г. Томск) проф. Лосеву В.Ф. за предоставленную возможность облучения образцов керамик фемтосекундным лазерным излучением и научному сотруднику Алексееву С.В. за оказанную при этом помощь.

Работа выполнена по программе фундаментальных исследований СО РАН (проект II.8.1.6).

Список литературы

1. Дресвянский В.П., Мартынович Е.Ф., Моисеева М.А. и др.// Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 2/2, – 122 с.

2. Мартынович Е.Ф., Балюнов Д.В., Кузнецов А.В. и др. // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 52, № 12/3. – 198 с.

3. Мартынович Е.Ф., Кузнецов А.В., Кирпичников А.В. и др. // Квантовая электроника, 2013. – Т. 43, № 5 – 463 с.

4. Durand M., Houard A., Prade B. and etc. // Optics Express. - 2013. Vol. 21. - P. 26836.

5. Hosseini S., Kosareva O., Panov N. and etc. // Laser Physics Letters. - 2012. Vol. 9. - P. 868.

6. Kasparian J. and Wolf J.-P. // Optics express. - 2008. - Vol. 16. - P. 466.

7. L. Courrol, R. Samad, L. Gomez and etc. // Optics Express. - 2004. - Vol. 12. - P. 288-293.

References

1. Dresvyanskiy V.P., Martynovich E.F., Moiseeva M.A. and etc. *Izvestiya vuzov. Physics.*, 2013, T. 56, no. 2/2, p. 122.

2. Martynovich E.F., Balyunov D.V., Kuznetsov A.V. and etc. *Izvestiya vuzov. Physics.*, 2009, T. 52, no. 12/3, pp. 198.

3. Martynovich E.F., Kuznetsov A.V., Kirpichnikov A.V. and etc. Квантовая электроника, 2013, Т. 43, no. 5, pp. 463.

4. Durand M., Houard A., Prade B., Mysyrowicz A., Durécu A., Moreau B., Fleury D., Vasseur O., Borchert H., Diener K., Schmitt R., Théberge F., Chateauneuf M., Daigle J.-F. and Dubois J. *Optics Express.*, 2013, Vol. 21, pp. 26836.

5. Hosseini S., Kosareva O., Panov N., Kandidov V.P., Azarm A., Daigle J.-F., Savel'ev A.B., Wang T.-J. and Chin S.L. Laser Physics Letters., 2012, Vol. 9, pp. 868.

6. Kasparian J. and Wolf J.-P. Optics express., 2008, Vol. 16, pp. 466.

7. L. Courrol, R. Samad, L. Gomez, I. Ranieri, S. Baldochi, A. Zanardi and N. Vieira. *Optics Express*, 2004, Vol. 12, pp. 288–293.

Рецензенты:

Раджабов Е.А., д.ф.-м.н., профессор, заведующий лабораторией физики монокристаллов. Института геохимии СО РАН, г. Иркутск;

Илларионов А.И., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики Иркутского государственного университета путей сообщения, г. Иркутск.

Работа поступила в редакцию 01.04.2015.