Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 1, с. 36 – 42

Нелинейное поглощение ультракоротких лазерных импульсов с длиной волны 1030 нм в полиметилметакрилате

Ю. С. Гулина[+ 1)], *Ц. Чжу*[+ 2)], *А. В. Горевой*[+], *Н. И. Долженко*[*], *П. А. Данилов*[+], *Е. Н. Римская*[+], *С. И. Кудряшов*[+]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, 105005 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 мая 2025 г.
После переработки 26 мая 2025 г.
Принята к публикации 27 мая 2025 г.

Проведено исследование нелинейно-оптического взаимодействия фемтосекундных (250 фс) лазерных импульсов с длиной волны 1030 нм с полиметилметакрилатом при помощи оптимизированного метода z-сканирования. Показано, что при пиковых интенсивностях менее 0.65 ТВт/см^2 механизм ослабления может быть описан как четырехфотонное поглощение с коэффициентом $\beta_4 = 35 \pm 5$ см^5/ТВт^3. Определены нелинейный показатель преломления $n_2 = 7.6 \pm 0.4 \times 10^{-4}$ см^2/ТВт и критическая мощность самофокусировки $P_{\rm cr} = 1.42 \pm 0.08$ МВт, на основе которых показано соответствие расчетного смещения нелинейного фокуса и положения модифицированных излучением областей.

DOI: 10.31857/S0370274X25070054, EDN: YZOMVC

1. Введение. Прецизионная модификация оптических свойств прозрачных биосовместимых полимеров имеет высокое практическое значение для решения ряда задач в офтальмологиии [1, 2], стоматологии [3], создании имплантируемых микрофлюидных устройств [4] и биосенсоров [5]. Такая модификация может быть реализована за счет использования жесткой фокусировки фемтосекундных лазерных импульсов в объем материала, при которой интенсивности в фокальной области достигают значений ГВт и ТВт, что приводит к нелинейному характеру поглощения и локальному вложению энергии, позволяющему получать субдифракционные размеры областей модификации. Известно, что в диэлектрических материалах, в том числе в акриле и силиконе, многофотонное поглощение является ключевым начальным процессом энерговклада при вышеуказанных интенсивностях [6]. В полиметилметакрилате (ПММА), который благодаря своим физическим и химическим свойствам является одним из основных биосовместимых полимерных материалов, ширина запрещенной зоны $E_{\rm g} \approx 4.5$–5 эВ [7] фундаментально определяет его зависимый от длины волны характер поглощения. Так, в ПММА для коротковолнового ультрафиолетового излучения (энергия фотона >4.58 эВ) однофотонное поглощение преобладает над прямыми электронными переходами из валентной зоны в зону проводимости [8, 9], а в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне (например, на длине волны 1030 нм, что соответствует энергии фотона ≈ 1.2 эВ), где энергия одиночного фотона существенно меньше ширины запрещенной зоны, нелинейное поглощение становится основным механизмом вложения энергии. На основе метода z-сканирования было показано, что для пикосекундных (10 пс) лазерных импульсов с длиной волны 1064 нм трехфотонное поглощение является основным нелинейным механизмом поглощения в ПММА [10], однако для фемтосекундных лазерных импульсов такие исследования еще не были проведены. В работе [11] был предложен метод картографирования распределения электрического поля в ближней зоне вокруг плазмонных наноструктур, основанный на четырехфотонном поглощении в ПММА лазерных импульсов длительностью 200 фс (700–1000 нм), где общая энергия ($4\times(1.2$–$1.4)$ эВ ≈ 4.5–5 эВ) соответствовала полосе поглощения ПММА при 213 нм, однако величина его коэффициентов не определялась. Таким образом, экспериментальное измерение основных параметров многофотонной фотоионизации, в том числе коэффициентов многофотонного поглощения, представляет большой интерес. Это особенно важно для корректного теоретического моделирования поглощения и локального вложения энергии фемтосекундных лазерных импульсов в качестве

1) e-mail: gulinays@lebedev.ru
2) J. Zhu

основного этапа для комплексного анализа последующих тепловых, фазовых и гидродинамических эффектов, возникающих в модифицируемом материале при его лазерной нано- и микрообработке.

Высокая локальная интенсивность излучения в области фокусировки внутри материала неизбежно приводит к развитию эффекта самофокусировки при превышении пиковой мощностью ультракоротких лазерных импульсов критической мощности эффекта за счет зависимого от интенсивности нелинейного увеличения величины показателя преломления [12]. Вследствие этого размер области модификации увеличивается и ее положение смещается из фокальной области навстречу падающему излучению [13], что приводит к снижению точности обработки. Поэтому для эффективной обработки материала и контроля размера области энерговклада необходимо либо выбирать режимы, в которых проявление этого эффекта пренебрежимо мало, либо предварительно оценивать положение и размер области с учетом керровской нелинейности, для чего необходима оценка нелинейного показателя преломления, которая в настоящее время отсутствует для ПММА в случае ультракоротких лазерных импульсов.

С учетом вышеизложенного можно констатировать, что исследование параметров нелинейно-оптического взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с ПММА является актуальной, но еще не решенной научной проблемой, имеющей высокое практическое значение.

В настоящей работе проведено исследование параметров нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов с длиной волны 1030 нм и длительностью 250 фс с ПММА и определены значения коэффициента многофотонного поглощения и нелинейного показателя преломления. Для этого предложена оптимизация известного метода на основе z-сканирования, позволяющая оценить характер и величину коэффициента нелинейного поглощения, исключив влияние эффектов накопления, связанных с длительностью и частотой следования импульсов.

2. Материалы и методы. В качестве источника излучения при проведении экспериментальных исследований был использован твердотельный иттербиевый лазер (ТЕТА-20, Авеста-Проект) с основной длиной волны $\lambda = 1030$ нм (TEM_{00}), максимальной энергией в импульсе $E_0 = 500$ мкДж, длительностью импульсов $\tau = 250$ фс (по уровню 0.5, FWHM). При измерениях по методике z-сканирования излучение фокусировалось флюоритовой линзой (CaF_2) с фокусным расстоянием 200 мм в исследуемый образец из коммерчески доступного листового экструзионного чистого ПММА толщиной 1 мм, при этом частота следования импульсов составляла $\nu = 2$ Гц. Перемещение образца вдоль сфокусированного пучка осуществлялось с помощью двух моторизованных линейных трансляторов (Standa 8MT173) вдоль осей x и z в диапазонах Δx и Δz со скоростью $V = 200$ мкм/с (рис. 1). Прошедшее через образец излучение попадало на диафрагму с регулируемым размером, после чего анализировалось с помощью кремниевого фотодиодного датчика (Ophir PD10-C).

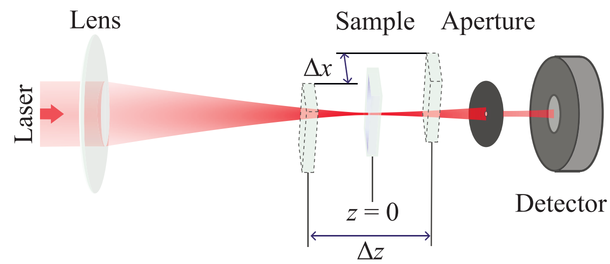

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема проведения экспериментальных исследований

Оценка размера фокального пятна производилась с помощью матричного фотоприемника цифровой камеры (Levenhuk D870T 8M) путем анализа изображений, полученных при перемещении приемника вдоль оси z, и аппроксимации измеренных распределений интенсивности функцией Гаусса. В результате получено, что сфокусированный пучок является слабо астигматическим с расстоянием около 1.5 мм между двумя плоскостями, где поперечный размер перетяжки минимален вдоль осей x и y соответственно. При этом размеры перетяжки в этих плоскостях были равны $2w_{0x} \approx 2w_{0y} \approx 50$ мкм по уровню e^{-2}, а соответствующие длины Рэлея составляли $z_{Rx} \approx z_{Ry} \approx 1.9$ мм.

Дополнительные эксперименты для определения размеров и положения области локальной модификации ПММА лазерными импульсами были проведены при фокусировке излучения микрообъективом с NA = 0.25 на глубине ≈ 400 мкм в пятно радиусом $w_0 \approx 5$ мкм. Образец перемещался вдоль оси x со скоростью $V = 500$ мкм/с при $\nu = 100$ Гц, в результате чего были получены модифицированные области в виде линий, каждая из которых была записана при определенной энергии E_0, как в работе [14].

Трехмерное картирование спектров фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света (КРС) было выполнено при помощи конфокального сканирующего микроскопа-спектрометра (Confotec MR520, SOL Instruments) при возбуждении непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм и использовании микрообъектива

(40×, NA = 0.75), что обеспечило пространственное разрешение около 1 мкм (поперечное) и 10 мкм (продольное) и спектральное разрешение около 3 см$^{-1}$ (< 0.1 нм).

3. Оптимизация метода *z*-сканирования. Для оценки основных параметров нелинейно-оптического взаимодействия часто используется методика z-сканирования, основанная на измерении пропускания тонкого образца (толщина $L < z_{\mathrm{R}}$) при его смещении относительно плоскости фокусировки (перетяжки) гауссова пучка [15]

$$T(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_{\mathrm{T}}\left(\Delta\Phi_0(z,t)\right) dt}{S\int_{-\infty}^{\infty} P_{\mathrm{in}}(t) dt}, \quad (1)$$

где $P_{\mathrm{T}}\left(\Delta\Phi_0(t)\right)$ – мощность, зарегистрированная приемником излучения при наличии фазовых искажений $\Delta\Phi_0$, $P_{\mathrm{in}}(t)$ – мощность излучения на входе в образец, $S = 1 - \exp\left(-2r_a^2/w_a^2\right)$ – линейная пропускная способность апертуры приемника излучения, r_a и w_a – радиусы апертуры и пучка в плоскости приемника излучения в линейном режиме соответственно. Измерения обычно выполняются в два этапа: 1) без апертуры, когда измеряемое изменение пропускания образца обусловлено только нелинейным поглощением, в результате чего определяют коэффициент и характер многофотонного поглощения; 2) с апертурой, когда изменение пропускания обусловлено в основном нелинейной рефракцией, что позволяет оценить нелинейный показатель преломления [16].

В схеме z-сканирования при перемещении образца вдоль оси z вблизи фокальной плоскости наблюдается выраженный минимум коэффициента пропускания, а сама зависимость нелинейного пропускания от относительного смещения имеет характерный симметричный вид [16]. Однако при проведении измерений было выявлено, что при увеличении энергии импульсов выше определенного порога возникает ситуация, когда симметрия зависимости нарушается: после прохождения образца через фокальную плоскость пропускание падает и не возвращается к исходной величине. В качестве примера на рис. 2a приведена зависимость нелинейного пропускания (показан нормированный коэффициент пропускания T/T_{lin}, где T_{lin} соответствует линейному поглощению и потерям на отражение на границах раздела воздух–ПММА) для импульсов с энергией 4.4 мкДж для обычного z-сканирования (красные квадраты), демонстрирующая такой ассиметричный характер. Это связано с тем, что вблизи фокальной области под воздействием лазерных импульсов фор-

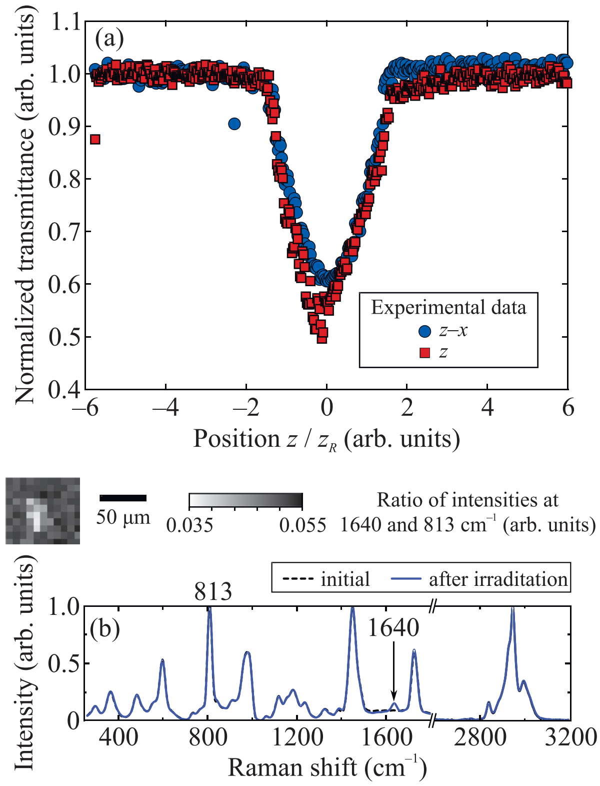

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости нормированного коэффициента пропускания от смещения образца вдоль оси z относительно фокальной плоскости (перетяжки), измеренные при z-сканировании и z–x-сканировании для энергии импульсов 4.4 мкДж. (b) – Спектры КРС для исходного материала и облученной области после z-сканировании (внизу); распределение отношения интенсивностей пиков 1640 и 813 см$^{-1}$ в плоскости xy (на вставке вверху)

мируются дефекты, приводящие к дополнительному поглощению и рассеянию излучения. Возникновение дефектов было подтверждено спектрами КРС, которые в облученной области образца демонстрируют появление пика 1640 см$^{-1}$ (рис. 2b), соответствующего образованию связей C = C вследствие деполимеризации ПММА [14].

Для устранения влияния этого эффекта было предложено использовать схему z–x-сканирования, в которой образец одновременно смещался по двум направлениям z и x таким образом, чтобы отношение скорости движения по оси x к частоте следования импульсов $\nu = 2$ Гц превышало размер диаметра перетяжки. Такое перемещение обеспечивало попадание каждого импульса в "чистую" немодифицированную область образца, что позволило исключить накопительные эффекты при проведении измерений для больших энергий и получить симметричную зависимость (рис. 2a, синие круги). Кроме того, сниже-

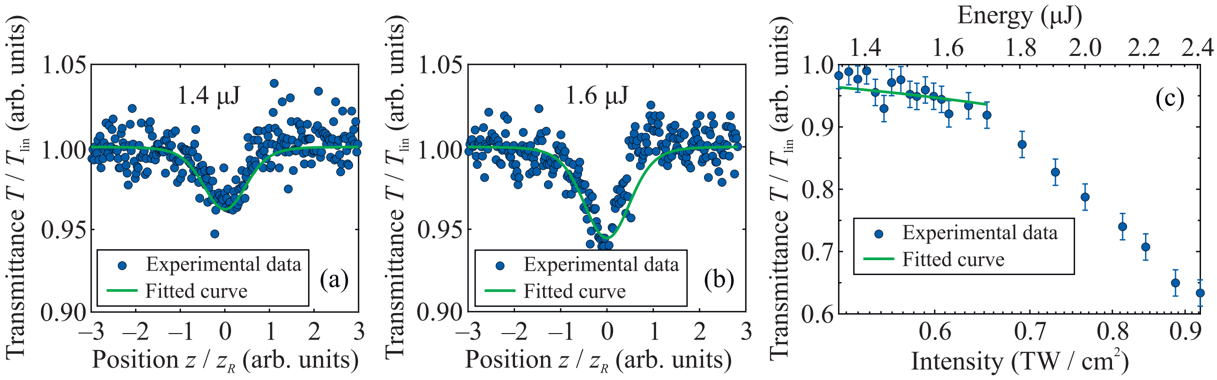

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости нелинейного (нормированного) коэффициента пропускания образца от смещения относительно фокальной плоскости для схемы с открытой апертурой при энергии импульса 1.4 мкДж (a) и 1.6 мкДж (b), а также зависимости минимального значения коэффициента нелинейного пропускания от энергии импульса и соответствующей пиковой интенсивности (c): экспериментальные данные и аппроксимации для четырехфотонного поглощения

ние коэффициента пропускания вблизи фокальной области при z-сканировании больше, чем при z–x-сканировании, что обусловлено совместным влиянием многофотонного поглощения и образующихся дефектов и может привести к завышенной оценке коэффициента многофотонного поглощения.

4. Измерение коэффициента нелинейного поглощения. Для выявления характера и оценки величины коэффициента многофотонного поглощения исследуемого образца были проведены исследования по схеме z–x-сканирования с полностью открытой апертурой. При допущении о преобладании N-фотонного поглощения нелинейное пропускание может быть оценено по формулам [16, 17]

$$T_{\mathrm{OA}}(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{\infty} 2\pi r I_{\mathrm{out}}(r,z,t)drdt}{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{\infty} 2\pi r I_{\mathrm{in}}(r,z,t)drdt}, \qquad (2)$$

где интенсивность, прошедшая через образец толщиной L, определяется выражением

$$I_{\mathrm{out}}(r,z,t) = \qquad (3)$$

$$= \frac{I_{\mathrm{in}}(r,z,t)\exp(-\alpha_0 L)(1-R)^2}{\left[1+(N-1)\beta_N L_{\mathrm{eff}}(1-R)^{N-1} I_{\mathrm{in}}^{N-1}(r,z,t)\right]^{1/(N-1)}},$$

в котором $I_{\mathrm{in}}(r,z,t)$ – распределение интенсивности излучения на передней грани образца, α_0 – коэффициент линейного поглощения, $R = (n_0-1)^2/(n_0+1)^2$ – коэффициент отражения на границе раздела воздух–ПММА, n_0 – линейный показатель преломления исследуемого материала, N – количество фотонов, β_N – коэффициент N-фотонного поглощения, $L_{\mathrm{eff}} = 1-\exp(-\alpha_0 L)/\alpha_0$ – эффективная толщина образца.

Для сфокусированного лазерного импульса с энергией E_0 и гауссовым пространственно-временным профилем распределение интенсивности можно задать выражением

$$I_{\mathrm{in}}(r,z,t) = \frac{I_0}{1+z^2/z_R^2}\exp\left[-\frac{4t^2\ln 2}{\tau}\right]\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{2r^2}{w_0^2\,(1+z^2/z_R^2)}\right], \qquad (4)$$

где $I_0 = 4E_0\sqrt{\ln 2}/\left(\pi^{3/2}w_0^2\tau\right)$ – пиковая интенсивность в фокальной плоскости. Аналогичные распределения для астигматических пучков приведены в работе [16].

Экспериментально полученные зависимости коэффициента нелинейного пропускания T/T_{lin} от относительного смещения образца z для различных энергий импульса E_0, а также зависимость минимального измеренного значения коэффициента нелинейного пропускания от E_0 и соответствующей пиковой интенсивности I_0 представлены на рис. 3. На основе аппроксимации экспериментальных данных зависимостями (2)–(4) было получено, что при I_0, не превышающей 0.65 ТВт/см^2 ($E_0 < 1.6$ мкДж; диапазон, показанный зеленой кривой на рис. 3c), механизм ослабления интенсивности ультракоротких лазерных импульсов с длиной волны 1030 нм может быть описан как четырехфотонное поглощение с коэффициентом $\beta_4 = 35 \pm 5$ см^5/ТВт^3, что соответствует фотовозбуждению через запрещенную зону ($E_g \approx 4.5$–5 эВ $= 4 \times 1.21$ эВ) с формированием свободных электронов и их последующей релаксацией, не приводящей к модификации полимера. При

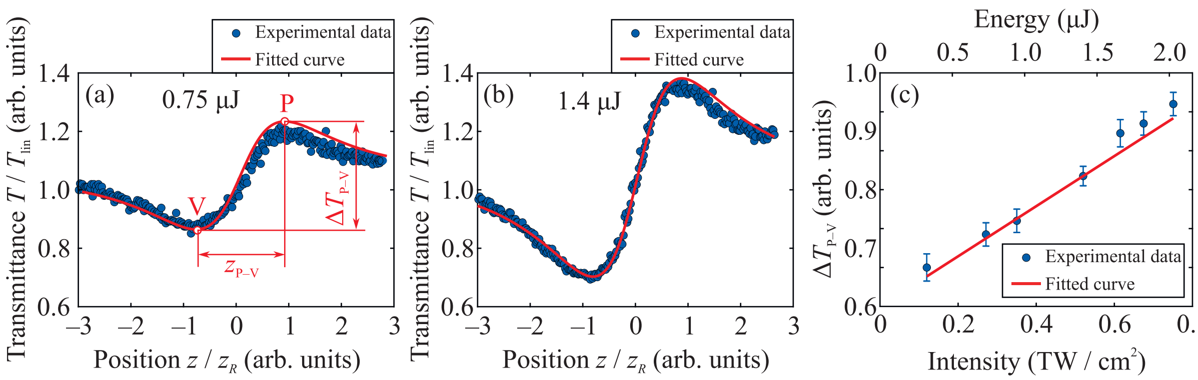

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости нелинейного (нормированного) коэффициента пропускания образца от смещения относительно фокальной плоскости для схемы с закрытой апертурой при энергии импульса 0.75 мкДж (a) и 1.4 мкДж (b), а также зависимости максимальной разницы в пропускании $\Delta T_{\mathrm{P-V}}$ от энергии импульса и соответствующей пиковой интенсивности (c): экспериментальные данные и аппроксимации для нелинейного показателя преломления третьего порядка

увеличении интенсивности поглощение приобретает иной характер: наблюдается более резкий спад коэффициента пропускания, что, по-видимому, обусловлено комплексным влиянием формирующейся в фокальной области плотной поглощающей плазмы и модификацией ПММА с последующим рассеянием излучения на дефектах (диапазон правее зеленой кривой на рис. 3c). Сравнение результатов аппроксимации для астигматического и радиально-симметричного пучков показало, что разница в значениях T/T_{lin} не превышает 3%, поэтому результаты выше приведены для формулы (4) без учета астигматизма.

5. Измерение нелинейного показателя преломления. Чтобы оценить значения нелинейного показателя преломления, размер апертурной диафрагмы перед приемником излучения был уменьшен до радиуса $r_a = 0.75$ мм, что позволило зарегистрировать изменение пропускания образца, обусловленное фазовыми искажениями, возникающими из-за нелинейной рефракции. При преобладающем вкладе действительной части нелинейной восприимчивости третьего порядка зависимость коэффициента нелинейного пропускания от относительного смещения образца для апертуры конечного размера (в нашем случае $S \approx 0.1$) приближенно определяется выражением [18]

$$T_{\mathrm{CA}}(z) = 1 - \frac{kn_2 I_0 L}{\sqrt{2}\left((z/z_R)^2+1\right)}\frac{(1-S)^{\mu}}{S}\sin\xi - \\ - \frac{\beta_N I_0^{N-1} L}{N^{3/2}\left((z/z_R)^2+1\right)^{N-1} S}\left(1-(1-S)^{\eta}\cos\zeta\right), \quad (5)$$

где n_2 – нелинейный показатель преломления третьего порядка,

$$\mu = \frac{2\left((z/z_R)^2+3\right)}{(z/z_R)^2+9}, \quad \xi = \frac{4\,(z/z_R)\ln(1-S)}{(z/z_R)^2+9},$$

$$\eta = \frac{N\left((z/z_R)^2+2N-1\right)}{(z/z_R)^2+(2N-1)^2},$$
$$\zeta = \frac{2N(N-1)\,(z/z_R)}{(z/z_R)^2+(2N-1)^2}\ln(1-S).$$

Примеры экспериментально измеренных зависимостей нормированного коэффициента нелинейного пропускания T/T_{lin} от смещения образца при закрытой апертуре представлены на рис. 4a, b. Эти зависимости имеют характерный вид с ярко выраженными минимумом V перед фокальной плоскостью и максимумом P за ней. Известно, что при преобладающем вкладе n_2 расстояние между экстремумами $z_{\mathrm{P-V}}$ зависит от рэлеевской длины, а максимальная разница в пропускании $\Delta T_{\mathrm{P-V}}$ – от фазового набега вследствие нелинейной рефракции, как описано выражениями [15]

$$z_{\mathrm{P-V}} = 1.717 z_R, \quad (6)$$

$$\Delta T_{\mathrm{P-V}} \approx 0.406(1-S)^{0.25}\left|\Delta\Phi_0\right|, \quad (7)$$

где $\Delta\Phi_0 = akn_2 I_0 L_{\mathrm{eff}}$ – фазовый набег, а параметр $a = 1/\sqrt{2}$ для гауссова пучка.

На основе анализа экспериментальных данных и выражений (6) и (7) были оценены величины Рэлеевской длины $z_R \approx 1.8$ мм и соответствующий радиус фокального пятна $w_0 \approx 24$ мкм ($z_R = \pi w_0^2/\lambda$), что хорошо согласуется с параметрами, измеренными с помощью камеры, а также значение нелинейного показателя преломления $n_2 = \Delta\Phi_0/(akI_0L_{\text{eff}}) = 7.6 \pm 0.4 \times 10^{-4}$ см^2/ТВт $= 7.6 \pm 0.4 \times 10^{-16}$ см^2/Вт, где $k = 2\pi/\lambda$. Следует отметить, что полученная величина нелинейного показателя преломления согласуется по порядку величины с известными значениями для различных оптически прозрачных диэлектрических материалов: для плавленого кварца $n_2 = 2.6 \times 10^{-16}$ см^2/Вт, для стекла ВК7 $n_2 = 3.0 \times 10^{-16}$ см^2/Вт и стекла SF6 $n_2 = 20 \times 10^{-16}$ см^2/Вт [19]. Теоретически рассчитанные для вычисленного значения n_2 значения нелинейного пропускания (рис. 4a, b), полученные на основе выражения (5), а также зависимость $\Delta T_{\text{P}-\text{V}}$ от интенсивности (рис. 4c), рассчитанная в соответствии с (7), хорошо согласуются с экспериментально полученными значениями: погрешность аппроксимации не превышает 3 %. Оцененные величины изменения в пропускании обусловлены влиянием действительной части нелинейной восприимчивости третьего порядка и в пределах погрешности совпадают с экспериментальными значениями вплоть до интенсивностей 0.6 ТВт/см^2, что говорит о том, что в этом диапазоне интенсивностей преобладает керровская нелинейность. При больших интенсивностях теоретическая оценка дает заниженные значения по сравнению с экспериментом, вероятно, вследствие влияния нелинейностей высших порядков.

Как было отмечено ранее, зависимость показателя преломления $n(I) = n_0 + n_2I$ от интенсивности приводит к развитию эффекта самофокусировки при превышении пиковой мощностью ультракоротких лазерных импульсов некоторого критического значения. В соответствии с вычисленным значением n_2, для длины волны 1030 нм критическая мощность самофокусировки $P_{\text{cr}} = 3.77\lambda_0^2/(8\pi n_0 n_2) = 1.42 \pm 0.08$ МВт. Аналогичная величина $P_{\text{cr}} \approx 1.05{-}1.5$ МВт, например, была получена для алмаза [20], у которого ширина запрещенной зоны $E_g \approx 5.4{-}7.2$ эВ [21]. Процесс самофокусировки приводит к нелинейному смещению положения фокальной области и области модификации материала навстречу лазерному излучению. В общем случае, когда лазерный пучок имеет произвольную мощность и произвольное положение перетяжки, расстояние от первой поверхности образца до положения нелинейного фокуса может быть оценено с помощью выражения [22]

$$z_{\text{sf}} = \frac{k(I_0)w^2/2}{\sqrt{P/P_{\text{cr}}} - 1 + 2z_{\text{f}}/(k(I_0)w_0^2)}, \qquad (8)$$

где $k(I_0) = 2\pi n(I_0)/\lambda$ – зависимое от интенсивности волновое число в материале, w – радиус пучка на входе в образец, z_{f} – расстояние от первой поверхности образца до линейного фокуса.

На основе выражения (8) и полученных значений n_2 и P_{cr} была произведена оценка смещения положения нелинейного фокуса z_{sf} от пиковой интенсивности I_0 при фокусировке импульсов с энергиями E_0 в диапазоне от 0.4 до 2.9 мкДж микрообъективом с NA = 0.25 на глубине ≈ 400 мкм. Полученные результаты были сопоставлены с размерами и положением модифицированных областей в ПММА, которые были определены по трехмерным картам спектров фотолюминесценции и КРС аналогично работе [14]. Изображение продольных сечений (в плоскости yz, перпендикулярно направлению сканирования x при записи) фотолюминесценции модифицированных областей, записанных импульсами с различными энергиями E_0, приведено на рис. 5a, а зависимости экспериментально измеренных поло-

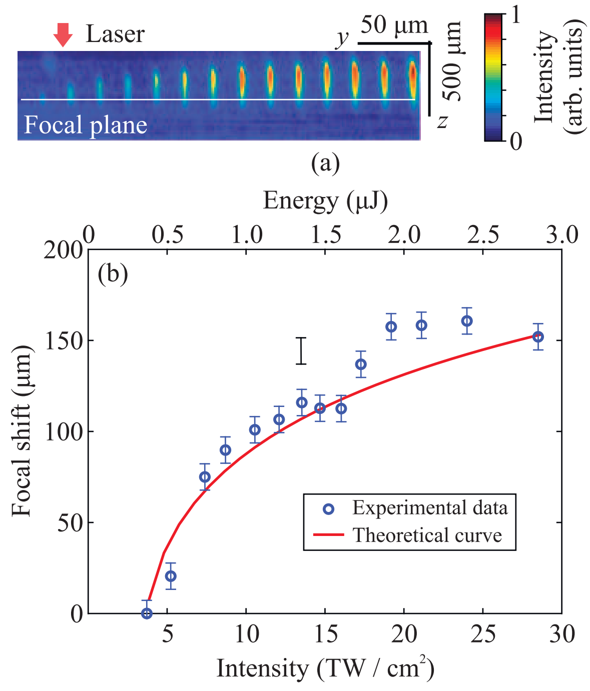

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Карты интенсивности фотолюминесценции модифицированных областей, записанных импульсами с различными энергиями; стрелкой указано направление лазерного излучения, белой пунктирной линией – положение линейного фокуса. (b) – Зависимости экспериментально измеренных положений максимумов интенсивности фотолюминесценции и расчетного нелинейного смещения фокуса от энергии импульса и соответствующей пиковой интенсивности

жений максимумов интенсивности фотолюминесценции этих сечений и расчетного нелинейного смещения фокуса z_{sf} от пиковой интенсивности I_0 – на рис. 5b. При увеличении энергии импульсов наблюдается смещение модифицированной области от плоскости линейной фокусировки навстречу падающему излучению на величину порядка 150 мкм, что хорошо совпадает с теоретической оценкой.

6. Заключение. В данной работе было впервые проведено детальное и практически ориентированное исследование нелинейно-оптического взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с длиной волны 1030 нм и длительностью 250 фс с ПММА. Показана важность использования оптимизированной схемы z–x-сканирования для корректной оценки нелинейного поглощения образца в условиях возможного формирования дефектов под воздействием лазерных импульсов. В результате экспериментов были определены значения коэффициента нелинейного поглощения β_4 и нелинейного показателя преломления n_2, на основе которых было показано соответствие положения модифицированных лазерными импульсами областей в ПММА с теоретической оценкой смещения нелинейного фокуса. Полученные результаты подтверждают важность экспериментальных измерений параметров нелинейно-оптического взаимодействия и проводимого на их основе моделирования локального вложения энергии ультракоротких лазерных импульсов для задач прецизионной модификации ПММА и других прозрачных биосовместимых полимеров.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 25-22-00488), https://rscf.ru/en/project/25-22-00488/.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. H. B. Dick and R. D. Gerste, Ophthalmology **128**, e206 (2021).
2. R. Sahler, J. F. Bille, S. Enright, S. Chhoeung, and K. Chan, Journal of Cataract and Refractive Surgery **42**, 1207 (2016).
3. A. Y. Alqutaibi, A. Baik, S. A. Almuzaini, A. E. Farghal, A. A. Alnazzawi, S. Borzangy, A. N. Aboalrejal, M. H. AbdElaziz, I. I. Mahmoud, and M. S. Zafar, Polymers **15**, 3258 (2023).
4. T. Luo, L. Zheng, D. Chen, C. Zhang, S. Liu, C. Jiang, Y. Xie, D. Du, and W. Zhou, Analyst **148**, 4637 (2023).
5. T. Rinken, *State of the art in biosensors: general aspects*, InTech, Rijeka (2013).
6. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, A. El-Khamhawy, and D. von der Linde, Phys. Rev. Lett. **97**, 237403 (2006).
7. C. Debnath, S. Kar, S. Verma, and S. K. Majumder, Bull. Mater. Sci. **47**, 77 (2024).
8. C.-L. Pan, C.-H. Lin, and C.-S. Yang, *Applications of Laser Ablation: Thin Film Deposition, Nanomaterial Synthesis and Surface Modification*, InTech, Rijeka (2016).
9. T. Pflug, M. Olbrich, R. Roesch, U. Schubert, H. Hoppe, and A. Horn, Optics and Lasers in Engineering **111**, 130 (2018).
10. J. Heberle, T. Häfner, and M. Schmidt, Journal of Laser Applications **28**, 022604 (2016).
11. G. Volpe, M. Noack, S. S. Acimovic, C. Reinhardt, and R. Quidant, Bull. Mater. Sci. **12**, 4864 (2012).
12. С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, Успехи физических наук **183**, 133 (2013).
13. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
14. S. Kudryashov, Y. Gulina, P. Danilov, N. Smirnov, E. Rimskaya, G. Krasin, I. Saraeva, S. Shelygina, A. Rupasov, K. Pershin, A. Tsygankov, and A. Gorevoy, Opt. Lett. **50**, 129 (2025).
15. M. Sheik-Bahae, A. Said, T.-H. Wei, D. Hagan, and E. van Stryland, IEEE J. Quantum Electron. **26**, 760 (1990).
16. A. Ajami, A. Ovsianikov, R. Liska, and S. Baudis, Appl. Phys. B **130**, 138 (2024).
17. R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics*, Marcel Dekker, N.Y. (2003).
18. B. Gu, K. Lou, J. Chen, H.-T. Wang, and W. Ji, J. Opt. Soc. Am. B **27**, 2438 (2010).
19. D. N. Christodoulides, I. C. Khoo, G. J. Salamo, G. I. Stegeman, and E. W. van Stryland, Advances in Optics and Photonics **2**, 60 (2010).
20. G. K. Krasin, Y. S. Gulina, E. V. Kuzmin, V. P. Martovitskii, and S. I. Kudryashov, Photonics **10**, 106 (2023).
21. M. Kozák, T. Otobe, M. Zukerstein, F. Trojánek, and P. Malý, Phys. Rev. B **99**, 104305 (2019).
22. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed., Academic Press, Inc., Burlington (2008).