

Прямое многофотонное фемтосекундное ИК-лазерное возбуждение решетки алмаза в двухфононной области и модификация центров окраски

Н. А. Смирнов¹⁾, Ю. С. Гулина, Н. И. Буслеев, П. П. Пахольчук, А. В. Горевой, В. Г. Винс, С. И. Кудряшов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 января 2024 г.
После переработки 9 февраля 2024 г.
Принята к публикации 17 февраля 2024 г.

Экспериментально исследовано нелинейное поглощение ультракоротких лазерных импульсов с интенсивностями $0.17\text{--}1.7\text{ ТВт/см}^2$ на длине волны собственного двухфононного поглощения (4673 нм) в алмазе типа Ib. Показано, что основным механизмом поглощения в исследуемом образце является двухфотонное поглощение с коэффициентом $\beta_2 = 72 \pm 7\text{ см}^2/\text{ТВт}$. При помощи микроспектроскопии пропускания и фотолюминесценции видимого диапазона, а также инфракрасной фурье-микроспектроскопии продемонстрирована возможность лазерно-индуцированной трансформации азотных примесных центров в искусственном алмазе типа Ib при более высоких интенсивностях излучения.

DOI: 10.31857/S1234567824060016, EDN: KCMSYL

1. С самого момента своего открытия [1], инфракрасное (ИК) излучение связывалось преимущественно с относительно низкоинтенсивным тепловым излучением твердых тел и линейным поглощением оптических фононных мод в прозрачных диэлектрических или полупроводниковых кристаллах [2]. В последние десятилетия появились мощные лазерные источники среднего ИК-диапазона (3–8 мкм, $\approx 40\text{--}100\text{ ТГц}$) – перестраиваемые параметрические генераторы [3, 4] и лазерные генераторы с фиксированной длиной волны [5–7], что позволяет резонансно и многофотонным образом возбуждать колебательные системы молекул [8, 9], белков и даже бактерий [10, 11]. Между тем, в широкозонных диэлектрических и полупроводниковых кристаллах, которые являются перспективными средами для лазерной записи оптических элементов в их объеме через структурную модификацию решетки или примесных дефектов [12–15], даже мощные фемтосекундные лазерные импульсы среднего ИК-диапазона не имеют принципиальных преимуществ перед импульсами ближнего ИК-диапазона (0.8–1.4 мкм, $\approx 200\text{--}400\text{ ТГц}$). Причиной является гигантский – на уровне трех порядков – разрыв между резонансами поглощения электронной подсистемы (ширина запрещенной зоны $\sim 1\text{--}10\text{ эВ}$, $\sim 1\text{ ПГц}$) и ионных колебаний (энергия оптических фононов кристаллической решетки или локальных колебаний примесных атомов – $\sim 0.01\text{--}0.1\text{ эВ}$,

$\sim 10\text{ ТГц}$). В связи с этим существующие источники фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона не затрагивают решеточное поглощение, а возбуждают электронную подсистему диэлектриков и полупроводников через механизм ионизации ловушек или прямой туннельной ионизации, сопровождающийся ударной ионизацией вплоть до оптического пробоя (формирования околоритической плазмы) [16, 17].

Алмаз является уникальным оптически- и ИК-прозрачным широкозонным центросимметричным полупроводником (диэлектриком) с самой жесткой кристаллической решеткой, оптические фононы в которой имеют частоту до 40 ТГц [18]. Соответственно, согласно правилам отбора по симметрии, появляется возможность собственного решеточного ИК-поглощения алмаза в двухфононной области (0.33 эВ, 4–5 мкм, 60–80 ТГц), с учетом условия сохранения квазиимпульса [19]. Помимо линейного двухфононного поглощения $\sim 5\text{ см}^{-1}$ ($\approx 4\text{ мкм}$, оптический бифонон) и $10\text{--}100\text{ см}^{-1}$ (другие парные комбинации оптических фононов с коротковолновыми акустическими фононами) в слабых световых полях, в сильных ИК-лазерных полях возможно многофотонное поглощение бифононных мод алмаза, закономерности которого, возможно, отчасти похожи на таковые для многотомных молекул [8], однако, до сих пор не исследовались.

В настоящей работе методом z-скана изучено нелинейное резонансное поглощение фемтосекунд-

¹⁾e-mail: cna1992@mail.ru

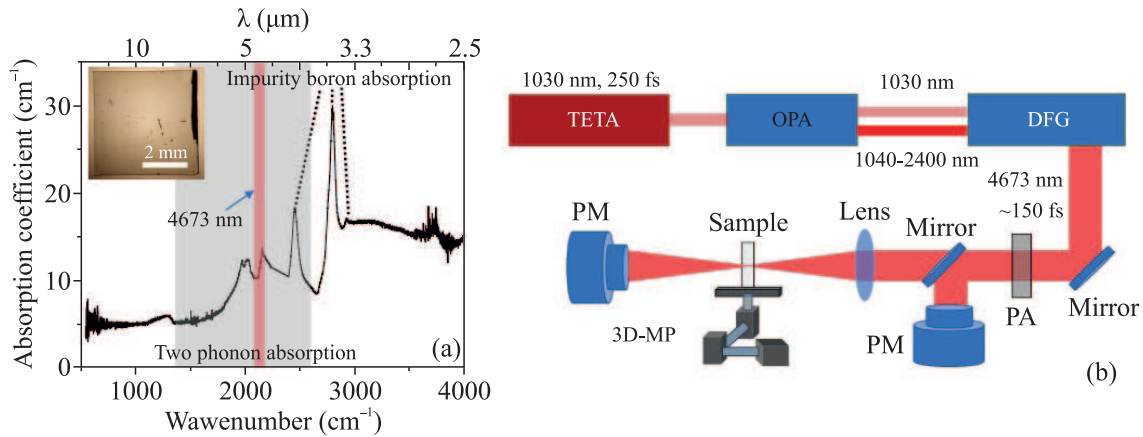


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – ИК-спектр поглощения алмазного образца с обозначением областей двухфононного и примесного поглощения (на вставке – оптическое изображение образца). (б) – Экспериментальная схема установки по облучению алмаза: PM – измеритель мощности; 3D-МП – трехкоординатная моторизованная платформа; PA – инфракрасный поляризатор; Mirror – серебряное зеркало; OPA – оптический параметрический генератор; DFG – генератор разностной частоты; Lens – линза; Sample – алмаз; TETA – лазерный источник фемтосекундных импульсов накачки

ных ИК-лазерных импульсов в полосах двухфононного поглощения синтетического борированного алмаза (без существенного примесного поглощения) и оценена возможность структурной модификации примесных центров синтетического алмаза в этом режиме при более высоких интенсивностях лазерных импульсов.

2. Измерение нелинейного поглощения производилось на алмазе типа Пв ($4 \times 4 \times 0.3$ мм), полученного методом НРНТ (метод высокого давления высокой температуры). Спектр поглощения алмаза в ИК области представлен на рис. 1а, где на графике серой областью выделена двухфононная область поглощения алмаза, красной областью выделена длина волны лазерного излучения (4673 нм), которое использовалось в эксперименте. На графике поглощения алмаза пунктирными черными линиями так же отмечены пики примесного поглощения бора. Оптическое изображение алмаза приведено в виде вставки на рис. 1а. В качестве модифицируемого образца использовался алмаз типа Пв ($3.5 \times 2.2 \times 0.9$ мм), также полученный методом НРНТ, окрашенный в красный цвет после облучения электронным пучком (3 МэВ $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) и 30-минутного отжига при температуре 1200 градусов (рис. 1а) [20].

Облучение образца производилось на длине волны 4673 нм (полуширина ≈ 80 нм), которая была получена с помощью генерации разностной частоты (*difference frequency generation*, DFG) в кристалле AgGaS₂. Для получения излучения среднего ИК-диапазона излучение холостой длины волны из оптического параметрического генератора PARUS

(Avesta, Russia)) смешивалось с остаточным излучением первой гармоники лазера накачки TETA (Avesta, Russia). Накачка оптического параметрического генератора происходила при мощности 5 Вт и частоте следования лазерных импульсов $\nu = 10$ кГц. Длительность лазерного импульса среднего ИК-диапазона для длины волны 4673 нм составляла $\tau \approx 150$ фс (по уровню 0.5).

Измерение нелинейных оптических характеристик производилось при фокусировке лазерного излучения с помощью линзы из CaF₂ с фокусным расстоянием 40 мм (радиус фокального пятна по $1/e^2$ -уровню энергии $w_0 \approx 37.2$ мкм, длина Рэля – 930 мкм). Частота следования лазерных импульсов при оценке коэффициентов многофотонного поглощения составляла 10 кГц. Перемещение образца осуществлялось с помощью, моторизованной трехкоординатной платформы с минимальным шагом 1 мкм (рис. 1б). Измерение мощности лазерного излучения производилось с помощью пирозлектрического детектора мощности 3А-Р (OPHIR Optronics Ltd., USA), изменение энергии излучения, падающего на образец, осуществлялось с помощью ИК поляризатора.

Модификация алмаза производилась на длине волны 4673 нм через зеркальный объектив с числовой апертурой $NA = 0.28$ при фокусировке в объеме алмаза на глубине ~ 200 мкм с разной экспозицией в точке (1, 10, 30, 60, 120, 240 с), частота следования импульсов – 10 кГц при фиксированной плотности энергии, составляющей 2.3 Дж/см². После облучения образец был охарактеризован с

помощью микроспектроскопии пропускания видимого диапазона на микроскопе-спектрометре МСФУ-К (ЛОМО, Россия). ИК-спектры модифицированной области снимались на фурье ИК-спектрометре ФТ-805 с микроскопом Микран-3 (Симекс, Россия). Спектры фотолюминесценции были получены на 3Д-сканирующем конфокальном микроскопе-спектрометре Confotec MR520 (SOL Instruments, республика Беларусь).

3. Основным способом оценки коэффициентов многофотонного поглощения является измерение ослабления энергии лазерного излучения, проходящего через исследуемую среду в дофилamentационном режиме, с последующей обработкой зависимостей нелинейного пропускания. Этот способ реализуется на основе двух основных стандартных методов [21, 22]:

- метод z-scan с открытой апертурой – измерение пропускания образца при фиксированной энергии излучения при смещении образца вдоль оптической оси фокусирующей оптики;

- метод I-scan – измерение пропускания при фиксированном положении исследуемого образца при изменении энергии падающего излучения.

Интенсивность лазерного излучения, прошедшая через образец толщиной L в случае n -фотонного поглощения может быть оценена как [23]

$$I(L) = \frac{(1 - R)^2 I_0 \exp(-\alpha L)}{(1 + p_0^{n-1})^{\frac{1}{n-1}}}, \quad (1)$$

где $p_0^{n-1} = (n-1)\beta_n L_{\text{eff}}(1-R)^{n-1} I_0^{n-1}$, β_n – коэффициент n -фотонного поглощения среды, α – коэффициент линейного поглощения, $L_{\text{eff}} = (1 - \exp(-(n-1)\alpha L))/(n-1)\alpha$ – эффективная длина многофотонного поглощения, R – коэффициент отражения на границе раздела “воздух-алмаз”, $I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2}$ – пиковая интенсивность лазерного излучения в фокальном пятне, P_0 – пиковая мощность лазерного импульса, $w_0 = \frac{\lambda f'}{\pi w(0)}$ – радиус фокального пятна, λ – длина волны лазерного излучения, $w(0)$ – радиус лазерного пучка перед фокусирующей системой, f' – фокусное расстояние фокусирующей системы.

Из выражения (1) может быть получен коэффициент пропускания образца в схеме z-scan с открытой апертурой [24]

$$T_{\text{OA}}(z) = \frac{1}{\left(1 + (n-1)\beta_n L_{\text{eff}}(1-R)^{n-1} \left(\frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}\right)^{n-1}\right)^{\frac{1}{n-1}}}, \quad (2)$$

где $z_R = n_0 \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ – длина Рэлея, n_0 – показатель преломления исследуемого материала. Длина Рэлея для линзы с фокусным расстоянием 40 мм составляет 930 мкм в воздухе и 2210 мкм в материале, что существенно больше, чем толщина образца (0.3 мм), как предполагается в методе z-scan.

На основе экспериментального измерения коэффициента пропускания сфокусированных ультракоротких лазерных импульсов был оценен коэффициент многофотонного поглощения исследуемого образца. В результате аппроксимации экспериментальных данных выражением (2) с различными значениями n было показано, что в исследуемом образце основным механизмом ослабления ультракоротких лазерных импульсов с длиной волны 4763 нм в рассматриваемом диапазоне интенсивностей является двухфотонное поглощение ($n = 2$) с коэффициентом $\beta_2 = 72 \pm 7$ см²/ТВт. При оценке данного коэффициента были использованы следующие параметры: показатель преломления алмаза $n_0 = 2.378$ на длине волны $\lambda = 4763$ нм [25], линейный коэффициент поглощения $\alpha = 10$ см⁻¹ (рис. 1а), коэффициент отражения на границе раздела воздух-алмаз: $R = \left(\frac{n_0-1}{n_0+1}\right)^2 = 0.166$, коэффициент линейного пропускания: $T_0 = \exp(-\alpha L) = 0.74$. Отметим, что согласно теории многофотонного (не)резонансного ИК-поглощения колебательной системой молекул степень нелинейности поглощения определяется интенсивностью падающего излучения и ограничивается эффектами ангармонизма, плотности состояний и диссоциации [8].

Экспериментально полученные значения коэффициента пропускания в зависимости от смещения положения центра образца от фокальной плоскости линзы вдоль оптической оси, полученные на основе метода z-scan, а также результаты теоретического расчета по формуле (2) для различных мощностей импульсов приведены на рис. 2: (а) – $p = 15.2$ мВт, $P_0 = \frac{P}{\tau\nu} = 10$ МВт, $I_0 = 0.47$ ТВт/см²; (б) – $p = 10.9$ мВт, $P_0 = \frac{P}{\tau\nu} = 7.2$ МВт, $I_0 = 0.34$ ТВт/см².

Для случая двухфотонного поглощения зависимость от интенсивности коэффициент нелинейного пропускания может быть определен как [23]

$$T(I) = \frac{1}{\sqrt{\pi}q_0} \int_{-\infty}^{\infty} \ln(1 + q_0 \exp(x^2)) dx, \quad (3)$$

где $q_0 = 2 L_{\text{eff}}(1-R)I$.

Экспериментально полученные значения коэффициента пропускания образца в зависимости от интенсивности лазерных импульсов, полученные на ос-

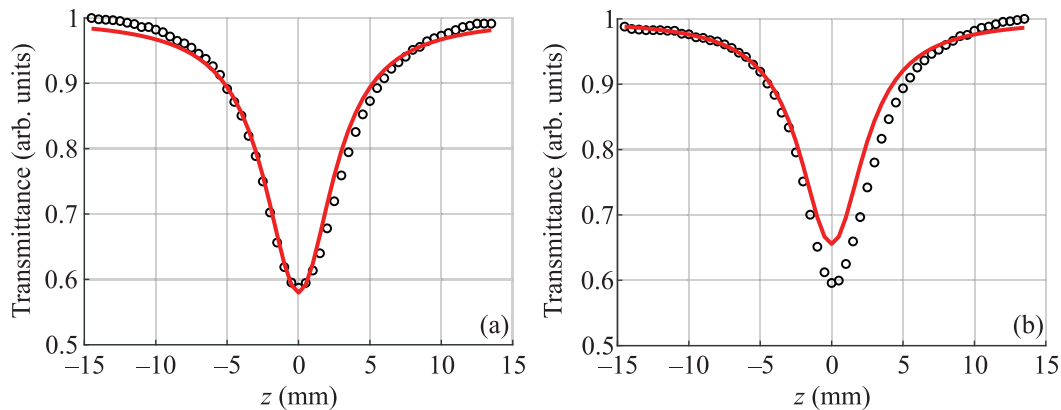


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость коэффициента пропускания от смещения положения центра образца от фокальной плоскости линзы при пиковой мощности импульсов: $P_0 = 10$ МВт (а) и 7.2 МВт (б)

нове метода I-scan, а также результаты теоретического расчета по формуле (3) с использованием оцененного выше коэффициента двухфотонного поглощения приведены на рис. 3.

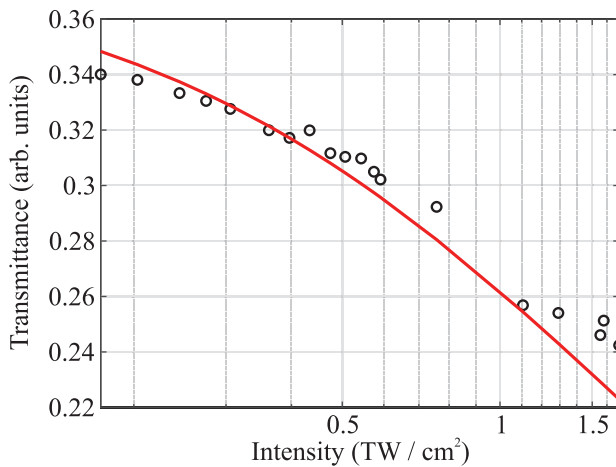


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость коэффициента пропускания образца от интенсивности лазерного излучения

Фемтосекундные лазерные импульсы с длиной волны в диапазоне максимального собственного решеточного поглощения алмазов (в двухфотонной области) могут быть использованы для их модификации, что было продемонстрировано на красном НРНТ алмазе, богатом азотными дефектами. При помощи ИК фурье-спектрометра-микроскопа были сняты спектры пропускания модифицированной лазером на длине волны 4673 нм области размером $\sim 200 \times 200$ мкм, где запись производилась в 4 слоя при пиковой плотности энергии 2.3 Дж/см². Спектры были получены при установленной на микроскопе диафрагме 30×30 мкм (рис. 4а) как в обла-

сти модификации, так и рядом с ней, с усреднением по 5 измерениям. При анализе ИК спектров пропускания обнаружено уменьшение поглощения центра 1450 см⁻¹ (Н1а). Центр Н1а характерен для облученных и отожженных алмазов при температуре ниже 1400 °С, а также он сильно проявляется у НРНТ алмазов. В работе [26] показано, что данный дефект соответствует межузельному азоту [N2I]. В модифицированной области поглощение данного пика падает с ~ 1.05 см⁻¹ до ~ 0.75 см⁻¹.

Для измерений оптического пропускания и фотолюминесценции в объеме образца был записан ряд модифицированных микрообластей при той же плотности лазерной энергии 2.3 Дж/см² с различными временами экспозиции. На рисунке 4б справа показаны нормированные спектры пропускания (спектр в области модификации/спектр рядом с областью модификации) при разном времени экспозиции (сплошные линии), а также спектр поглощения алмаза в видимой области спектра (пунктирная линия). В области лазерного воздействия наблюдается “просветление”, т.е. увеличение пропускания, в области 480–650 нм с максимумом в области 580 нм (соответствует нейтральному и отрицательно заряженному азотно-вакансионному центру NV⁰, NV⁻ [18]). Визуализации области лазерного облучения образца с помощью оптического микроскопа в режиме пропускания также показывает “обесцвечивание” алмаза (рис. 4б, слева).

Полученные области также были охарактеризованы с помощью фотолюминесценции при возбуждении непрерывным лазерным излучением с длиной волн 405 и 532 нм (рис. 5). На рисунке 5а представлена карта интенсивности сигнала люминесценции на длине волны 638 нм (NV⁻), где наблюдается снижение интенсивности люминесценции в модифи-

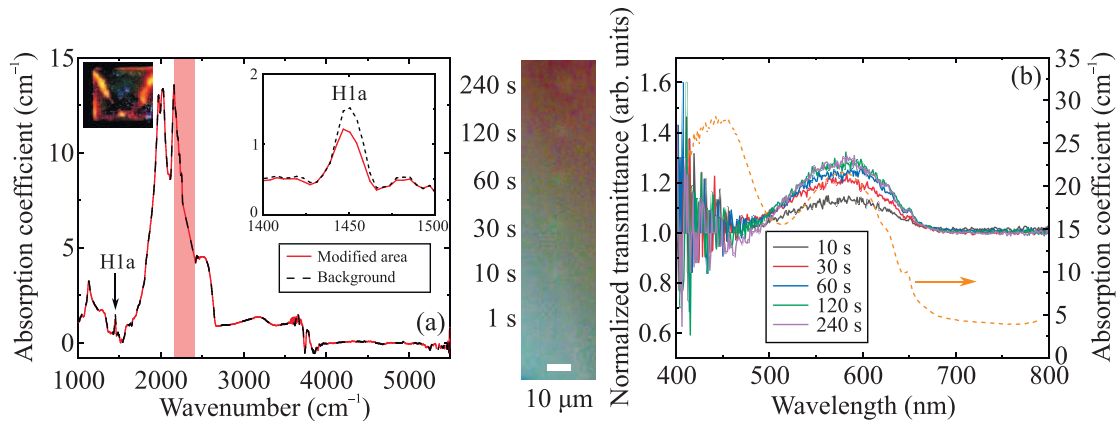


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Спектр поглощения алмаза в ИК-диапазоне в области модификации и рядом с ней и его оптическая фотография, полоской обозначена длина волны лазерного воздействия. (б) – Нормированные спектры пропускания (сплошные кривые, левая ось), спектр поглощения алмаза (пунктирная оранжевая кривая, правая ось). Вставка: снимок области модификации с помощью оптического микроскопа в режиме пропускания (слева)

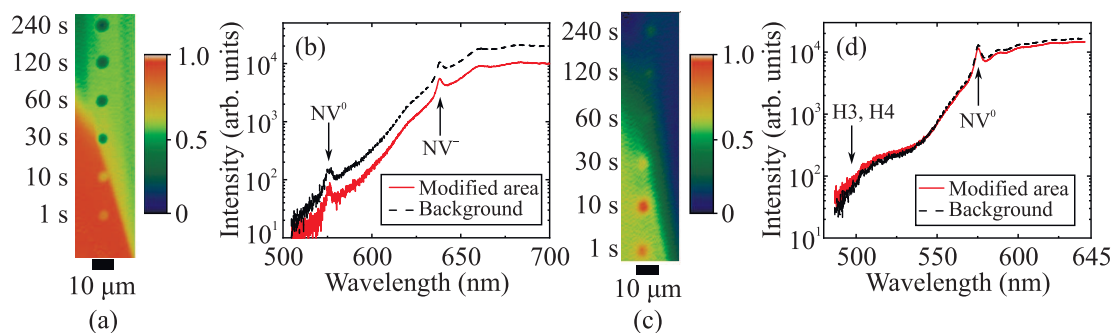


Рис. 5. (Цветной онлайн) Карты интенсивности люминесценции на длине волны 638 нм при возбуждении на длине волны 532 нм (а) и 504 нм при возбуждении на длине волны 405 нм (с), а также спектры фотолюминесценции в области облучения и рядом с ней при возбуждении лазером 532 нм (б) и 405 нм (д)

цированных микрообластях. На спектрах люминесценции (рис. 5b) также наблюдается некоторое снижение люминесценции в области NV⁰ и NV⁻ центров при всех параметрах облучения по сравнению со спектром немодифицированного алмаза.

На рисунке 5с представлена карта интенсивности люминесценции на длине волны 504 нм, а также, в качестве примера, спектры в области модификации для экспозиции 240 с и области рядом (рис. 5d), полученные при возбуждении излучением с длиной волны 405 нм. На карте распределения интенсивности можно заметить, как сильную неоднородность алмаза, так и увеличение фотолюминесценции в модифицированных точках в диапазоне ~500 нм. На спектрах люминесценции наблюдается увеличение интенсивности в модифицированных областях для длин волн 480–520 нм, связанных с центрами окраски H4 (бесфононная линия (ZPL) при 496 нм) и H3 (ZPL при 503 нм), с одновременным уменьшением

люминесценции в области центров NV⁰ (> 575 нм) в NV⁻ (> 637 нм). Представленные выше трансформации азотных дефектов в направлении агрегации хорошо соотносятся с известными термическими реакциями [26]. Так, из литературы известно, что NV-центры в НРНТ алмазах могут разрушаться при высоких температурах ~ 2300 °С, вплоть до полного исчезновения, тогда как H3- и H4-центры образуются в синтетических алмазах при температуре выше 1800 °С [27], а центр H1a начинает переходить в другие формы при температурах выше 1400 °С [27]. Поэтому можно предположить, что в условиях фемтосекундного ИК-лазерного облучения настоящей работы в рамках чисто термического механизма NV-центры становятся подвижными и объединяются в более крупные азотные комплексы, такие как центры H3 или H4. Этот механизм принципиально отличается от механизмов модификации азотных примесных центров путем фемтосекундного лазерного меж-

зонного или внутрицентрового электронного возбуждения в алмазах [28, 29] и может иметь перспективные применения в фотонике алмазов. Тем не менее, прямые экспериментальные подтверждения термического механизма трансформации примесных азотных центров и детали его реализации при прямом решеточном поглощении алмаза интенсивного лазерного излучения в среднем ИК-диапазоне еще только предстоит получить.

4. В заключение, в данной работе впервые экспериментально исследовано нелинейное решеточное поглощение в алмазе ультракоротких лазерных импульсов с длиной волны в области собственного двухфотонного поглощения. Показано, что нелинейность пропускания алмаза в этом случае обусловлена двухфотонным поглощением. Продемонстрировано, что при воздействии фемтосекундных импульсов с такой длиной волны при более высоких интенсивностях излучения происходит локальная трансформация азотных дефектов.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 21-79-30063), <https://rscf.ru/en/project/21-79-30063/>.

Конфликт интересов. Авторы не имеют конфликта интересов.

1. W. Herschel, Abstracts of the Papers Printed in the Philosophical Transactions of the Royal Society of London **1**, 264 (1832).
2. H. Rubens and G. Hertz, Ber. d. Berl. Akad. **256**, (1912).
3. H. Liang, P. Krogen, Z. Wang, H. Park, T. Kroh, K. Zawilski, P. Schunemann, J. Moses, L. F. DiMauro, F. X. Kartner, and K.-H. Hong, Nat. Commun. **8**, 141 (2017).
4. M. Bock, L. von Grafenstein, U. Griebner, and T. Elsaesser, JOSA B **35**, 18 (2018).
5. F. K. Tittel, D. Richter, and A. Fried, *Solid-state mid-infrared laser sources*, Springer, Berlin, Heidelberg (2003).
6. S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov, V. Smolski, S. Mirov, and V. Gapontsev, Opt. Mater. Express **7**, 2636 (2017).
7. A. Pushkin, E. Migal, D. Suleimanova, E. Mareev, and F. Potemkin, Photonics **9**, 90 (2022).
8. Г. Н. Макаров, УФН **175**, 41 (2005).
9. T. Stensitzki, Y. Yang, V. Kozich, A. A. Ahmed, F. Kossel, O. Kuhn, and K. Heyne, Nat. Chem. **10**, 126 (2018).
10. I. Pupeza, M. Huber, M. Trubetskov et al. (Collaboration), Nature **577**, 52 (2020).
11. В. О. Компанец, С. И. Кудряшов, Э. Р. Толордава, С. Н. Шелыгина, В. В. Соколова, И. Н. Сараева, М. С. Ковалев, А. А. Ионин, С. В. Чекалин, Письма в ЖЭТФ **113**, 365 (2021).
12. Y. C. Chen, P. S. Salter, S. Knauer, L. Weng, A. C. Frangeskou, C. J. Stephen, S. N. Ishmael, P. R. Dolan, S. Johnson, B. L. Green, G. W. Morley, M. E. Newton, J. G. Rarity, M. J. Booth, and J. M. Smith, Nat. Photon. **11**, 77 (2017).
13. S. Gao, Y. Z. Duan, Z. N. Tian, Y. L. Zhang, Q. D. Chen, B. R. Gao, and H. B. Sun, Opt. Laser Technol. **146**, 107527 (2022).
14. S. Kudryashov, P. Danilov, N. Smirnov, G. Krasin, R. Khmel'nitskii, O. Kovalchuk, G. Kriulina, V. Martovitskiy, V. Lednev, P. Sdvizhenskii, Yu. Gulina, E. Rimskaia, E. Kuzmin, J. Chen, M. Kovalev, and A. Levchenko, Nanomaterials **13**, 192 (2023).
15. S. I. Kudryashov, T. Pflug, N. I. Busleev, M. Olbrich, A. Horn, M. S. Kovalev, and N. G. Stsepuro, Opt. Mater. Express **11**, 1 (2021).
16. P. A. Zhokhov and A. M. Zheltikov, Sci. Rep. **8**, 1824 (2018).
17. E. Migal, E. Mareev, E. Smetanina, G. Duchateau, and F. Potemkin, Sci. Rep. **10**, 14007 (2020).
18. A. M. Zaitsev, *Optical properties of diamond: a data handbook*, Springer Science & Business Media, Berlin (2013).
19. Y. U. Peter and M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*, Springer Science & Business Media, N.Y. (2010).
20. S. I. Kudryashov, V. G. Vins, P. A. Danilov, E. V. Kuzmin, A. V. Muratov, G. Yu. Kriulina, J. Chen, A. N. Kirichenko, Yu. S. Gulina, S. A. Ostrikov, P. P. Paholchuk, M. S. Kovalev, N. B. Rodionov, A. O. Levchenko, Carbon **201**, 399 (2023).
21. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. van Stryland, IEEE J. Quantum Electron. **26**, 760 (1990).
22. Ю. С. Гулина, Оптика и спектроскопия **130**, 540 (2022).
23. R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics*, Marcel Dekker, N.Y. (2003).
24. T. Wang, N. Venkatram, J. Gosciniaik, Y. Cui, G. Qian, W. Ji, and D. T. Tan, Opt. Express **21**, 32192 (2013).
25. E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, Academic press, N.Y. (1998).
26. I. A. Dobrinets, V. G. Vins, and A. M. Zaitsev, *HPHT-treated diamonds*, Springer, Berlin, Heidelberg (2016).
27. H. Kanda and X. Jia, Diamond Relat. Mater. **10**, 1665 (2001).
28. S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, N. A. Smirnov, N. G. Stsepuro, A. E. Rupasov, R. A. Khmel'nitskii, E. A. Oleynichuk, E. V. Kuzmin, A. O. Levchenko, Yu. S. Gulina, S. N. Shelygina, I. V. Sozaev, M. S. Kovalev, and O. E. Kovalchuk, Appl. Surf. Sci. **575**, 151736 (2022).
29. G. K. Krasin, S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, N. A. Smirnov, A. O. Levchenko, and M. S. Kovalev, Eur. Phys. J. D **75**, 221 (2021).