

Гибридное фотовозбуждение сверхчистого алмаза фемтосекундными лазерными импульсами среднего ИК-диапазона

С. И. Кудряшов⁺¹⁾, Н. А. Смирнов⁺, С. Г. Буга^{*×}, В. Д. Бланк^{*×}, П. П. Пахольчук⁺, Н. И. Буслеев⁺,
Н. В. Корнилов^{*}

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

^{*} НИЦ “Курчатовский институт” – ТИСНУМ, 108840 Троицк, Москва, Россия

[×] НИУ Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 июля 2024 г.

После переработки 6 августа 2024 г.

Принята к публикации 7 августа 2024 г.

Прямое межзонное и внутрищелевое фотовозбуждение фемтосекундными лазерными импульсами среднего ИК-диапазона (длина волны $\lambda = 4.0, 4.7 \mu\text{м}$) исследовано в сверхчистом химически-осажденном алмазе, используя характеристическую УФ фотолуминесценцию свободных экситонов и А-полосы электронов, захваченных внутри диэлектрической щели на глубоких донорно-акцепторных или дислокационных ловушках. При низких интенсивностях лазерного излучения ($I < 10 \text{ ТВт/см}^2$) экситонная фотолуминесценция демонстрирует нелинейную зависимость от $I\lambda^2$ с показателями степени $N \approx 17$ ($4.0 \mu\text{м}$) и 14 ($4.7 \mu\text{м}$), недостаточными для прямого межзонного перехода через прямую щель ($\geq 6.5 \text{ эВ}$) на величину ≈ 1.2 и 2.8 эВ соответственно. Аналогично, показатель степени $N \approx 9$ ($4.7 \mu\text{м}$) для внутрищелевого ($\approx 3.5 \text{ эВ}$) фотовозбуждения люминесценции А-полосы указывает на недостаток $\approx 1 \text{ эВ}$. В данном режиме, при промежуточной величине параметра Келдыша $\gamma \sim 1$, зависящей от величины $I\lambda^2$, такое незавершенное многофотонное возбуждение предполагает гибридный межзонный переход “многофотонное возбуждение + туннелирование”, предсказываемый теорией Келдыша, но никогда однозначно экспериментально не наблюдавшийся. При высоких интенсивностях лазерного излучения ($I > 10 \text{ ТВт/см}^2$) интенсивность фотолуминесценции экситонов и А-полосы показывает (суб)линейный характер зависимостей, по-видимому, отражающий формирование более сильно поглощающей электрон-дырочной плазмы. Наблюдаемые эффекты проливают свет на гибридный характер фотовозбуждения в сильных полях при промежуточных величинах γ и открывают возможности для управления нелинейно-оптическими свойствами полупроводников и диэлектриков с помощью внутрищелевых примесно-дефектных состояний.

DOI: 10.31857/S0370274X24090049, EDN: SOCLUB

1. В течение начального этапа взаимодействия между интенсивным ультракоротким (фемтосекундным, фс) лазерным импульсом (УКИ) и широкозонным твердым прозрачным диэлектриком, когда мгновенная интенсивность излучения $I(t)$ уже велика, но плотность плазмы еще незначительна, фотовозбуждение – многофотонное и/или туннельное – в диэлектрической решетке доминирует по скорости генерации носителей над ударной ионизацией, которая зависит как от интенсивности I , так и от плотности плазмы $n_{e,h}$. Скорость фотовозбуждения описывается в общем виде формулой Келдыша [1]

$$w_\gamma \propto \omega g^{3/2} \left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right)^{5/2} S(\gamma, g^*) \times$$

$$\times \exp \left\{ -2g \left[\sinh^{-1} \gamma - \gamma \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где параметр Келдыша γ определяется массой m и зарядом e электрона, напряженностью электрического поля E и его частотой ω (длиной волны λ), а также шириной энергетической щели (например, запрещенной зоны) G [1]

$$\gamma = \omega \frac{\sqrt{mG}}{eE} \propto \frac{1}{\sqrt{1+\lambda^2}}, \quad (2)$$

и безразмерная энергия $g^{(*)}$

$$g^{(*)} = \frac{G^{(*)}}{\hbar\omega}, \quad G^* = G + \Delta = G \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right), \quad (3)$$

а Δ – пондеромоторный потенциал электрон-дырочной пары в лазерном поле. Множитель

¹⁾ e-mail: kudryashovsi@lebedev.ru

$S(\gamma, g^*)$ описывает многофотонные процессы, а экспоненциальный – туннельные, как предельные случаи $\gamma \ll 1$ (сильные поля, низкие частоты и энергетические барьеры) (формула (20) в работе [1])

$$w_0 \propto \omega \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \times \exp \left\{ -\frac{4}{3} \gamma \sqrt{\frac{g}{\hbar \omega}} \left(1 - \frac{\gamma^2}{10} \right) \right\} \propto \omega \sqrt{\frac{g}{\gamma}}, \quad (4)$$

и $\gamma \gg 1$ (умеренные поля, высокие частоты и энергетические барьеры) (формула 21 в работе [1])

$$w_\infty \propto \omega g^{3/2} \times \exp \left\{ 2 \langle g^* + 1 \rangle - g^* \left(1 + \frac{1}{\gamma^2} \right) \right\} \times \left(\frac{1}{4\gamma^2} \right)^{g^*+1} F(g^*) \propto \left(\frac{1}{4\gamma^2} \right)^{g^*+1}, \quad (5)$$

представляя нелинейное фотовозбуждение с показателем степени $N = \text{Integer}(g^* + 1)$. Эти предельные случаи, которые относительно нетрудно идентифицировать, ранее неоднократно наблюдались в экспериментах с взаимодействием “фс-лазер–диэлектрик” – как многофотонная межзонная ионизация в диэлектриках [2–4] и туннелирование в сильных фс-лазерных полях [5, 6]. Однако в промежуточном случае $\gamma \sim 1$, отвечающем гибричному “многофотонному + туннельному” фотовозбуждению [1], когда туннелирование может происходить с разными скоростями через барьер [$G - K\hbar\omega > 0$] для целочисленного значения $K = 1, \dots$ из совокупности внутрищелевых виртуальных состояний с энергией $K\hbar\omega < G$ через K -фотонные процессы, экспериментальная идентификация механизма затруднительна. Возможными причинами являются умеренные значения $g \sim 3\text{--}5$ для типичных величин барьера $G \sim 10$ эВ и энергии фотона $\hbar\omega \sim 1\text{--}3$ эВ, делающие даже сильно-нелинейные зависимости для фотоионизации трудноизмеримыми из-за жестких требований к динамическому диапазону измерительной системы, узкого диапазона варьирования интенсивности излучения и ее флуктуаций, эффектов усреднения по длительности импульса и фокальному пятну, и т.п.

Фемтосекундные лазерные импульсы среднего ИК-диапазона (2–12 мкм) пока технически довольно труднодостижимы, но показывают хорошие перспективы в ИК-фотонике газов [7, 8], жидкостей [9], твердых материалов [10, 11] и даже биологических образцов [12, 13]. Этот спектральный диапазон, обычно свободный от электронных переходов, соответствует “окну прозрачности” большинства твердых диэлектриков и полупроводников, однако затрагивает наиболее важные молекулярные колебания (“отпечатки пальцев”) и колебания оптических фононов.

В результате, впечатляющие нелинейные взаимодействия высокого порядка – генерация многооктавного суперконтинуума [14] и высоких гармоник [15], различные релятивистские эффекты [16] – становятся возможными благодаря высокой величине фактора $I\lambda^2$, когда интенсивные фс-лазерные импульсы среднего ИК-диапазона используются для возбуждения нелинейно-оптических и релятивистских физических явлений.

В настоящей работе электронное фотовозбуждение в сверхчистом алмазе под действием фс-лазерных импульсов среднего ИК-диапазона было исследовано в зависимости от интенсивности и длины волны излучения для регистрируемой спектрально-разрешенной межзонной фотолюминесценции свободных экситонов и внутризонной (внутрищелевой) фотолюминесценции A -полосы для донорно-акцепторных или дислокационных ловушек [17] с соответствующими двумя независимыми энергетическими барьерами.

2. Образец представлял собой пластинку синтетического Па-алмаза гомоэпиаксиального роста из газовой фазы (ТИСНУМ) размером $4 \times 3 \times 0.5$ мм с всеми шестью полированными гранями (рис. 1а, вставка). Его широкополосный (УФ-ближний ИК диапазон) спектр пропускания (рис. 1а), снятый при помощи спектрофотометра СФ-2000 (КБ Спектр), показывает окно прозрачности с плато пропускания без спектральных особенностей в диапазоне до края непрямого поглощения около 250 нм и нулевого пропускания, начиная от 225 нм. Спектры фотолюминесценции снимались при комнатной температуре при длинах волны возбуждения 405 и 532 нм с использованием конфокального 3Д-сканирующего микроскопа-спектрометра Confotec520 (SOLAR instruments), демонстрируя преимущественно пики комбинационного рассеяния первого и второго порядка при незначительной фотолюминесценции $H3(2NV)$ центров (рис. 1б), отражающие суб-ppb уровень содержания примесного азота [18]. ИК-спектры снимались с использованием фурье-спектрометра СФ-805 в сочетании с микроскопом МІКРАН-3 (SIMEX), показывая только полосы поглощения второго порядка ($2000\text{--}2500 \text{ см}^{-1}$), характерные для чистого алмаза с примесным содержанием азота $< 1 \text{ ppm}$ (рис. 1с).

Динамическое возбуждение фотолюминесценции в алмазе происходило под действием фемтосекундных лазерных импульсов с центральной длиной волны 4680 ($\hbar\omega \approx 0.27$ эВ) и 4000 ($\hbar\omega \approx 0.31$ эВ) нм (ширина на полувысоте ≈ 120 нм), генерируемых в генераторе разностной частоты (ГРЧ, кристалл

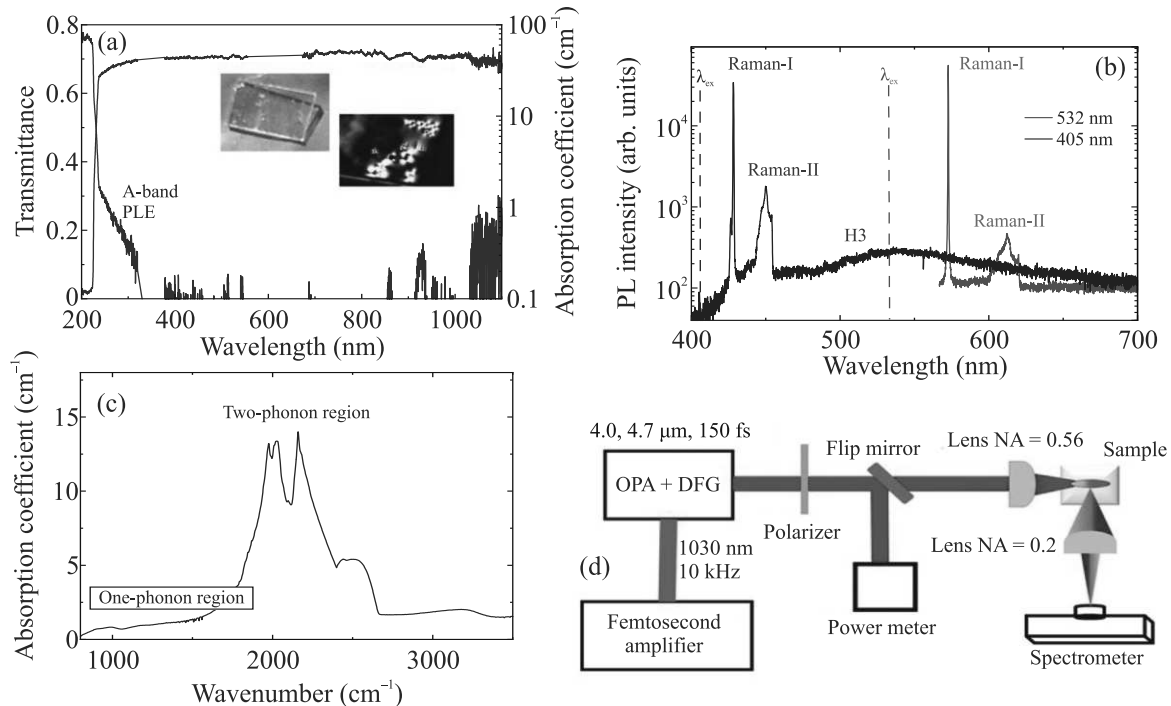


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры пропускания и коэффициента поглощения алмаза в УФ-ближнем ИК-диапазоне с полосой возбуждения фотолуминесценции А-полосы ((a), вставка – оптический снимок всего алмаза и снимок его объема в скрещенных поляризаторах, размер рамки – 0.75×1 мм), комбинационного рассеяния первого и второго порядка, а также фотолуминесценции НЗ-центров при накачке с длиной волны 405 и 532 нм (b), коэффициента ИК-поглощения ((c), одно- и двухфононные области); (d) – блок-схема экспериментальной установки

AgGaS_2) смешением импульсов с длиной волны 1321 или 1387 нм из параметрического генератора PARUS (Авеста проект) и импульсов первой гармоники (1030 нм) лазера TETA (рис. 1d), с длительности итоговых ИК-импульсов $\tau_{0.5} \approx 150$ фс. Импульсы среднего ИК-диапазона следовали с частотой 10 кГц и фокусировались внутри алмаза на глубине 250 мкм асферической линзой из $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$ с числовой апертурой $\text{NA} = 0.56$ и антиотражающим покрытием в данном спектральном диапазоне. Средняя мощность и энергия импульсов варьировались сеточным ИК-поляризатором в диапазоне 1–18 мВт (0.1–1.8 мкДж), измерялись пироэлектрическим измерителем мощности 3A-P (OPHIR), обеспечивая пиковые интенсивности излучения в диапазоне 1–21 ТВт/см².

Использованное в работе лазерное излучение обеспечивало внутри образца пиковые мощности $P = 0.7\text{--}12$ МВт $\ll P_{\text{cr}}$ (оценка критической мощности для керровской самофокусировки в среднем ИК-диапазоне $P_{\text{cr}}(4 \text{ мкм}) \propto P_{\text{cr}}(1 \text{ мкм})\lambda^2 \sim 60$ МВт для известного значения $P_{\text{cr}}(1 \text{ мкм}) \sim 3$ МВт [19]), поддерживая линейную (геометрическую) фокусировку в отсутствие самофокусировки и

филаментации. При распространении в алмазе на глубину 250 мкм не происходило существенного уширения лазерных импульсов с шириной полосы $\sim 0.012/\text{фс}$ с учетом величины коэффициента дисперсии групповой скорости $\sim 2 \times 10^2 \text{ фс}^2/\text{мм}$, оцененной с использованием спектральных данных для коэффициента преломления алмаза [20]. Алмаз размещался на моторизованной трансляционной платформе и сдвигался перпендикулярно оптической оси лазерного излучения для каждого нового значения I . Регистрация динамической фотолуминесценции происходила при варьируемой экспозиции 0.2–8 с с помощью собирающего кварц-флюоритового микро-объектива с $\text{NA} = 0.2$ (рабочее расстояние ≈ 1.5 мм), фокусирующего излучение на 200-микронную щель спектрометра ASP-150 (Авеста проект, спектральный диапазон – 190–1100 нм, разрешение – 0.1 нм).

3. Зарегистрированные спектры динамической фотолуминесценции имеют в УФ-диапазоне три спектральных особенности – полосы эмиссии свободных экситонов около 237 нм (основная полоса около 237 нм и два ее низкочастотных фононных повторения около края непрямого поглощения ал-

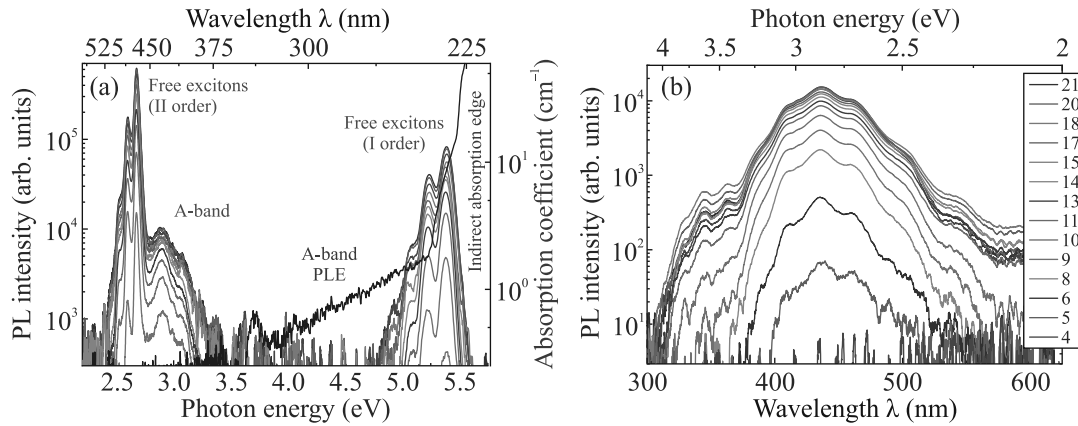


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Панорамные спектры динамической фотолюминесценции алмаза. Возбужденного ИК-лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 4–21 ТВт/см², в сопоставлении с краем непрямого поглощения и спектром возбуждения фотолюминесценции А-полосы. (b) – Спектры спектрально-выделенной динамической фотолюминесценции А-полосы при различных интенсивностях излучения (в ТВт/см², см. рамку). Спектральное отнесение особенностей фотолюминесценции по данным работ [4, 21]

маза) и их реплика второго порядка около 473 нм (рис. 2а), аналогичные таким особенностям в наших и других предшествующих работах [4, 21]. Далее мы намеренно отрезали на входе спектрометра с помощью пластинки силикатного стекла УФ-излучение экситонов (237 нм, при этом исчез и второй порядок) и наблюдали только фотолюминесценцию А-полосы алмаза в диапазоне 350–550 нм с максимумом около 430 нм (рис. 2b), в соответствии с ее обычным спектральным отнесением [17, 22]. В условиях фемтосекундного лазерного возбуждения среднего ИК-диапазона, как и в экспериментах с излучением оптического диапазона [22], А-полоса оказывается структурированной в виде периодической последовательности фоновых повторений. Несмотря на малую энергию ИК-фотонов возбуждающего лазерного излучения ($\hbar\omega \approx 0.3$ эВ), обе спектральных особенности – полоса УФ-эмиссии экситонов и А-полоса – представляют прямое межзонное фотовозбуждение электронов, релаксирующих в экситонные состояния [4, 21], в первом случае и межзонное или внутрищелевое фотовозбуждение электронов с их захватом на внутрищелевых ловушках во втором случае.

Соответствующие зависимости Φ_{FE} и Φ_A от I демонстрируют сильную нелинейность при низких интенсивностях $I \sim 1$ –10 ТВт/см² (рис. 3, режим I), переходя в (суб)линейные зависимости при высоких интенсивностях (режим II). В частности, при низких интенсивностях угловые наклоны имеют значения $N_{FE,4} \approx 17.0 \pm 0.8$ ($\lambda = 4.0$ мкм) и $N_{FE,4.7} \approx 14.0 \pm 0.5$ ($\lambda = 4.7$ мкм) на рис. 3а, и $N_{A,4.7} \approx 9.4 \pm 0.2$ ($\lambda = 4.7$ мкм) на рис. 3б. Хорошая аппрок-

симация зависимостей $\Phi_{FE}(I)$ и $\Phi_A(I)$ в этом режиме в двойных логарифмических координатах одним угловым наклоном указывает на многофотонный характер возбуждения при величине $\gamma \approx 0.25$ –0.5 для $\omega \approx 0.4$ –0.5 Прад/с, $G \approx 3.5$ –6.5 эВ (“красный” край полосы возбуждения А-полосы – около 3.5 эВ и минимальная ширина прямой щели алмаза $G_{DIR} \approx 6.5$ эВ [17]), и $I \sim 10$ ТВт/см². Кроме того, режиме I проявляется с аналогичными интенсивностями Φ_{FE} в разных диапазонах $I = 7$ –9 (4.7 мкм) и 11–15 (4.0 мкм) ТВт/см², демонстрируя размерное соотношение $I\lambda^2$, характерное для фотоионизации по Келдышу.

Поскольку свободные экситоны появляются при релаксации фотогенерированных электрон-дырочных пар в пространстве энергия–квазимпульс из зоны проводимости, минимальная энергия $G_{DIR} = 6.5$ эВ должна быть получена электроном для межзонного перехода. При этом дополнительная пондеромоторная энергия $[G/2\gamma^2]$ при $\gamma \sim 1$ может быть сопоставима с G , но вряд ли может быть оценена из-за неизвестных величин масс свободных электронов и дырок в алмазе. Тем не менее в наших экспериментах устойчиво многофотонно возбуждаются внутрищелевые виртуальные состояния с энергиями 5.3 ± 0.2 и 3.8 ± 0.1 эВ – при $N_{FE,4} \approx 17.0 \pm 0.8$ ($\hbar\omega \approx 0.31$ эВ) и $N_{FE,4.7} \approx 14.0 \pm 0.5$ ($\hbar\omega \approx 0.27$ эВ) (рис. 3а), что соответствует разности относительно, как минимум, $G_{DIR} = 6.5$ эВ около 1.2 эВ ($\lambda = 4.0$ мкм) и 2.7 эВ ($\lambda = 4.7$ мкм), много большей энергии фотона ≈ 0.3 эВ. Однако при этом для многофотонно возбужденных внутрищелевых виртуальных состояний эффективная величина барьера g в формуле (4), как и соответствующая

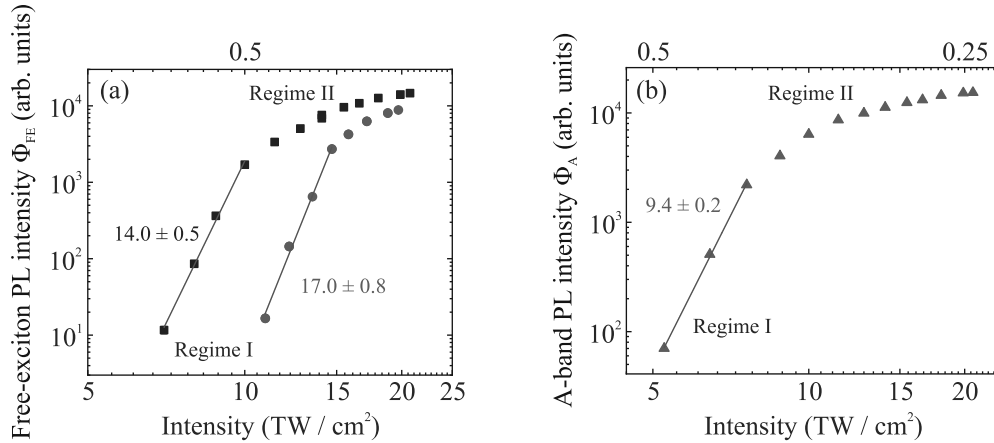


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости интенсивности динамической фотолюминесценции свободных экситонов $\Phi_{\text{FE}}(I)$ при 4.0-микронном (зеленые символы) и 4.7-микронном (фиолетовые символы) возбуждении в двойных логарифмических координатах с линейной аппроксимацией (красные прямые) в режиме I и числовыми значениями соответствующих угловых наклонов; (б) – интенсивность А-полосы $\Phi_{\text{A}}(I)$ при 4.7-микронном возбуждении в двойных логарифмических координатах с линейной аппроксимацией (красные прямые) в режиме I и числовым значением углового наклона. Соответствующие величины γ показаны на верхних осях

величина γ , существенно уменьшаются, способствуя быстрому межзонному туннелированию через остаточный барьер ($G - K\hbar\omega$).

Фотовозбуждение глубоких донорно-акцепторных или дислокационных внутрищелевых состояний ловушек (край полосы возбуждения фотолюминесценции ≥ 3.5 эВ), проявляющееся в виде эмиссионной А-полосы (рис. 2б), дает независимый энергетический ориентир для исследования ионизации по Келдышу. В этом случае в режиме I при низких интенсивностях излучения угловой наклон зависимости $\Phi_{\text{A}}(I)$ на рис. 3б равняется $N_{\text{A},4.7} \approx 9.4 \pm 0.2$ ($\lambda = 4.7$ мкм), соответствуя остаточному барьеру для заселения этих внутрищелевых состояний около 1 эВ – величине, сопоставимой с $\hbar\omega$ и поэтому благоприятной для туннельного заселения этих состояний. А поскольку этот процесс фотовозбуждения показывает другой характер нелинейности в режиме I, по-видимому, он происходит на редких ловушках пространственно независимо от также относительно редких актов межзонной фотоионизации решетки алмаза, проявляющейся в краевой экситонной фотолюминесценции на рис. 2а. Тем не менее более вероятная и быстрая межзонная гибридная фотоионизация, усиленная промежуточным резонансом (REMPTI – *resonance-enhanced multiphoton + tunnel ionization*, подобно REMPI [23]) может происходить через такие стационарные, но, по-видимому, очень редкие состояния, поскольку их вклад в величину Φ_{FE} в режиме I не прослеживается. Отметим, что такое гибридное “многофотонное + туннельное” фотовозбуждение выглядит сложнее,

чем предельные случаи многофотонного или туннельного фотовозбуждения, обычно используемого при моделировании фотоионизации в диэлектриках под действием фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК [24] или даже оптического диапазона [2–4, 21, 25].

Напоследок рассмотрим режим II, когда зависимости $\Phi_{\text{FE}}(I)$ и $\Phi_{\text{A}}(I)$ становятся (суб)линейными (рис. 3). Аналогично предшествующим исследованиям [2–4], этот режим можно связать с образованием плотной (плотность $n_{\text{e,h}} > 10^{20} \text{ см}^{-3}$) суб- или околокритической электрон-дырочной плазмы, поглощение которой в ИК-диапазоне преобладает над межзонным поглощением в решетке, а отражение ограничивает действующую интенсивность излучения в фокальной области. Это заключение подтверждается похожей насыщающейся зависимостью $\Phi_{\text{A}}(I)$ (рис. 3б) для неионизационного фотонаселения внутрищелевых ловушек, обеспечивающего эмиссию в А-полосе.

4. В заключение, в данной работе интенсивные фс-лазерные импульсы среднего ИК-диапазона возбуждали в сверхчистом синтетическом алмазе фотолюминесценцию УФ-диапазона, связанную со свободными экситонами и радиационной рекомбинацией на ловушках (А-полоса). Зависимость интенсивности фотолюминесценции в обоих случаях зависит от фактора $I\lambda^2$ и является сильно нелинейной при низких интенсивностях излучения ($< 10 \text{ ТВт/см}^2$) и близкой к линейной при высоких интенсивностях излучения ($> 10 \text{ ТВт/см}^2$). Сильная нелинейность поглощения низкоэнергетических ИК-фотонов в алма-

зе в первом режиме, тем не менее недостаточная для прямого межзонного или внутрищелевого перехода, указывает на гибридный – “многофотонный + туннельный” – характер фотовозбуждения при $\gamma \sim 1$ через эффективные виртуальные внутрищелевые состояния, по сравнению с образованием субили около-критической электрон-дырочной плазмы во втором режиме. Эти наблюдения выявляют специфические механизмы фемосекундного лазерного фотовозбуждения диэлектриков в данном необычном (среднем ИК) диапазоне и представляют интерес для разработки технологий ИК-лазерной фемтосекундной обработки диэлектрических материалов.

Исследование было выполнено с использованием оборудования Центра Коллективного Пользования ТИСУМ (www.tisnum.ru/suec/suec.html).

Финансирование работы. Исследования поддерживаются грантом Российского научного фонда (проект # 21-79-30063); <https://rscf.ru/en/project/21-79-30063/>.

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

1. L. V. Keldysh, JETP **47**, 1945 (1964).
2. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, A. El-Khamhawy, and D. von Der Linde, Phys. Rev. Lett. **97**(23), 237403 (2006).
3. C. Sarpe, J. Köhler, T. Winkler, M. Wollenhaupt, and T. Baumert, New J. Phys. **14**(7), 075021 (2012).
4. S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, N. A. Smirnov, N. G. Stsepuro, A. E. Rupasov, R. A. Khmelnitskii, E. A. Oleynichuk, A. V. Kuzmin, A. O. Levchenko, Y. S. Gulina, S. N. Shelygina, I. V. Sozaev, M. Kovalev, and O. E. Kovalchuk, Applied Surface Science **575**, 151736. (2022).
5. H. Xu, Y. Cheng, S. L. Chin, and H. B. Sun, Laser Photonics Rev. **9**(3), 275 (2015).
6. W. Cho, S. I. Hwang, C. H. Nam, M. R. Bionta, P. Lassonde, B. E. Schmidt, H. Ibrahim, F. Legare, and K. T. Kim, Sci. Rep. **9**(1), 16067 (2019).
7. A. M. Zheltikov, Molecular and Optical Physics **50**(9), 092001 (2017).
8. E. A. Migal, S. Y. Stremoukhov, and F. V. Potemkin, Phys. Rev. A **101**(2), 021401 (2020).
9. A. S. Woutersen, U. Emmerichs, and H. J. Bakker, Science **278**(5338), 658 (1997).
10. E. Mareev, A. Pushkin, E. Migal, K. Lvov, S. Stremoukhov, and F. Potemkin, Sci. Rep. **12**(1), 7517 (2022).
11. S. Maragkaki, G. D. Tsibidis, L. Haizer, Z. Papa, R. Flender, B. Kiss, Z. Marton, and E. Stratakis, Applied Surface Science **612**, 155879 (2023).
12. C. Kolano, J. Helbing, M. Kozinski, W. Sander, and P. Hamm, Nature **444**(7118), 469 (2006).
13. V. Kompanets, S. Shelygina, E. Tolordava, S. Kudryashov, I. Saraeva, A. Rupasov, O. Baitsaeva, R. Khmelnitskii, A. Ionin, Yu. Yushina, S. Chekalin, and M. Kovalev, Biomed. Opt. Express **12**(10), 6317 (2021).
14. F. Silva, D. R. Austin, A. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, A. Couairon, and J. Biegert, Nat. Commun. **3**(1), 807 (2012).
15. R. Torres, T. Siegel, L. Brugnera, I. Procino, J. G. Underwood, C. Altucci, R. Velotta, E. Springate, C. Froud, I. C. E. Turcu, S. Patchkovskii, M. Yu. Ivanov, O. Smirnova, and J. P. Marangos, Phys. Rev. A **81**(5), 051802 (2010).
16. X. L. Zhu, S. M. Weng, M. Chen, Z. M. Sheng, and J. Zhang, Light Sci. Appl. **9**(1), 46 (2020).
17. A. M. Zaitsev, *Optical properties of diamond: a data handbook*, Springer Science & Business Media, Bochum (2013).
18. S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, V. G. Vins, D. A. Pomazkin, P. P. Pakholchuk, M. L. Skorikov, I. V. Smetanin, P. V. Duong, and P. H. Minh, JETP Lett. **119**(3), 173 (2024).
19. B. Sotillo, V. Bharadwaj, J. P. Hadden, M. Sakakura, A. Chiappini, T. T. Fernandez, S. Longhi, O. Jedrkiewicz, Y. Shimotsuma, L. Criante, R. Osellame, G. Galzerano, M. Ferrari, K. Miura, R. Ramponi, P. E. Barclay, and S. M. Eaton, Sci. Rep. **6**, 35566 (2016).
20. *Handbook of optical constants of solids*, ed. by E. D. Palik, Academic press, Amsterdam (1998), v. 3.
21. M. Kozák, F. Trojánek, and P. Malý, Opt. Lett. **37**(11), 2049 (2012).
22. S. Kudryashov, P. Danilov, N. Smirnov, A. Levchenko, M. Kovalev, Y. Gulina, O. Kovalchuk, and A. Ionin, Opt. Mater. Express **11**(8), 2505 (2021).
23. T. Streibel and R. Zimmermann, Annu. Rev. Anal. Chem. **7**, 361 (2014).
24. G. D. Tsibidis and E. Stratakis, Appl. Phys. Lett. **122**(4), 043501 (2023).
25. S. S. Mao, F. Quere, S. Guizard, X. Mao, R. E. Russo, G. Petite, and P. Martin, Applied Physics A **79**, 1695 (2004).