

05

Формирование плазменных периодических структур в объеме плавленого кварца при воздействии сфокусированного лазерного излучения с длиной волны 1030 нм

© А.В. Богацкая^{1,2}, А.М. Попов^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: annabogatskaya@gmail.com

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

В окончательной редакции 09.01.2024 г.

Принята к публикации 16.01.2024 г.

Фемтосекундная лазерная запись двулучепреломляющих субволновых нанорешеток в диэлектриках изучается уже почти два десятилетия, поскольку она представляет интерес для ряда практических приложений, таких как создание оптической памяти, оптических волноводов, микрожидкостных каналов и т. д. В настоящей работе проведено численное моделирование формирования плазменных периодических наноструктур в плавленом кварце в направлении распространения сфокусированного лазерного импульса. Показано, что сфокусированный пучок создает плазменный слой с закритической концентрацией электронов, который обеспечивает эффективное отражение падающего лазерного импульса, приводящее к формированию стоячей волны. В пучностях стоячей волны возникает эффективная ионизация, что приводит к формированию плазменной решетки с периодом, равным периоду стоячей волны в среде. Моделирование позволяет определить условия, при которых возможен предложенный режим наноструктурирования материала.

Ключевые слова: лазерное микроstructuring в диэлектриках, двулучепреломляющие наноструктуры, плавленый кварц, электрон-дырочная плазма, нано- и микромодификации, многофотонная ионизация в сильных полях.

DOI: 10.61011/OS.2024.01.57548.15-24

Введение

За последние десятилетия были предприняты огромные усилия с целью изучения ключевых особенностей процесса микромасштабной поверхностной и объемной модификаций материалов, индуцированной сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами [1–3]. Постоянный прогресс мощных сверхбыстрых лазерных установок позволяет выявлять новые механизмы взаимодействия поля, плазмы и материальных подсистем, приводящие к различным типам структурных модификаций в прозрачных диэлектриках, таким как микро- и нанопоры и зоны уплотнения материала [4–7], периодические изменения показателя преломления [8–10], модификации за счет фазовых переходов [11] и т. д. Особый интерес к плавленому кварцу возник после работы [12], в которой впервые была продемонстрирована возможность записи двулучепреломляющих объемных наноструктур. Последующие исследования физики формирования объемных наноструктур, проведенные рядом научных групп [13,14], выявили несколько основных механизмов, таких как интерференция падающего излучения с образующейся плазменной волной [4,12], образование плазменных наноразмерных структур за счет локального усиления поля с последую-

щим самоупорядочением в наноплоскости вдоль направления распространения лазерного излучения [15,16], сверхбыстрый самозахват экситонов-поляритонов [17].

В недавней работе [18] был предложен альтернативный механизм формирования объемных нанорешеток. Механизм предполагает интерференцию падающей и отраженной световых волн в фокальной области пучка (в пределах пространственной длины лазерного импульса) с генерацией плоской стоячей волны и соответствующей плоской волны ионизации материала (стопки плазменных „листов“). Последующее возбуждение и интерференция распространяющихся навстречу друг другу поверхностных плазмонов на границе между ионизованными и неионизованными слоями диэлектрика вызывает периодические субволновые изменения показателя преломления вдоль поляризации лазерного импульса, что приводит к появлению двулучепреломляющих наноструктур в объеме твердого диэлектрика [19,20].

Лучшая реализация предсказанной модальности была осуществлена в ниобате лития [21], однако данный механизм представляется универсальным для целого ряда диэлектриков, поскольку он вовлекает только генерацию и последующую эволюцию электронно-дырочной плазмы. Экспериментальные результаты группы Кудряшова [21] показали, что такие субволновые нано-

модификации вдоль оси лазерного пучка наблюдаются в дофиламентационном режиме фокусировки лазерных импульсов.

Отсутствие строгих теоретических моделей, подтверждающих предложенный механизм, а также четкого понимания условий его реализации препятствует дальнейшему прогрессу в области лазерной записи таких двулучепреломляющих наноструктур. Таким образом, целью настоящей работы является численное моделирование динамики лазерно-индуцированной твердотельной плазмы в рамках предсказанной модели для выявления ключевых особенностей формирования и масштабирования протяженных двулучепреломляющих структур в зависимости от параметров фокусирующего излучения.

Моделирование распространения сфокусированного лазерного излучения совместно с динамикой электрон-дырочной плазмы

Предсказанный в [18] режим генерации плазменных листов в результате отражения излучения от фокальной плазмы предполагает достаточно узкий диапазон интенсивностей. Так, формирование отражающей (закритической) плазмы в фокальной плоскости пучка требует высоких мощностей, однако согласно экспериментальным данным, одновременным условием является отсутствие филаментации лазерного излучения. Кроме того, рассматриваемый режим будет весьма чувствителен к параметрам фокусировки лазерного пучка: с одной стороны, жесткая фокусировка позволяет получить плоское плазменное зеркало хорошего качества, с другой стороны, для формирования более протяженной области модификации необходимо увеличивать продольный размер эффективного воздействия лазерного излучения, что может быть достигнуто при больших длинах фокальной перетяжки. Для излучения с длиной волны 1030 nm пороговую мощность филаментации можно оценить по формуле

$$P_{\text{cr}} = \frac{3.72\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2}.$$

Здесь λ_0 — длина волны лазерного излучения, n_0 и n_2 — линейная и нелинейная части показателя преломления, определяемые $n = n_0 + n_2 I$ (I — интенсивность лазерного излучения). Принимая значение $n_2 \approx 2.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [22], получаем $P_{\text{cr}} = 4.3 \text{ MW}$ для 1030 nm. Для длительности импульса 0.3 ps это примерно соответствует энергии 1.4 μJ .

В настоящей работе мы моделируем распространение сфокусированного субпикосекундного лазерного импульса в плавленом кварце совместно с генерацией и эволюцией электронно-дырочной плазмы, а также последующее отражение импульса от фокальной плазмы с образованием серии плазменных листов.

В ряде работ подобная задача анализировалась в параболическом приближении (приближение медленно меняющихся амплитуд [23]) (см., например, [24,25], где также рассмотрена дифракционная расходимость и возможная филаментация пучка). Здесь мы не можем применить такой подход, поскольку существенное отражение от фокального слоя плазмы будет играть определяющую роль в формировании сложной структуры поля, возникающей в результате интерференции падающего и отраженного лазерных полей. Для верификации предложенного экспериментально режима формирования плазменных листов и определения диапазона параметров лазерного воздействия, которые помогут в дальнейшем разработать более сложную трехмерную численную модель, мы используем здесь (квази)одномерный подход, аналогичный тому, который применялся для исследования микроволнового пробоя в атмосфере [26]. По аналогии с [26] в моделировании фокусировка пучка учитывается путем умножения волнового поля на так называемый геометрический фактор, что позволяет выделить область эффективной ионизации. Здесь важно отметить, что применение одномерного моделирования к рассматриваемой задаче допустимо в области фокальной перетяжки ($z < z_f$), поскольку в этой области сечение пучка меняется слабо и волновой фронт можно считать приблизительно плоским (подробное изложение этого факта можно найти в работе [27]).

Параметры лазерного излучения, используемые при моделировании, в первую очередь определяются возможностями проводимого эксперимента. В частности, возможный диапазон фокальных перетяжек соответствует фокусировке лазерных импульсов основной гармоники волоконного иттербиевого фемтосекундного лазера Satsuma с длиной волны $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$ микрообъективами с различными значениями числовой апертуры $NA = 0.45, 0.55, 0.25$, используемого в Физическом институте имени П.Н. Лебедева РАН для экспериментов по лазерному микроструктурированию [18–21]. Диапазон интенсивностей также определяется энергиями и длительностями импульсов, доступными в экспериментах в дофиламентационном режиме (импульсы с энергией до 1.3 μJ и длительностью $\tau_p = 0.3 \text{ ps}$ (FWHM)). Недавний анализ, проведенный в [28], показал, что диапазон интенсивностей, необходимых для эффективной ионизации образца, лежит в пределах 10–100 TW/cm^2 . Поскольку частота следования импульсов в эксперименте достаточно мала ($\sim 100 \text{ kHz}$) по сравнению с временами диффузии и рекомбинации в плазме, динамика возбужденных электронов в диэлектрике может рассматриваться независимо для каждого отдельного лазерного импульса. В рамках моделирования мы разделяем плазменную стадию формирования нанорешеток вдоль распространения лазерного пучка на две части. В первой мы рассматриваем формирование высокоотражающего плазменного зеркала в фокальной плоскости. Далее анализируется формирование плазменных решеток, возникающих в результате интерференции падающей и отра-

женной от фокальной плазмы волн лазерного излучения. На этом этапе мы решаем (квази)одномерное волновое уравнение второго порядка, учитывающее в том числе поглощение излучения в формирующихся плазменных слоях.

В квазиодномерном приближении первая часть задачи может быть записана в виде двух уравнений для плотности носителей заряда N_e в зоне проводимости и интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в плавленом кварце (учет фокусировки лазерного пучка будет осуществляться путем введения геометрического фактора, который будет рассмотрен ниже):

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N_e}{\partial z^2} + (N_{at} - N_e) \left[W_i(I) + \frac{N_e}{N_{at}} v_i \right] - \frac{N_e}{t_r}, \quad (1)$$

$$\frac{dI(z, t)}{dt} - \frac{c}{n_0} \frac{dI(z, t)}{dz} = \frac{cI_i}{n_0} (N_{at} - N_e) \left[W_i(I) + \frac{N_e}{N_{at}} v_i \right]. \quad (2)$$

Здесь $I(z, t)$ — интенсивность излучения (предполагается, что лазерный луч движется справа налево), D — коэффициент диффузии электронов, который оценивался как $D \sim \frac{v_f^2}{3v_{tr}} \approx 300 \text{ cm}^2/\text{s}$, где $v_f \approx 10^8 \text{ cm/s}$ — скорость Ферми, v_{tr} — транспортная частота столкновений. Характерное время рекомбинации электронов в плавленом кварце $t_r = 150 \text{ fs}$ [29], $\frac{c}{n_0}$ — скорость света в плавленом кварце ($n_0 \approx 1.45$ — показатель преломления), $N_{at} = 2.1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ — плотность атомов, $I_i = 9 \text{ eV}$ — ширина запрещенной зоны. Вероятность ионизации $W_i(I)$ в плавленом кварце рассчитывается в рамках модели Келдыша [30]. Как известно, в зависимости от параметра Келдыша γ процесс ионизации можно рассматривать в терминах туннельного или многофотонного режима. Поскольку рассматриваемый диапазон интенсивностей лежит в области $\gamma \sim 1$, в наших расчетах мы используем это общее выражение Келдыша в форме, приведенной в [28]. Здесь мы также учитываем ударную ионизацию с частотой

$$v_i = \frac{1}{I_i} \frac{4\pi e^2 I(z, t) v_{tr}}{m^* c n_0 (\omega_0^2 + \omega_{tr}^2)},$$

где $m^* = 0.5m_e$ — эффективная масса носителей заряда в плавленом кварце. Следует отметить, что в случае плавленого кварца эффективная масса находится в диапазоне $(0.5-1)m_e$ [31]. В расчетах мы используем значение $0.5m_e$ без ограничений общности. Как было упомянуто ранее, фокусировка пучка учитывается путем введения геометрического фактора $F(z - z_0)$ в выражении для интенсивности:

$$I(z, t) = I_0 \exp\left(-\frac{(z - z_0 + \frac{c}{n_0}t)^2}{a^2}\right) F^2(z - z_f), \quad (3)$$

$$F(z - z_f) = \sqrt{1 / \left(1 + \left(\frac{z - z_f}{l_f}\right)^2\right)}. \quad (4)$$

Здесь I_0 — пиковая интенсивность пучка в области фокусировки, которая определяется через энергию импульса W_p как

$$I_0 = \frac{W_p}{\tau S_0 \sqrt{\pi}}, \quad (5)$$

где $\tau = \tau_p/2 = an_0/c$ — половина длительности импульса, $S_0 = \pi r_0^2$ — размер пятна фокусировки. В выражении (3) z_0 характеризует координату начального положения пучка, z_f — положение фокальной плоскости, l_f — длина Рэлея, которая определяется радиусом фокального пятна $l_f = \frac{\pi n_0 r_0^2}{\lambda_0}$ (далее мы выбираем значения фокальных радиусов, соответствующие различным значениям числовой апертуры $NA = 0.55, 0.45, 0.25$ [32–34], таблица).

Для анализа второй части задачи, т.е. отражения импульса от фокального плазменного слоя, мы интегрируем уравнение Гельмгольца совместно с кинетическим уравнением для электронов (1) в заданном поле стоячей волны $E(z)$:

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + \frac{\omega_0^2}{c^2} \varepsilon(z) E(z) = 0. \quad (6)$$

Здесь начальный профиль диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$ определяется распределением электронов $N_e(z)$ в отражающем слое (рис. 1):

$$\varepsilon(z) = n_0^2 - \frac{4\pi e^2 N_e(z)}{m(\omega_0^2 + v_{tr}^2)} + i \frac{v_{tr}}{\omega_0} \frac{4\pi e^2 N_e(z)}{m(\omega_0^2 + v_{tr}^2)}, \quad (7)$$

где $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ — частота излучения.

Решение уравнения (6) с учетом проницаемости (7) дает профиль стоячей волны, в пучностях которой происходит эффективная ионизация плавленого кварца. Волновое поле, определяющее процесс ионизации в уравнении (1), получается из поля $E(z)$ путем умножения на геометрический фактор (4). Последующее решение уравнения (1) с заданным распределением поля отраженной волны задает новый профиль диэлектрической проницаемости среды (7). Затем процедура решения уравнения Гельмгольца (6) повторяется. Описанный алгоритм позволяет моделировать формирование и последующую эволюцию профилей плазменных нанорешеток вдоль направления распространения лазерного импульса. Алгоритм был реализован с помощью программного пакета Wolfram Mathematica. Все время существования отраженной волны оценивалось как $\tau_p/2$ — время интерференции падающей и отраженной частей импульса (здесь мы полагаем, что эффективное отражение возникает в момент фокусировки центральной части пучка — момент времени t_f , согласно таблице). Важно отметить, что моделирование отражения пучка в рамках приближения плоской волны оказалось целесообразным, поскольку в рассматриваемых условиях пространственный размер импульса значительно больше длины фокальной перетяжки пучка, определяющего область эффективного лазерного воздействия. Действительно, для длительности импульса 0.3 ps пространственный размер определяется как $2a \approx 60 \mu\text{m} \gg l_f$ (таблица).

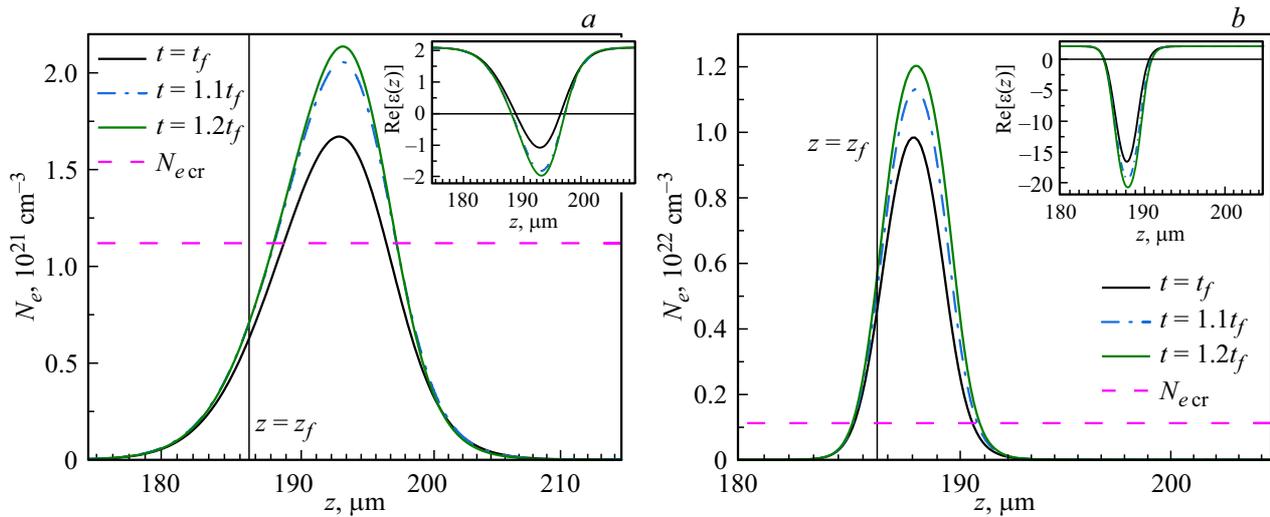


Рис. 1. Временная эволюция электронной плотности отражающего слоя, сформированного в фокальной плоскости лазерным излучением с длиной волны 1030 nm при различных параметрах фокусировки пучка (случай жесткой фокусировки): $NA = 0.45$ (a), $NA = 0.55$ (b). Горизонтальные штриховые кривые обозначают критическую плотность плазмы ($N_{e\ cr} = 1.12 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ для 1030 nm). На вставках показана эволюция действительной части плазменной проницаемости (7) в соответствующие моменты времени. Параметры лазерных импульсов для соответствующих числовых апертур приведены в таблице.

Обсуждение результатов

На рис. 1 представлены данные по формированию отражающего плазменного слоя для излучения с длиной волны 1030 nm в различные моменты времени распространения лазерного пучка для двух значений числовой апертуры, соответствующих жесткой фокусировке: $NA = 0.45$ (a) и 0.55 (b). На вставках к рисунку изображены реальные части диэлектрической проницаемости плазмы в соответствующие моменты времени. Как видно, закритическая плазма образуется примерно в момент времени t_f , который соответствует фокусировке центральной части импульса. Важно отметить, что при более жесткой фокусировке формирующийся плазменный слой существенно уже, а концентрация электронов в нем почти на порядок выше. Таким образом, для создания плазменного зеркала хорошего качества более жесткая фокусировка является предпочтительней.

Результаты последующего моделирования плазменных решеток при отражении от сформированного плазменного зеркала, основанные на совместном решении уравнений (6) и (7) с соответствующими распределениями поля отраженных волн, представлены на рис. 2. Как видно, в случае более жесткой фокусировки ($NA = 0.55$) уровень концентрации электронов в формирующихся плазменных слоях выше, однако пространственная длина структуры существенно меньше. Анализ данных рис. 2 показал, что субволновой период формируемых решеток оказывается больше периода стоячей волны $\lambda_0/2n_0$. Действительно, в случае сильно ионизованного материала действительная часть показателя преломления будет существенно отличаться от n_0 . Например, для концентрации электронов $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ и $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$

Параметры фокусировки излучения

| $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$ | | |
|--|--------------------------|--------------------------|
| $\tau_p = 0.3 \text{ ps}$ | | |
| $a \approx 30 \mu\text{m}$ | | |
| $z_0 = 8a$ | | |
| $z_f = 6a$ | | |
| $t_f = \frac{(z_0 - z_f)}{c/n} = 3 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ | | |
| $NA = 0.45$ | $NA = 0.55$ | $NA = 0.25$ |
| $W_p = 1 \mu\text{J}$ | $W_p = 0.45 \mu\text{J}$ | $W_p = 2.5 \mu\text{J}$ |
| $r_0 = 1.6 \mu\text{m}$ | $r_0 = 0.8 \mu\text{m}$ | $r_0 = 3.18 \mu\text{m}$ |
| $l_f = 11.3 \mu\text{m}$ | $l_f = 2.8 \mu\text{m}$ | $l_f = 44.7 \mu\text{m}$ |

реальную часть показателя преломления в плавленом кварце можно оценить как $n' = 0.45$. Это согласуется с экспериментальными данными [20], где измеренный период продольных наноструктур оказывался близок к величине $\lambda_0/2n'$, где $n' = \text{Re}[\sqrt{\epsilon(z)}]$.

Мы полагаем, что резкие изменения концентрации носителей в процессе воздействия лазерного излучения, приводящие к изменению периода нанорешеток, могут ухудшить наблюдение периодичности в реальном эксперименте. Следует также подчеркнуть, что рассмотренная модель не учитывает дифракционные эффекты при отражении, которые могут приводить к угловому рассеянию пучка и потере когерентности излучения, что, в свою очередь, может приводить к размытию пучностей стоячей волны и, как следствие, снижать „контрастность“ периодичности нанорешеток.

Для анализа оптимальных параметров фокусировки излучения ниже мы приводим данные форми-

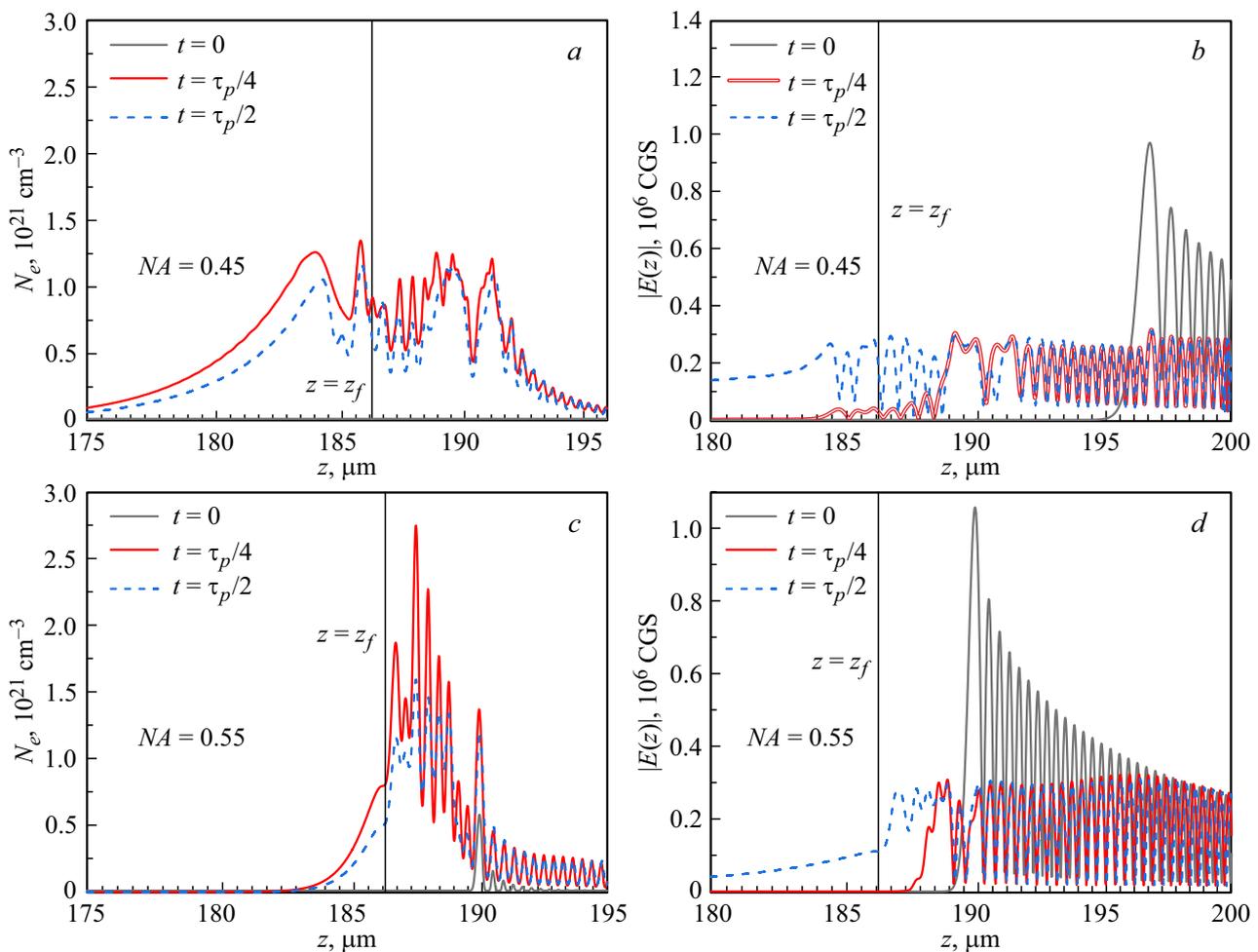


Рис. 2. Профили плазменных решеток, сформированные вдоль распространения лазерного импульса с длиной волны 1030 nm в результате переотражения волны от фокального слоя (*a,c*), и соответствующие распределения поля стоячей волны (*b,d*) в различные моменты времени после формирования „первичного“ плазменного слоя для значений числовой апертуры $NA = 0.45$ (*a,b*) и $NA = 0.55$ (*c,d*). Параметры фокусирующего излучения взяты из таблицы.

рования отражающего плазменного слоя для случая более длинной фокусировки излучения. Такая фокусировка соответствует значению числовой апертуры $NA = 0.25$ (таблица). Здесь мы полагаем энергию импульса равной $W_p = 2.5 \mu\text{J}$, чтобы обеспечить интенсивность излучения в импульсе в нужном диапазоне частот ($I_0 \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$) для большего значения радиуса пучка (см. формулу (5)). Сравнивая динамику формирования отражающего слоя на рис. 1 и 3, можно сделать вывод, что при более длинной фокусировке фокальный плазменный слой становится шире, однако концентрация электронов в нем не достигает критического значения, что препятствует образованию контрастных периодических структур в направлении распространения лазера.

Таким образом, мы можем сделать вывод, что режим формирования плазменных листов связан с жесткими условиями фокусировки. С другой стороны, при уменьшении величины фокальной перетяжки сокращается длина эффективного взаимодействия лазерного излучения с веществом диэлектрика, что будет при-

водить к уменьшению протяженности структур вдоль оси z (рис. 2). Это будет затруднять экспериментальное наблюдение и характеризацию таких структур. Таким образом, оптимальные длины фокальной перетяжки для получения контрастных плазменных решеток должны быть $\sim 10 \mu\text{m}$.

В заключение отметим, что быстрый прогресс в области физики сверхбыстрого лазерно-индуцированного самоорганизованного наноструктурирования в прозрачных диэлектриках открывает путь к разнообразным приложениям в квантовых технологиях, а также к созданию новых типов метаматериалов и элементов оптической памяти. Формирование периодических объемных наноструктур представляет также особый интерес [35–37], поскольку способствует развитию новых теорий и физических моделей для интерпретации экспериментальных данных и эффективного управления периодами структурных модификаций.

Однако конкретный вклад различных процессов, таких как оптическое рассеяние, интерференция и усиление

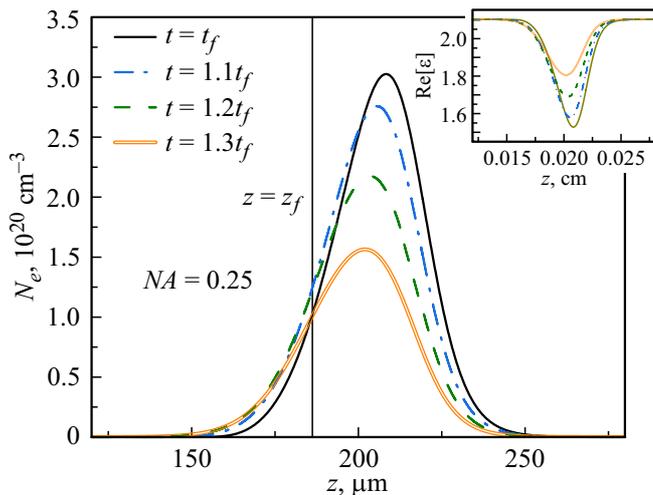


Рис. 3. Временная эволюция электронной плотности плазменного слоя, сформированного в фокальной плоскости лазерным импульсом с длиной волны 1030 nm при фокусировке микрообъективом с числовой апертурой $NA = 0.25$. На вставке показана эволюция действительной части проницаемости плазмы для данных моментов времени. Параметры импульса приведены в таблице.

поля в ходе взаимодействия полевых и плазменных подсистем в процессе лазерного микроструктурирования, все еще остается не до конца исследованным. Авторы полагают, что результаты настоящей работы позволяют выделить отдельное направление исследований, связанное с предложенным интерференционным механизмом модификации в субфиламентационном режиме, что наряду с проводимыми экспериментальными исследованиями позволит создавать воспроизводимые периодические наноструктуры с возможностью манипулирования периодом, размером и однородностью самоорганизующихся модификаций.

Заключение

Был проведен численный анализ воздействия сфокусированного лазерного излучения в объеме плавного кварца с целью верификации предложенного механизма формирования плазменных листов в процессе отражения лазерного импульса от плазмы, образующейся в фокальной области. Моделирование позволило определить условия, при которых возможен рассматриваемый режим наноструктурирования материала. В частности, было показано, что для формирования контрастных плазменных решеток необходима жесткая фокусировка лазерного пучка.

Настоящее исследование представляет собой важный шаг в понимании сложной проблемы механизмов модификации в твердых телах и процессов, их вызывающих, что в перспективе приблизит нас к разработке усовершенствованной теоретической модели для эффективного

управления микромасштабной лазерной записью в твердых диэлектриках.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-72-10076).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E. Mazur, R. Gattass. *Nature Photon.*, **2**, 219–225 (2008). DOI: 10.1038/nphoton.2008.47
- [2] R.S. Taylor, C. Hnatovsky, E. Simova, R. Pattathil. *Opt. Lett.*, **32** (19), 2888–2890 (2007). DOI: 10.1364/OL.32.002888
- [3] N.M. Bulgakova, V.P. Zhukov, S.V. Sonina, Y.P. Meshcheryakov. *J. Appl. Phys.*, **118** (23), 233108 (2015). DOI: 10.1063/1.4937896
- [4] Y. Shimotsu, K. Hirao, J.R. Qiu, P.G. Kazansky. *Mod. Phys. Lett. B*, **19**, 225 (2005). DOI: 10.1142/S0217984905008281
- [5] H.Y. Sun, J. Song, C.B. Li, J. Xu, X.S. Wang, Y. Cheng, Z.Z. Xu, J.R. Qiu, T. Jia. *Appl. Phys. A*, **88**, 285 (2007). DOI: 10.1007/s00339-007-4012-y
- [6] M. Beresna, M. Gecevičius, N.M. Bulgakova, P.G. Kazansky. *Opt. Express*, **19**, 18989 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.018989
- [7] Y. Dai, A. Patel, J. Song, M. Beresna, P.G. Kazansky. *Opt. Express*, **24**, 19344 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.019344
- [8] C.B. Schaffer, A. Brodeur, J.F. García, E. Mazur. *Opt. Lett.*, **26**, 93 (2001). DOI: 10.1364/OL.26.000093
- [9] Z. Wang, K. Sugioka, Y. Hanada, K. Midorikawa. *Appl. Phys. A*, **88**, 699 (2007). DOI: 10.1007/s00339-007-4030-9
- [10] A. Mermillod-Blondin, I.M. Burakov, Y.P. Meshcheryakov, N.M. Bulgakova, E. Audouard, A. Rosenfeld, A. Husakou, I.V. Hertel, R. Stoian. *Phys. Rev. B*, **77**, 104205 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevB.77.104205
- [11] V. Koubassov, J. Laprise, F. Théberge et al. *Appl. Phys. A*, **79**, 499–505 (2004). DOI: 10.1007/s00339-003-2474-0
- [12] Y. Shimotsu, P.G. Kazansky, J.R. Qiu, K. Hirao. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 247405 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.247405
- [13] R. Desmarchelier, B. Poumellec, F. Brisset, S. Mazerat, M. Lancry. *World J. Nano Sci. Eng.*, **5**, 115–125 (2015). DOI: 10.4236/wjnse.2015.54014
- [14] N.M. Bulgakova, V.P. Zhukov, Yu.P. Meshcheryakov. *Appl. Phys. B*, **113** (3), 437–449 (2013). DOI: 10.1007/s00340-013-5488-0
- [15] V.R. Bhardwaj, E. Simova, P.P. Rajeev, C. Hnatovsky, R.S. Taylor, D.M. Rayner, P.B. Corkum. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 057404 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.057404
- [16] R. Taylor, C. Hnatovsky, E. Simova. *Laser Photonics Rev.*, **2**, 26 (2008). DOI: 10.1002/lpor.200710031
- [17] M. Beresna, M. Gecevičius, P.G. Kazansky, T. Taylor, A. Kavokin. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 053120 (2012). DOI: 10.1063/1.4742899
- [18] S.I. Kudryashov, P.A. Danilov, M.P. Smaev, A.E. Rupasov, A.A. Ionin, R.A. Zakoldaev. *JETP Lett.*, **113**, 493–497 (2021). DOI: 10.1134/S0021364021080075

- [19] S.I. Kudryashov, P.A. Danilov, A.E. Rupasov, M.P. Smayev, A.N. Kirichenko, N.A. Smirnov, A.A. Ionin, A.S. Zolot'ko, R.A. Zakoldaev. *Appl. Surf. Sci.*, **568**, 150877 (2021). DOI: 10.1016/j.apsusc.2021.150877
- [20] S. Kudryashov, A. Rupasov, R. Zakoldaev, M. Smaev, A. Kuchmizhak, A. Zolot'ko, M. Kosobokov, A. Akhmatkhanov, V. Shur. *Nanomaterials*, **12**, 3613 (2022). DOI: 10.3390/nano12203613
- [21] S. Kudryashov, A. Rupasov, M. Kosobokov, A. Akhmatkhanov, G. Krasin, P. Danilov, B. Lisjikh, A. Abramov, E. Greshnyakov, E. Kuzmin et al. *Nanomaterials*, **12**, 4303 (2022). DOI: 10.3390/nano12234303
- [22] D. Milam. *Appl. Optics*, **37** (3), 546-550 (1998). DOI: 10.1364/AO.37.000546
- [23] S.A. Akhmanov. *Sov. Phys. Usp.*, **29**, 589 (1986). DOI: 10.1070/PU1986v029n07ABEH003456
- [24] A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz. *Phys. Rev. B*, **71**, 125435 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.125435
- [25] J. Hoyo, A. de la Cruz, E. Grace, A. Ferrer, J. Siegel, A. Pasquazi, G. Assanto. *J. Solid. Sci. Rep.*, **5**, 7650 (2015). DOI: 10.1038/srep07650
- [26] V.E. Semenov, E.I. Rakova, M.Yu. Glyavin, G.S. Nusinovich. *Phys. Plasmas*, **23** (7), 073109 (2016). DOI: 10.1063/1.4958313
- [27] V.B. Gildenburg, I.A. Pavlichenko. *Nanomaterials*, **10** (8), 1461 (2020). DOI: 10.3390/nano10081461
- [28] A. Bogatskaya, Yu. Gulina, N. Smirnov, I. Gritsenko, S. Kudryashov, A. Popov. *Photonics*, **10**, 515 (2023). DOI: 10.3390/photonics10050515
- [29] P. Audebert, Ph. Daguzan, A. Dos Santos, J.C. Gauthier, J.P. Geindre, S. Guizard, G. Hamoniaux, K. Krastev, P. Martin, G. Petite, A. Antonetti. *Phys. Rev. Lett.*, **73** (14), 1990 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevLett.73.1990
- [30] L.V. Keldysh. *JETP*, **20**, 1307–1314 (1964).
- [31] N.M. Bulgakova, V.P. Zhukov, S.V. Soninam, Yu.P. Meshcheryakov. *J. Appl. Phys.*, **118**, 233108 (2015). DOI: 10.1063/1.4937896
- [32] Yu.S. Gulina, S.I. Kudryashov, N.A. Smirnov, E.V. Kuzmin. *Opt. Spectrosc.*, **130** (4), 390 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.04.53724.45-21
- [33] G.K. Krasin, M.S. Kovalev, P.A. Danilov, N.G. Stsepuro, E.A. Oleynichuk, S.A. Bibicheva, V.P. Martovitskii, S.I. Kudryashov. *JETP Lett.*, **114**, 117–123 (2021). DOI: 10.1134/S0021364021150054
- [34] G.K. Krasin, M.S. Kovalev, S.A. Kudryashov, P.A. Danilov, V.P. Martovitskii, I.V. Gritsenko, I.M. Podlesnykh, R.A. Khmel'nitskii, E.V. Kuzmin, Yu.S. Gulina, A.O. Levchenko. *Appl. Surf. Sci.*, **595**, 153549 (2022). DOI: 10.1016/j.apsusc.2022.153549
- [35] Y. Lu, Y. Li, X. Xie, Z. Tang, L. Li, J. Li, Y. Ding. *Front. Chem.*, **10** (2022). DOI: 10.3389/fchem.2022.1082651
- [36] B. Zhang, X. Liu, J. Qiu. *J. Materiomics*, **5** (1), 1–14 (2019). DOI: 10.1016/j.jmat.2019.01.002
- [37] B. Zhang, Z. Wang, D. Tan et al. *PhotoniX*, **4**, 24 (2023). DOI: 10.1186/s43074-023-00101-8