

01,08

Особенности сверхбыстрой лазерной абляции нанопленок титана на стеклянной и кремниевой подложках

© С.И. Ашитков¹, Е.В. Струлева^{1,¶}, П.С. Комаров¹, С.А. Евлашин², О.В. Чефонов¹

¹ ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН),
Москва, Россия

² Сколковский институт науки и технологий,
Москва, Россия

¶ E-mail: struleva.evgenia@yandex.ru

Поступила в Редакцию 20 марта 2026 г.

В окончательной редакции 14 мая 2026 г.

Принята к публикации 26 мая 2026 г.

Методом интерференционной и сканирующей электронной микроскопии исследованы особенности абляции нанопленок Ti на стеклянных и кремниевых подложках при воздействии лазерных импульсов длительностью 70 fs в одноимпульсном режиме на воздухе. Измерены значения порогов откольной и фрагментационной абляции по поглощенной плотности энергии, исследована зависимость структуры и глубины кратеров от плотности энергии импульсов для пленок различной толщины. Для образцов толщиной 27 и 150 nm продемонстрирована возможность частичного удаления верхнего слоя минимальной толщины 11–15 nm в режиме откольной абляции.

Ключевые слова: фемтосекундный импульс, титан, тонкие пленки, абляция.

DOI: 10.61011/FTT.2026.05.63437.9282

1. Введение

Титан широко применяется в качестве конструкционного материала. Для улучшения его технико-эксплуатационных свойств активно применяются методы наноструктурирования и микрообработки поверхности с помощью лазерных импульсов разной длительности и энергии [1]. Наиболее распространенным из них является лазерная абляция [2]. Лазерная обработка материалов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов (ФЛИ) привлекает значительное внимание в последние десятилетия благодаря своим важным применениям в современных технологиях. Фемтосекундная лазерная абляция используется для прецизионной бесконтактной модификации поверхности и селективного удаления слоев в многослойных образцах [1–4].

Для эффективного управления лазерным наноструктурированием и микрообработкой необходимо знание особенностей взаимодействия ФЛИ с твердыми телами. При облучении металлов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности (10^{12} – 10^{13} W/cm²) происходит быстрый нагрев электронов, а затем их энергия передается кристаллической решетке, что приводит к ее сверхбыстрому плавлению. Удаление материала (термомеханическая абляция) происходит из-за возникновения мощных растягивающих напряжений, вызванных изохорическим нагревом поверхностного нанослоя. Механизм откольного разрушения связан с кавитацией — гомогенным зарождением и развитием пузырьков пара в расплаве в волне разрежения, что вызывает отделение расплавленного слоя материала в виде тонкой пластины [5,6]. После затвердевания расплава на

поверхности образуются типичные хаотичные ячеистые наноструктуры с наносферами [7].

Переход к более высоким интенсивностям лазерных импульсов приводит к реализации режима фрагментационной абляции. В его основе лежит так называемый фазовый взрыв — явление, при котором вещество взрывным образом удаляется в виде парокапельной смеси из-за гидродинамического расширения закритического флюида [2,8]. Несмотря на теоретическое описание и экспериментальное подтверждение явления на ряде материалов, таких как золото, железо, кремний, для большинства металлов отсутствуют систематические данные. В то же время, знание порогов откольной и фрагментационной абляции является ключевым для ряда прикладных задач прецизионной лазерной обработки материалов и получения наночастиц.

Тонкие металлические пленки и многослойные наноструктуры благодаря своим уникальным свойствам находят применение во множестве областей, включая оптику и фотонику (зеркала, поляризаторы), микро- и наноэлектронику (микросхемы, фотоэлектрические и газовые датчики), в технологии магнитных устройств хранения информации, медицине (биосовместимые покрытия для хирургии и протезирования) и других [9–11]. Поэтому в настоящее время возрастают требования к структурным и физическим характеристикам тонкопленочных материалов [12,13].

Одним из важных направлений современной фундаментальной и прикладной науки является изучение воздействия ультракоротких лазерных импульсов на тонкопленочные материалы [1,14–20]. Абляция металлических пленок на диэлектрических подложках отличается от

поведения массивных мишеней. При лазерной модификации тонких пленок и многослойных наноструктур с помощью ФЛИ наряду с вопросами распространения тепловой волны в условия неравновесного нагрева электронов и решетки и действия механических напряжений, ключевую роль также играет наличие интерфейсов между слоями на наномасштабах. В зависимости от параметров ФЛИ может происходить как частичное, так и полное удаление верхнего нанослоя [17], либо селективное удаление заданного числа слоев многослойной структуры [4,18].

В работе [17] сообщалось об удалении металлического слоя пленочного образца в результате гетерогенного зарождения пустот на контакте металл-подложка. Местами зарождения и роста пустот являются дефекты на границе раздела. Материал все еще расширяется, когда фронт расплава, достигая границы раздела, приводит к уменьшению расстояния между растущими пустотами с последующим разрывом связи с подложкой и удалению металлического слоя. В работе [18] было продемонстрировано селективное удаление верхнего слоя титана толщиной 27 nm многослойной структуры Ti/Al после однократного воздействия фемтосекундного импульса с плотностью энергии 320 mJ/cm².

В недавней работе [19] в условиях острой фокусировки было проведено исследование процессов структурирования и абляции тонких пленок титана фемтосекундными лазерными импульсами (длительность 300 fs) на длинах волн излучения 515 и 1030 nm как в одноимпульсном, так и в многоимпульсном режимах. Однако в настоящее время мало данных о зависимости глубины абляционного кратера и морфологии модифицированной поверхности от параметров лазерного импульса в условиях абляции металлических пленок толщиной десятки-сотни нанометров.

Целью данной работы было проведение комплексного исследования режимов частичного и полного удаления материала нанопленок титана толщиной 27 и 150 nm нанесенных на подложки из стекла и кремния при однократном воздействии фемтосекундных лазерных импульсов в широком диапазоне энергии нагревающего импульса. Получены новые данные о топологии кратеров, их глубине и шероховатости модифицированной поверхности в зависимости от энергии импульсов, толщины образцов и материала подложки. Результаты исследования режимов фемтосекундной абляции могут быть использованы для корректировки расчетов при моделировании взаимодействия короткоимпульсного лазерного излучения с титаном, а также применяться для совершенствования технологий обработки поверхности и наноструктурирования тонких пленок.

2. Эксперимент и методики исследования

Экспериментальные исследования проводились на тонких пленочных образцах титана толщиной 27 ± 2

и 150 ± 10 nm, нанесенных на различные подложки (покрывное стекло толщиной 130 μ m и полированную пластину монокристаллического кремния (111) толщиной 400 μ m) методом магнетронного напыления титана чистотой 99.9%. Перед тем как начать напыление пленок, установка откачивалась до 10^5 Торр. Стекло является оптически прозрачной подложкой и перспективно для использования при соответствующих задачах. Кремний, являясь ключевым материалом микроэлектроники, играет важнейшую роль в современных технологиях. Управление топологией пленок системы титан-кремний (Ti-Si) открывает новые возможности для придания функциональных свойств различным поверхностям.

Источником ФЛИ являлась титан-сапфировая лазерная система. Нагревающий *p*-поляризованный лазерный импульс длительностью 70 fs на длине волны излучения $\lambda_1 = 800$ nm падал на поверхность мишени под углом 53°. Луч фокусировался линзой с фокусным расстоянием $f = 20$ cm. В экспериментах максимальная энергия лазерного импульса составила 140 μ J. В каждом выстреле падающая, прошедшая и отраженная от мишени энергия ФЛИ измерялась калиброванным фотодиодом и калориметрами Sigma соответственно. Энергия лазерных импульсов измерялась в эксперименте с погрешностью 2%.

Для исследования топологии полученных структур были проведены интерферометрические измерения и построены профили сечения кратеров для различной плотности энергии ФЛИ. Измерительная схема представляла собой интерферометр Майкельсона с переносом изображения поверхности мишени в плоскость ПЗС-матрицы. В схеме применялся микрообъектив 10 $\times$ с числовой апертурой NA = 0.25. Зондирующий импульс на длине волны $\lambda_2 = 800$ nm также направлялся в интерферометр. Пространственное разрешение в плоскости мишени, которое определяется параметрами микроинтерферометра и ПЗС-камеры, составило ~ 2 μ m.

Выполнялась серия измерений в режиме однократного лазерного воздействия на воздухе. Образец устанавливался на двухкоординатном микротрансляторе, позволяющем контролируемо перемещать мишень, и проводить каждое измерение в новом месте образца.

В каждом опыте записывались два типа интерферограмм: *начальная* (соответствующая невозмущенной поверхности до воздействия) и *конечная* (спустя несколько секунд после воздействия). Обработка интерферограмм осуществлялась с использованием алгоритма двумерного Фурье-анализа, а также процедуры нормировки изображений. При этом точность измерения фазы диагностической волны соответствовала погрешности определения смещения поверхности образца на уровне $\delta z \approx 1-2$ nm. Смещение поверхности пленки Δz связано с изменением фазы зондирующего импульса $\Delta \varphi$ соотношением $\Delta z = \Delta \varphi \lambda_2 / 4\pi$.

Для определения пороговых значений энергии, при которых возможна откольная или фрагментационная абляция, применялась методика измерения порогов для лазерных импульсов с гауссовым распределением интенсивности по поперечному сечению пучка [21].

Значения порогов абляции по падающей и поглощенной плотности энергии для образцов титана различной толщины на разных подложках

Образец	F_1 , J/cm ²	F_2 , J/cm ²	F_2/F_1	F_1^{abs} , J/cm ²
Ti 27 nmSiO ₂	0.12 ± 0.01	0.23 ± 0.02	1.9	0.07 ± 0.01
Ti 150 nmSiO ₂	0.10 ± 0.01	0.31 ± 0.02	3.1	0.06 ± 0.01
Ti 27 nmSi	0.11 ± 0.01	0.26 ± 0.02	2.4	0.07 ± 0.01
Ti 150 nmSi	0.10 ± 0.01	0.27 ± 0.02	2.7	0.06 ± 0.01

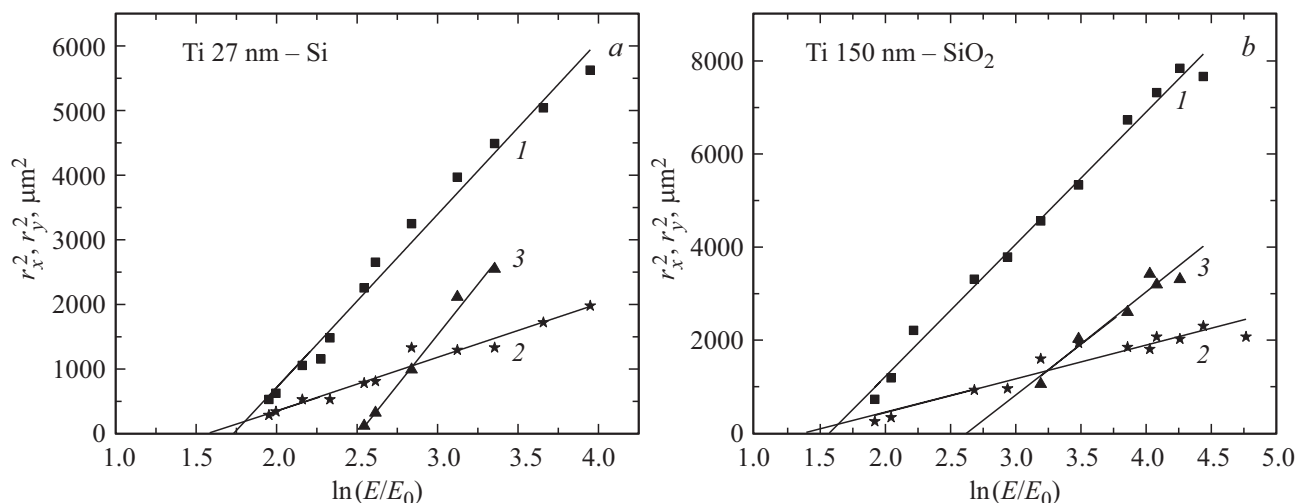


Рис. 1. Определение порогов абляции для пленок Ti толщиной 27 nm (a) и 150 nm (b) на кремниевой и стеклянной подложках соответственно: 1, 2 — внешний кратер; 3 — внутренний кратер; здесь $E_0 = 1 \mu\text{J}$.

Нанорельеф на поверхности кратеров был исследован с помощью методов сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ).

3. Результаты и обсуждение

На исследуемых пленочных образцах Ti различной толщины в зависимости от энергии E нагревающего фемтосекундного импульса наблюдаются два вида кратеров: одинарные и двойные с углубленной центральной частью.

Определение порогов образования абляционных кратеров проводилось с помощью методики измерения пороговых значений для лазерных импульсов с гауссовым распределением интенсивности по сечению пучка [21]. На рис. 1 в качестве примера представлены зависимости квадратов радиусов двойного эллиптического кратера вдоль большой r_x и малой r_y осей от логарифма падающей энергии E лазерного импульса для образцов толщиной 27 и 150 nm. В связи с большой погрешностью из-за отсутствия резкой границы у внутреннего кратера значение порога F_2 определялось по данным измерений вдоль большой оси эллипса r_x (зависимость 3). Точка пересечения прямых, аппроксимирующих эксперимен-

тальные значения (маркеры), с осью абсцисс соответствует значению пороговой энергии ФЛИ. Углы наклона аппроксимирующих прямых определяют пространственный параметр гауссова распределения $r_{0x} = 52 \pm 3 \mu\text{m}$ и $r_{0y} = 27 \pm 2 \mu\text{m}$ по уровню $\exp(-1)$.

Измеренное значение коэффициента отражения нагревающего излучения R составило 0.41 ± 0.04 для исследуемых образцов. Пропускание пленки толщиной 27 nm составило $T = 0.04 \pm 0.005$. Величина поглощенной плотности энергии определялась как $F^{\text{abs}} = (1 - R - T)F$. Значения порогов образования внешнего F_1 и внутреннего F_2 кратеров для образцов титана различной толщины на разных подложках по падающей и поглощенной плотности энергии указаны в таблице.

Результаты экспериментов показали, что пороговое значение образования одинарного кратера не зависит от толщины образца и материала подложки и равно $F_1^{\text{abs}} \approx 60\text{--}70 \text{ mJ/cm}^2$ по поглощенной плотности энергии.

На рис. 2 приведены профили одинарных и двойных кратеров, полученных методом интерференционной микроскопии на образцах Ti толщиной 27 nm на стеклянной и кремниевой подложках при различной энергии нагревающего лазерного импульса.

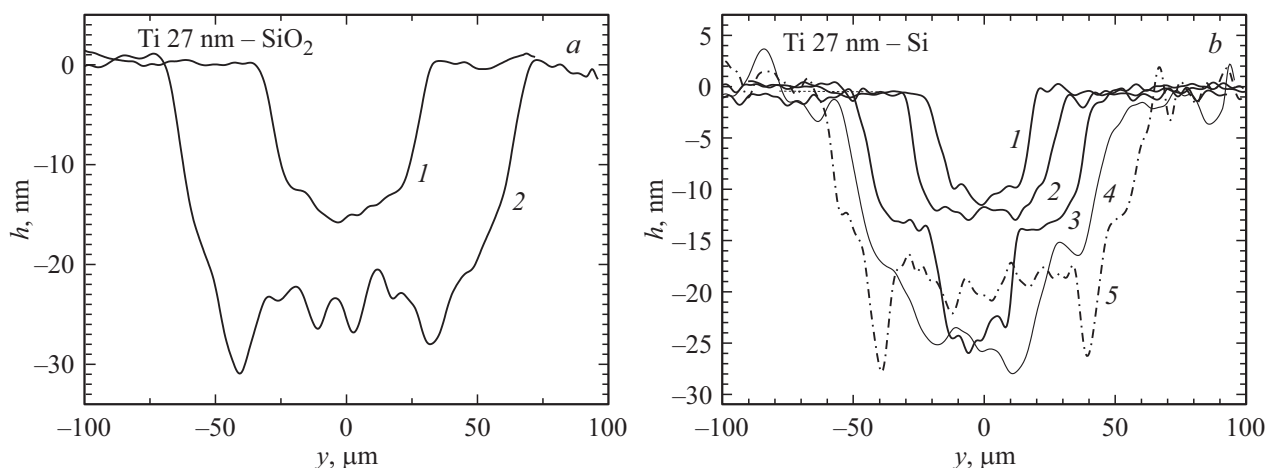


Рис. 2. Характерные профили сечения кратеров на образцах Ti толщиной 27 nm при различном превышении над порогом F_0/F_1 для Ti-SiO₂ (a) (F_0/F_1 : 1 — 1.6, 2 — 6.3) и для Ti-Si (b) (F_0/F_1 : 1 — 1.4, 2 — 1.7, 3 — 2.7, 4 — 3.3, 5 — 5.6).

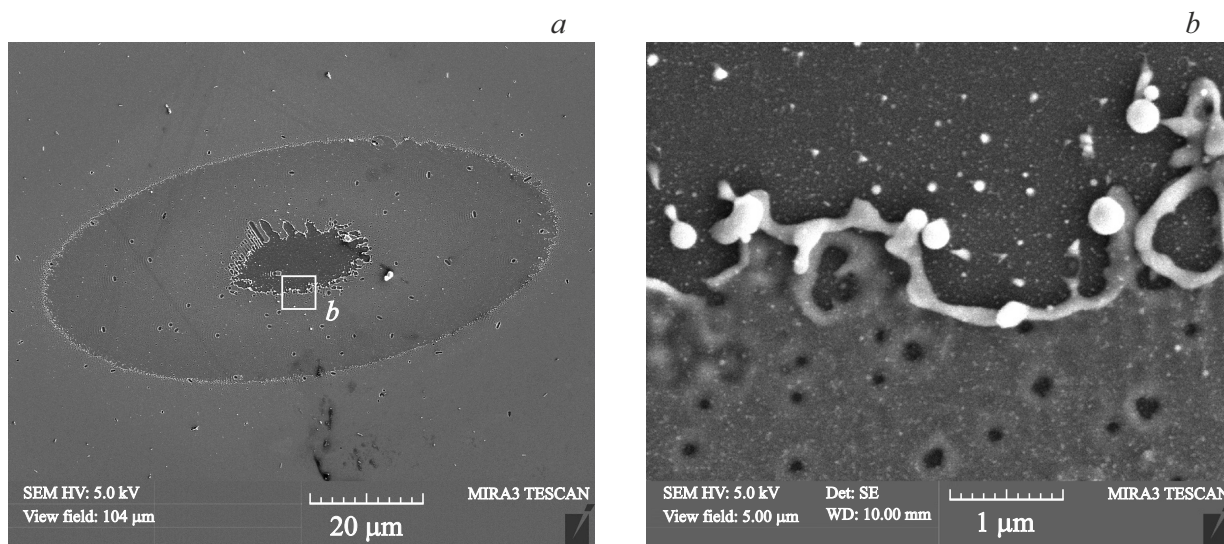


Рис. 3. a — СЭМ-изображение поверхности Ti толщиной 27 nm на кремнии после воздействия ФЛИ с $F_0/F_1 = 2.7$ (обзорный кадр); b — фрагмент границы внутреннего сквозного кратера (соответствующая область отмечена на рис. 3, a).

В интервале плотности энергии ФЛИ $F_1 \leq F_1 < F_2$ на поверхности образцов регистрировались одинарные кратеры с резкой границей и плоским дном глубиной от 11 до 15 nm. При превышении порога F_2 в центре одинарного кратера формируется внутренний кратер.

На образцах толщиной 27 nm непосредственно после превышения порога F_2 происходило полное удаление пленки Ti с формированием внутреннего сквозного кратера с резкой границей (рис. 2, a, профиль 2, рис. 2, b профили 3, 4). При дальнейшем увеличении энергии ФЛИ при $F_0/F_1 \geq 4.4$ в центре кратера формируется бугорок (рис. 2, b, профиль 5), по-видимому, возникающий в результате перераспределения жидкого кремния в ванне расплава и последующего его затвердевания [22,23].

На рис. 3 приведено характерное СЭМ-изображение поверхности образца Ti толщиной 27 nm на кремнии с двухступенчатым кратером, полученным после однократного воздействия ФЛИ с плотностью энергии $F_0 = 300 \text{ mJ/cm}^2$.

Результаты исследований морфологии дна кратера с помощью СЭМ свидетельствуют о плавлении пленки титана. Это подтверждается следами застывшего расплава на границе между внешним и внутренним кратером (рис. 3, b). Кроме того, о полном плавлении металлической пленки в зоне внешнего кратера свидетельствует наличие нанократеров, которые, по-видимому, связаны с выбросом пара и перегревом материала в области локализации дефектов. В данном случае механизмом полного удаления пленки при превышении

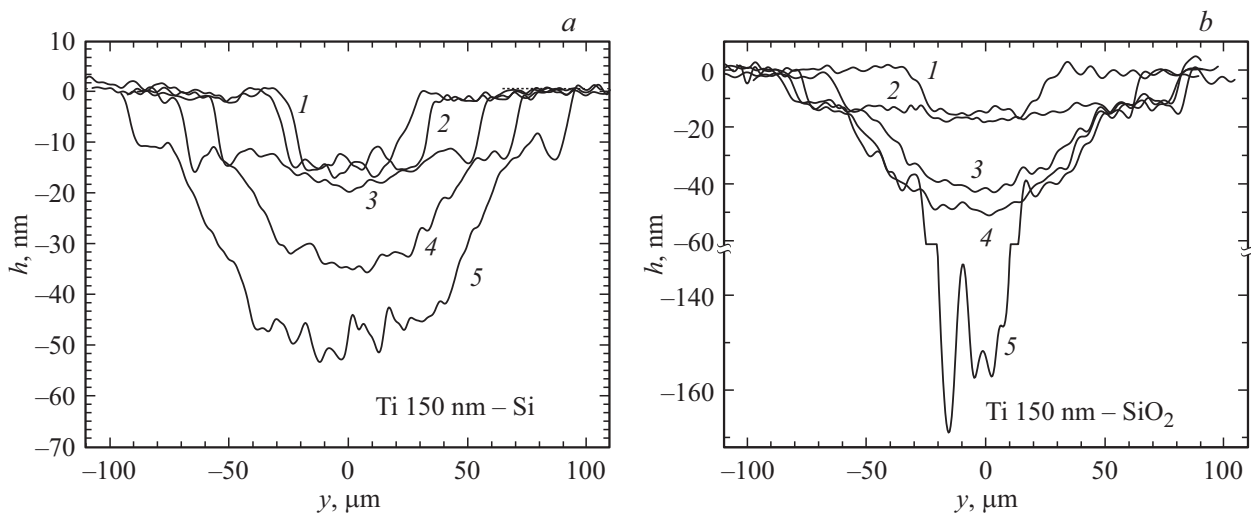


Рис. 4. Характерные профили сечения кратеров для образцов Ti толщиной 150 nm при различном превышении над порогом F_0/F_1 на кремниевой подложке (a) (F_0/F_1 : 1 — 1.7, 2 — 1.9, 3 — 4.6, 4 — 9.8, 5 — 28.4) и на стеклянной подложке (b) (F_0/F_1 : 1 — 1.7, 2 — 5.4, 3 — 10.5, 4 — 13.2, 5 — 15.7).

F_2 может являться гетерогенное зарождение и слияние паровых пустот, образующихся на дефектах контакта металл/подложка [17].

На рис. 4 приведены профили одинарных и двойных кратеров, полученных на образцах Ti толщиной 150 nm на различных подложках при разной энергии ФЛИ.

В отличие от тонких образцов на образце титана толщиной 150 nm на кремнии при $F_0 > F_1$ наблюдались двойные кратеры без сквозного разрушения пленки вплоть до максимальной плотности энергии импульсов $F_0 \approx 3 \text{ J/cm}^2$ (рис. 4, a). В то же время на образце той же толщины на стеклянной подложке уже при значениях выше $F_0 \approx 1.6 \text{ J/cm}^2$ образовывался сквозной внутренний кратер (рис. 4, b, кривая 5) (трехуровневая структура).

На рис. 5 приведены результаты детального исследования морфологии трехуровневого кратера на СЭМ.

На рис. 5, b показано увеличенное СЭМ-изображение сегмента дна трехуровневого кратера с обозначенными зонами: 1 — дно внешнего кратера, 2 — дно внутреннего кратера, 3 — дно сквозного кратера. Дно внешнего кратера (рис. 5, c) покрыто характерными для откольной абляции разветвленными хаотичными наноструктурами, которые представляют собой остатки разорванных и впоследствии застывших мембран ячеек нанопены [7]. Дно внутреннего кратера (рис. 5, d) покрыто отдельными наночастицами сферической формы, представляющие собой продукты фрагментационной абляции. Область вблизи границы сквозного кратера (рис. 5, b) содержит радиальные трещины, очевидно являющиеся следствием возникающих механических напряжений при распространении генерируемой при нагреве поверхностного слоя ударной волны [4].

Структура и морфология поверхности кратеров обладает как общими чертами, так и заметным различием в

зависимости от толщины пленки, материала подложки и энергии нагревающего излучения. На всех образцах была продемонстрирована возможность частичного удаления металлического слоя определенной толщины.

В интервале плотности энергии импульсов на поверхности всех образцов формируются одинарные кратеры ступенчатой формы с резкой границей и плоским дном, характерные для откольной (термомеханической) абляции. Их глубина слабо зависит от энергии импульса и варьируется в диапазоне 11–15 nm. При увеличении энергии происходит рост линейных размеров кратеров практически без изменения их глубины. В отличие от образцов толщиной 150 nm у образцов толщиной 27 nm на дне кратеров не наблюдалось формирования характерных для откольной абляции хаотичных ячеистых наноструктур. Это может быть связано с малой толщиной образцов, и, соответственно, с недостаточной толщиной расплава для образования развитой нанопены при отрыве абляционного нанослоя. В пределах погрешности измерений существенного различия в значениях порога F_1 (см. таблицу) для образцов на различных подложках обнаружено не было.

Для экспериментальных образцов различной толщины дальнейшее увеличение энергии выше порога F_2 приводит к тому, что одинарные кратеры трансформируются в двойные. При этом, несмотря на гауссово распределение плотности энергии лазерного импульса, внешняя граница двойного кратера, как и одинарного, имеет резкие вертикальные границы, что свидетельствует о выраженном пороговом эффекте, характерном для откольной абляции. Кроме того, глубина одинарных кратеров в пределах погрешности измерений совпадает с глубиной плоской периферийной части двойных кратеров (см. рис. 2 и 4). Эти факторы подтверждают единый откольный механизм их образования.

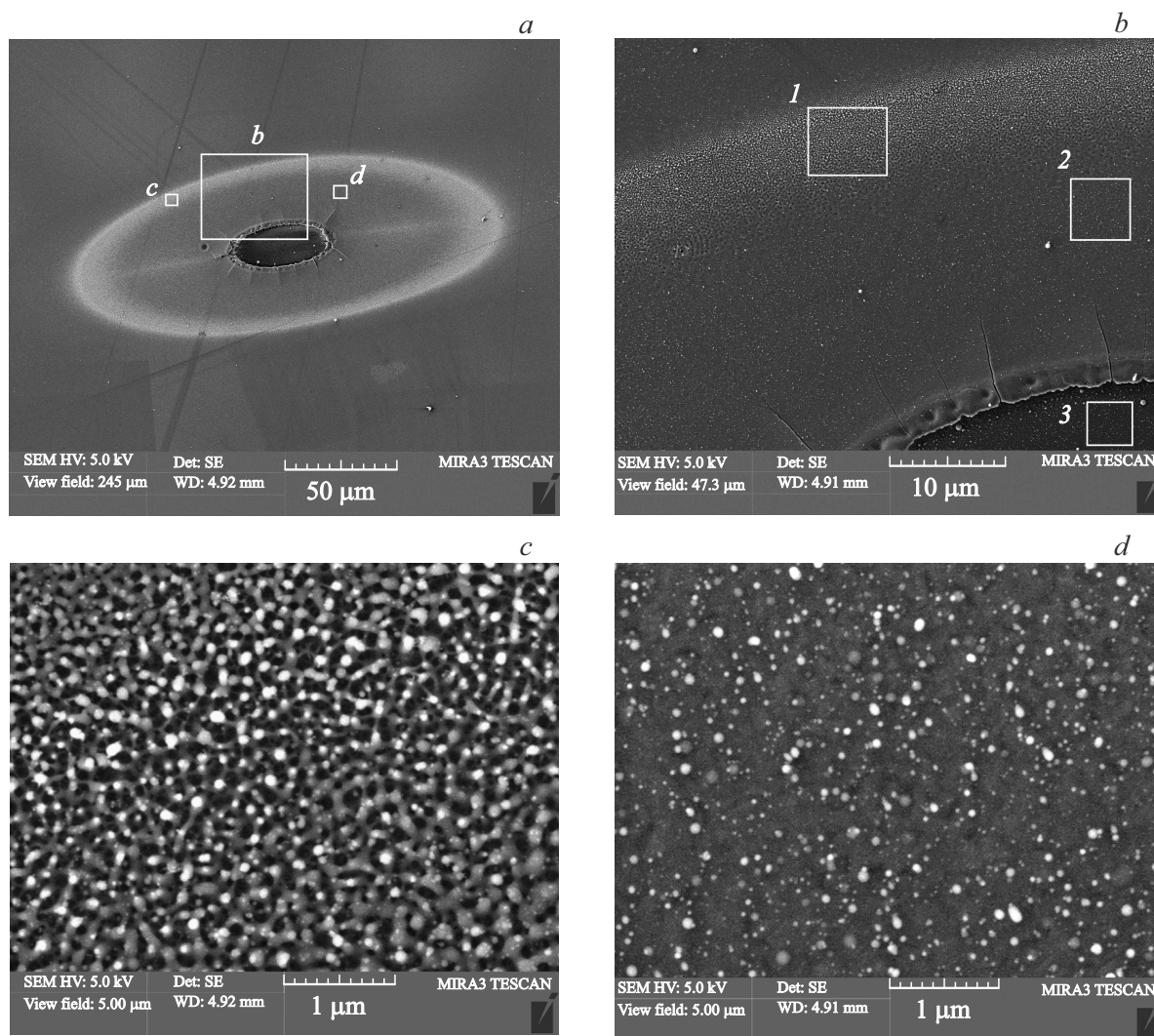


Рис. 5. Абляция титановой пленки толщиной 150 нм на стеклянной подложке: *a* — СЭМ-изображение поверхности после воздействия ФЛИ с $F_0/F_1 = 15.7$ (обзорный кадр); *b* — увеличенный сегмент дна трехуровневого кратера; *c* — увеличенный фрагмент дна внешнего кратера (1); *d* — увеличенный фрагмент дна внутреннего кратера (2).

Напротив, форма дна внутренних кратеров для пленок толщиной 150 нм (рис. 4) имеет профиль, близкий к гауссову, что характерно для высокотемпературной фрагментационной абляции [2,8]. При этом отсутствует резкая граница между областью откольной и фрагментационной абляции (см., например, рис. 5, *b*, зоны 1 и 2). Поэтому, в описываемых экспериментах положение границы внутреннего кратера для определения значения порога (рис. 1) находилось по данным интерферометрических измерений профилей двойных кратеров (рис. 2 и 4). Морфология дна внутреннего кратера (рис. 5, *d*) в отличие от внешнего (рис. 5, *c*) не содержит наноструктур, а покрыта продуктами фрагментационной абляции в виде сферических наночастиц.

Отношение порогов фрагментационной и откольной абляции F_2/F_1 в зависимости от толщины образца и вида подложки варьируется в интервале от 1.9 до 3.1.

При $F_0/F_1 \geq 15.7$ у образца Ti–стекло толщиной 150 нм, происходит полное удаление материала путем отслоения (деламинации) пленки от подложки с образованием сквозного кратера. Наличие бортиков сквозного кратера (см. рис. 4, *b*, профиль 5) и трещин на дне кратера (рис. 5, *b*) свидетельствует о том, что пленка при разрушении находится в твердом состоянии. Причиной его возникновения может являться генерация растягивающих напряжений при отражении волны сжатия от границы металл–подложка.

В дополнение к использованию интерференционной микроскопии и СЭМ, морфология поверхности Ti пленок также анализировалась с помощью метода АСМ. Была проведена оценка шероховатости модифицированной области дна кратера после воздействия ФЛИ с $F_0/F_1 = 15.7$, изображение которого приведено на рис. 5. АСМ-измерения показали мелкозернистую струк-

туру поверхности тонкой пленки титана со средней шероховатостью поверхности $Ra = 3.4 \pm 0.1$ nm. Шероховатость дна внешнего кратера (см. рис. 5, *b*, зона 1) на 80 % превышает исходное значение и составляет $Ra = 6.1 \pm 0.2$ nm, что вызвано формированием разветвленных структур с наноразмерными частицами (рис. 5, *c*). Дно внутреннего кратера более гладкое (см. рис. 5, *b*, зона 2): на 50 % превышает исходное значение и составляет $Ra = 5.2 \pm 0.2$ nm, что, по-видимому, связано с удалением материала в виде паро-капельной смеси (фазовый взрыв).

На рис. 6 представлен график зависимости глубины кратеров h на экспериментальных образцах Ti от превышения плотности энергии нагревающего импульса над пороговым значением F_0/F_1 в широком диапазоне значений. Каждая точка на графике получена путем измерения глубины h в центре кратера.

На рис. 6 на образце Ti толщиной 27 nm на кремнии глубина кратера при $F_0 \approx 1.4F_1$ составляет около 11 ± 1 nm, и остается практически неизменной, вплоть до полного удаления пленки (см. вставку на рис. 6). Глубина кратеров равная 27 ± 2 nm соответствует полному удалению пленки с учетом погрешности. Регистрируемое постоянство глубины одиночного кратера в достаточно широком диапазоне плотности энергии ФЛИ от 0.11 до 0.26 J/cm^2 , может быть связано с суперпозицией растягивающих напряжений в тонкопленочном образце из-за различия акустических импедансов (Z) пленки и подложки ($Z_{\text{Ti}}/Z_{\text{Si}} = 1.43$) [24]) за счет интерференции волн разряжения, распространяющихся навстречу друг другу от границы металл–воздух и металл–подложка [25]. Этот вопрос требует отдельного исследования с применением методов моделирования [25], что выходит за рамки данной работы.

На образцах Ti толщиной 150 nm наблюдается монотонный рост глубины кратеров фрагментационной абляции с 14 ± 2 до 51 ± 2 nm с увеличением энергии ФЛИ, что, очевидно, обусловлено увеличением глубины прогрева вещества. В диапазоне $(1.4\text{--}30)F_1$ рост глубины кратера на пленках толщиной 150 nm хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью $h = \delta_{\text{eff}} \ln(F_0/F_1)$ (линия на рис. 6), где эффективная глубина прогрева $\delta_{\text{eff}} = 17$ nm.

Согласно приведенной выше оценке δ_{eff} , длина пробега тепловой волны в титане для импульсов длительностью 70 fs не превышает толщину исследуемых пленочных образцов. Этим объясняется регистрируемое в экспериментах равенство порогов откольной абляции для пленок толщиной 27 и 150 nm (см. таблицу), а также близкая глубина кратеров вблизи F_1^{abs} (рис. 2 и 4) вне зависимости от толщины подложки.

Фрагментационная абляция вещества в виде разлета околоскритического или сверхкритического флюида (фазовый взрыв) происходит вблизи критической точки при температурах выше $0.9T_c$ [2]. Фрагментационный механизм абляции на образцах Ti толщиной 150 nm

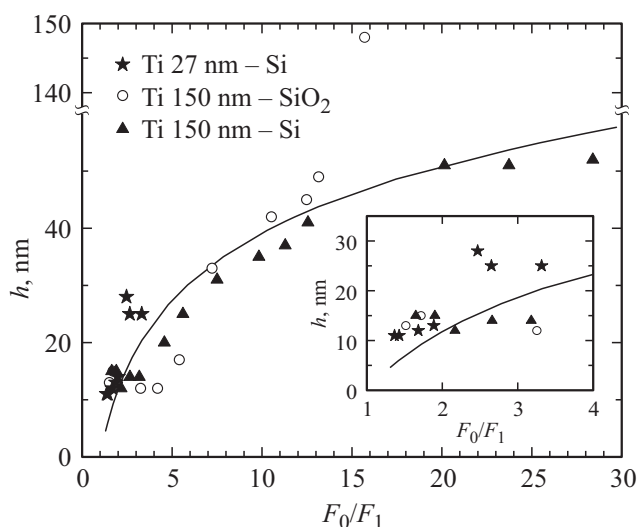


Рис. 6. Зависимость глубины в центре кратера h от нормированной плотности энергии импульсов F_0/F_1 для образцов титана толщиной 27 nm (звезды) и 150 nm на кремнии (треугольники) и на стекле (открытые кружки).

при превышении порога F_2 , наряду с большой глубиной образующихся кратеров, также подтверждается оценкой поглощенной энергии ФЛИ. Соответствующее значение поглощенной объемной энергии, равное $F_2^{\text{abs}}/\delta_{\text{eff}} \approx 1100 \text{ kJ/mol}$ почти в 3 раза превышает энтальпию испарения 410 kJ/mol [24] и может быть сопоставлено с энтальпией критического состояния титана (температура кипения и критическая температура Ti равны соответственно 3560 K и $T_c = 15.5 \text{ K}$ [18,24]).

4. Заключение

В настоящей работе методами интерференционной, атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии исследованы особенности абляции нанопленок титана на стеклянной и кремниевой подложках при однократном воздействии лазерных импульсов длительностью 70 fs на воздухе. Для образцов толщиной 27 и 150 nm продемонстрирована возможность частичного удаления верхнего слоя толщиной 11–15 nm в режиме откольной абляции с образованием одиночных кратеров на поверхности. Порог откольной абляции по поглощенной плотности энергии для обоих пленочных образцов составил $F_1^{\text{abs}} \approx 0.06 \pm 0.01 \text{ J/cm}^2$. На всех образцах при превышении порога фрагментационной абляции формируется двухступенчатый кратер. На образцах толщиной 150 nm внешний кратер обладает достаточно плоским дном и вертикальными стенками, тогда как внутренний кратер имеет гауссову форму. Также установлено, что глубина внешнего кратера практически не меняется с ростом плотности энергии импульса, а глубина внутреннего кратера монотонно растет по логарифмическому

закону, достигая 50 nm. Это позволяет говорить о реализации в эксперименте двух различных механизмов удаления материала: откольная (термомеханическая) абляция (порог F_1), соответствующая образованию внешнего кратера, и фрагментационная абляция (или фазовый взрыв, порог F_2), ведущий к появлению внутреннего кратера. Измеренное соотношение порогов фрагментационной и откольной абляции в зависимости от толщины образца $F_2/F_1 \approx 1.9\text{--}3.1$. Измеренный порог откольной абляции пленочных образцов титана в пределах погрешности не зависит от материала подложки, в то время как порог фрагментационной абляции выше для образцов на кремнии.

Таким образом, с помощью фемтосекундной лазерной абляции удастся осуществить сверхточную обработку поверхностей в режиме откола, обеспечивая удаление нанометровых слоев расплава в достаточно широком диапазоне плотностей энергии, что актуально для селективного удаления тонких слоев. В то же время режим фазового взрыва позволяет постепенно увеличивать глубину кратера с ростом вложенной энергии лазерного излучения, и приводить к более эффективному выносу объема материала и генерации наночастиц.

Благодарности

Эксперименты выполнены на оборудовании ЦКП „Лазерный фемтосекундный комплекс“ и УНУ „Лазерный тераваттный фемтосекундный комплекс“ ОИВТ РАН.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-19-00311).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K.C. Phillips, H.N. Gandhi, E. Mazur, S.K. Sundram. *Adv. Opt. Photonics* **7**, 4, 684 (2015).
- [2] А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, А.А. Самохин. *УФН* **187**, 2, 159 (2017).
- [3] С.А. Ромашевский, В.А. Хохлов, С.И. Ашитков, В.В. Жаховский, Н.А. Иногамов, П.С. Комаров, А.Н. Паршиков, Ю.В. Петров, Е.В. Струлева, П.А. Цыганков. *Письма в ЖЭТФ* **113**, 5, 311 (2021).
- [4] V. Zhakhovsky, Yu. Kolobov, S. Ashitkov, N. Inogamov, I. Nelasov, S. Manokhin, V. Khokhlov, D. Il'inskiy, Yu. Petrov, A. Ovchinnikov, O. Chefonov, D. Sitnikov. *Phys. Fluids* **35**, 9, 096104 (2023).
- [5] С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук. *УФН* **172**, 3, 301 (2002).
- [6] Н.А. Иногамов, В.В. Жаховский, С.И. Ашитков, Ю.В. Петров, М.Б. Агранат, С.И. Анисимов, К. Нишихара, В.Е. Фортон. *ЖЭТФ* **134**, 1, 5 (2008).
- [7] С.И. Ашитков, П.С. Комаров, А.В. Овчинников, Е.В. Струлева, В.В. Жаховский, Н.А. Иногамов, М.Б. Агранат. *Квантовая электроника* **44**, 6, 535 (2014).
- [8] И.А. Артюков, Д.А. Заярный, А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, С.В. Макаров, П.Н. Салтуганов. *Письма в ЖЭТФ* **99**, 1, 54 (2014).
- [9] М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало. *УФН* **182**, 7, 727 (2012).
- [10] A.A. Bukharaev, A.K. Zvezdin, A.P. Pyatakov, Yu.K. Fetisov. *UFN* **188**, 12, 1288 (2018).
- [11] T.V. Basova, E.S. Vikulova, S.I. Dorovskikh, A. Hassan, N.B. Morozova. *Mater. Des.* **204**, 109672 (2021).
- [12] Н.М. Лядов, В.В. Базаров, И.Р. Вахитов, А.И. Гумаров, Ш.З. Ибрагимов, Д.М. Кузина, И.А. Файзрахманов, Р.И. Хайбуллин, В.А. Шустов. *ФТТ* **63**, 10, 1687 (2021).
- [13] M. Sharma, P. Kumar, A.B. Irjakh, S. Kumar, R. Pratap, С.В. фон Гратовски, В.Г. Шавров, В.В. Коледов. *ФТТ* **62**, 6, 880 (2020).
- [14] S.M. Petrović, B. Gaković, D. Peručko, T. Desai, D. Batani, M. Čekada, B. Radak, M. Trtica. *Laser Phys.* **19**, 8, 1844 (2009).
- [15] M. Olbrich, E. Punzel, R. Roesch, R. Oetting, B. Muhsin, H. Hoppe, A. Horn. *Appl. Phys. A* **122**, 3, 215 (2016).
- [16] T. Pflug, J. Wang, M. Olbrich, M. Frank, A. Horn. *Appl. Phys. A* **124**, 2, 116 (2018).
- [17] R.D. Murphy, B. Torralva, S.M. Yalisove. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 181602 (2013).
- [18] B. Gaković, G.D. Tsibidis, E. Skoulas, S.M. Petrović, B. Vasić, E. Stratakis. *J. Appl. Phys.* **122**, 223106 (2017).
- [19] Е.В. Кузьмин, А.В. Клековкин. *Оптика и спектроскопия* **130**, 4, 517 (2022).
- [20] С.Ю. Лукашенко, А.А. Фроня, Е.И. Маврешко, М.С. Григорьева, Д.С. Иванов, И.Н. Завестовская. *ФТТ* **67**, 12, 2425 (2025).
- [21] J.M. Liu. *Opt. Lett.* **7**, 5, 196 (1982).
- [22] А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницын, А.Ф. Бункин, В.Н. Леднев, С.М. Першин. *ЖЭТФ* **143**, 3, 403 (2013).
- [23] J. Bonse, K.-W. Brzezinka, A.J. Meixner. *Appl. Surf. Sci.* **221**, 215 (2004).
- [24] Физические величины. Справочник. / Под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991) 1232 с.
- [25] V.A. Khokhlov, N.A. Inogamov, V.V. Zhakhovsky, V.V. Shepelev, D.K. Il'inskiy. *J. Phys.: Conf. Ser.* **653**, 012003 (2015).

Редактор А.Н. Смирнов