

# Абляция металлов и образование наноструктур под действием фемтосекундных лазерных импульсов

С.И.Ашитков, П.С.Комаров, А.В.Овчинников, Е.В.Струлёва,  
В.В.Жаховский, Н.А.Иногамов, М.Б.Агранат

*С помощью интерферометрической методики непрерывной регистрации исследовано движение поверхности мишени при фемтосекундной лазерной абляции алюминия в пикосекундном диапазоне задержек относительно момента воздействия. Результаты измерений временной динамики разлета мишени и молекулярно-динамического моделирования, а также исследования морфологии кратера указывают на термомеханический (откольный) характер разрушения вещества в конденсированном состоянии, обусловленный кавитационным процессом образования и роста зародышей паровой фазы при растяжении расплава, с последующим формированием поверхностных наноструктур при его затвердевании. Экспериментально определена величина растягивающих напряжений, приводящих к разрушению нагретого алюминия, находящегося в конденсированном состоянии, при скорости растяжения  $\sim 10^9$  с<sup>-1</sup>.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазерный импульс, абляция, наноструктуры.

## 1. Введение

В настоящее время фемтосекундная лазерная техника является не только важным инструментом фундаментальных исследований неравновесных процессов в конденсированных средах, но и активно используется в современных лазерных технологиях прецизионной обработки, а также для создания новых функциональных наноматериалов. В отличие от процесса испарения, характерного для воздействия на металлы и полупроводники лазерных импульсов миллисекундной и наносекундной длительности, в случае фемтосекундных импульсов основным механизмом является термомеханическая абляция, приводящая к удалению поверхностного нанослоя в результате возникновения в веществе мощных растягивающих напряжений [1]. Быстрый изохорический нагрев и неравновесное объемное плавление поверхностного слоя на пикосекундных временах сопровождается развитием кавитационных процессов в волне разрежения расплава и абляцией его части в виде тонкой откольной пластины в конденсированном состоянии [2–7]. Последующее быстрое остывание и затвердевание оставшегося расплава ведет как к объемной модификации поверхностного нанослоя [8], так и к формированию поверхностного нанорельефа [9, 10] со специфическими оптическими и теплофизическими свойствами.

В настоящей работе методом спектральной интерферометрии с непрерывной регистрацией движения и пико-

секундным разрешением проведены исследования явления фемтосекундной лазерной абляции металлов. На примере алюминия продемонстрирована возможность определения величины и пространственной локализации напряжений, вызывающих разрушение металла в конденсированном состоянии при высокоскоростном растяжении. Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) исследован нанорельеф поверхности металлической мишени в области абляционного кратера. Также приведены результаты молекулярно-динамического моделирования абляционного процесса в металле, включая эволюцию кавитационного ансамбля пузырьков паровой фазы, с последующим формированием нанопены и образованием поверхностных наноструктур при ее затвердевании.

При изучении гидродинамических явлений в случае лазерной абляции в пикосекундном временном диапазоне наибольшее распространение получил экспериментальный метод накачка–зондирование (pump-probe), в котором временное разрешение достигает  $\sim 10^{-13}$  с. В широко применяемой методике фемтосекундной интерференционной микроскопии динамика процесса исследуется при многократном повторении опытов с варьируемой временной задержкой между нагревающим и диагностическим импульсами [11–13]. Это накладывает существенные ограничения на стабильность лазерных импульсов и однородность свойств испытываемых образцов.

В большинстве современных мощных фемтосекундных систем используется метод усиления chirпированных импульсов CPA (chirped pulse amplification). В связи с этим в последнее время для непрерывной регистрации движения поверхности в пикосекундном временном диапазоне применяются методы спектральной интерферометрии [14–16], в которых частотно-модулированным диагностическим импульсом служит chirпированный импульс. Применение данного метода позволяет осуществить непрерывную регистрацию динамики развития процесса при однократном воздействии.

В ударно-волновых экспериментах определение величины растягивающего напряжения при разрушении осу-

С.И.Ашитков, П.С.Комаров, А.В.Овчинников, Е.В.Струлёва, М.Б.Агранат. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; e-mail: ashitkov11@yandex.ru

В.В.Жаховский. Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, Сушцевская ул., 22; e-mail: 6asi1z@gmail.com

Н.А.Иногамов. Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Россия, Московская обл., 142432 Черноголовка, просп. Акад. Семенова, 1-А; e-mail: nailinogamov@gmail.com

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г.

ществляется путем измерения профиля скорости свободной поверхности  $u(t)$  испытуемого образца с применением интерферометрических лазерных доплеровских измерителей скорости VISAR или ORVIS [17]. Временное разрешение этих приборов ограничено величиной  $\sim 10^{-9}$  с, определяемой линией задержки интерферометра. В пикосекундном диапазоне применяются интерферометры, регистрирующие смещение поверхности образца  $z(t)$  с последующим его дифференцированием для определения профиля скорости  $u(t)$  [15, 16].

## 2. Эксперимент

Оптическая схема измерений приведена на рис.1. Источником фемтосекундных импульсов являлась лазерная Ti:сапфировая система Legend (Coherent), генерирующая импульсы длительностью 40 фс на длине волны излучения 800 нм с энергией в импульсе до 2 мДж. Небольшая часть усиленного чирпированного импульса отводилась из тракта лазера до компрессора и направлялась в схему измерений для подсветки интерферометра смещения. Остальная часть импульса после сжатия в компрессоре до фемтосекундной длительности нагревала мишень.

В качестве экспериментальных образцов использовались пленки алюминия и золота толщиной 0.5 мкм, нанесенные на стеклянные подложки.

Плавная регулировка энергии нагревающих импульсов осуществлялась с помощью поляризационного аттенюатора, состоящего из полуволновой фазовой пластины и призмы Глана. Энергия нагревающих импульсов  $E$  измерялась фотодиодом. Калибровка фотодиода осуществлялась с помощью калориметра Sigma (Coherent), который вводился в пучок непосредственно перед мишенью. Фокусировка р-поляризованного нагревающего излучения на мишень осуществлялась под углом падения  $45^\circ$  с помощью линзы 1 с фокусным расстоянием 30 см. Система фокусировки обеспечивала гауссово пространственное распределение плотности энергии  $F(x, y)$  в фокусе на мишени с характерным радиусом  $r_0 = 28$  мкм по уровню  $e^{-1}$ . Параметры гауссова распределения  $r_0$  и  $F_0$  в фокальном пятне оценивались по методике, основанной на измерении зависимости размера абляционного кратера от энергии лазерного импульса [18]. С помощью этой же методики определялся порог абляции  $F_a$ .

Исследуемые образцы 2 устанавливались на управляемый компьютером трехкоординатный микроманипулятор, осуществляющий перемещение образца по трем взаимно перпендикулярным направлениям  $x, y, z$  с шагом 1.25 мкм. Для проведения каждого нового измерения

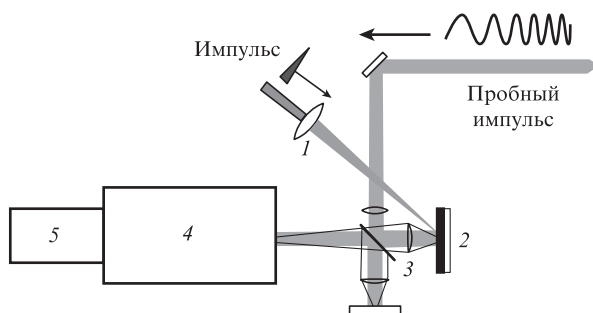


Рис.1. Оптическая схема измерений: 1 – фокусирующая линза; 2 – мишень; 3 – интерферометр Майкельсона; 4 – спектрометр; 5 – ПЗС-камера.

мишень перемещалась в плоскости  $x, y$  на расстояние 200 мкм. Перемещением вдоль координаты  $z$  осуществлялось позиционирование образца в предметной плоскости микрообъектива интерферометра.

Для диагностики гидродинамического движения абляционного слоя использовался частотно-модулированный (чирпированный) импульс длительностью около 300 пс с центральной длиной волны излучения  $\lambda_0 = 795$  нм и шириной спектра  $\Delta\lambda = 40$  нм. Для этого часть лазерного излучения после регенеративного усилителя отводилась широкополосным полупрозрачным зеркалом с коэффициентом пропускания  $T \approx 80\%$  и через оптическую линию задержки направлялась в интерферометр Майкельсона 3.

Оптическая линия задержки служила для точного согласования времени прихода на мишень нагревающего и диагностического импульсов, а также для калибровки временной шкалы измерений [15]. Применяемая оптическая линия задержки представляла собой систему широкополосных диэлектрических зеркал, установленных на управляемый компьютером моторизованный транслятор с шагом перемещения 2.5 мкм и базой 300 мм, которая позволяла изменять временную задержку  $\Delta t$  между нагревающим и диагностическим импульсами в диапазоне 0–2 нс с шагом 8 фс.

Поглощение нагревающего лазерного импульса в поверхностном слое мишени приводит к движению поверхности образца. Для измерения зависимости величины смещения поверхности от времени  $z(t)$  использовался интерферометр Майкельсона с переносом изображения поверхности исследуемого образца на входную щель спектрометра 4 (конфигурация Линника). Перенос изображения в объектном плече интерферометра осуществлялся с увеличением  $\Gamma = 20\times$  с помощью микрообъектива с числовой апертурой  $NA = 0.2$ . Опорное плечо интерферометра было образовано аналогичным объективом и диэлектрическим зеркалом. Опорное зеркало интерферометра перемещалось на микротрансляторе, с помощью которого проводилось выравнивание оптических длин опорного и объектного плеч. Критерием выравнивания служил максимальный контраст интерференционных полос на выходе интерферометра. Настройка угла схождения пучков интерферометра осуществлялась так, чтобы интерференционные полосы располагались перпендикулярно входной щели спектрометра.

Разложение в спектр частотно-модулированного сигнала с выхода интерферометра проводилось с помощью дифракционного спектрометра Acton-2300i с фокусным расстоянием 300 мм, собранного по схеме Черни–Тернера. Излучение поступало в спектрометр через входную щель и затем раскладывалось в спектр (по координате  $x$ ), который на выходе регистрировался ПЗС-камерой 5. При этом по координате  $y$  отображалось пространственное распределение падающего на щель излучения. Плоская форма фокальной поверхности в данной схеме позволяла получить высокое разрешение во всем рабочем спектральном диапазоне.

Запись оптических сигналов на выходе спектрометра осуществлялась ПЗС-камерой SensiCam QE (PCO CCD Imaging) с охлаждаемой матрицей размером  $1375 \times 1375$  пикселей и разрядностью 12 бит.

Используемый в измерительной схеме спектрометр был укомплектован моторизованной турелью с плоским зеркалом и дифракционной решеткой 600 штр./мм. Спектрометр мог работать в режиме как регистрации

спектров, так и переноса изображения входной щели. Данная схема измерений обеспечивает непрерывную регистрацию динамики процесса с временным разрешением  $\delta t \approx 1$  пс во временном интервале  $\Delta t = 0-230$  пс.

Применение метода фурье-анализа двумерных интерферограмм позволяет с высокой точностью восстановить изменение фазы отраженной волны зондирующего излучения, что обеспечивает точность измерения смещения поверхности в единицы нанометров. Алгоритм проводимых для этого измерений состоит в сопоставлении фазовых изображений до опыта и в процессе движения поверхности мишени. В каждом эксперименте записываются три интерферограммы: интерферограмма поверхности образца до воздействия (начальная), интерферограмма поверхности в момент выхода ударной волны (временная) и интерферограмма после окончания процесса – спустя примерно несколько секунд после воздействия (финальная).

Сопоставление фазовых распределений  $\Delta\varphi_{in}(y, t)$  и  $\Delta\varphi_{tr}(y, t)$ , полученных в результате фурье-анализа начальной и временной интерферограмм, дает информацию об изменении фазы  $\Delta\varphi_{ind}(y, t)$ , связанном с движением поверхности:

$$\Delta\varphi_{ind}(y, t) = \Delta\varphi_{tr}(y, t) - \Delta\varphi_{in}(y, t). \quad (1)$$

Аналогичное сравнение начального и финального фазовых распределений дает информацию об остаточных деформациях  $\Delta\varphi_{fin}(y)$ , возникающих на поверхности образца после окончания процесса, например о морфологии абляционного кратера.

Величина смещения поверхности  $\Delta z$  связана с изменением фазы посредством соотношения

$$\Delta z(y, t) = \lambda(t)\Delta\varphi_{ind}(y, t)/4\pi. \quad (2)$$

Погрешность измерения фазы  $\delta\varphi_{ind} \approx \pi/200$ , реализуемая в данной схеме, соответствует погрешности смещения поверхности  $\delta z \approx \pm 1$  нм. Здесь  $\delta\varphi_{ind}$  определяется флуктуациями фазы в невозмущенной части фазового распределения  $\Delta\varphi_{ind}(y, t)$ .

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис.2 приведена пространственно-временная развертка изменения фазы  $\Delta\varphi_{ind}(y, t)$  диагностического импульса, описывающая динамику разлета абляционного слоя алюминиевой мишени в результате воздействия нагревающего импульса длительностью 40 фс.

На рис.3 приведены профили смещения  $z(t)$  и скорости движения  $u(t)$  поверхности как функции времени. Профиль  $z(t)$  построен для центральной части области воздействия с интегрированием по пространственному интервалу  $\pm 3$  мкм, соответствующему диапазону изменения плотности энергии падающего излучения  $\Delta F/F_0 = 0.05$ . Профиль скорости  $u(t)$  получен путем дифференцирования зависимости  $z(t)$ .

На профиле скорости  $u(t)$  можно выделить три характерных участка. Максимальная скорость движения поверхности  $u_{max} \approx 0.65$  км/с на начальной стадии ускорения достигается спустя примерно 10 пс после начала движения. Интенсивное ускорение на данных временах обусловлено наличием градиента давления  $\partial p/\partial z$  в нагретом слое

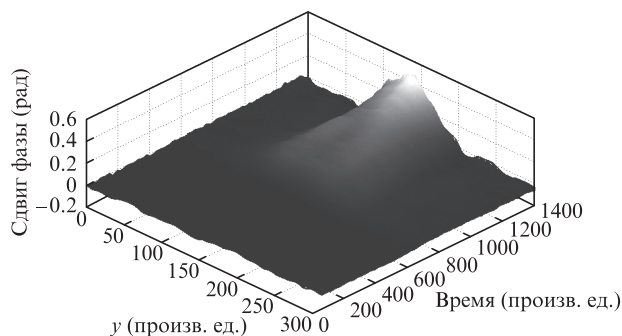


Рис.2. Пространственно-временное распределение фазы диагностического импульса  $\Delta\varphi_{ind}(y, t)$ , описывающее пространственно-неоднородное движение поверхностного слоя алюминия при абляции под действием лазерного импульса длительностью 40 фс с пространственным гауссовым распределением с плотностью энергии  $F_0/F_a = 1.2$ .

толщиной  $d_T$  и является следствием изохорического характера нагрева. Время нагрева ионной подсистемы определяется коэффициентом электрон-фононного теплообмена и для алюминия составляет 2–3 пс [19]. Разгрузка происходит за звуковые времена  $t_s \approx d_T/2c_0$ , где  $c_0$  – скорость звука. Отсюда, полагая  $c_0 = 5$  км/с и  $t_s \approx 10$  пс, получаем оценку длины пробега тепловой волны  $d_T \approx 100$  нм, что хорошо согласуется с расчетным значением  $d_T$  для алюминия [19]. Наблюдаемое уменьшение скорости движения границы на стадии торможения во временном интервале 10–40 пс происходит вследствие сопротивления вещества действию растягивающих напряжений, возникающих при его движении. При характерных для абляционных процессов температурах нагрева 2–3 кК неравновесное гомогенное плавление происходит на временах  $10^{-12} - 10^{-11}$  с [20]. Если величина растягивающих напряжений превышает прочность конденсированной фазы  $\sigma_{iq}$ , в расплаве возникает нуклеация, приводящая в дальнейшем к разрыву сплошности (отколу). После этого начинается стадия инерционного разлета слоя. На данном этапе устанавливается инерционная скорость  $u_{fin}$  движения центра массы отколовшегося слоя с незначительными звуковыми осцилляциями оторвавшегося слоя. Величина  $u_{fin}$  зависит от превышения плотности энергии излучения  $F_0$  над порогом абляции  $F_a$  и растет с увеличением  $F$ . Согласно рис.3, при  $F_0/F_a = 1.2$  для алюминия скорость инерционного разлета  $u_{fin} \approx 0.1$  км/с.

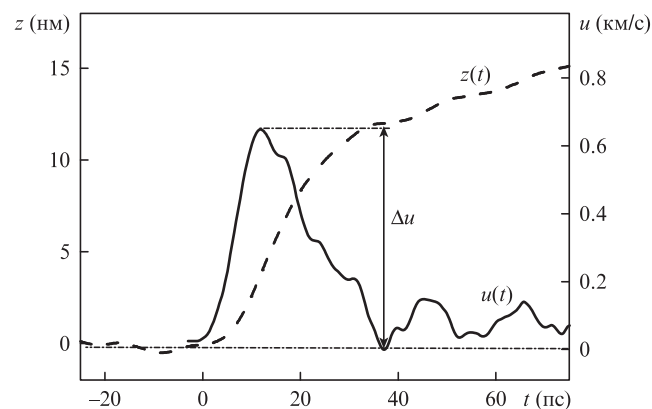


Рис.3. Временные зависимости смещения  $z(t)$  и скорости  $u(t)$  движения поверхности испытываемого образца алюминия, нагреваемого лазерным импульсом длительностью 40 фс с плотностью энергии  $F_0/F_a = 1.2$ .

По аналогии с измерениями откольной прочности вещества в ударно-волновых экспериментах [13, 17], прочность конденсированной фазы  $\sigma_{\text{liq}}$  при растяжении может быть приближенно оценена из линейного акустического выражения

$$\sigma_{\text{liq}} = \rho_{\text{liq}} c_{\text{liq}} \Delta u / 2. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta u$  – декремент скорости на участке торможения (см. рис.3);  $\rho_{\text{liq}}$  и  $c_{\text{liq}}$  – плотность расплава и скорость звука в нем соответственно. Согласно [21], для расплава алюминия при  $T = 2$  кК имеем  $\rho_{\text{liq}} = 2.16$  г/см<sup>3</sup> и  $c_{\text{liq}} = 3.6$  км/с. Кроме того, следует отметить, что произведение  $\rho_{\text{liq}} c_{\text{liq}}$  для алюминия в достаточно широком (1–3 кК) диапазоне температур изменяется менее чем на 15%. Отсюда следует, что для экспериментально найденного значения  $\Delta u = 0.65$  км/с при  $F_0/F_a = 1.2$  величина растягивающих напряжений, приводящих к нарушению сплошности расплава алюминия,  $\sigma_{\text{liq}} = 2.5 \pm 0.3$  ГПа. Полученное значение хорошо согласуется с данными молекулярно-динамического расчета для жидкой фазы алюминия, выполненного в работе [22]:  $\sigma_{\text{liq}} \approx 2$  ГПа при  $T = 2$  кК.

Оценка темпа растяжения расплава  $\dot{\epsilon} = \dot{V}/V$  из соотношения [13, 17]

$$\dot{\epsilon} = \frac{\Delta u}{\Delta \tau} \frac{1}{2c_{\text{liq}}} \quad (4)$$

даст  $\dot{\epsilon} \approx 4 \times 10^9$  с<sup>-1</sup>. Здесь  $\Delta \tau = t_{\text{min}} - t_{\text{max}}$ , где  $t_{\text{max}}$  – время, соответствующее максимальному значению скорости на зависимости  $u(t)$  на рис.3, а  $t_{\text{min}}$  – время, соответствующее первому минимуму  $u(t)$ .

Полученное значение  $\dot{\epsilon}$  соизмеримо с экспериментально реализованными скоростями деформации в алюминии в экспериментах с ультракороткими ударными волнами [13]. В последнем случае откол на тыльной поверхности образца происходит в твердой фазе, прочность которой примерно в три раза превышает найденную в настоящей работе прочность расплава алюминия.

Оценим толщину откольного слоя  $L_{\text{spall}}$  алюминия вблизи порога абляции при  $F_0/F_a = 1.2$  по временной динамике разлета слоя  $u(t)$ , представленной на рис.3, из соотношения [13, 17]

$$L_{\text{spall}} = c_{\text{liq}} \Delta \tau / 2; \quad (5)$$

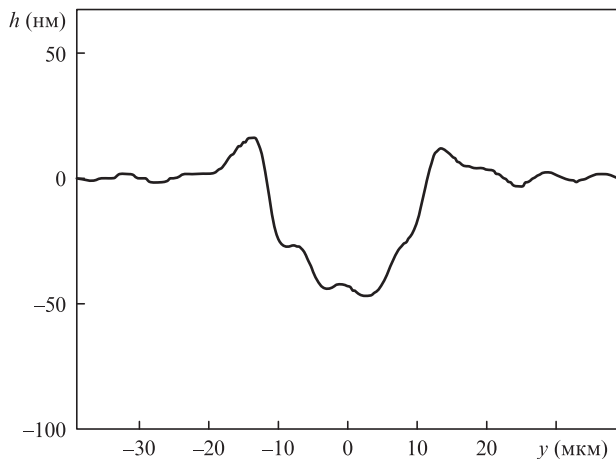


Рис.4. Профиль абляционного кратера на поверхности алюминия при  $F_0/F_a = 1.2$ , полученный в результате фурье-анализа финальной интерферограммы.

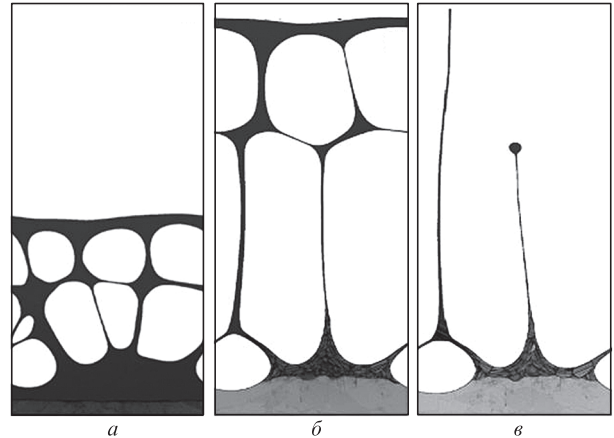


Рис.5. Эволюция структуры поверхностного слоя при фемтосекундной абляции алюминия спустя 307 (а), 1024 (б) и 2202 пс (в) после лазерного воздействия; поперечный (горизонтальный) размер расчетной ячейки  $L_y = 240$  нм.

при  $\Delta \tau = 25$  пс  $L_{\text{spall}} \approx 45$  нм. Полученное значение  $L_{\text{spall}}$  в точности соответствует глубине кратера  $h$  на рис.4, который был образован на поверхности алюминиевого образца в том же опыте.

На рис.5 приведены результаты молекулярно-динамического моделирования расширения и остывания поверхностного слоя в процессе фемтосекундной абляции пленки алюминия толщиной  $L_x = 500$  нм. Моделирование проводилось при начальном размере образца  $L_x \times L_y \times L_z = 500 \times 240 \times 24$  нм с участием  $172 \times 10^6$  атомов, помещенных в расчетную ячейку с периодическими граничными условиями вдоль осей  $y$  и  $z$ . Расчет выполнен для превышения плотности энергии импульса над порогом абляции  $F_0/F_a \approx 1.4$ . Электронная теплопроводность в расчете учитывалась методом Монте-Карло.

Как видно из рис.5,а, в пикосекундном диапазоне имеет место сильное вспенивание расплава. Далее слой расширяется, что ведет к увеличению размеров нанополостей и уменьшению толщины мембран нанопены (рис.5,б). С течением времени происходит отрыв верхнего жидкого слоя, называемого откольной пластиной, и разрыв мембран с последующим формированием нанорельефа (рис.5,в) в результате действия сил поверхностного натяжения, остывания и замерзания расплава за счет электронной теплопроводности. Светло-серый цвет на рис.5 соответствует кристаллическому состоянию вещества. Темп остывания расплава  $dT/dt$  в данном временном диапазоне составляет  $10^{11} - 10^{12}$  К/с, что ведет к сильной модификации поверхностного нанослоя после затвердевания.

На рис.6 приведено СЭМ-изображение фрагмента дна абляционного кратера на поверхности золотого пленочного образца после воздействия фемтосекундного импульса.

Видно, что морфология поверхности представляет собой совокупность нитеобразных разветвленных наноструктур со сферическими образованиями на концах размером 70–150 нм и качественно согласуется с результатами молекулярно-динамического моделирования (см. рис.5).

#### 4. Заключение

В настоящей работе интерферометрическим методом в пикосекундном диапазоне задержек исследована дина-



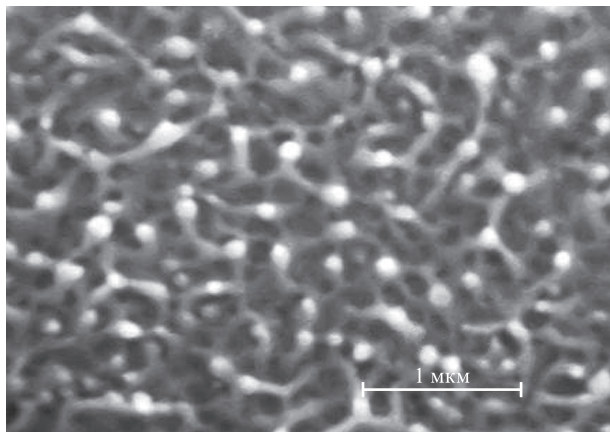


Рис.6. Изображение фрагмента поверхности дна абляционного кратера на поверхности золотого пленочного образца толщиной 500 нм после воздействия фемтосекундного импульса длительностью 100 фс с плотностью энергии  $F_0/F_a \approx 1.4$ .

мика движения поверхности металлической мишени при фемтосекундной лазерной абляции. Исследована морфология нанорельефа на дне абляционного кратера. Приведены результаты молекулярно-динамического моделирования эволюции нанопены в процессе расширения абляционного слоя с последующим образованием наноструктур на поверхности после затвердевания расплава. Результаты моделирования хорошо воспроизводят регистрируемую с помощью СЭМ морфологию нанорельефа на дне абляционного кратера. Полученные результаты свидетельствуют о том, что фемтосекундная абляция в металлах носит откольный термомеханический характер и является результатом действия растягивающих напряжений на вещество, находящееся в конденсированном состоянии. Определена прочность расплава алюминия, составившая 2.5 ГПа при скорости растяжения  $4 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ .

Работа выполнена при частичной поддержке Государственной корпорации Росатом (ГК Н.4х.44.90.13.1111) и Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. *УФН*, **172**, 301 (2002).
2. Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A., Von der Linde D., Oparin A., Meyer-ter-Vehn J., Anisimov S.I. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 224 (1998).
3. Ivanov D.S., Zhigilei L.V. *Phys. Rev. B*, **68**, 064114 (2003).
4. Bulgakova N.M., Stoian R., Rosenfeld A., Hertel I.V., Campbell E.B. *Phys. Rev. B*, **69**, 054102 (2004).
5. Agranat M.B., Anisimov S.I., Ashitkov S.I., Zhakhovskii V.V., Inogamov N.A., Nishihara K., Petrov Yu.V., Fortov V.E., Khokhlov V.A. *Appl. Surf. Sci.*, **253**, 6276 (2007).
6. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Sentis M., Khishchenko K.V., Levashov P.R. *Phys. Rev. B*, **75**, 235414 (2007).
7. Zhao X., Shin Y.C. *Appl. Surf. Sci.*, **283**, 94 (2013).
8. Ашитков С.И., Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Эмиров Ю.Н., Агранат М.Б., Олейник И.И., Анисимов С.И., Фортвов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **95**, 192 (2012).
9. Vorobyev A.Y., Guo C. *Phys. Rev. B*, **72**, 195422 (2005).
10. Корольков В.П., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Самсонов Р.В., Маслий А.И., Медведев А.Ж., Гольдберг Б.Г. *Квантовая электроника*, **41**, 387 (2011).
11. Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P., Von der Linde D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 1954 (2006).
12. Gahagan K.T., Moore D.S., Funk D.J. *J. Appl. Phys.*, **92**, 3679 (2002).
13. Ашитков С.И., Агранат М.Б., Канель Г.И., Комаров П.С., Фортвов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **92**, 568 (2010).
14. Crowhurst J.C., Armstrong M.R., Knight K.B., Zaig J.M., Behymer E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 144302 (2011).
15. Whitley V.H., McGrane S.D., Eakins D.E., Bolme C.A., Moore D.S., Bingert J.F. *J. Appl. Phys.*, **109**, 013505 (2011).
16. Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлева Е.В., Агранат М.Б. *Квантовая электроника*, **43**, 242 (2013).
17. Eliezer S., Moshe E., Eliezer D. *Las. Part. Beams*, **20**, 87 (2002).
18. Liu M. *Opt. Lett.*, **7**, 196 (1982).
19. Anisimov S.I., Inogamov N.A., Petrov Y.V., Khokhlov V.A., Zhakhovskii V.V., Nishihara K., Agranat M.B., Ashitkov S.I., Komarov P.S. *Appl. Phys. A*, **92**, 797 (2008).
20. Rethfeld B., Sokolowski-Tinten K., Von der Linde D., Anisimov S.I. *Phys. Rev. B*, **65**, 092103 (2002).
21. Shock wave database: <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>
22. Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашитков С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Комаров П.С., Овчинников А.В., Фортвов В.Е., Хохлов В.А., Шелепин В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 517 (2010).