

Лазерно-индуцированная модификация поверхности тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$: фазовые изменения и формирование периодических структур

© С.А. Яковлев¹, А.В. Анкудинов^{1,2}, Ю.В. Воробьев³, М.М. Воронов¹, С.А. Козюхин⁴,
Б.Т. Мелех¹, А.Б. Певцов^{1,¶}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ Рязанский государственный радиотехнический университет,
390005 Рязань, Россия

⁴ Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

¶ E-mail: pevtsov@gvg.ioffe.ru

(Получена 31 октября 2017 г. Принята к печати 8 ноября 2017 г.)

На поверхности пленочных материалов с фазовой памятью на основе сложного халькогенида ($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$) под действием лазерных импульсов наносекундной длительности сформированы субмикронные периодические решетки. Геометрические характеристики и структурные свойства лазерно-индуцированных решеток исследованы с помощью оптической и атомно-силовой микроскопии, а также рамановской спектроскопии. Показано, что при специально подобранных параметрах лазерного воздействия в созданных структурах можно реализовать периодическую модуляцию показателя преломления, обусловленную застыванием после лазерного воздействия гребней и впадин решеток в разных фазовых состояниях, диэлектрические константы которых сильно отличаются друг от друга. Вблизи максимумов волнообразной структуры формируется преимущественно аморфное состояние, в то время как в области минимумов структура $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в основном соответствует кристаллической фазе.

DOI: 10.21883/FTP.2018.06.45933.8757

1. Введение

Материалы с фазовой памятью на основе сложных халькогенидов системы Ge–Sb–Te интенсивно исследуются в последние десятилетия в связи с их успешным применением для создания перезаписываемых оптических дисков последнего поколения формата DVD и Blu-Ray, а также энергонезависимых ячеек фазовой памяти (Phase-Change-Memory cells, PCM cells), управляемых электрическими импульсами [1–3]. Начиная с пионерской работы [4] ведутся детальные исследования прямого и обратного фазовых переходов „аморфное–кристаллическое состояние“ в пленках Ge–Sb–Te различного состава под воздействием импульсного лазерного излучения [5–7], направленные на оптимизацию параметров синтезируемых материалов как элементов устройств фазовой памяти. При этом основное внимание уделяется рассмотрению механизмов и кинетике фазового перехода.

В настоящей работе мы показываем, что при определенных параметрах лазерного воздействия на поверхности халькогенидной пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ возникают лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры (ЛИППС) с субмикронным периодом (в англоязычной литературе часто используется аббревиатура LIPSS, т.е. Laser-Induced Periodic Surface Structures, или термин „ripples“). Следует отметить, что образо-

вание таких периодических решеток на поверхности конденсированных сред (металлов, полупроводников, диэлектриков) известно и достаточно хорошо изучено; их формирование связано с интерференцией падающего лазерного пучка с возбуждаемой им поверхностной электромагнитной волной [8–11]. В то же время каждый конкретный материал имеет свою специфику, обуславливающую выбор толщины пленки, соответствующей подложки, плотности мощности лазерного излучения, его поляризации и угла падения для создания периодической структуры с заданными периодом и фазовым составом. Подобные структуры могут обладать анизотропией оптических и электрических свойств и служить основой для создания элементной базы поляризационно-чувствительных микроустройств [12]. В [13] представлены данные по литографическому формированию метаповерхностей на основе решеток из аморфного $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ и показаны возможности оптического переключения при фазовом переходе в таких структурах. Обстоятельное описание различных применений материалов с фазовой памятью для фотоники можно найти в недавнем обзоре [14].

Наряду с экспериментальными данными в настоящей работе проведен расчет распределения температурного поля на поверхности халькогенидной пленки в пределах лазерного пятна и рассмотрен процесс кристаллизации $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, а также кратко обсуждается условие интер-

ференционного усиления интенсивности электромагнитного поля на поверхности материала, освещаемого мощным лазерным пучком (в случае p -поляризации). Для оценки периода возникающих поперечных периодических решеток используется хорошо известная формула, впервые выведенная в [8]. Указано, что в общем случае в качестве феноменологического параметра в выражение для периода ЛИППС должен входить эффективный показатель преломления, характеризующий распространение поверхностной электромагнитной волны.

2. Методология исследований

2.1. Экспериментальные образцы

Пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ толщиной ~ 200 нм наносились методом термического испарения в вакууме на поверхность кремниевых подложек КДБ40 (температура подложки 50°C). В качестве исходного состава для напыления использовался поликристаллический $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, синтезированный из особо чистых элементов Ge, Sb, Te методом закалки расплава в кварцевых ампулах [15]. Рентгеноспектральный микроанализ, проведенный на растровом электронном микроскопе Zeiss NVision 40 со спектрометром Oxford Inca, подтвердил, что состав напыленных слоев соответствует соединению $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Рентгенофазовый анализ (дифрактометр Rigaku SmartLab, 2θ , $\text{CuK}\alpha_1$) показал, что халькогенидные пленки находятся в аморфном состоянии [16].

2.2. Лазерная модификация

Поверхность пленок подвергалась воздействию лазерных импульсов со следующими параметрами: длина волны $\lambda_{\text{exc}} = 351$ нм, длительность импульса 7 нс. Плотность энергии импульса на поверхности пленки не превышала 10 мДж/см². Частота лазерных импульсов, действующих на пленку, варьировалась от 10 до 20 Гц. Угол падения лазерного луча на образец составлял 30° , а излучение было поляризовано в p -компоненте. Для контроля модификации поверхности пленки в реальном масштабе времени на оптическом столе была собрана схема конфокального микроскопа, изображение с которого в увеличенном масштабе через видеокамеру выводилось на экран монитора [17].

2.3. Экспериментальные методы исследований

После воздействия поверхность пленок контролировали с помощью оптического и атомно-силового (NT-MDT Ntegra Aura) микроскопов. Структурные свойства модифицированных областей анализировались также методом рамановской спектроскопии (спектрометр Jobin-Yvon T64000). Возбуждение при этом осуществлялось второй гармоникой неодимового лазера (длина волны 532 нм); диаметр зондирующего лазерного луча

составлял ~ 2 мкм. При этом мощность лазера минимизировалась, чтобы не вносить дополнительных структурных изменений на поверхности пленки.

2.4. Тепловой эффект лазерного воздействия

Для теоретической оценки теплового эффекта единичного импульса лазерного воздействия решалось трехмерное нестационарное уравнение теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + S(x, y, z, t). \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, k — коэффициент теплопроводности, S — функция тепловых источников, которая в рассматриваемом случае лазерного облучения имеет цилиндрическую симметрию,

$$S(r, z, t) = \frac{2P_m \alpha (1 - R)}{\pi w_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \exp(-\alpha z) g(t), \quad (2)$$

где P_m — максимальная мощность в импульсе, $g(t)$ — нормированная функция формы импульса, α и R — коэффициент поглощения и коэффициент отражения материала пленки на длине волны излучения, w_0 — радиус пучка. Здесь мы считаем, что распределение интенсивности по радиусу пучка гауссово, излучение поглощается в пленке по закону Бугера, а нагреванием подложки за счет прошедшего через пленку излучения можно пренебречь. Облучаемая граница пленки считается теплонепроницаемой, а тепловой контакт пленки с подложкой — идеальным. Все параметры материалов считаются постоянными.

Решение задачи осуществлялось методом функций Грина. На первом этапе решения было получено выражение для трехмерной функции Грина рассматриваемой задачи; при этом применялся подход на основе преобразования Лапласа [18,19]. Искомое температурное поле было получено сверткой функции Грина с функцией тепловых источников. Интегрирование по координатам было произведено аналитически (в цилиндрической системе координат) [20], а для интегрирования по времени t , использовался метод квадратур Гаусса—Лежандра.

Параметры моделирования

Параметр	Значение
Длительность импульса	7 нс
Плотность энергии импульса	6.9 мДж/см ²
Толщина пленки	200 нм
Начальная температура	22°С
Коэффициент поглощения $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$	$8.86 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ [21]
Коэффициент отражения $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$	0.459 [21]
Плотность $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$	5.87 г/см ³ [22]
Удельная теплоемкость $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$	219 Дж/кг · К [23]
Коэффициент теплопроводности $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$	0.2 Вт/м · К [23]
Плотность Si	5.329 г/см ³ [24]
Удельная теплоемкость Si	713.5 Дж/кг · К [25]
Коэффициент теплопроводности Si	148 Вт/м · К [25]

Используемые в расчетах параметры моделируемой системы приведены в таблице. Оптические параметры $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ для длины волны 351 нм рассчитаны по данным спектральной эллипсометрии [21].

3. Результаты и обсуждение

3.1. Малое число импульсов: режим фазовой трансформации

В первой серии экспериментов мы рассматривали результаты воздействия серии из 10 лазерных импульсов (частота 10 Гц, длительность облучения 1 с) на поверхность свежеприготовленной пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. При этом проводились эксперименты по модификации разных областей поверхности пленки, которые показывали воспроизводимые результаты. Изображение типичной области модификации в оптическом микроскопе приведено на рис. 1, *a*. Видно, что на фоне исходной аморфной пленки в результате воздействия образуется светлое кольцо. На вставке к рис. 1, *a* приведено рассчитанное распределение температуры (T) по радиусу (r) лазерного пучка (для одиночного импульса) в момент максимального разогрева, который для рассматриваемого случая составил +3.23 нс относительно момента максимальной мощности излучения в импульсе.

Прежде чем приступить к анализу причин формирования такой картины, мы проанализировали фазовый состав материала в области модификации с помощью рамановской спектроскопии. Спектры были получены для трех характерных участков области модификации, отмеченных на рис. 1, *a* точками 1, 2 и 3. Результаты измерений показаны на рис. 1, *b* с соответствующими подписями. Рамановский спектр, измеренный в точке 1, соответствующей исходной аморфной пленке, представляет собой типичный контур для аморфной фазы $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$; при этом наблюдается характерная двугорбая структура в области $100\text{--}170\text{ см}^{-1}$ [26]. Так как стехиометрия исследуемого материала соответствует двухкомпонентному составу $(\text{GeTe})_2(\text{Sb}_2\text{Te}_3)$, представляется возможным выделить вклады обеих составляющих в наблюдаемых спектрах. В высокочастотную полосу с максимумом вблизи 156 см^{-1} основной вклад вносят колебания компоненты Sb_2Te_3 [27]. Низкочастотное плечо в спектральной области вблизи 130 см^{-1} определяется главным образом колебаниями тетраэдра GeTe_4 [28]. Рамановский спектр в области светлого кольца (точка 2) имеет вид, типичный для кристаллического $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ [29]. Двугорбая структура сохранилась, но изменилось соотношение интенсивностей между максимумами. При этом низкочастотный пик сместился в область $110\text{--}120\text{ см}^{-1}$, а высокочастотный сдвинулся к 160 см^{-1} . Подобное поведение характерно для кристаллизации $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в гранецентрированной кубической (ГЦК) фазе [30]. Этот же вывод следует и из соотношения диэлектрических констант аморфного

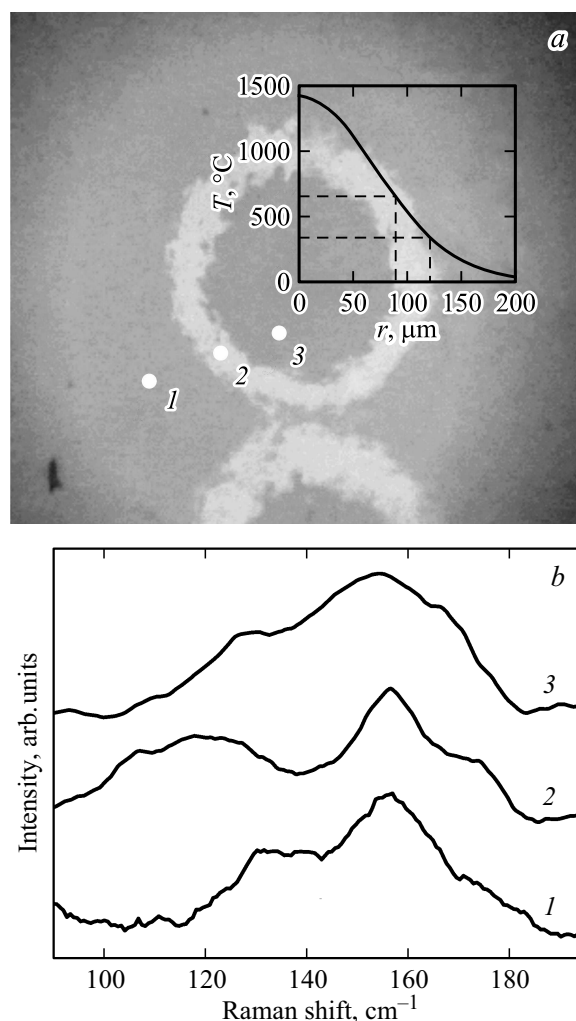


Рис. 1. Изображение поверхности пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ после воздействия 10 лазерными импульсами (*a*) и рамановские спектры (*b*), измеренные в точках 1, 2 и 3. На вставке (*a*) — результат расчета распределения температуры на поверхности пленки при лазерном воздействии.

и кристаллического $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ [21], поскольку больший показатель преломления кристаллической фазы определяет ее большую отражательную способность и, следовательно, более светлый тон при визуальном наблюдении. Центральная часть области модификации (точка 3) имеет спектр, аналогичный спектру в точке 1, что позволяет интерпретировать фазу материала как аморфную. Таким образом, светлые участки лазерномодифицированной поверхности пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, наблюдаемые в оптическом микроскопе, соответствуют кристаллической фазе, а темные отвечают аморфной структуре.

Вернемся теперь к рассмотрению теплового эффекта лазерного воздействия. Результаты расчетов распределения температуры, создаваемого одиночным импульсом лазера (см. вставку к рис. 1, *a*), показывают, что в центральной части области модификации достигается тем-

пература, существенно превышающая температуру плавления $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, которая составляет, по данным [31], $\sim 616^\circ\text{C}$. Это позволяет заключить, что центральная часть области модификации, идентифицированная по данным рамановской спектроскопии как аморфная, является результатом реаморфизации исходного материала при его расплавлении и достаточно быстром охлаждении, обеспечиваемом малой продолжительностью лазерного импульса.

При этом надо учесть, что при плавлении материала часть энергии лазерного импульса переходит в скрытую теплоту плавления. Для $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ удельное значение этого параметра составляет $\sim 820 \text{ Дж/см}^3$ [32]. В таком случае для плавления центральной части области модификации на глубину 40 нм потребуется $> 1 \text{ мкДж}$ энергии, что сравнимо с энергией лазерного импульса. Таким образом, приведенные значения расчетной температуры в максимуме распределения могут являться существенно переоцененными.

Кристаллической области светлого кольца соответствуют значения температур $340\text{--}650^\circ\text{C}$. При более низких температурах на периферии лазерного пучка кристаллизации практически не наблюдается, что указывает на невозможность ее протекания в данных условиях при используемом импульсном воздействии. С другой стороны, известно, что кристаллизация $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ может протекать и при более низкой температуре, $\sim 150^\circ\text{C}$ [16]. В связи с этим отметим, что кристаллизация является в значительной степени инерционным явлением, включающим процессы образования и роста центров кристаллизации. Времени, в течение которого в пленке создается повышенная температура, может быть недостаточно для завершения процесса кристаллизации. Однако исследуемый материал $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ характеризуется высокой скоростью образования центров кристаллизации [33]. Поэтому можно предполагать возникновение некоторого числа кристаллических зародышей уже при первом импульсе серии. Следующий импульс приведет как к образованию новых центров кристаллизации, так и к росту ранее образованных. В нашем конкретном случае 10 импульсов оказывается достаточно для кристаллизации в области светлого кольца на рис. 1, *a*.

3.2. Большое число импульсов: режим формирования ЛИППС

Во второй серии экспериментов мы воздействовали на пленку 20 лазерными импульсами (частота 20 Гц, длительность воздействия 1 с). Изображение модифицированной области показано на рис. 2, *a*. В данном случае также можно выделить области исходного (1), кристаллического (2) и реаморфизованного (3) материалов, аналогичные наблюдаемым на рис. 1, *a*, однако центральная часть области модификации (4) разрушается в результате воздействия. Наиболее интересным отличием данного режима модификации является возникновение

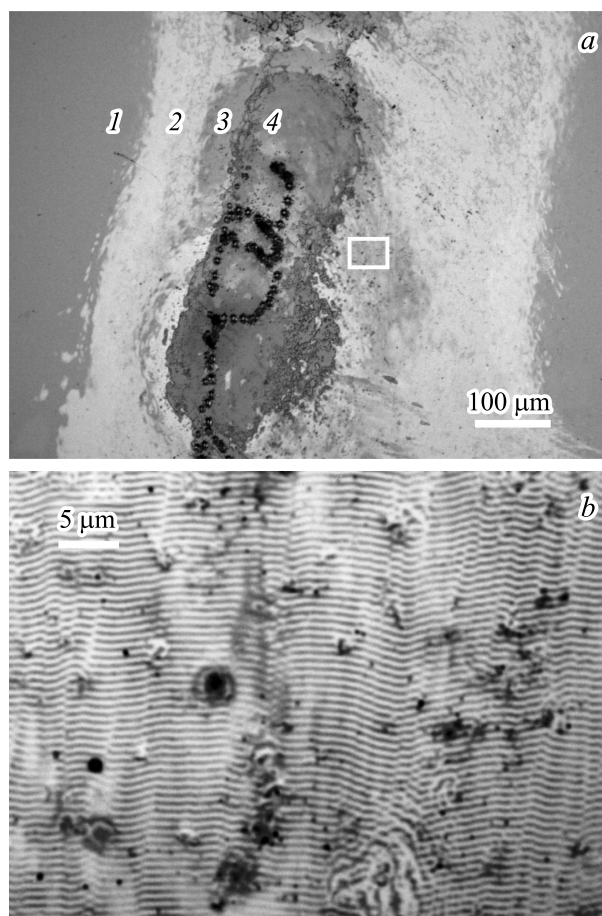


Рис. 2. Изображение поверхности пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в оптическом микроскопе после воздействия 20 лазерными импульсами (*a*) и увеличенное изображение области возникновения ЛИППС (*b*), отмеченной на *a* белым прямоугольником.

отчетливой периодической структуры (ЛИППС), которая в увеличенном масштабе представлена на рис. 2, *b*. Преимущественное направление гребней ЛИППС перпендикулярно плоскости падения лазерного излучения.

Периодическая структура начинает в основном зарождаться в окрестности различных неоднородностей, в достаточном количестве имеющихся в области лазерного пятна. Глубина периодического рельефа (рис. 3) была измерена с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) и составляла $\sim 40 \text{ нм}$. Период ЛИППС в среднем составлял $\sim 700 \text{ нм}$, что примерно соответствует удвоенной длине волны лазерного излучения.

На рис. 4 представлены данные АСМ-измерений рельефа ЛИППС в сравнении с измерениями амплитуды тока в области их образования. При этом оказалось, что гребни рельефа по сравнению с впадинами проводят ток существенно хуже (рис. 4, *c*). Одной из возможных причин такого поведения может быть образование проводящих шунтов между впадинами и кремниевой подложкой. Однако с учетом того факта, что общая высота периодического рельефа составляет $\sim (30\text{--}40) \text{ нм}$,

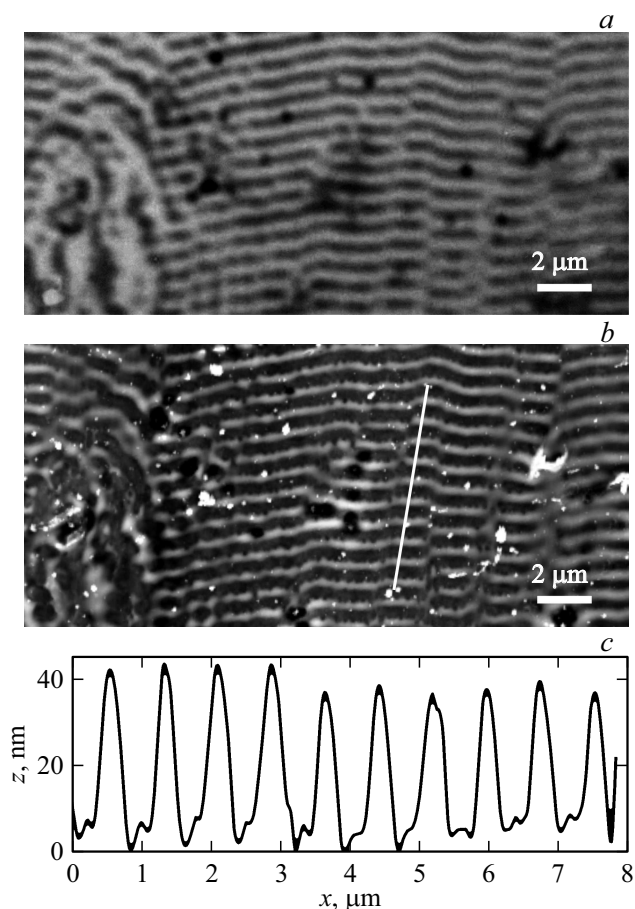


Рис. 3. Исследование рельефа поверхности пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ после лазерного воздействия: *a* — оптическое изображение участка поверхности ЛИППС (режим светлого поля, объектив с числовой апертурой $NA = 0.9$); *b* — тоновое АСМ-изображение ЛИППС (прерывисто-контактный режим, кантилевер CSG30, паспортный радиус кривизны кончика зонда 10 нм); *c* — профиль высоты рельефа z по координате x вдоль белой линии на изображении *b*.

т.е. существенно меньше толщины пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (~ 200 нм), сильное влияние шунтирования мало вероятно. Таким образом, токовые АСМ измерения позволяют заключить, что гребни имеют более низкую проводимость и застывают после окончания лазерного воздействия преимущественно в аморфной фазе, в то время как впадины в основном формируются в более проводящей кристаллической фазе.

3.3. Распределение фаз в ЛИППС

Возможной причиной наблюдаемой периодичности в распределении фаз может быть неравномерный нагрев поверхности в области образования ЛИППС. Из рис. 4, *c* видно, что полосы распределения тока имеют слева, вблизи гребней ЛИППС, сравнительно ровный край, а справа наблюдается достаточно рыхлая структура. Такую закономерность можно объяснить тем, что па-

дающее под углом 30° излучение больше нагревает одну часть поверхности волн и гораздо меньше другую. В свою очередь это приводит к различию в их температуре, в частности в момент прохождения заднего фронта последнего импульса, после которого происходит охлаждение поверхности. Таким образом, рассматриваемые две части поверхности сначала находятся в расплавленном состоянии при разных температурах, а затем происходит их остывание с различной скоростью. При этом следует иметь в виду, что скорость охлаждения поверхности в разных точках определяется ее рельефом и коэффициентами теплопроводности и температуропроводности нагретой (расплавленной) части подложки и внешней среды. Поэтому возможна ситуация, при которой охлаждение одной части поверхности приведет к кристаллическому состоянию материала, а охлаждение

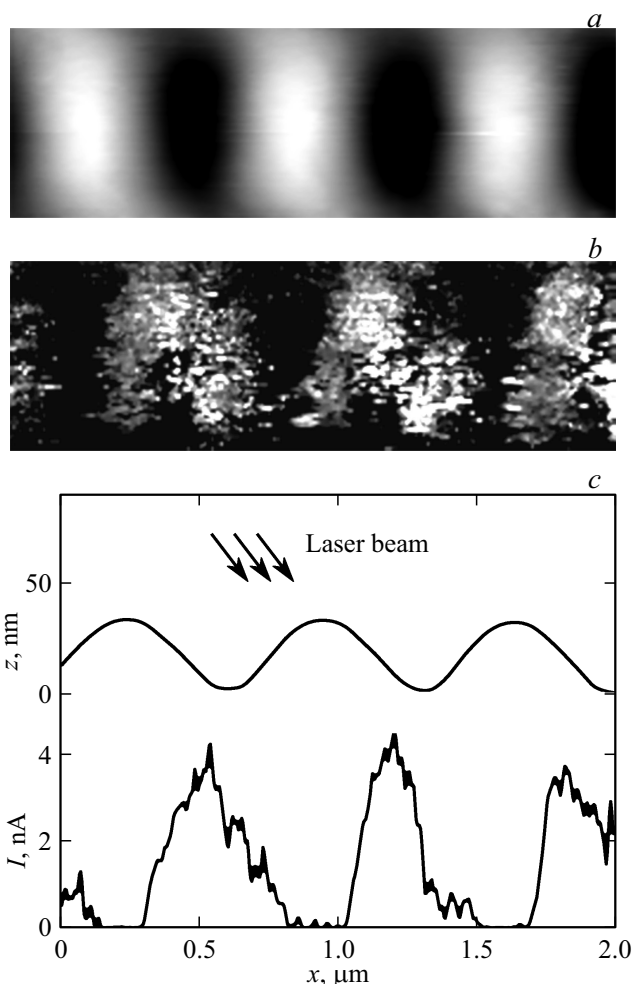


Рис. 4. Исследование проводимости пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ после лазерного воздействия: *a* — тоновое АСМ-изображение рельефа; *b* — карта сигнала тока растекания (контактный режим, кантилевер DCP20, паспортный радиус кривизны кончика зонда 100 нм, напряжение смещения образца относительно заземленного зонда +3 В); *c* — усредненные профили высоты рельефа z и амплитуды тока I , рассчитанные по изображениям *a* и *b* соответственно.

другой — к аморфному состоянию. Заметим, что в принципе возможны ситуации, когда обе части ЛИППС после прекращения действия лазерного импульса окажутся либо в аморфном (при достаточно высокой начальной температуре нагрева и, как следствие, быстром охлаждении), либо в кристаллическом состоянии (при не слишком высокой начальной температуре и более медленном охлаждении); изучение данного вопроса требует проведения дополнительных исследований. В действительности, как видно из рис. 4, *с*, картина распределения тока заметно отличается как для двух гребней волны, так и в пределах одного гребня. Это свидетельствует о том, что в разных точках ЛИППС нагрев поверхности и ее последующая аморфизация оказываются различными; из этого, в частности, следует, что поверхность является достаточно неоднородной.

3.4. Формирование периода ЛИППС

Измеренный с помощью оптического и атомно-силового микроскопов период ЛИППС оказался равным ~ 700 нм, что составляет $\sim 2\lambda_{\text{exc}}$. Это же значение можно получить, используя известное выражение для периода ЛИППС в случае *p*-поляризации возбуждающего лазерного излучения $\Lambda = \lambda / (1 - \sin \theta)$ [8] (которое выведено на основании рассмотрения интерференции падающей и поверхностной волн) с учетом того факта, что в наших экспериментах угол падения (θ) лазерного луча на образец составлял 30° . В качестве пояснения отметим, что эта формула является приближенной и обычно отвечает ситуации, когда поверхностная волна представляет собой волну, рассеянную на сформировавшейся ЛИППС. В общем случае поверхностная волна распространяется в приграничной области двух сред и поэтому характеризуется некоторым эффективным показателем преломления n_{eff} . Фактически такую поверхностную волну можно рассматривать как частный случай электромагнитной волны, отвечающей квази-волноводной моде, у которой поперечная компонента волнового вектора близка к нулю [21,34]. С учетом этого приведенная выше формула для периода ЛИППС принимает вид $\Lambda = \lambda / (n_{\text{eff}} - \sin \theta)$, а также совпадает с дифракционным условием аномалии Рэлея–Вуда (при $n_{\text{eff}} = 1$) [35]. В экспериментах, описанных в настоящей работе, $\Lambda \approx 2\lambda_{\text{exc}}$, что свидетельствует о малом отличии n_{eff} от 1, т.е. поверхностная волна распространяется преимущественно в воздушной среде. Для того чтобы установить отличие n_{eff} от 1, необходимо проводить прецизионные измерения интерференционной картины в оптических спектрах отражения (с учетом дифракционной аномалии Рэлея–Вуда) в большом диапазоне углов падения излучения.

4. Заключение

В настоящей работе показано, что с помощью лазерных импульсов наносекундной длительности в ма-

териалах с фазовой памятью на основе сложных халькогенидов $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ возможно создание поверхностных структур различной геометрии (в том числе субмикронных периодических решеток с высотой рельефа до 40 нм) и фазового состава в зависимости от параметров лазерных импульсов. Исследованы структурные свойства таких лазерно-индуцированных поверхностных структур. Полученные данные сопоставлены с результатами модельного расчета распределения температуры на поверхности пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ под действием лазерного импульса и показано, что плотности мощности лазера ~ 10 мДж/см² за время импульса достаточно для формирования аморфной и кристаллической фаз $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в пределах лазерного пятна. Реализован режим лазерного воздействия, формирующий субмикронные периодические решетки, гребни которых застывают преимущественно в аморфном состоянии, а впадины — в кристаллическом. Период решеток может варьироваться в широком диапазоне значений в зависимости от параметров лазерного излучения. Благодаря периодичности на достаточно протяженных участках поверхности в подобных материалах следует ожидать возникновения дифракционных резонансов [13], спектральное положение и интенсивность которых можно изменять различными внешними воздействиями. Таким образом, пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ можно рассматривать как перспективную платформу для формирования самоорганизующихся лазерно-индуцированных поверхностных периодических структур при создании переключающих элементов, позволяющих управление световыми потоками в широком диапазоне длин волн в соответствии с заданным периодом, профилем и глубиной модуляции показателя преломления.

С.А. Яковлев и М.М. Воронов благодарят за поддержку программу президиума РАН № 07 „Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных материалов“. А.В. Анкудинов благодарен государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01). С.А. Козюхин выражает благодарность РФФИ (грант № 17-03-00450) за поддержку структурных исследований методами рентгеновского анализа. Ю.В. Воробьев благодарит за поддержку Министерство образования и науки РФ (3.6924.2017/ИТР).

Список литературы

- [1] *Phase-Change Materials: Science and Applications*, ed. by S. Raoux, M. Wuttig (Springer Science & Business Media, 2010).
- [2] G.W. Burr, M.J. Breitwisch, M. Franceschini, D. Garetto, K. Gopalakrishnan, B. Jackson, B. Kurdi, C. Lam, L.A. Lastaras, A. Padilla, B. Rajendran, S. Raoux, R.S. Shenoy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **28**, 223 (2010).
- [3] B.C. Lee, P. Zhou, J. Yang, Y. Zhang, B. Zhao, E. Ipek, O. Mutlu, D. Burger. *IEEE Micro*, **30**, 143 (2010).
- [4] N. Yamada, E. Ohno, K. Nishiuchi, N. Akahira, M. Takao. *J. Appl. Phys.*, **69**, 2849 (1991).

- [5] Y. Liu, M.M. Aziz, A. Shalini, C.D. Wright, R.J. Hicken. *J. Appl. Phys.*, **112**, 123526 (2012).
- [6] X. Sun, M. Ehrhardt, A. Lotnyk, P. Lorenz, E. Thelander, J.W. Gerlach, T. Smausz, U. Decker, B. Rauschenbach. *Sci. Rep.*, **6**, 28246 (2016).
- [7] W.P. Zhou, F.R. Liu, N. Bai, Y.H. Wan, X. Lin, J.M. Chen. *Appl. Surf. Sci.*, **285**, 97 (2013).
- [8] D.C. Emmony, R.P. Howson, L.J. Willis. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 598 (1973).
- [9] J.F. Young, J.S. Preston, H.M. van Driel, J.E. Sipe. *Phys. Rev. B*, **27**, 1155 (1983).
- [10] С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Воротеев, В.Н. Семиногов. *УФН*, **147**, 675 (1985).
- [11] Y. Katsumata, T. Morita, Y. Morimoto, T. Shintani, T. Saiki. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 031907 (2014).
- [12] R. Drevinskas, M. Beresna, M. Gecevičius, M. Khenkin, A.G. Kazanskii, I. Matulaitiene, G. Niaura, O.I. Konkov, E.I. Terukov, Y.P. Svirko, P.G. Kazansky. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 171106 (2015).
- [13] A. Karvounis, B. Gholipour, K.F. MacDonald, N.I. Zheludev. *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 051103 (2016).
- [14] M. Wuttig, H. Bhaskaranand, T. Taubner. *Nature Photonics*, **11**, 465 (2017).
- [15] С.А. Яковлев, А.Б. Певцов, П.В. Фомин, Б.Т. Мелех, Е.Ю. Трофимова, Д.А. Курдюков, В.Г. Голубев. *Письма ЖТФ*, **38**, 78 (2012).
- [16] S. Kozyukhin, Y. Vorobyov, A. Sherchenkov, A. Babich, N. Vishnyakov, O. Boytsova. *Phys. Status Solidi A*, **213**, 1831 (2016).
- [17] A.B. Pevtsov, A.N. Poddubny, S.A. Yakovlev, D.A. Kurdyukov, V.G. Golubev. *J. Appl. Phys.*, **113**, 144311 (2013).
- [18] M.K. El-Adawi, M.A. Abdel-Naby, S.A. Shalaby. *Int. J. Heat Mass Transf.*, **38**, 947 (1995).
- [19] K.D. Cole, J.V. Beck, A. Haji-Sheikh, B. Litkouhi. *Heat conduction using Green's functions*, 2nd edn (N.Y., CRC Press, 2011).
- [20] J.H. Bechtel. *J. Appl. Phys.*, **46**, 1585 (1975).
- [21] S.A. Dyakov, N.A. Gippius, M.M. Voronov, S.A. Yakovlev, A.B. Pevtsov, I.A. Akimov, S.G. Tikhodeev. *Phys. Rev. B*, **96**, 045426 (2017).
- [22] W.K. Njoroge, H.-W. Wöltgens, M. Wuttig. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **20**, 230 (2002).
- [23] J.-L. Battaglia, A. Kusiak, V. Schick, A. Cappella, C. Wiemer, M. Longo, E. Varesi. *J. Appl. Phys.*, **107**, 44314 (2010).
- [24] H.-K. Lyeo, D.G. Cahill, B.-S. Lee, J.R. Abelson, M.-H. Kwon, K.-B. Kim, S.G. Bishop, B.-k. Cheong. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 151904 (2006).
- [25] *Handbook of chemistry and physics*, 90th edn, ed. by D.R. Lide (CRC Press, 2009).
- [26] K.S. Andrikopoulos, S.N. Yannopoulos, A.V. Kolobov, P. Fons, J. Tominaga. *J. Phys. Chem. Solids*, **68**, 1074 (2007).
- [27] R. De Bastiani, A.M. Piro, M.G. Grimaldi, E. Rimini, G.A. Baratta, G. Strazzulla. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 241925 (2008).
- [28] V. Kolobov, P. Fons, A.I. Frenkel, A.L. Ankudinov, J. Tominaga, T. Uruga. *Nature Materials*, **3**, 703 (2004).
- [29] P. Němec, A. Moreac, V. Nazabal, M. Pavlišta, J. Příkryl, M. Frumar. *J. Appl. Phys.*, **106**, 103509 (2009).
- [30] K.S. Andrikopoulos, S.N. Yannopoulos, G.A. Voyiatzis, A.V. Kolobov, M. Ribes, J. Tominaga. *J. Phys. Condens. Matter*, **18**, 965 (2006).
- [31] A.A. Sherchenkov, S.A. Kozyukhin, E.V. Gorshkova. *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **11**, 26 (2009).
- [32] J.A. Kalb, F. Spaepen, M. Wuttig. *J. Appl. Phys.*, **94**, 4908 (2003).
- [33] K. Ohara, L. Temleitner, K. Sugimoto, S. Kohara, T. Matsunaga, L. Pusztai, M. Itou, H. Ohsumi, R. Kojima, N. Yamada, T. Usuki, A. Fujiwara, M. Takata. *Adv. Funct. Mater.*, **22**, 2251 (2012).
- [34] M.M. Voronov, A.B. Pevtsov, S.A. Yakovlev, D.A. Kurdyukov, V.G. Golubev. *Phys. Rev. B*, **89**, 045302 (2014).
- [35] A. Hessel, A.A. Oliner. *Appl. Optics*, **4**, 1275 (1965).

Редактор Л.В. Шаронова

Laser-induced modification of the Ge₂Sb₂Te₅ thin film surface: phase changes and periodic structure formation

S.A. Yakovlev¹, A.V. Ankudinov^{1,2}, Y.V. Vorobyov³, M.M. Voronov¹, S.A. Kozyukhin⁴, B.T. Melekh¹, A.B. Pevtsov¹

¹ Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

² ITMO University, 197101 St. Petersburg, Russia

³ Ryazan State Radio Engineering University, 390005 Ryazan, Russia

⁴ Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia

Abstract Sub-micron periodic lattices on the surface of the Phase-Change-Memory films based on complex chalcogenide Ge₂Sb₂Te₅ under nanosecond laser pulses have been formed. The geometric characteristics and structural properties of the laser-induced lattices have been studied by the use of optical and atomic force microscopy, as well as Raman spectroscopy. It is shown that, with specially selected parameters of laser influence, it is possible to realize in created structures the periodic modulation of the refractive index due to solidification after the laser action of the crests and valleys of the gratings in different phase states whose dielectric constants differ greatly from one to another. Near the maxima of the wave-like structure, an amorphous state is mainly formed, while in the region of minima the Ge₂Sb₂Te₅ structure basically corresponds to the crystalline phase.