

# Самоорганизация лазерноиндуцированных точечных дефектов на начальных стадиях неупругих фотодеформаций германия

© С.В. Винценц<sup>†</sup>, А.В. Зайцева\*, Г.С. Плотников\*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Россия

\* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Получена 13 июня 2002 г. Принята к печати 18 июня 2002 г.)

Методом атомно-силовой микроскопии изучены особенности формирования поверхностного рельефа германия на начальных стадиях многократного фотодеформирования полупроводника. Упругие и неупругие деформации твердого тела вызывались его сканирующим импульсным лазерным облучением. Во время упругих фотодеформаций германия изменения исходного нанорельефа поверхности не детектируются, тогда как после неупругих деформаций мы обнаружили низкопороговое формирование упорядоченных поверхностных наноструктур. Обсуждается взаимосвязь эффекта с лазерно-индуцированной генерацией точечных дефектов вблизи порогов возникновения неупругих деформаций полупроводника.

## 1. Введение

Одним из наиболее интересных явлений, возникающих при импульсном лазерном облучении твердых тел, являются фотодеформации и смещения поверхностных слоев [1,2]. При повторяющемся локальном облучении металлов и полупроводников неразрушающим (упругим) сдвиговым деформациям  $\varphi = dU_z/dr$  (где  $r$  — расстояние по радиусу луча от его центра) соответствуют эффективные нормальные смещения поверхностей  $U_z$  субнанометрового диапазона амплитуд [3,4]. Наиболее изученный наносекундный режим облучений ( $\tau \leq 1-100$  нс) популярен в основном в связи с акустическими [5,6] и другими быстрыми процессами, реализующимися, например, при лазерном отжиге дефектов [7,8].

Более медленные квазистатические („фототермические“, [9]) деформации возникают в зоне одномодовых облучений (с характерным размером лазерного пятна на поверхности  $\omega \approx 10-100$  мкм) на временах облучений  $\tau \geq 0.1-1.0$  мкс [10,11]. Такие квазистатические фотодеформации, если они упруги (или квазиупруги), могут быть привлекательны для бесконтактной локальной диагностики тепловых [12] и оптических [13] характеристик поверхностных слоев, изучения кинетики фазового перехода 1-го рода в тонких полупроводниковых пленках [14,15], а также для выявления и трехмерного теоретического анализа особых режимов в кинетике локальных неразрушающих поверхностных смещений [10,11]. Релаксация обсуждаемых деформаций, как правило, происходит за времена  $t \approx 1-100$  мкс [3,4].

Во время развития квазистатических импульсных фотодеформаций в полупроводниках (и в металлах) могут интенсифицироваться различные типы дефектообразования. К основным факторам лазерно-индуцированного дефектообразования в полупроводниках обычно отно-

сят нагрев, перенос энергии фотовозбужденных носителей на дефекты и собственно приповерхностную фотодеформацию [16-19]. В соответствии с электронно-деформационно-тепловой моделью образования дефектов [16,19], при „допороговых“ уровнях фотонагрева (не вызывающего кратковременного плавления поверхностных полупроводниковых слоев [7,8]) доминируют процессы точечного дефектообразования.

Ранее было показано [3,20-22], что в условиях повторяющегося локального облучения переход от упругого деформирования полупроводников к неупругому осуществляется уже на уровне довольно незначительных сдвиговых деформаций  $10^{-5} < \varphi_0(W_0) < 10^{-4}$ , где  $W_0 \leq 0.1$  [Дж/см<sup>2</sup>] — пороговая плотность падающей энергии в субмикросекундных лазерных импульсах. При этом, по крайней мере на начальных стадиях неупругого деформирования, когда число импульсов невелико —  $N \leq 10^3$ , реализуются неоднородные (по поверхности) фотонагревы амплитудой лишь в несколько десятков градусов. В таких условиях многократное деформирование локальных участков полупроводника (размером  $\approx 2\omega$ ) может приводит к существованию так называемых „размерных“ эффектов [3,20,21] и усилению деформационного влияния на генерацию (и перераспределение) точечных дефектов [22-24].

Было установлено, что в германии по крайней мере частью таких дефектов, „чувствующих“ пороги  $\varphi_0(W_0)$ , могут быть медленные электронные состояния (флуктуационной природы) в тонкой диэлектрической пленке GeO<sub>2</sub> [23], а также накачиваемые с интерфейса в глубь полупроводника вакансии [24]. Заметим однако, что вклад обнаруженных в [23,24] процессов генерации и накопления точечных дефектов в изменение рельефа реальной поверхности германия при его циклическом неупругом фотодеформировании не был экспериментально прослежен.

В настоящей работе для прямого изучения начальных стадий неупругих фотодеформаций германия и детек-

<sup>†</sup> E-mail: alkeev@ms.ire.rssi.ru  
Fax: 7(095)7029554

тирования соответствующих остаточных смещений  $\Delta U_z$  на нанометровой шкале методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) изучался нанорельеф поверхности полупроводника, подвергнутого сканирующему импульсному лазерному облучению ( $N \leq 10^3$ ) вблизи ранее исследованных [3,22–24] деформированных порогов  $\varphi_0(W_0)$ .

## 2. Методика эксперимента

Как и в работах [23,24], сканирующему импульсному лазерному облучению при комнатной температуре на воздухе подвергались поверхности (111) высокоомных ( $\rho = 25\text{--}30 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) монокристаллов германия  $n$ -типа, легированных сурьмой и травленных в  $\text{H}_2\text{O}_2$ . Воздействие лазерного луча с длиной волны  $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$  на полупроводник при нормальном падении света осуществлялось в режиме сканирования по методике работ [22–24]: частота следования импульсов составляла  $f \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$ , их характерная длительность  $\tau \approx 0.4\text{--}0.5 \text{ мкс}$ , размер одноименного лазерного пятна с гауссовым распределением интенсивности света на образце  $2\omega \approx 70 \text{ мкм}$ , скорость и шаг сканирования луча составляли  $v \approx 1\text{--}5 \text{ мм/с}$  и  $\delta \approx 5\text{--}10 \text{ мкм}$ .

Выбранный способ перекрытия отдельных лазерных пятен на образце во время импульсно-периодического облучения полупроводника позволял получать разброс значений максимальной плотности падающей энергии  $W$  не более 5–7% в каждой области сканирования размером  $\approx 3 \times 5 \text{ мм}^2$ . При этом  $W[\text{мДж/см}^2] = E/\pi\omega^2$ , где  $E$  — измеряемая полная энергия импульса [22–24]. Подчеркнем, что в данной работе использовалось одноименное облучение: зависимость интенсивности света в каждом лазерном импульсе от радиальной координаты  $r$  и времени  $t$ , как и в [10,11,20], хорошо аппроксимировалась формулой:  $I(r, t) = W \exp(-r^2/\omega^2)(t/\tau^2) \times \exp(-t/\tau)$ .

Диапазон изменения  $W = 0\text{--}150 \text{ мДж/см}^2$  выбирался вблизи ранее установленных [3,23,24] порогов возникновения неупругих фотодеформаций германия  $W_0 \approx 65\text{--}70 \text{ мДж/см}^2$  и лежал существенно ниже расчетных величин  $W_m$  для порогов плавления полупроводника при его относительно длительном (субмикросекундном) облучении:  $W_m \geq (1.2\text{--}1.5) \text{ Дж/см}^2$  [7,8].

Измерения профилей поверхностного нанорельефа и изучение топологии поверхности на субмикронной (вдоль поверхности) шкале расстояний проводились на атомно-силовом микроскопе (АСМ) Nanoscope 111a (Digital Instruments), работавшем в контактном режиме на воздухе. Использувавшиеся левера имели жесткость  $\approx 0.01\text{--}0.2 \text{ Н/м}$  и обеспечивали неразрушающий режим исследований поверхностного нанорельефа германия. Обработка и анализ изображений участков поверхности, подвергнутого сканирующему импульсному лазерному облучению, осуществлялись с помощью специализированного программного обеспечения „ФемтоСкан-001“ [25].

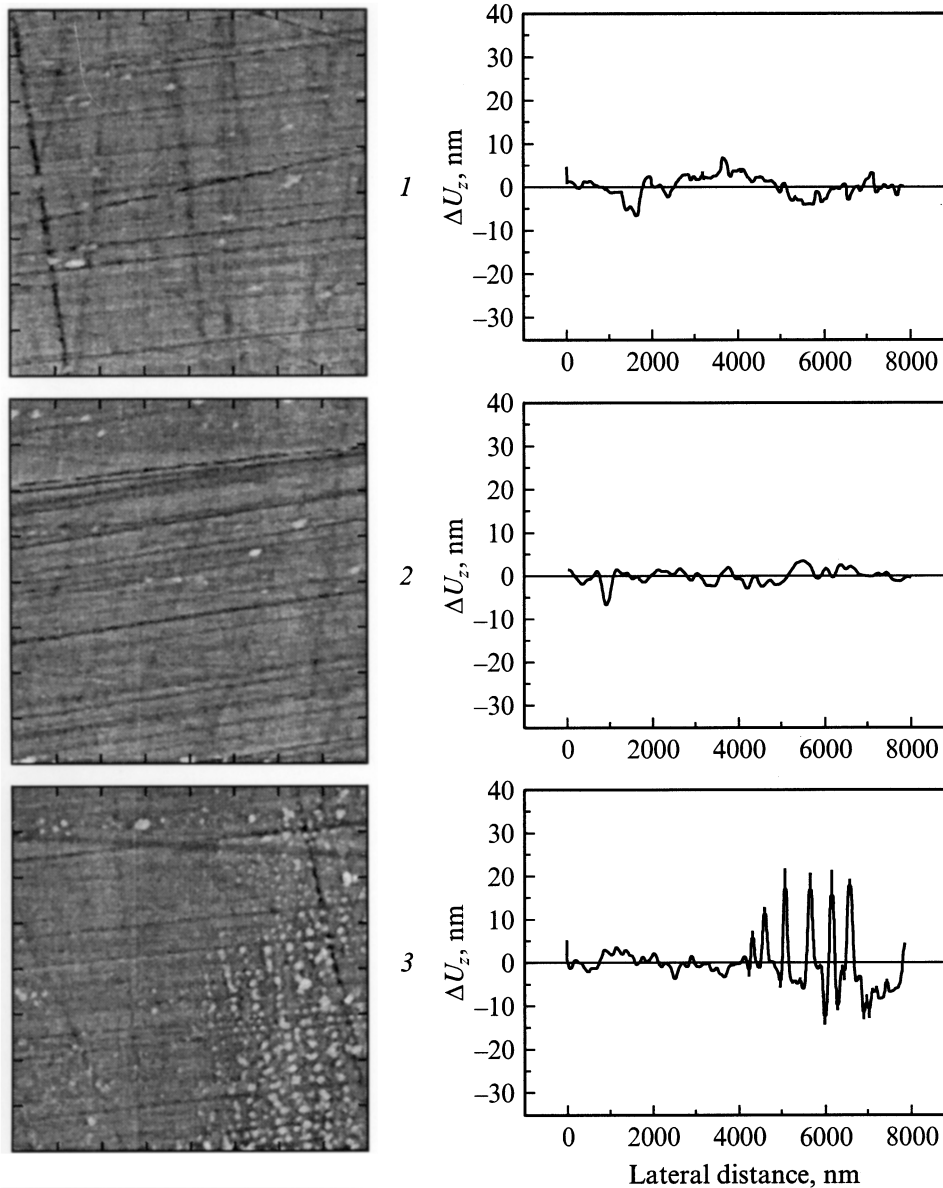
## 3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены результаты АСМ-исследований реальной поверхности германия до (1) и после лазерного облучения с  $W = 50 \text{ мДж/см}^2$  (2),  $W = 85 \text{ мДж/см}^2$  (3),  $W = 110 \text{ мДж/см}^2$  (4) и  $W = 150 \text{ мДж/см}^2$  (5). Как показали измерения, средний перепад высот в рельефе исходной (необлученной) поверхности германия не превышает  $\delta U_z \leq 2\text{--}5 \text{ нм}$  (рис. 1, 1). Местами наблюдаются царапины глубиной до 10 нм, что, по-видимому, связано со следами механической шлифовки поверхности, часть из которых не были устранены полностью химическим травлением полупроводника.

Аналогичная картина наблюдается и для участка германия, подвергнутого облучению с  $W = 50 \text{ мДж/см}^2$  (рис. 1, 2): амплитуды случайного нанорельефа поверхности  $\delta U_z$  остаются прежними, а следы лазерноиндуцированных остаточных деформаций и дополнительных поверхностных смещений отсутствуют. Это согласуется с полученными ранее данными [3,23,24] об упругом режиме фотодеформирования поверхностных слоев германия при  $W < W_0 = 65\text{--}70 \text{ мДж/см}^2$ . Напомним, что ранее на порогах возникновения неупругих деформаций германия  $\varphi_0(W_0)$  было обнаружено усиление процессов точечного дефектообразования [23,24].

На начальных стадиях ( $N \leq 10^3$ ) неупругого фотодеформирования германия, при  $W \geq 85 \text{ мДж/см}^2 \approx 1.2W_0$ , только внутри отдельных разрозненных по поверхности „пятен“ (рис. 1, 3) диаметром в несколько микрон и общей площадью  $\sim 5\text{--}10\%$  от области сканирования нами было обнаружено пороговое (по  $W$ ) возникновение процессов неориентированного кластерообразования (рис. 2, 1) и самоорганизации лазерноиндуцированных точечных дефектов [22–24] в двумерные решетки поверхностного нанорельефа (рис. 2, 2) с амплитудой необратимых нормальных поверхностных смещений  $\Delta U_z \approx 10\text{--}20 \text{ нм}$  — (рис. 2, 3). Размеры неориентированных кластеров составляли по порядку величины  $\approx 100 \text{ нм}$ , а периоды возникающей двумерной решетки  $a \approx 550\text{--}600 \text{ нм}$  (перпендикулярно направлению сканирования луча) и  $b \approx 350\text{--}400 \text{ нм}$  (вдоль кристаллографических направлений типа [100]) (рис. 2). Отметим, что указанные величины были существенно меньше размеров лазерных пятен  $\approx 2\omega$  и шага сканирования  $\delta$  (см. выше).

Наличие участков Ge со слабой пластической деформацией на рис. 1, 3 и отчетливо выделяемых горизонтальных участков (так называемых „плато“) на рис. 2, 3 позволило с точностью  $\approx \delta U_z/2$  выставить вдоль направления  $z$  (перпендикулярно поверхности) „репер“ — т.е. нулевой уровень исходной поверхности. В результате было установлено, что возникающие в двумерных субмикронных решетках регулярные повышения нанорельефа обусловлены в германии переносом вещества из окружающих каждый „нанобугорок“ довольно развитых периферийных областей — „нановпадин“.



**Рис. 1.** АСМ-изображения и профили нанорельефа реальной поверхности германия, многократно ( $N \leq 10^3$ ) облученного с различными плотностями падающей энергии в субмикросекундных лазерных импульсах  $W$ , мДж/см<sup>2</sup>: 1 — необлученный образец, 2 — 50, 3 — 85, 4 — 110, 5 — 150. Размер изображений  $8 \times 8$  мкм<sup>2</sup>. Справа — смещение поверхности  $\Delta U_z$  вдоль вертикального сечения образцов.

Устойчивое формирование по всей облученной поверхности германия упорядоченных (периодических) структур поверхностного рельефа достигается при плотностях падающей энергии  $W \geq 110$  мДж/см<sup>2</sup>  $\approx 1.5\text{--}1.6W_0$ . При столь значительном превышении  $W$  над  $W_0$  отдельные выпуклости рельефа сливаются в параллельные полосы (рис. 1, 4), т.е. из двумерных образуются одномерные решетки с периодом  $\approx a$  и перепадом высот  $\Delta U_z \approx 20\text{--}40$  нм.

Облучение поверхности германия с плотностью энергии  $W \geq 150$  мДж/см<sup>2</sup>  $\approx 2.2\text{--}2.5W_0$  приводит к существенному развитию и усложнению картины микропластических деформаций. Наряду с ростом в субмикрон-

ных решетках амплитуд необратимых смещений  $\Delta U_z$  до 30–60 нм наблюдается дополнительная генерация образований с большим, в несколько микрон, пространственным периодом нанорельефа (рис. 1, 5). Дальнейшее развитие (с ростом  $W$ ) многократных неупругих фотодеформаций германия носило в основном разрушающий характер и не изучалось в данной работе методом АСМ.

#### 4. Обсуждение результатов

Далее приведена интерпретация основных результатов и выполнены некоторые оценки. Напомним, что многократное локальное облучение металлов и полу-

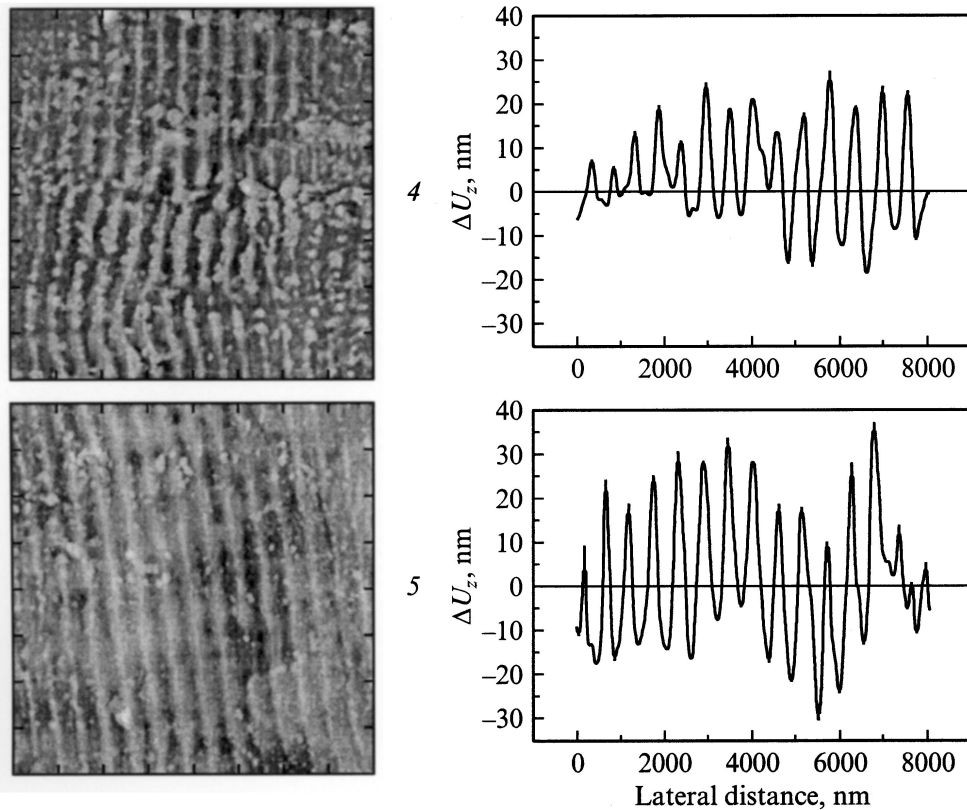


Рис. 1 (продолжение).

проводников по плотности падающей энергии в импульсах  $W$  обычно разделяют (см., например, литературу в [3,20–24]) на неразрушающее ( $W < W_0$ ) и разрушающее ( $W > W_d$ ). При этом верхний порог разрушений  $W_d$  часто определяют по началу возникновения видимых (в микроскоп) протяженных (порядка микрометров) очагов микронарушений или по резкому падению коэффициента зеркального отражения от поверхности зондирующего света [3,10,26–29]. Такие конечные стадии деградаций с возникновением микротрещин фиксируются, например, и с помощью акустических волн [30,31].

Начальные стадии изменений и соответственно нижние пороги  $W_0$ , ниже которых нарушение твердых поверхностных слоев не наступает даже при большом числе сфокусированных лазерных импульсов  $N \geq 10^7 - 10^9$  [3,4,10–15], детально изучались в работах [20–24]. При  $N \leq 10^3$  применялись довольно чувствительные методики — квазиравновесного эффекта поля [23], молекулярных люминесцентных зондов [24], фототермических деформаций поверхностей [20–24], а также комбинационного (и диффузного) рассеяния света [22,24]. При этом было установлено, что в Ge на порогах  $W_0$  возникают неупругие фотодеформации поверхностных слоев, а связанные с размерным эффектом [3,20] изменения должны начинаться под поверхностью образца на самых ранних этапах облучения [21]. В дальнейшем, при  $W \geq W_0$  пороговым образом растет концентрация дефектов в тонкой окисной пленке

GeO<sub>2</sub> [23] и в более глубоких слоях самого полупроводника [24]. Аналогичные низкопороговые эффекты наблюдались также в Si и GaAs [22].

В этой связи можно было бы ожидать, что лазерное облучение твердых тел при  $W_0 \leq W \leq W_d$  в неупругом режиме повторяющихся локальных фотодеформаций будет в основном разрушающим. По-видимому, это справедливо лишь при больших  $N$  [3,22]. Приведенные на рис. 1 и 2 АСМ-результаты свидетельствуют (при  $N \leq 10^3$ ) об обратном эффекте — самоорганизации лазерно-индуцированных точечных дефектов [22–24] в поверхностные периодические наноструктуры на начальных стадиях неупругих фотодеформаций германия. В этом случае указанную энергетическую область можно рассматривать как область управляемых неупругих воздействий, где управляющими параметрами для фотодеформаций могут быть (кроме  $W$ ) также и  $N$ ,  $\omega$ ,  $\tau$  и  $\lambda$ .

Возникновение поверхностных периодических структур при облучении твердых тел наблюдалось и ранее. При этом наиболее изучена генерация волн поверхностного рельефа за счет неустойчивости, развивающейся при интерференции падающей и дифрагировавшей (поверхностной) электромагнитных волн. Пространственная ориентация таких интерференционных решеток (ИР) должна зависеть от поляризации и угла падения излучения, а их период жестко связан с длиной волны света и пропорционален  $\lambda$  [32–34].

В настоящей работе геометрия обнаруженных решеток определялась в основном кристаллографической симметрией (рис. 2, 2) или направлением сканирования луча (рис. 1, 5). При нормальном падении света на поверхность периоды структур ( $a$  и  $b$ ) были различны и не были связаны непосредственно с  $\lambda$ ,  $\omega$  или  $\delta$  (см. выше), а генерация решеток носила отчетливо выраженный низкопороговый характер и наблюдалась лишь при плотностях падающей энергии  $W \geq W_1 \approx (1.2-1.5)W_0 < W_d \ll W_m$ .

В этой связи мы полагаем, что на начальных стадиях (при  $N \leq 10^3$ ) неупругих ( $W > W_0$ ) фотодеформаций полупроводника, т.е. вдали от верхних порогов разрушений  $W_d$  [22,26–29] и расчетных порогов плавления  $W_m$  [7,8], в твердой фазе поверхностного слоя реализуется дефектно-диффузионный (недислокационный [35]) механизм микропластичности [36]. При этом за счет накопления (от импульса к импульсу) лазерно-индуцированных точечных дефектов [37] и значительного усиления таких процессов на деформационных порогах  $\varphi_0(W_0)$  [22–24], именно (и только) в режиме неупругого фотодеформирования германия достигаются критические концентрации дефектов. В соответствии с развитой теорией [38], при превышении критических концентраций осуществляется переход системы лазерно-индуцированных точечных дефектов в более выгодное пространственно-неоднородное состояние с образованием так называемых дефектно-деформационных (ДД) поверхностных структур [38,39].

Генерация ДД-структур, согласно современным теоретическим представлениям [38], реализуется за счет развития так называемой генерационно-диффузионно-деформированной неустойчивости (ГДДН). Природа неустойчивости связана с дефектно-деформационным взаимодействием [40,41], при котором рождение или аннигиляция дефектов изменяют объем (и энергию) кристалла, а начальная флуктуация деформации ведет к появлению деформационно-индуцированных потоков дефектов и (или) к модуляции скорости их образования [38]. В результате в возникшем неоднородном поле концентрации дефектов  $n_d(r, t)$  появляются силы, пропорциональные градиентам концентрации, дополнительно деформирующие среду. Эти силы ведут к нарастанию исходной флуктуации вплоть до образования автолокализованных кластеров дефектов (рис. 2). При этом на начальных этапах самоорганизации (рис. 2, 1 и 2, 2) обычно происходит угловая селекция решеток [42,43], а обнаруженные методом АСМ повышения (или понижения) нанорельефа (рис. 2, 3) в теории двумерных решеток [38] интерпретируются как скопления избыточных атомов в междоузлиях (или как скопления вакансий).

Таким образом, на исследуемых начальных стадиях неупругих фотодеформаций германия генерируются как вакансии [24], так, по-видимому, и дефекты в междоузлиях, которые организуются в довольно мелкомасштабные (субмикронные) „выпукло-вогнутые“ ДД-структуры. Темп генерации этих и других [23] точечных дефектов

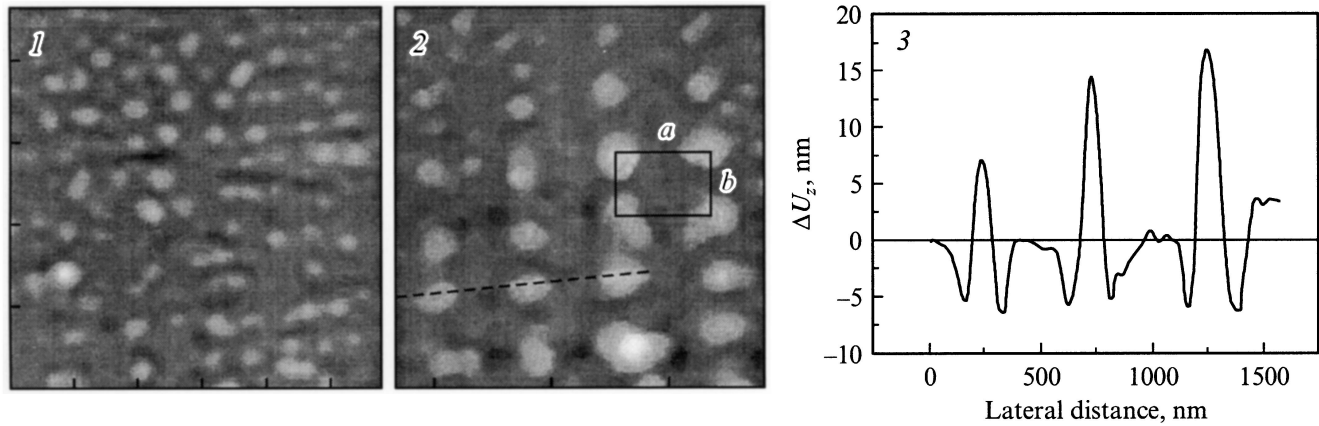
при субмикросекундном облучении полупроводника остается относительно невысоким по сравнению с наносекундным режимом [7,8]. Мы полагаем, что в таких условиях реализуется частный случай ГДДН — диффузионно-деформационная неустойчивость (ДДН) [38]. При этом субмикронный (или микронный) период  $d$  таких дефектно-деформационных решеток пропорционален не  $\lambda$ , а толщине  $h$  дефектно-обогащенного приповерхностного слоя [38]. Следовательно, возникающая неоднородность концентрации дефектов и должна быть относительно мелкомасштабна,  $d \approx h$  [38], в основном обусловлена деформационно-индуцированными потоками дефектов, а роль пространственной модуляции темпа их генерации или иных (связанных, например, с развитием микротрещин) механизмов [44] в наших условиях невелика.

Как отмечалось ранее, совместное действие инициированных облучением факторов — нагрева, переноса (к дефектам) энергии электронного возбуждения и фотодеформации поверхностных слоев приводит при однородном (по поверхности) облучении полупроводников к эффективному точечному дефектообразованию [16,19]. В используемых условиях локального многократного облучения деформационное влияние может усиливаться, приводя, например, к „размерным“ эффектам в порогах, когда  $W_0$  пропорциональны  $\omega$  [3,20,21]. При этом, на наш взгляд, становится возможной низкопороговая самоорганизация дефектов в ДД-решетки при более низких температурах, весьма удаленных от точек плавления полупроводника.

Действительно, расчетные фотонагревы на порогах  $W_0$  еще относительно невелики:  $\Delta T_{\max} < 100^\circ\text{C}$  [3,21,22], поэтому роль термического (закалочного) механизма [45] в накоплении вакансий (и других дефектов) от импульса к импульсу при малых  $N$  нам представляется не главной. Заметим, однако, что в других условиях, с значительным ростом  $N$  и  $W > W_0$ , возможно дополнительное выделение тепла за счет работы „внешних“ сил (связанных при терморасширении с температурными градиентами [10,21]) при накоплении необратимых атомных смещений [36].

Таким образом, при малых  $N$  и  $W \approx W_0$  неплохое соответствие обсуждаемых результатов с предсказаниями теории [38] дает оценка  $d$  из длины  $h$  низкотемпературной диффузии рожденных вблизи поверхности дефектов в глубь полупроводника (Ge, Si) по модели деформационно-стимулированного „вакансионного насоса“ [36].

Известно, что при асимметричности цикла знакопеременного контактного нагружения полупроводника, когда напряжение растяжения в каждом цикле превышает напряжение сжатия, реализуется преимущественное действие источников вакансий по сравнению со стоками [36]. В этом случае процесс „засасывания“ вакансий с поверхности во время растяжения опережает кинетику их ухода на объемные стоки во время цикла



**Рис. 2.** АСМ-исследования начальных стадий неориентированного кластерообразования 1, генерации двумерных решеток 2 и вертикальных профилей решеточных необратимых смещений  $\Delta U_z$  3 на поверхности германия при его неупругом фотодеформировании вблизи порогов  $W_1 \approx 1.2-1.5W_0$ . Размер изображений 1 и 2 —  $2300 \times 2300 \text{ нм}^2$ .

контактного сжатия. При локальном импульсном облучении полупроводников (и металлов) на поверхности, как правило, реализуется „горб“ [3,4,10–13,20,21,23], т. е. во время квазистатических фотодеформаций в поверхностных твердотельных слоях в основном доминирует расширение вещества и преобладают соответственно растягивающие (и сдвиговые) напряжения. При этом, согласно модели „вакансионного насоса“ [36], толщина дефектно-обогащенного слоя  $h$  (и диффузионная длина) должна определяться суммарным временем  $N\tau_{1/2}$  напряженного состояния полупроводника.

В случае германия время релаксации (по уровню 1/2) фотоиндуцированных напряжений  $\tau_{1/2} \approx 10-15 \text{ мкс}$  после начала действия каждого импульса может быть оценено (для каждого размера луча  $2\omega$  время  $\tau_{1/2}$  — разное, [10,11]) экспериментально из кинетики локальных квазистатических фотодеформаций [46] или из мгновенных профилей поверхностных смещений полупроводника [47]. При этом, согласно [36], максимальные значения  $h_{\max} \approx 2(D_v N \tau_{1/2})^{1/2} = 420 \text{ нм}$ , где  $D_v \approx 4.3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$  — экстраполированное на комнатную температуру значение коэффициента диффузии вакансий в германии ( $D_v \approx 10^{-4} \exp(-0.2/kT)$  [48]), а  $N \sim 10^3$  — максимальное число использованных при сканирующем облучении полупроводника импульсных фотодеформаций.

Близость полученных оценок  $h \approx 420 \text{ нм}$  и экспериментальных периодов решеток  $d \approx 350-550 \text{ нм}$  (расстояния  $a$  и  $b$  на рис. 2,2), на наш взгляд, дополнительно подтверждает дефектно-деформационный механизм [38] формирования остаточных нанометровых смещений  $\Delta U_z$  на начальных стадиях неупругого фотодеформирования германия. При этом, очевидно, значительную роль играет генерация точечных дефектов (обнаруженная ранее [23,24] на деформационных порогах  $\varphi_0(W_0)$ ) именно вблизи поверхности и границ раздела Ge–GeO<sub>2</sub>. Максимальные амплитуды  $\delta U_z \approx 30-60 \text{ нм}$

на рис. 1,5 также неплохо коррелируют с оценкой  $\Delta U_z \equiv \xi_q \approx h/10 \approx 40 \text{ нм}$ , выполненной для стационарного состояния решеток, достигаемого после завершения процессов угловой селекции и монохроматизации их спектра [38].

В заключение отметим, что вблизи порогов возникновения решеток  $W_1 \approx 1.2-1.5W_0$  генерируемые структуры двумерны (рис. 2,2) и формируются не по всей поверхности, а лишь внутри отдельных „пятен“ (рис. 1,3), которые мы интерпретируем как места повышенной концентрации биографических дефектов германия. Действительно, именно в таких (вначале скрытых) областях в дальнейшем (при облучении) легче всего должны достигаться критические концентрации точечных дефектов. Обнаруженный эффект может быть полезен для выявления и декорирования дефектных областей. При значительном превышении порогов  $W_1$  картина неупругих фотодеформаций полупроводника становится более однородной по поверхности, однако ее интерпретация усложняется из-за дополнительной генерации структур с большим периодом (рис. 1,5). Слияние выпуклостей нанорельефа в полосы (рис. 1,4), на наш взгляд, может быть связано с направлениями лазерного сканирования и требует дополнительного анализа. В этой связи перспективными представляются АСМ-исследования полупроводников, подвергнутых локальному ( $\omega \approx 10-100 \text{ мкм}$ ) неупругому ( $W > W_0$ ) фотодеформированию при фиксированном положении на поверхности лазерного луча и переменном числе  $N$  лазерных импульсов, которые мы также планируем провести.

## 5. Заключение

В работе впервые экспериментально изучены особенности формирования остаточных смещений  $\Delta U_z$  реальных поверхностей германия на начальных стадиях

неупругого квазистатического фотодеформирования микронных ( $\omega \leq 10-100$  мкм) областей полупроводника. Показано, что при фиксированном числе облучений  $N \leq 10^3$  в неразрушающей (упругой) области фотодеформаций (т.е. при  $W < W_0$ ) не происходит интенсивного накопления дефектов: характер случайного нанорельефа не изменяется. В самом начале микропластических изменений, при  $W_0 < W < 1.2-1.5W_0$ , на большей части площадей сканирования доминирует более интенсивное [23,24] скрытое (т.е. подповерхностное, латентное) накопление точечных дефектов с квазиоднородным распределением их концентрации вдоль поверхности полупроводника. С развитием микропластических деформаций, при  $W \geq W_1 \approx (1.2-1.5)W_0$  обнаружена низкопороговая самоорганизация генерируемых светом дефектов [23,24] в дефектно-деформационные „выпукловогнутые“ наноструктуры, которые неплохо описываются существующей теорией [38]. Раскрытый механизм формирования регулярных нанометровых остаточных смещений  $\Delta U_z$  прямо свидетельствует в пользу дефектно-диффузионной (недислокационной [35]) микропластичности поверхностных слоев германия [36] при его многократном локальном лазерном облучении в температурной области хрупкого разрушения полупроводника.

Авторы выражают благодарность В.Б. Зайцеву за полезные замечания, способствовавшие улучшению работы.

## Список литературы

- [1] В.Э. Гусев, А.А. Карабутов. *Лазерная оптоакустика* (М., Наука, 1991).
- [2] В.П. Жаров, В.С. Летохов. *Лазерная оптико-акустическая спектроскопия* (М., Наука, 1984).
- [3] А.Г. Барсков, С.В. Винценц. ФТТ, **36** (9), 2590 (1994).
- [4] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев. ЖТФ, **67** (2), 105 (1997).
- [5] С.А. Ахманов, В.Э. Гусев. УФН, **162** (3), 3 (1992).
- [6] Л.М. Лямшев. *Лазерное термоакустическое возбуждение звука* (М., Наука, 1989).
- [7] R.F. Wood, C.W. White, R.T. Young. *Semicond. Semimet.*, **23** (1984).
- [8] А.В. Двуреченский, Г.А. Качурин, Е.В. Нидаев, Л.С. Смирнов. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов* (М., 1982).
- [9] *Proc. 8th Int. Top. Meet. On Photoacoustic and Photothermal Phenomena* (Paris, 1994).
- [10] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, О.Г. Шагимурастов. ФТТ, **38** (4), 993 (1996).
- [11] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, К.И. Спиридонов. ФТТ, **39** (12), 2224 (1997).
- [12] S.V. Vintsents, V.B. Sandomirskii. *Phys. St. Sol. (a)*, **133**, K7 (1992).
- [13] С.В. Винценц, В.И. Миргородский, Ш.С. Халилов. *Поверхность*, **9**, 157 (1990).
- [14] S.V. Vintsents, V.F. Kiselev, N.L. Levshin, V.B. Sandomirsky. *Surf. Sci.*, **241**, 225 (1991).
- [15] С.В. Винценц, Н.Л. Левшин. *Поверхность*, **2**, 67 (1993).

- [16] В.И. Емельянов, П.К. Кашкаров. *Поверхность*, **2**, 77 (1990).
- [17] П.К. Кашкаров, В.Ф. Киселев. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **50**, 3, 435 (1986).
- [18] В.А. Зуев, В.Г. Литовченко, Г.А. Сукач, Н.М. Торчун. *Укр. Физ. Журн.*, **21** (5), 752 (1976).
- [19] V.I. Emel'yanov, P.K. Kashkarov. *Appl. Phys. A*, **55**, 161 (1992).
- [20] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев. *Письма ЖТФ*, **21** (19), 1 (1995).
- [21] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, О.Г. Шагимурастов. *Письма ЖТФ*, **22** (8), 8 (1996).
- [22] С.В. Винценц, А.В. Зотеев, Г.С. Плотников. ФТП, **36**, 902 (2002).
- [23] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, Р.А. Захаров, Г.С. Плотников. ФТП, **31**, 513 (1997).
- [24] С.В. Винценц, В.Б. Зайцев, А.В. Зотеев, Г.С. Плотников, А.И. Родионов, А.В. Червяков. ФТП, **36**, 947 (2002).
- [25] А.С. Филонов, И.В. Яминский. *Руководство пользователя пакета программного обеспечения для управления зондовым микроскопом и обработки изображений „ФемтоСкан-001“* (М., ЦПТ, 1999).
- [26] C.S. Lee, N. Koumvakalis, M. Bass. *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 625 (1982); *Opt. Eng.*, **22**, 419 (1983).
- [27] S.S. Cohen, J.V. Bernstein, P.W. Wyatt. *J. Appl. Phys.*, **71**, 630 (1992).
- [28] P.M. Fauchet. *Phys. Lett.*, **93A**, 155 (1993).
- [29] А.Г. Барсков, С.В. Винценц, Г.Г. Дворянкина, З.М. Лебедева, В.Е. Любченко, А.Б. Ормонт, А.Г. Петров. *Поверхность*, **3**, 79 (1995).
- [30] В.П. Вейко, Г.В. Дрейден, Ю.Н. Островский, И.В. Семенова, Е.А. Шахно. ЖТФ, **60** (4), 162 (1990).
- [31] И.А. Коновалов, К.С. Скляренко, С.К. Скляренко. *Письма ЖТФ*, **20** (6), 26 (1994).
- [32] А.М. Бонч-Бруевич, А.М. Коченгина, М.Н. Либенсон, В.С. Макин, С.Д. Пудков, В.В. Трубаев. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **46**, 1186 (1982).
- [33] J.E. Sipe, J.F. Young, J.S. Preston, H.M. van Driel. *Phys. Rev. B*, **27**, 1141 (1983); *Phys. Rev. B*, **27**, 1155 (1983).
- [34] С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Коротеев, В.Н. Семиногов. УФН, **147**, 675 (1985).
- [35] Ю.И. Головин, А.И. Тюрин. ФТТ, **42**, 1818 (2000).
- [36] В.П. Алехин. *Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов* (М., Наука, 1983).
- [37] Б.Л. Володин, В.И. Емельянов, Ю.Г. Шлыков. *Квант. электрон.*, **20** (1), 57 (1993).
- [38] В.И. Емельянов. *Квант. электрон.*, **28** (1), 2 (1999).
- [39] В.И. Емельянов, П.К. Кашкаров, Н.Г. Чеченин, Т. Дитрих. ФТТ, **30**, 2259 (1988).
- [40] Дж. Эшелби. *Континуальная теория дислокаций* (М., Мир, 1963).
- [41] В.С. Вавилов, А.Е. Кив, О.Р. Ниязова. *Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках* (М., Наука, 1981).
- [42] В.П. Вейко, И.А. Дорофеев, Я.А. Имас, Т.И. Калугина, М.Н. Либенсон, Г.Д. Шандыбина. *Письма ЖТФ*, **10**, 15 (1984).
- [43] В.П. Вейко, Я.А. Имас, М.Н. Либенсон, Г.Д. Шандыбина, Е.Б. Яковлев. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **49**, 1236 (1985).
- [44] Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин. УФН, **166** (1), 3 (1996).

- [45] Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко, Б.С. Лукьянчук. *Лазерная термохимия* (М., Наука, 1992) гл. 15.
- [46] С.В. Винценц, В.И. Миргородский. *Тр. IX Всес. симп. „Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников“* (Новосибирск, 1988) ч. 1, с. 87.
- [47] S.V. Vintsents. *XVI Int. Conf. Coherent and Nonlinear Optics. Technical Digest*, WM 23 (Moscow, 1998).
- [48] В.В. Воронков, Г.И. Воронкова, М.И. Иглицин. *ФТП*, **6** (1), 20 (1972).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **Self-orientation of the laser-induced point defects during the initial stages of inelastic photodeformations of germanium**

*S.V. Vintsents, A.V. Zaitseva\*, G.S. Plotnikov\**

Institute of Radio Engineering & Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia  
\* Moscow State University,  
119899 Moscow, Russia

**Abstract** Special features of the surface relief formation in germanium during the initial stages of the multi-pulse photodeformations of the semiconductor have been investigated with Atomic Force Microscopy. Both elastic and inelastic deformations were induced in the solid by local scanning pulsed laser irradiation. During the multi-pulse elastic deformations of germanium no detectable changes of the surface nanorelief are observed, while after inelastic photodeformations low-threshold formation of ordered surface nanostructures were discovered. Interconnection of the effect with the laser-induced generation of point defects in the vicinity of the thresholds of origin of inelastic deformations of semiconductor is being discussed.