

05;06;07;12

Генерация и накопление дислокаций на поверхности кремния при воздействии импульсно-периодического излучения YAG: Nd лазера

© А.Ф. Банишев, В.С. Голубев, А.Ю. Кремнев

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
140700 Шатура, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 26 сентября 2000 г.)

Исследуется твердофазное разрушение поверхности кремния, связанное с генерацией и накоплением дислокаций при импульсно-периодическом воздействии излучения YAG: Nd лазера. Получены зависимости критического числа лазерных импульсов, приводящих к разрушению поверхности, от плотности мощности и периода следования. Приводится интерпретация полученных результатов с позиций механизмов лазерной генерации и накопления дислокаций в поверхностном слое полупроводников.

Во многих современных технологических процессах обработки полупроводниковых материалов [1,2] для задач микроэлектроники и оптоэлектроники используется воздействие достаточно мощного лазерного излучения, например при лазерном отжиге, аморфизации, рекристаллизации, лазерно-термическом нанесении пленок. Известно, что при воздействии лазерных импульсов на поверхность кристаллических твердых тел возможна генерация в поверхностном слое структурных дефектов: вакансий и междоузлий [3,4], концентрация которых в течение лазерного воздействия может меняться по сравнению с исходной на несколько порядков и достигать значений $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Наличие значительной концентрации дефектов может существенно и неконтролируемо изменить процессы лазерной обработки, что затрудняет получение материалов с заданными свойствами, кроме этого, оставшиеся после лазерного воздействия дефекты, как правило, ухудшают свойства модифицируемой поверхности. Поэтому возникает необходимость в определении условий и механизмов образования дефектов при лазерном воздействии.

Механизмы лазерно-индуцированного образования дефектов в полупроводниках зависят от режима облучения. Согласно работам [4,5], в режиме до плавления генерация точечных дефектов определяется электронно-деформационно-тепловым механизмом (ЭДТ). Основные положения этого механизма заключаются в следующем. Воздействие лазерного излучения приводит к возбуждению электронной подсистемы и образованию в приповерхностном слое полупроводника повышенной концентрации свободных носителей. Переход электронов в возбужденное состояние уменьшает энергию образования дефекта, а кроме этого, релаксация энергии возбужденных состояний приводит к нагреву решетки. Пространственно неоднородное распределение возбужденных электронов и нагрев решетки приводят к сильной деформации приповерхностного слоя материала. Эти три фактора действия лазерного импульса — локальное электронное возбуждение, нагрев и деформация приводят

к увеличению скорости генерации дефектов в соответствии с выражением

$$\frac{\partial n}{\partial t} \sim \exp\left(-\frac{E_0 - E_e - \Theta_d \xi}{k_b(T_0 + \Delta T)}\right),$$

где n — концентрация точечных дефектов, E_0 — исходная энергия образования дефекта, E_e — энергия локального электронного возбуждения, ξ — деформация, Θ_d — потенциал деформации, ΔT — приращение температуры в результате лазерного нагрева.

С увеличением концентрации точечных дефектов (до $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$) все большую роль начинает играть взаимодействие между ними через поле упругих деформаций решетки, созданной самими же дефектами. В результате такого взаимодействия возможно появление различных коллективных (корреляционных) эффектов, при этом в определенных режимах на поверхности образуются либо периодические структуры дефектов, либо начинается пороговое образование протяженных дефектов (пор или дислокационных петель) [6,7]. Объединение протяженных дефектов в более крупные дефекты (в скопление дислокаций или пор) может инициировать начало образования микротрещин и разрушение поверхности еще до начала плавления. Существует еще одно обстоятельство, связанное с генерацией дефектов, — это изменение поглощательной способности поверхности. Как правило, поглощательная способность дефектной поверхности увеличивается, причем наибольшее увеличение происходит в местах расположения крупных дефектов — пор, дислокаций и микротрещин, что ведет к неконтролируемому изменению температуры в окрестности этих дефектов в процессе лазерного воздействия.

В данной работе представлены результаты исследования генерации и накопления дислокаций на поверхности монокристаллического кремния при импульсно-периодическом воздействии коротких лазерных импульсов с допороговой плотностью мощности $I < I_m$, где I_m — порог плавления поверхности. Исследовалось твердофазное разрушение поверхности кремния, связанное с

накоплением дислокаций. Получены зависимости критического числа лазерных импульсов $N_c = N(I, \tau)$ (N_c — минимальное число лазерных импульсов, приводящее к разрушению поверхности) от плотности мощности I и периода следования импульсов τ .

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Образец из монокристаллического бездислокационного кремния толщиной 0.5 mm с зеркально обработанной и ориентированной вдоль кристаллографического направления (100) поверхностью помещался в вакуумную камеру, давление в которой составляло $\approx 10^{-2}$ Торр. Проведение исследований в вакууме позволяло избежать влияния окислительных процессов на разрушение поверхности. Для облучения образцов использовалось неполяризованное излучение YAG:Nd³⁺ лазера с короткими ($\tau_p \approx 3 \cdot 10^{-7}$ s, $E_p \approx 0.5-1.2$ mJ) импульсами. Лазерное излучение фокусировалось на поверхность образца в пятно размером $r_s \approx 0.3-0.6$ mm. Для контроля разрушения проводилось зондирование облучаемого участка лучом пробного He-Ne лазера. Рассеянное излучение пробного лазера регистрировалось под углом 45° к поверхности с помощью монохроматора и фотумножителя ФЭУ-79. Исследуемые сигналы подавались на вход осциллографа С9-8 и потом на персональный компьютер.

После лазерного воздействия поверхности образцов исследовались с помощью оптического микроскопа, а затем обрабатывались в травителе, состав которого был специально подобран для выявления дислокаций на поверхности кремния (селективный травитель Секкс) [8]. После травления образцы снова исследовались с помощью оптического микроскопа.

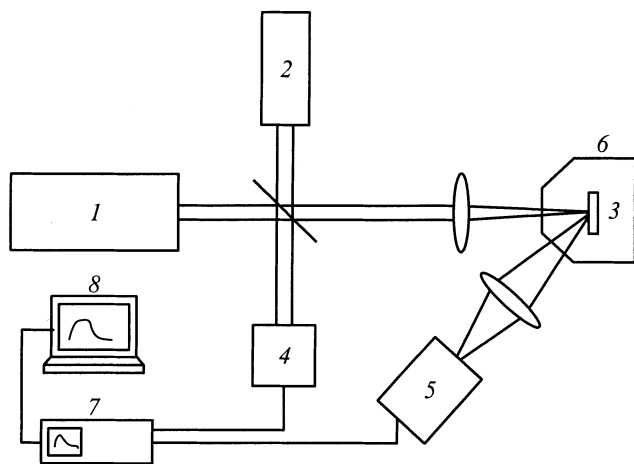


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — YAG:Nd лазер, 2 — He-Ne лазер, 3 — образец, 4 — фотоприемник, 5 — монохроматор, 6 — вакуумная камера ($p \approx 10^{-2}$ Торр), 7 — осциллограф, 8 — компьютер.

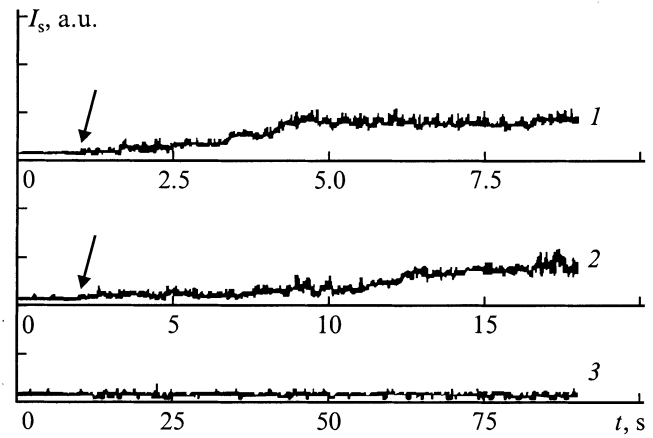


Рис. 2. Характерные изменения интенсивности рассеяния луча пробного лазера в процессе разрушения поверхности образцов при импульсно-периодическом лазерном воздействии. $I = 3.4 \cdot 10^{10}$ W/m²; τ , ms: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 200.

Экспериментальные результаты

Образцы облучались короткими лазерными импульсами с плотностью мощности $I = 2.5-3.4 \cdot 10^{10}$ W/m². На рис. 2 показаны характерные изменения интенсивности рассеянного излучения пробного лазера в процессе разрушения поверхности под воздействием импульсов YAG:Nd³⁺ лазера. Время разрушения поверхности Δt определялось по временной задержке начала роста рассеянного излучения пробного лазера (на рисунке отмечено стрелкой). Диапазон значений I сверху определялся порогом плавления поверхности $I < I_m$, снизу — продолжительностью времени регистрации, так как при уменьшении I время разрушения Δt быстро увеличивается.

На рис. 3 показаны поверхности образцов, обработанные в травителе после воздействия на них лазерных импульсов с $I \approx 2.8 \cdot 10^{10}$ W/m² и периодом следования $\tau \approx 20$ ms. Лунки травления соответствуют местам выхода дислокаций на поверхность. Видно, что первые дислокации начинают появляться через ≈ 10 s после начала облучения поверхности, т.е. при выбранном режиме облучения после воздействия $N_d \approx 500$ лазерных импульсов (N_d — зависящее от I и τ минимальное число лазерных импульсов, воздействие которых приводит к появлению дислокаций). С увеличением времени облучения число дислокаций увеличивается, при этом распределение их на поверхности не имеет определенной ориентации. Увеличение рассеяния пробного луча начинается через $\Delta t \approx 20$ s после начала облучения, т.е. после воздействия $N_c \sim 1000$ лазерных импульсов (N_c — критическое число импульсов). Плотность дислокаций к этому моменту достигает $\sim 10^{10}-10^{11}$ m⁻².

На рис. 4 показаны зависимости критического числа импульсов N_c от периода их следования τ при различных значениях плотности мощности I . Критическое число лазерных импульсов N_c , воздействие которых

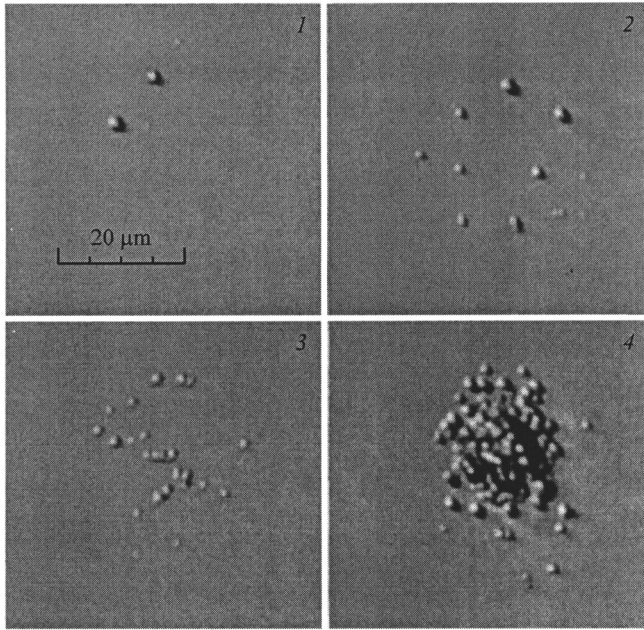


Рис. 3. Поверхности образцов после облучения и обработки в травителе. Время облучения, s: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 50, 4 — 100.

приводит к разрушению поверхности, определялось как $N_c = \Delta t / \tau$, где Δt — усредненная по десяти измерениям временная задержка начала роста рассеяния пробного луча относительно начала облучения поверхности импульсами YAG:Nd³⁺ лазера. Из графиков зависимостей $N_c = N(I, \tau)$ для каждого значения I можно определить верхнее предельное значение периода следования импульсов τ_l , такое что при $\tau > \tau_l$ разрушения поверхности в эксперименте не зарегистрированы (например, при $I = 3.4 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$ и $\tau = 200 \text{ ms}$ разрушения поверхности в течение 5 min облучения не наблюдалось, поэтому условно можно принять, что $\Delta t, N_c \rightarrow \infty$), и нижнее предельное значение τ_s (при $\tau < \tau_s$ число импульсов N_c практически не зависит от τ). Таким образом, можно выделить три режима воздействия лазерных импульсов, при которых процесс разрушения поверхности развивается по-разному (рис. 4): 1 — $I - \tau \leq \tau_s(I)$ — высокочастотный режим облучения, в этом случае при заданном I имеем $N_c \approx \Delta t / \tau \approx \text{const}$, т.е. для разрушения поверхности необходимо $N_c(I)$ импульсов, это число не зависит от периода τ ; 2 — $\tau_s(I) \leq \tau \leq \tau_l(I)$, в этом случае критическое число импульсов $N_c(I, \tau)$ зависит от τ , т.е. $N_c(I, \tau)$ увеличивается при увеличении τ ; 3 — $\tau > \tau_l(I)$ — низкочастотный режим облучения, при котором твердофазного разрушения поверхности не наблюдается. При последующей обработке образцов в травителе и исследовании с помощью микроскопа дислокаций не обнаружено. Из рис. 4 видно, что с увеличением I число импульсов N_c быстро уменьшается и при $I = 3.4 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$, $\tau \leq 100 \text{ ms}$ составляет всего $N_c \approx 20-40$. При приближении к порогу плавления

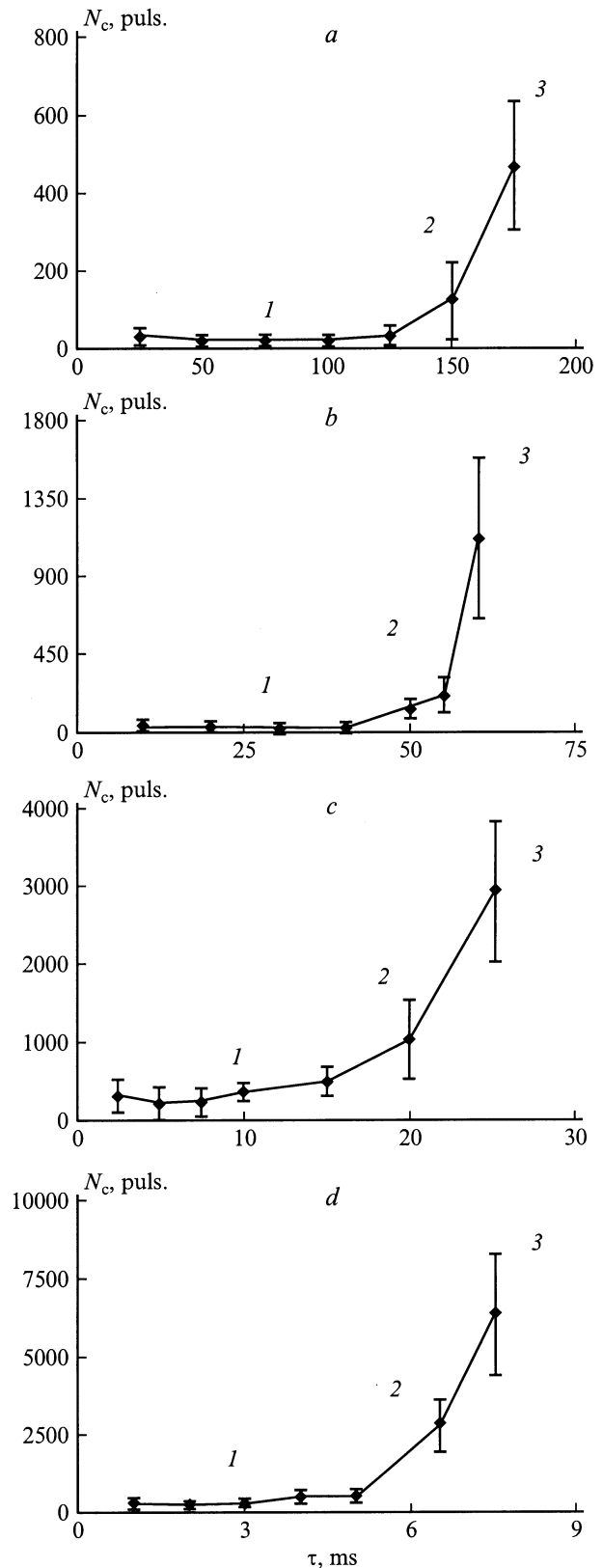


Рис. 4. Зависимости критического числа от плотности мощности и периода следования лазерных импульсов $N_c = N(I, \tau)$. $I = 3.4 \cdot 10^{10}$ (a), $3.1 \cdot 10^{10}$ (b), $2.8 \cdot 10^{10}$ (c), $2.5 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$ (d); $\tau_s = 100$ (a), 40 (b), 10 (c), 4 ms (d); $\tau_l = 175$ (a), 60 (b), 25 (c), 8 ms (d).

поверхности ($I_m \approx 3.6 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$) плавление наступает раньше, чем твердофазное разрушение, связанное с генерацией дислокаций. После облучения одиночными импульсами с I , близкими к I_m , дислокаций в поверхностном слое образца не обнаружено.

Обсуждение результатов

Согласно приведенным выше результатам, после воздействия одиночных коротких лазерных импульсов с I вплоть до порога плавления поверхности I_m дислокаций в поверхностном слое образца не обнаружено. В то же время воздействие одиночных длинных лазерных импульсов с $I < I_m$ может приводить как к генерации дислокаций, так и к образованию структур дислокаций. Например, в работах [6,9–11] наблюдались структуры дислокаций при воздействии миллисекундных лазерных импульсов и непрерывного лазерного излучения с допороговой плотностью мощности. Согласно оценкам, температура поверхности и термонапряжения при воздействии коротких лазерных импульсов с $2.6 \cdot 10^{10} \leq I \leq 3.4 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$ повышаются до:

$$T_s \approx \frac{2IA}{\lambda} \left(\frac{\chi\tau_p}{\pi} \right)^{1/2} \approx 1300\text{--}1670 \text{ K},$$

$$\sigma_s \approx \frac{\alpha G \Delta T}{1 - \mu} \approx 4\text{--}5 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2,$$

где $\lambda \approx 66 \text{ W/m}$, K — теплопроводность, $\chi \approx 0.32 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ — температуропроводность, $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $G \approx 0.66 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$, $\mu \approx 0.2$, $A \approx 0.74$ — коэффициент поглощения.

В результате температура поверхности достигает значений выше температуры пластичности кремния (согласно [6], кремний становится пластичным при $T \geq 800 \text{ K}$), поэтому действие термонапряжений должно приводить к пластическим деформациям с образованием дислокаций. Однако отсутствие их при облучении одиночным коротким импульсом указывает на существенную зависимость процесса образования дислокаций от длительности лазерного импульса τ_p . Можно предположить, что число и размеры образующихся дислокаций (размеры дислокационных петель) пропорциональны τ_p , и после обработки в травителе обнаруживаются только наиболее крупные дислокации, размер которых больше толщины протравленного поверхностного слоя. Если для оценок принять, что толщина протравленного слоя примерно равна максимальному размеру ямок травления, который в данном эксперименте составляет $d \approx 0.5\text{--}1 \mu\text{m}$, то можно считать, что при облучении одиночным коротким импульсом размер образующихся дислокаций значительно меньше $1 \mu\text{m}$. С увеличением числа воздействующих лазерных импульсов k происходит рост дислокаций, размер которых R_k при $N_d < k < N_c$ достигает $R_k \approx d \approx 0.5\text{--}1 \mu\text{m}$. При этом N_d и N_c , как отмечалось выше, зависят от I и τ . Следует заметить, что зависимость N_d и N_c от периода следования лазерных

импульсов τ не связана с ”накоплением” температуры от импульса к импульсу, так как временной интервал между лазерными импульсами значительно больше времени остывания поверхности образца.

Качественно образование и увеличение размера дислокации R_k (R_k — радиус дислокационного диска после воздействия k импульсов) в зависимости от числа лазерных импульсов k можно интерпретировать следующим образом. В течение действия лазерного импульса происходит разогрев тонкого поверхностного слоя толщиной $h \sim (\chi\tau_p)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ и генерация в нем значительной концентрации $n \sim 10^{25}\text{--}10^{27} \text{ m}^{-3}$ точечных дефектов. Наличие концентрационных и термонапряжений приводит к зарождению и росту дислокаций. За время между импульсами температура быстро падает до начальной, а концентрация дефектов в результате взаимной рекомбинации, диффузии и стока уменьшается, вследствие чего прекращается рост дислокаций и начинается обратный процесс релаксации. Конкуренция процессов роста и релаксации дислокаций в конечном итоге и определяет разрушение поверхности. Вид экспериментальных зависимостей $N_c = N(I, \tau)$ на рис. 4 и результаты наблюдений поверхности образцов с помощью микроскопа после лазерного воздействия позволяют сделать следующие предположения.

1) Существует корреляция между изменениями плотности точечных дефектов n и размером дислокаций R_k .

2) Во время действия k -го лазерного импульса размер дислокации увеличивается на ΔR_k , а в период между импульсами уменьшается (дислокация релаксирует) $(R_k - R_{k0}) \approx (R_k^+ - R_{k0}) \exp(-\tau/\tau_0)$, где τ_0 — постоянная времени релаксации дислокации, R_k^+ — размер дислокации к концу k -го импульса, $R_{k0} \approx R_k^+ \exp(-\tau_r/\tau_0)$ — остаточный размер дислокации после k -го импульса, τ_r — время релаксации дислокации.

Допустим, что точечный дефект поглотится дислокацией, если приблизится к ядру дислокации на расстояние меньше r_c . Тогда для скорости роста $V_k(n, T)$ радиуса дислокационного диска R_k за счет стока на нее дефектов можно написать

$$V_k = \frac{dR_k}{dt} \approx 2a^2 r_c J, \quad (1)$$

a — межатомное расстояние в кремнии, J — результирующий поток дефектов.

Как видно из (2), скорость роста дислокации определяется потоком дефектов J и не зависит от размера R_k . Увеличение размера дислокации за время действия k -го импульса определяется как

$$\Delta R_k = \int_0^{\tau_p} V_k dt.$$

Поэтому можно считать, что и ΔR_k не зависит от R_k и номера импульса, т.е. $\Delta R_k \approx \Delta R$.

С учетом принятых допущений запишем выражение для оценки размера дислокации к концу k -го импульса

$$R_k^+ \approx \Delta R \sum_{p=0}^{k-1} \left[\exp\left(-\frac{\tau_r}{\tau_0}\right) + \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_r + \tau}{\tau_0}\right) \right]^p. \quad (2)$$

Для определения ΔR оценим поток J в период действия лазерного импульса. Все оценки будут проводиться только для вакансий (аналогичные оценки можно провести и для междоузлий).

Так как в данном эксперименте выполняется условие $r_s/h \gg 1$, то в последующих оценках можно рассматривать одномерный поток $J(z, t)$, направленный вдоль координаты (z) перпендикулярно к поверхности образца. Основной вклад в $J(z, t)$ дают следующие слагаемые [3,4]:

$$J = j_1 + j_2 + j_3, \quad (3)$$

где

$$j_1 = -D \frac{dn}{dz}, \quad j_2 = \frac{2(1+\mu)G(\Delta\Omega)^2}{3(1-2\mu)} \frac{Dn}{k_b T} \frac{dn}{dz},$$

$$j_3 = -\frac{4(1-\mu^2)G\Delta\Omega\alpha}{3(1-2\mu)^2} \frac{Dn}{k_b T} \frac{dT}{dz}, \quad (4)$$

где $n(z, t)$ — концентрация вакансий; $D(z, t)$ — коэффициент диффузии; G — модуль сдвига; μ — коэффициент Пуассона; α — коэффициент температурного расширения; $\Delta\Omega \approx (0.3-0.6)a^3$ — дилатационный объем (для вакансий $\Delta\Omega < 0$); k_b — постоянная Больцмана; j_1 — поток, обусловленный градиентом концентрации вакансий (обычная диффузия), он направлен в глубь кристалла; j_2 — дополнительный поток вакансий, возникающий при учете деформации кристалла наличием градиента концентрации вакансий, направлен к поверхности; j_3 — поток, обусловленный градиентом температуры, для вакансий направлен к поверхности кристалла.

Определим увеличение размера дислокации ΔR в течение действия лазерного импульса. Будем считать, что концентрация вакансий во время действия импульса определяется выражением

$$n(z, t) = n_0 \exp\left[\frac{-E}{k_b T(z, t)}\right],$$

где $E \approx E_0 - (E_e + E_t + E_n)$, где E_0 — первоначальная энергия образования вакансий; E_e, E_t, E_n — соответственно увеличение энергии вакансии за счет возбуждения электронно-дырочных пар, повышения температуры и их концентрации; E — перенормированная энергия образования вакансий, и является сложной функцией быстроменяющихся параметров: температуры, концентрации и электронного возбуждения. В работе [4] проводились оценки значения E при воздействии коротких лазерных

импульсов на кремний, согласно которым $E \approx 1$ eV. Подставляя в (4)

$$\frac{dn}{dz} = \frac{nE}{k_b T^2} \frac{dT}{dz} \approx \frac{nE\Delta T}{k_b T^2 h},$$

где $\Delta T = T - T_0$, запишем выражение для ΔR

$$\Delta R \approx 2a^2 r_c \int_0^{\tau_p} (j_1 + j_2 + j_3) dt, \quad (5)$$

где

$$j_1 = -\frac{DnE}{k_b T^2} \frac{\Delta T}{h}, \quad j_2 = \frac{2(1+\mu)G(\Delta\Omega)^2}{3(1-2\mu)} \frac{Dn^2 E}{k_b^2 T^3} \frac{\Delta T}{h},$$

$$j_3 = -\frac{4(1-\mu^2)G\Delta\Omega\alpha}{3(1-2\mu)^2} \frac{Dn}{k_b T} \frac{\Delta T}{h},$$

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_m}{k_b T}\right), \quad n = n_0 \exp\left(\frac{-E}{k_b T}\right).$$

Изменение температуры поверхностного слоя при воздействии короткого лазерного импульса можно записать, используя выражение для $T(r, t)$ из [12] и преобразуя его для одномерного случая,

$$T(z, t) = \frac{2AI}{c\rho} \int_0^t f(\tau^*) \frac{\exp\left[\frac{-z^2}{4\chi(t-\tau^*)}\right]}{[4\pi\chi(t-\tau^*)]^{1/2}} d\tau^*, \quad (6)$$

где

$$f(\tau) = K \left(\frac{\tau^*}{\tau_p}\right)^b \exp\left(\frac{-\tau^*}{\tau_p}\right)^c$$

— форма импульса.

Значения $K = 12.5$, $b = 1$, $c = 3$ получены методом подбора из условия совпадения с реальной формой импульса, а также совпадения $T(z, t)$, вычисленной по (6) при $I \approx I_m$ (где I_m — порог плавления поверхности, определяемый из эксперимента), с известной температурой плавления T_m . Определение ΔR из выражения (5) представляет значительные сложности, так как значения D, n зависят от температуры, изменяющейся в течение лазерного импульса. Поэтому для определения ΔR использовались компьютерные методы расчета. Подставляя численные значения в (4) $I = 3.4 \cdot 10^{10}$ W/m², $D_0 \approx a^2 \nu_D$, $a \approx 5.4 \cdot 10^{-10}$ m, $\nu_D \approx 2 \times 10^{13}$ s⁻¹ (частота Дебая), $E_m \approx 0.33$ eV (энергия миграции вакансии [13]), $E \approx 1$ eV, $n_0 \approx 5 \cdot 10^{28}$ m⁻³, $T_0 = 300$ K, $h \approx 3 \cdot 10^{-6}$ m, $\Delta\Omega \approx 0.3-0.6a^3$ [14], $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K, для значений $z = 0-10^{-6}$ m получим соответственно $\Delta R \approx 12-0.2r_c$. Если условием поглощения вакансий дислокацией считать $U_{\text{def}}(r_c) \approx E_m$, где

$$U_{\text{def}}(r_c) \approx \frac{(1+\mu)G\Delta\Omega a}{5\pi(1-\mu)r_c}$$

— увеличение энергии вакансии в поле деформаций дислокации, то получим $r_c \approx 5 \cdot 10^{-9}$ m, тогда $\Delta R \approx 60-1 \cdot 10^{-9}$ m.

Оценки проводились для значения I , близкого к порогу плавления поверхности, однако даже в этом случае за время действия одного лазерного импульса увеличение длины дислокаций $\Delta R \ll 1 \mu\text{m}$. Кроме этого, из оценок следует, что ΔR быстро уменьшается с расстоянием от поверхности.

Используя выражения (2), (5) и экспериментальные зависимости (рис. 4), проведем оценку размеров дислокаций.

1) $\tau \leq \tau_s$, слабая зависимость N_c от τ в этом случае (рис. 3, режим 1) указывает на то, что увеличение размера дислокации ΔR за время действия лазерного импульса значительно больше релаксации за время между импульсами, поэтому можно считать $R_k^+(k = N_c) \approx N_c \cdot \Delta R$. Из выражения (5) ($z = 0$) находим $\Delta R(I_1) \approx 6 \cdot 10^{-8} \text{ m}$, $\Delta R(I_2) \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}$, $\Delta R(I_3) \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ m}$, $\Delta R(I_4) \approx 1 \cdot 10^{-9} \text{ m}$. Из рис. 3 для выбранных значений I определяем $N_c(I_1) \approx 20$, $N_c(I_2) \approx 40$, $N_c(I_3) \approx 250$, $N_c(I_4) \approx 400$. Тогда получим $R_k^+(I_1) \approx 1 \mu\text{m}$, $R_k^+(I_2) \approx 0.8 \mu\text{m}$, $R_k^+(I_3) \approx 1 \mu\text{m}$, $R_k^+(I_4) \approx 0.4 \mu\text{m}$, что качественно согласуется с наблюдаемым в эксперименте увеличением рассеяния при воздействии N_c лазерных импульсов, так как размеры рассеивающих неоднородностей (дислокаций) при этом должны быть соизмеримы с длиной волны пробного лазера.

2) $\tau_s \leq \tau \leq \tau_l$, в этом случае начинают влиять релаксационные процессы и зависимость размера дислокаций R_k от числа лазерных импульсов определяется выражением (2), который при $\tau = \tau_s$ и $k = N_c$, как следует из предыдущего случая, составляет в среднем $\approx 0.8 \mu\text{m}$. Если подставить в выражение (2) $R_l^+ \approx 0.8 \mu\text{m}$ и соответствующие значения $\tau = \tau_s$, $k = N_c$, ΔR для любых двух значений I из рис. 3, например $\tau_s(I_1) \approx 10^{-1} \text{ s}$, $N_c(I_1) \approx 20$, $\Delta R(I_1) \approx 6 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ и $\tau_s(I_2) \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ s}$, $N_c(I_2) \approx 40$, $\Delta R(I_2) \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}$, то можно определить $\tau_0 \approx 1 \text{ s}$, $\tau_r \approx 1.2 \text{ s}$.

3) $\tau > \tau_l$, подставляя $\tau_0 \approx 1 \text{ s}$, $\tau_r \approx 1.2 \text{ s}$ в (2), находим, что для любых τ, k размер образующихся дислокаций меньше $0.5 \mu\text{m}$, вероятно, поэтому они не проявляются в рассеянии пробного луча и не обнаруживаются с помощью микроскопа.

Заключение

В работе исследовалось разрушение поверхности кремния при импульсно-периодическом воздействии коротких лазерных импульсов. Показано, что причиной твердофазного разрушения являются генерация, рост и накопление дислокаций. Установлено, что при воздействии одного импульса с плотностью мощности вплоть до порога плавления разрушения поверхности не происходит. Получены зависимости критического числа лазерных импульсов N_c , приводящих к разрушению поверхности, от плотности мощности и периодов следования импульсов $N_c = N(I, \tau)$, где I — плотность мощности,

τ — период следования лазерных импульсов. На основе обработки экспериментальных результатов и проведения численных оценок дана интерпретация зависимостей $N_c = N(I, \tau)$.

Авторы выражают благодарность В.И. Емельянову за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Вейко В.П., Метев С.М. Лазерные технологии в микроэлектронике. София: Изд-во Болгарской академии наук, 1991. 363 с.
- [2] Карпов С.Ю., Ковальчук Ю.В., Погорельский Ю.В. // Итоги науки и техники. Сер. "Физические основы лазерной и пучковой технологии". 1988. Т. 1. С. 5–48.
- [3] Бойко В.И., Лукьянчук Б.С., Царев Е.Р. // Труды ИОФАН. 1991. Т. 30. С. 6.
- [4] Володин Б.Л., Емельянов В.И., Шлыков Ю.Г. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. № 1. С. 57.
- [5] Emel'yanov V.I., Kashkarov P.K. // Appl. Phys. A. 1992. Vol. 55. P. 161.
- [6] Вейко В.П., Имас Я.А., Либенсон М.Н. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1236.
- [7] Vanishev A.F., Emel'yanov V.I., Novikov M.M. // Laser Physics. 1992. Vol. 2. N 2. P. 178.
- [8] Луфт Б.Д., Перевозчиков В.А. и др. Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников / Под ред. Б.Д. Луфт. М.: Радио и связь, 1982. 136 с.
- [9] Банишев А.Ф., Новикова Л.В. // Физика и химия обработки материалов. 1992. № 4. С. 55.
- [10] Банишев А.Ф., Емельянов В.И., Володин Б.Л., Мерзляков К.С. // ФТТ. 1990. Т. 32. С. 2529.
- [11] Демчук А.В., Данилович Н.И., Лабунов В.А. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1985. Вып. 11. С. 26.
- [12] Винценц С.В., Дмитриев С.Г., Шагимуратов О.Г. // ФТТ. 1996. Т. 38. Вып. 4. С. 993.
- [13] Михнович В.В., Фирсова Т.В. // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 1. С. 181.
- [14] Дж. Эшелби. Континуальная теория дислокаций. М.: ИЛ, 1963.