

УДК 548.732

© 1993

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОГО КРЕМНИЯ МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

В. А. Бушуев, А. П. Петраков

Методами кривых дифракционного отражения и трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии исследовано влияние миллисекундного лазерного отжига с различной плотностью энергии на структуру имплантированных бором приповерхностных слоев монокристаллов кремния. С использованием послонного сравнения определены эффективные толщины нарушенного слоя, средние деформации, тип дефектов структуры и факторы аморфизации.

Исследование структуры полупроводниковых кристаллов привлекает пристальное внимание в связи с ее влиянием на электрофизические свойства материалов. Применяемые в современной микроэлектронике материалы получают в результате сложной обработки поверхности монокристаллов (диффузия легирующей примеси, ионно-лучевая имплантация, эпитаксия, термический отжиг, импульсное лазерное воздействие и т. п.) [1, 2], поэтому необходимо развитие различных методов контроля изменений структуры в процессе изготовления полупроводниковых материалов. Рентгенодифракционная диагностика [3] имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами (электронная микроскопия, обратное резерфордское рассеяние, ИК-спектроскопия и т. д.). С помощью двух- и трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии возможно определять толщину нарушенного слоя, профиль деформации кристаллической решетки, тип дефектов, их размеры, концентрацию и глубину залегания [3-17].

Одним из перспективных методов восстановления структуры нарушенных в процессе ионной имплантации приповерхностных слоев монокристаллов и электрической активации имплантированной примеси является импульсный лазерный отжиг (ИЛО) [1, 2]. Использование лазерных импульсов различной длительности обеспечивает высокую локальность воздействия, скорость нагрева, плавления и рекристаллизации, что позволяет отжигать материалы без прогрева всего кристалла и в широких пределах изменять концентрацию и распределение легирующей примеси. При этом существенно, что электрическая активация примеси происходит без значительной диффузии.

Влияние наносекундного (адиабатического) ИЛО на структуру имплантированных кристаллов изучалось методами кривых дифракционного отражения (КДО) и трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии (ТРД) [14-17]. Нарушения приповерхностного слоя совершенных монокристаллов кремния при одно- и многократном импульсном лазерном воздействии исследовались в [18, 19]. В то же время работ по рентгенодифракционной диагностике ионно-имплантированных слоев, подвергнутых миллисекундному (изотермическому) ИЛО, достаточно мало, а в сочетании с предварительным слабым стационарным термическим отжигом они, за исключением [20], отсутствуют.

В настоящей работе проведено рентгенодифракционное исследование изменений структуры имплантированных ионами бора и кратковременно термически отожженных монокристаллов кремния под действием миллисекундных импульсов рубинового лазера. Рассмотрено изменение структуры по глубине кристалла путем послойного сравливания поверхности облученного образца.

1. Методика эксперимента

Исследовалась поверхность (111) монокристаллического кремния марки КДБ-10, имплантированного ионами B^+ с энергией 25 кэВ и дозой $D = 6.25 \cdot 10^{15}$ ион/см². Имплантация проводилась при комнатной температуре в условиях, исключающих каналирование. Использование достаточно слабого ионного тока с плотностью 0.2 мкА/см² исключало также и явление самоотжига при имплантации [2]. Пластинки имплантированного кремния отжигались в атмосфере азота при температуре 700 °С в течение 10 мин, а затем облучались рубиновым лазером ГОР-100М, работающим в режиме свободной генерации. Предварительная низкотемпературная стационарная термообработка применялась для повышения эффективности лазерного отжига [2¹].

Длительность лазерного импульса $\tau_n = 0.5$ мс, плотность энергии в зависимости от напряжения накачки составляла 1, 10, 27 и 35 Дж/см². На выходе лазера устанавливалась линза с фокусным расстоянием 50 см. Для более равномерного распределения энергии по облучаемой поверхности образцы, ограниченные металлической маской с отверстием 5 × 5 мм, помещались на 5 см дальше фокусного расстояния. С этой же целью перед образцами устанавливалась стеклянная матовая пластинка с коэффициентом пропускания 0.8. Ее влияние на равномерность распределения лазерной энергии оценивалось фотометрически. Так, на облученной без пластинки черной бумаге, расположенной на расстоянии 2 м от лазера, зарегистрировано около 100 точек, соответствующих пространственным пикам. При наличии же пластинки бумага выгорает практически равномерно. Энергия в импульсе измерялась прибором ИМО-2 путем помещения приемника энергии на место образца.

Исходные и облученные кристаллы исследовались на двухкристальном дифрактометре в бездисперсионной схеме ($n, -n$) и на трехкристальном спектрометре в геометрии ($n, -n, n$). В качестве монохроматора и анализатора использовались совершенные монокристаллы кремния, симметричное отражение (111), CuK_{α_1} -излучение. Интенсивность падающего на образец рентгеновского пучка составляла 10^5 имп./с. Для изучения зависимости изменения структуры по глубине проводилось послойное травление образцов в смеси плавиковой и азотной кислот.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведена зависимость КДО от глубины травления при облучении поверхности образца лазерным импульсом с плотностью энергии $W = 20$ Дж/см². На КДО термически отраженного имплантированного кристалла видны три пика (кривая 1). Наиболее интенсивный (основной) пик соответствует точному значению угла $\alpha = \vartheta - \vartheta_B = 0$ для отражения (111) в объеме, а два других расположены под меньшими углами $\alpha = -140^\circ$ и $\alpha = -370^\circ$. Лазерное облучение сильно меняет вид КДО (кривая 2). Со стороны меньших углов указанные пики пропадают, имеется лишь незначительное увеличение интенсивности с размытым максимумом вблизи $\alpha = -270^\circ$, а с противоположной стороны при $\alpha = 220^\circ$ появляется достаточно узкий хорошо разрешимый пик, интенсивность которого с травлением уменьшается, а угловое положение постепенно смещается в область меньших углов (кривые 3—б). При $t = 0.4$ мкм дополнительный пик проявляется

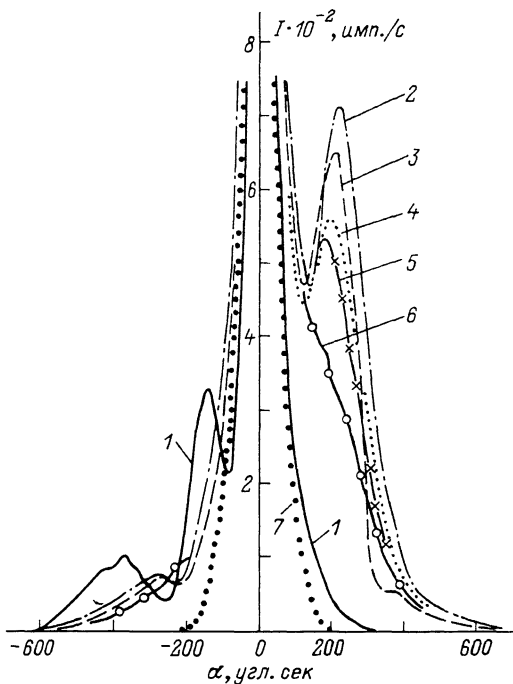


Рис. 1. Зависимость КДО от глубины травления t при облучении поверхности образца с плотностью энергии 20 Дж/см^2 .

1 — КДО необлученного имплантированного кремния. t (мкм): 2 — 0, 3 — 0.1, 4 — 0.2, 5 — 0.3, 6 — 0.4; 7 — КДО совершенного монокристалла кремния.

в виде «наплыва» на КДО и при $t \approx 1 \text{ мкм}$ практически исчезает. В то же время интенсивность размытого максимума в области отрицательных углов почти не уменьшается с ростом t . Отметим также, что максимальная интенсивность и ширина основного пика отражения по мере травления практически не меняются.

Известно, что вклад в КДО дают как когерентное брэгговское отражение от «средней» решетки, так и диффузное рассеяние на дефектах структуры, возникающих в процессе ионной имплантации и лазерного облучения. Метод ТРД позволяет отдельно измерять когерентную и диффузную составляющие рассеяния [3, 8]. Когерентное отражение характеризуется интенсивностью $I_{\text{ГП}}(\Delta\vartheta)$ и шириной главного пика (ГП), наблюдаемого на спектрах ТРД при повороте кристалла-анализатора на угол $\Delta\vartheta = 2\alpha$, где α — угол отворота образца. Пиковое значение ГП повторяет форму когерентной составляющей КДО в «чистом» виде.

На рис. 2 представлена так называемая приведенная интенсивность ГП $P(\alpha) = I_{\text{ГП}}\alpha^2$ [3]. Для исходного неимплантированного кристалла нормированная функция $P(\alpha)$ практически не отличается от единицы в диапазоне $|\alpha| \leq 300''$ (кривая 7). В результате имплантации и используемого в работе «мягкого» термического отжига на кривой $P(\alpha)$ появляется максимум интенсивности вблизи угла $\alpha = -140''$ (кривая 1). После лазерного облучения максимальная интенсивность наблюдается уже в области положительных углов вблизи $\alpha = 220''$ (кривая 2), причем высота пика достигает весьма высокого значения $P \approx 29$, намного превышающего единицу. Ширина ГП линейно увеличивается с ростом угла $|\alpha|$. При травлении приповерхностных слоев интенсивность пика $P(\alpha)$ сначала медленно, а потом быстрее падает, а его угловое положение практически не меняется (кривые 3—6). С дальнейшим ростом толщины травливаемого слоя $t \geq 0.5 \text{ мкм}$ максимум зависимости $P(\alpha)$ быстро смещается к началу координат.

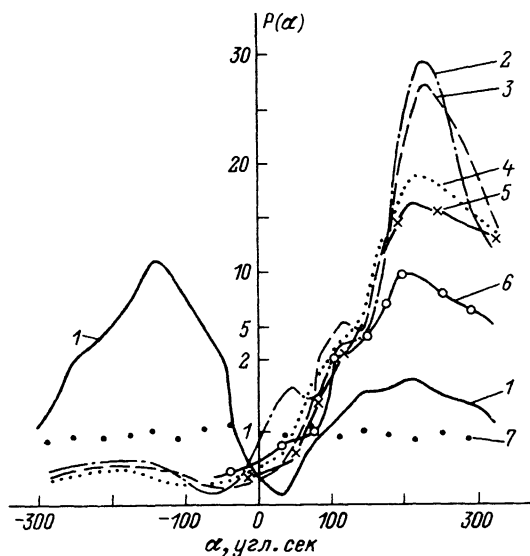


Рис. 2. Влияние толщины травленного слоя на функцию приведенной интенсивности главного пика. $W = 20$ Дж/см².

Обозначения кривых 1–7 те же, что и на рис. 1.

Отметим также, что высота пика функции приведенной интенсивности растет с увеличением плотности энергии до 20 Дж/см², после чего спадает [20]. При облучении с плотностью $W = 1$ Дж/см² вид кривых не меняется.

Имплантация и лазерное облучение вызывают появление на спектрах ТРД в области $\Delta\vartheta \approx 0$ диффузного пика (ДП). В наших условиях ДП достаточно четко выражен при углах $|\alpha| > 20^\circ$ и имеет наименьшую интенсивность при плотности энергии 20 Дж/см² (рис. 3). Увеличение W до 35 Дж/см² приводит к увеличению диффузионного рассеяния более чем на два порядка. Обнаружено, что интенсивность ДП при положительных углах α больше, чем при равных по модулю отрицательных углах в случае $W \leq 20$ Дж/см². На рис. 4 в дважды логарифмическом масштабе представлена зависимость симметричной части интенсивности диффузионного пика $I_{\text{ДП}}$ от угла поворота образца. Углы наклона прямых 1 и 2 к горизонтالي при плотностях энергии 10 и 20 Дж/см² практически совпадают. С повышением W угол наклона уменьшается (кривые 3 и 4).

3. Обсуждение результатов

Из вида КДО (рис. 1, кривая 1) следует, что ионная имплантация приводит к образованию вблизи поверхности слоя с параметром решетки, большим по сравнению с совершенным монокристаллом в объеме. Это объясняется тем, что в процессе имплантации и «мягкого» термического отжига значительная часть атомов бора и выбитых ионами атомов кремния находится в междоузлиях, распирая тем самым кристаллическую решетку. Средняя деформация растяжения, определенная по положению дополнительного пика с максимумом при $\alpha = -140^\circ$, составляет $\Delta d/d = 2.68 \cdot 10^{-3}$ (см. таблицу). Эффективная толщина нарушенного слоя l , оцененная по расстоянию $\lambda/2l \cos \vartheta_B$ между двумя дополнительными пиками, второй из которых связан с интерференцией волн, отраженных от слоя и от объема, составляет 0.07 мкм.

Согласно экспериментальным данным [22], максимум профиля распределения ионов бора $C_B(z)$ (средний проективный пробег) с энергией 25 кэВ лежит на

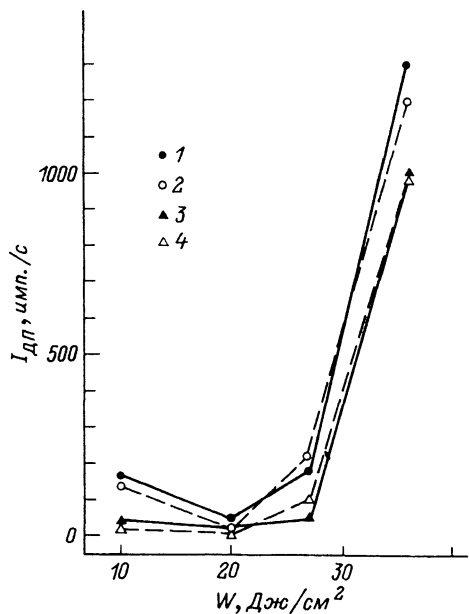


Рис. 3. Зависимость пиковой интенсивности диффузного пика $I_{ДП}$ от плотности энергии лазерного облучения W .

Угловое положение образца α (угл. с): 1—72, 2—72, 3—108, 4—108.

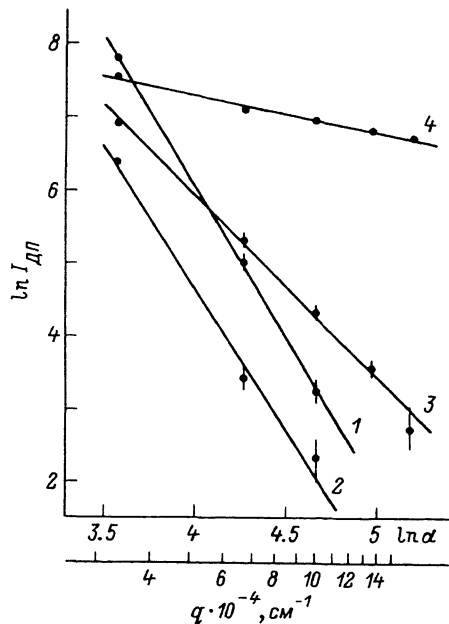


Рис. 4. Зависимость логарифма интенсивности диффузного пика от логарифма угла поворота образца.

Плотность энергии W (Дж/см²): 1—10, 2—20, 3—27, 4—35.

глубине $L_p = 0.084$ мкм, что почти в 2.3 раза меньше длины 0.196 мкм полного пробега ионов. Распределение близко к гауссовскому с шириной (продольный стратлинг [²]) $2\Delta L_p = 0.06$ мкм. Отсюда следует, что используемый нами кратковременный термический отжиг не снимает положительной деформации и слабо изменяет горбообразный профиль распределения имплантированных ионов, что в целом хорошо согласуется с результатами [²³], полученными методом вторичной масс-спектрометрии.

Зависимость параметров ионно-имплантированного слоя, подвергнутого ИЛО с плотностью энергии 20 Дж/см², от толщины травления t

$\Delta d/d$ —средняя деформация; l_R , l_p , l_i ($|\alpha|$) и l_α —эффективные толщины слоя (в мкм), оцененные по максимуму КДО функции $P(\alpha)$ методом интегральных характеристик и по полуширине функции $P(\alpha)$ соответственно; f —средний фактор аморфизации

	t , мкм					
	после имплантации и термического отжига	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4
$(\Delta d/d) \cdot 10^3$	2.68	-4.21	-4.02	-3.83	-3.25	-2.77
fl_R	0.077	0.13	0.12	0.11	0.10	0.09
fl_p	0.060	0.064	0.060	0.052	0.049	0.033
$l_i(50)$	0.067	0.31	0.23	0.24	0.20	0.19
$l_i(40)$	0.100	0.39	0.26	0.27	0.24	0.23
$l_i(30)$	0.23	0.53	0.36	0.37	0.32	0.32
l_α	0.25	0.16	0.11	0.08	0.06	0.035
f	0.24	0.41	0.54	0.64	0.82	0.94

Эффективную толщину нарушенного слоя можно оценить также по величине максимума интенсивности дополнительного пика КДО

$$R(\alpha_0) - R_0(\alpha_0) = (fl_R/\Lambda)^2,$$

где R_0 — КДО совершенного кристалла, α_0 — угловое положение максимума, $\Lambda = 1.48$ мкм — глубина экстинкции, f — статический фактор Дебая—Валлера (считается, что $l \ll \Lambda$), по интенсивности пика на функции приведенной интенсивности

$$l_p = (\Delta\vartheta_B \Lambda / 4f\alpha_0) [P(\alpha_0) - 1]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\Delta\vartheta_B = 7.14''$ — собственная ширина брэгговского пика отражения от совершенного кристалла, методом интегральных характеристик [9]

$$l_i = \int_0^l f^2(z) dz = (2\Lambda/\pi\Delta\vartheta_B) \int_{-\infty}^{\infty} [R(\alpha) - R_0(\alpha)] d\alpha, \quad (2)$$

а также по экспериментально измеренным полуширинам $\Delta\alpha_3$ функции приведенной интенсивности

$$l_\alpha = 1.4\lambda/2\pi\Delta\alpha_3 \cos \vartheta_B,$$

где

$$\Delta\alpha_0 = \Delta\alpha_3 \left[2 \left(1 \pm \frac{\delta\alpha_3}{\alpha_0} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}. \quad (3)$$

Величины $\Delta\alpha_3$ определяются из условия

$$P(\alpha_0 \pm \Delta\alpha_3) = 0.5P(\alpha_0).$$

Форма пика отражения от слоя аппроксимируется лоренцевской функцией с шириной $2\Delta\alpha_0$. Соответствующие результаты приведены в таблице.

Метод интегральных характеристик весьма критичен к выбору пределов интегрирования. В таблице для сравнения приведены расчетные данные для случаев, когда в (2) исключается центральная область углов $|\alpha| \leq 50, 40$ и $30''$ соответственно.

Из таблицы видно, что значения толщин слоя, оцененные по данным КДО, в 2—3 раза превышают соответствующие значения, полученные из спектров ТРД. Это превышение объясняется суммарным вкладом интенсивности диффузного рассеяния в двухкристальные КДО, поскольку в результате многочисленных вторичных столкновений при имплантации образуется большое количество точечных дефектов. В дальнейшем при термическом и лазерном отжиге могут образовываться кластеры и дислокационные петли, а упругие и термические напряжения, связанные с введением примесных атомов и с градиентом температуры, генерируют дислокации. С другой стороны, аморфизация приводит к занижению измеряемой толщины слоя по сравнению с истинной (см. (2)). Более надежные данные получаются из анализа ширины функции $P(\alpha)$, поскольку, согласно кинематической теории рассеяния, ширина отражения тонким однородным слоем зависит лишь от его толщины, тогда как интенсивность пропорциональна f^2 . Величина фактора аморфизации оценивалась в приближении $l_\alpha \approx l_p$.

Наличие дефектов структуры приводит к частичной или полной аморфизации приповерхностного слоя. Согласно модифицированной каскадной теории столкновений Кинчина и Пиза (см. в [2, 24]), среднее число атомов, смещенных в процессе имплантации одним ионом, равно $\nu \approx 0.606E_i/2E_d$, где E_d — энергия смещения атома кремния из узла, $E_i = \Delta E_g M/8m$, M — масса налетающего иона, m — масса электрона, ΔE_g — ширина запрещенной зоны. Подставляя $E_d = 20.4$ эВ [24], $\Delta E_g = 1.14$ эВ, получим, что $\nu \approx 42$ шт./ион. Средняя концентрация точечных дефектов $C_d \approx 0.7\nu D/2\Delta L_p = 1.1 \cdot 10^{22}$ см⁻³, т. е. примерно 20% всех атомов кремния смещено, что близко к критической концентрации [2] и свидетельствует о высокой степени аморфизации слоя. Эта оценка подтверждается полученным нами малым значением фактора аморфизации $f = 0.24$.

В процессе лазерного отжига ионы бора начинают занимать электрически активные положения в узлах кристаллической решетки, приводя к отрицательной деформации ($\Delta d/d = -4.2 \cdot 10^{-3}$ при $W = 20$ Дж/см²), что подтверждается наличием и положением максимума на кривых КДО и $P(\alpha)$ в области положительных углов. Отметим также, что возникновение после термического отжига слабого максимума на кривой $P(\alpha)$ при $\alpha > 0$ (рис. 2, кривая 1), который отсутствует в случае имплантированного кристалла, указывает на образование тонкой области с деформацией сжатия. На КДО этот максимум маскируется диффузным рассеянием и практически не выявляется.

Сжатие решетки вызвано тем, что тетраэдрический ковалентный радиус бора $r_B = 0.88$ Å меньше $r_{Si} = 1.17$ Å для кремния. Для отражения (111) деформация $\Delta d/d = 1.44\beta C$ [5] пропорциональна концентрации атомов замещения, где $\beta = (r_B - r_{Si})/Nr_{Si} = -4.97 \cdot 10^{-24}$ см³ — коэффициент деформации [15], $N = 4.99 \cdot 10^{22}$ см⁻³ — плотность атомов кремния. Оценка средней концентрации бора $C = D/l$ в слое толщиной $l = 0.16$ мкм показывает, что она на 34% меньше необходимой для обеспечения измеренной деформации. Указанное расхождение можно объяснить, например, влиянием примеси замещения атомов кислорода ($r_O = 0.66$ Å), перешедших из окисной пленки на поверхность вглубь в результате плавления и диффузии. Легко показать, что в окисном слое с типичной толщиной ~40 Å содержится достаточное количество атомов кислорода для устранения указанного дефицита.

Травление поверхности уменьшает толщину слоя, что подтверждается уменьшением интенсивности пика отражения от слоя (кривые 3—6 на рис. 1 и 2). «Хвост» распределения атомов бора по глубине превышает 0.4 мкм, так как соответствующее сравнение не приводит к полному исчезновению пика (кривые б). Рост максимума пика приведенной интенсивности с повышением плотности энергии до 20 Дж/см², а затем его уменьшение при 27 Дж/см² говорят об аналогичном поведении толщины слоя в зависимости от W . Лазерное облучение с плотностью энергии 1 Дж/см² не влияет на структуру поверхности.

Медленная зависимость деформации $\Delta d/d$ от толщины стравленного слоя (см. таблицу) свидетельствует о том, что в результате ИЛО функция распределения атомов бора приближается к ступенчатой, тогда как при обычном термическом отжиге профиль $C_B(z)$ остается горбообразным, распыляясь в обе стороны от положения максимума. Этот вывод находится в хорошем согласии с результатом [23] и свидетельствует о преимуществе ИЛО по сравнению с термическим отжигом для создания более равномерного распределения легирующей примеси.

Из спектров ТРД, записанных при различных значениях α и плотностях W , видно, что ширина главного пика $\Delta\theta_{\text{гп}}$ линейно увеличивается с ростом модуля угла $|\alpha|$. Отсюда, используя [3], можно сделать вывод, что лазерное облучение приводит к появлению крупномасштабного рельефа поверхности, который можно характеризовать среднеквадратичным углом $\Delta\Phi$ между отражающими плоскостями и поверхностью кристалла в различных его точках. Начиная с плотности

энергии $W = 27$ Дж/см², ширина ГП, линейно аппроксимированная на точке $\alpha = 0$ и равная 14.4", превышает соответствующее значение 10.1" для совершенного бездислокационного кристалла, определяемое сверткой КДО монохроматора и анализатора. Как показано в [19, 25], указанное не зависящее от α дополнительное уширение объясняется появлением в образце дислокаций (см. также [26]), приводящих к слабой разориентации достаточно крупных динамически рассеивающих блоков мозаики (областей когерентного рассеяния) и вызывающих рассеяние рентгеновских лучей в направлении, перпендикулярном вектору обратной решетки. В случае гауссовской функции разориентации блоков с шириной Δ_M ширина ГП

$$\Delta\vartheta_{\text{ГП}} = (2\Delta\vartheta_B^2 + 4\Delta_M^2)^{1/2} + 2|\alpha| \Delta\Phi \operatorname{ctg} \vartheta_B. \quad (4)$$

Отсюда можно определить разориентацию Δ_M , а также оценить размер блоков $s \approx b/\Delta_M$, где b — модуль вектора Бюргера, и плотность дислокаций $n_d \approx 1/s^2$. Поскольку для решетки кремния вектор Бюргера стабильных краевых дислокаций $b = 1/2 \langle 110 \rangle$, то $b = 3.84$ Å.

Из измеренных ширин ГП с учетом (4) следует, что параметр рельефа $\Delta\Phi$ растет с повышением плотности энергии от $\Delta\Phi = 37'$ при 10 Дж/см² до $\Delta\Phi = 92'$ при 20 Дж/см². Дальнейшее увеличение плотности энергии (27 Дж/см²) оставляет величину $\Delta\Phi$ на прежнем уровне 92'. Для всех значений W уже первое стравливание поверхности приводит к исчезновению рельефа ($\Delta\Phi \approx 0$). Начиная с $W = 27$ Дж/см² появляется мозаичность поверхности в виде малоугловых границ вдоль всевозможных направлений типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, что зафиксировано с помощью электронного микроскопа MSM-5 и топографически. Плотности энергии 27 Дж/см² соответствуют разориентация $\Delta_M = 5.1''$, размер блоков $s \approx 16$ мкм и плотность дислокаций $n_d \approx 4 \cdot 10^5$ см⁻², которые не изменяются с сравнением до глубины порядка 1 мкм. Анализ ширины ГП с повышением плотности энергии до 35 Дж/см² не проводился из-за появляющейся значительной дефектности поверхности, приводящей к невозможности разделения главного и диффузного пиков, поскольку последний сильно возрастает и уширяется.

Лазерный отжиг областей, аморфизованных ионной имплантацией, происходит как при плавлении поверхности, так и в процессе твердофазной эпитаксиальной кристаллизации [1]. Рельеф поверхности при $W = 10$ Дж/см² обусловлен локальным плавлением поверхности. Локальность плавления объясняется неустойчивостью распределения в течение ИЛО генерируемой электронно-дырочной плазмы, поскольку в области флуктуационного повышения температуры увеличивается концентрация носителей заряда, что вызывает увеличение поглощения и соответствующего разогрева решетки. Плотности энергии 20 Дж/см², превышающей пороговое значение 18 Дж/см², достаточно для плавления всей облучаемой поверхности. В этом случае области локального расплава сливаются, образуя характерную поверхностную структуру [27]. Заметим, что температура плавления аморфизованного кремния 1130 °С примерно на 300 °С ниже, чем у кристаллического кремния [28]. Используя приведенные в [29] тепловые константы, можно оценить, что при $W = 20$ Дж/см² толщина расплавленного слоя достигает 2—3 мкм. Коэффициент диффузии бора в жидком кремнии $k \approx 2 \cdot 10^{-5}$ см²/с [30], что объясняет его наличие на глубине порядка $l_d \sim \sqrt{k\tau_n} = 1$ мкм.

Напряжения сжатия в более нагретой области и растяжения в относительно холодной области в сочетании с большим градиентом температуры приводят к зарождению и движению дислокаций, снимающих напряжения в кристаллизующемся слое при остывании [1]. Термические напряжения генерируют дислокации с плотностью $n_d \sim (\alpha_T/b) T'_z$ [31], где α_T — коэффициент термического расширения, равный для кремния $4 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹. Используя измеренное значение

$n_d = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$, получим, что градиент температуры $T'_z \sim 4 \cdot 10^3 \text{ град/см}$. Поскольку при наносекундном ИЛО градиент температуры на три порядка больше [1], то и плотность дислокаций существенно выше. Это одно из преимуществ миллисекундного лазерного отжига.

Кривые на рис. 1, 2 приведены только для плотности энергии 20 Дж/см^2 , так как этой энергии соответствует минимальное диффузное рассеяние (рис. 3), обусловленное дефектами. Диффузное рассеяние формируется в приповерхностном слое толщиной $\sin \vartheta_B / 2\mu$, где μ — коэффициент поглощения, что для SiK_α -излучения составляет 8.6 мкм . Интенсивность диффузного рассеяния спадает по закону $\sim 1/q^{n+1}$, где q — расстояние от узла обратной решетки до сферы Эвальда. Величина n определяется типом дефектов и анализируемой областью обратного пространства. Так, для кластеров и дислокационных петель $n = 1$ в хуанговской области ($q < 1/r$) и $n = 3$ в области Стокса—Вильсона ($q > 1/r$), где r — радиус дефектов [32], $n = 2$ для хаотически распределенных дислокаций [33]. Учет вертикальной расходимости в методе ТРД приводит к более медленному спаданию интенсивности диффузного пика $\sim 1/\alpha^n$.

Тангенсы углов наклона прямых 1—4 на рис. 4 составляют соответственно $n = 4.2, 3.9, 2.4$ и 0.55 . Близость значения $n = 2.4$ при $W = 27 \text{ Дж/см}^2$ к $n = 2$ свидетельствует о том, что преимущественный вклад в ДП дает диффузное рассеяние на дислокациях, что подтверждается также нашими данными по анализу ширины ГП. Интерпретация результатов при 10 и 20 Дж/см^2 затруднена ввиду нетрадиционного наклона $n \approx 4$ кривых 1 и 2 на рис. 4. Отметим, что лишь в [32] имеется упоминание о возможности спадания интенсивности диффузного рассеяния по закону $\sim 1/q^5$ для дислокационных петель в дальней области Стокса—Вильсона, соответствующей области пространства в непосредственной близости к петлям. Оценки показывают, что радиус петель $r \geq 0.3 \text{ мкм}$. Отметим также, что, согласно результатам работы [12], именно петли образуются на границе аморфизованного ионной имплантацией слоя и совершенной части кристалла в результате последующего высокотемпературного отжига, причем с ростом температуры радиус петель возрастает. Знак симметрии интенсивности ДП при положительных и отрицательных углах α указывает, согласно теории [32], что в нашем случае петли являются дефектами внедренного (междоузельного) типа. Дальнейшее повышение плотности лазерной энергии продолжает уменьшать величину наклона, что указывает на приближение нарушенного слоя к поликристаллическому.

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы. Лазерное облучение миллисекундным импульсом имплантированных ионами бора и кратковременно термически отожженных монокристаллов кремния с плотностью энергии более 10 Дж/см^2 приводит к электрической активации бора и устраняет положительную деформацию в слое толщиной порядка 0.5 мкм . Преимущественным типом дефектов при облучении с плотностями энергии 10 и 20 Дж/см^2 являются дислокационные петли междоузельного типа, а с повышением энергии до 27 Дж/см^2 — дислокации. При плотности энергии 20 Дж/см^2 , когда реализуется полное плавление облучаемой поверхности, образуется наименее дефектный слой. В результате импульсного лазерного отжига распределение атомов бора в слое приближается к равномерному. Импульс с плотностью 35 Дж/см^2 приводит к растрескиванию поверхности.

Авторы признательны А. А. Ломову за полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Смирнов Л. С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М., 1982. 208 с.
- [2] Комаров Ф. Ф., Новиков А. П., Соловьев В. С., Ширяев С. Ю. Дефекты структуры в ионно-имплантированном кремнии. Минск, 1990. 318 с.

- [3] Афанасьев А. М., Александров П. А., Имамов Р. М. Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев. М., 1989. 152 с.
- [4] Кютт Р. Н. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. № 18. С. 839—844.
- [5] Fukuhara A., Takano Y. // Acta Cryst. 1977. V. A33. N 1. P. 137—142.
- [6] Holy V., Kubena J. // Czech. J. Phys. B. 1979. V. 29. N 10. P. 1161—1172.
- [7] Kyutt R. N., Petrashen P. V., Sorokin L. M. // Phys. St. Sol. (a). 1980. V. 60. N 2. P. 381—389.
- [8] Афанасьев А. М., Ковальчук М. В., Лобанович Э. Ф. и др. // Кристаллография. 1981. Т. 26. № 1. С. 28—35.
- [9] Kohn V. G., Kovalchuk M. V., Imamov R. M., Lobanovich E. F. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 64. N 2. P. 435—442.
- [10] Кютт Р. Н. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 1. С. 178—180.
- [11] Лабуню В. А., Кондрашкина Е. А., Полонин А. К., Прохоренко Н. Л. // Поверхность. 1989. № 4. С. 90—95.
- [12] Zaumseil P., Winter U., Cembali F. et al. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 100. N 1. P. 95—104.
- [13] Zaumseil P., Winter U. // Phys. St. Sol. (a). 1990. V. 120. N 1. P. 67—75.
- [14] Larson B. C., Barhorst J. F. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 6. P. 3138—3185.
- [15] Servidori M., Zani A., Garulli G. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 70. N 2. P. 691—701.
- [16] Завьялова А. А., Имамов Р. М., Ковальчук М. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 11. С. 653—657.
- [17] Zaumseil P., Winter U., Galler R. // Cryst. Res. Technol. 1984. V. 19. N 5. P. 633—641.
- [18] Punegov Y. I., Petrakov A. P., Tikhonov N. A. // Phys. St. Sol. (a). 1990. V. 122. N 2. P. 449—458.
- [19] Бушуев В. А., Петраков А. П. // Поверхность. 1992. № 9. С. 45—50.
- [20] Бушуев В. А., Петраков А. П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 8. С. 9—12.
- [21] Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Даношкина Н. В. // ФТП. 1980. Т. 14. № 4. С. 656—661.
- [22] Hofker W. K., Oesthoek D. P., Koeman N. J., de Grefte H. A. // Rad. Eff. 1975. V. 24. N 3—4. P. 223—231.
- [23] Young R. T., White C. W., Clark G. J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. N 3. P. 139—141.
- [24] Вавилов В. С., Кекелидзе Н. П., Смирнов Л. С. Действие излучений на полупроводники. М., 1988. 191 с.
- [25] Шитов Н. В., Ломов А. А., Бушуев В. А. и др. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 12. С. 3529—3534.
- [26] Кютт Р. Н. // Кристаллография. 1988. Т. 33. № 4. С. 827—830.
- [27] Демчук А. В., Лабуню В. А. // Поверхность. 1991. № 2. С. 103—107.
- [28] Пристрем А. М., Демчук А. В., Данилович Н. И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 6. С. 1220—1224.
- [29] Пилипович В. А., Ивлев Г. Д., Жидков В. В., Малевич В. А. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 10. С. 594—598.
- [30] McCaldin J. O. // J. Vac. Sci. Technol. 1974. V. 11. N 6. P. 990—995.
- [31] Hu S. M. // J. Vac. Sci. Technol. 1977. V. 14. N 1. P. 17—31.
- [32] Dederichs P. H. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 4. P. 1041—1050.
- [33] Кривоглаз М. А., Рябошапка К. П. // ФММ. 1963. Т. 15. № 1. С. 18—31.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
28 июля 1992 г.