

## Влияние разупорядочения тонких поверхностных слоев на электронные и оптические свойства Si (111)

© Б.Е. Умирзаков<sup>1</sup>, Д.А. Ташмухамедова<sup>1,¶</sup>, А.К. Ташатов<sup>2</sup>, Н.М. Мустафоева<sup>2</sup>, Д.М. Муродкабиллов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ташкентский государственный технический университет им. Ислама Каримова, 100095 Ташкент, Узбекистан

<sup>2</sup>Каршинский государственный университет, 180003 Карши, Узбекистан

¶ E-mail: ftmet@mail.ru

Поступила в Редакцию 20 мая 2019 г.

В окончательной редакции 13 июля 2020 г.

Принята к публикации 20 июля 2020 г.

Впервые изучены степень разупорядочения, толщина разупорядоченных слоев  $d$  и их влияние на ширину запрещенной зоны  $E_g$  монокристаллического Si (111) при бомбардировке ионами  $Ag^+$ . Показано, что значение  $d$  при энергиях ионов  $E_0 = 1$  и 2 кэВ составляет  $\sim (100-120)$  и  $\sim (150-160)$  Å соответственно. При этом плотность состояний электронов валентной зоны Si (111) существенно изменяется, уменьшается коэффициент пропускания света до  $K = 55-60\%$ , а значение  $E_g$  увеличивается на  $\sim 10\%$ . При бомбардировке ионами  $Ni^+$  разупорядочение поверхности сопровождается резким изменением состава поверхностных слоев и вследствие этого  $K$  уменьшается до 5–10%. После прогрева при  $T = 900$  К формируются нанокристаллы (при дозах  $D \leq 10^{15}$  см<sup>-2</sup>) и нанопленки  $NiSi_2$  ( $D = 6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>).

**Ключевые слова:** ионная бомбардировка Si, электронные свойства, оптические свойства, тонкие слои, отжиг.

DOI: 10.21883/FTR.2020.11.50088.9162

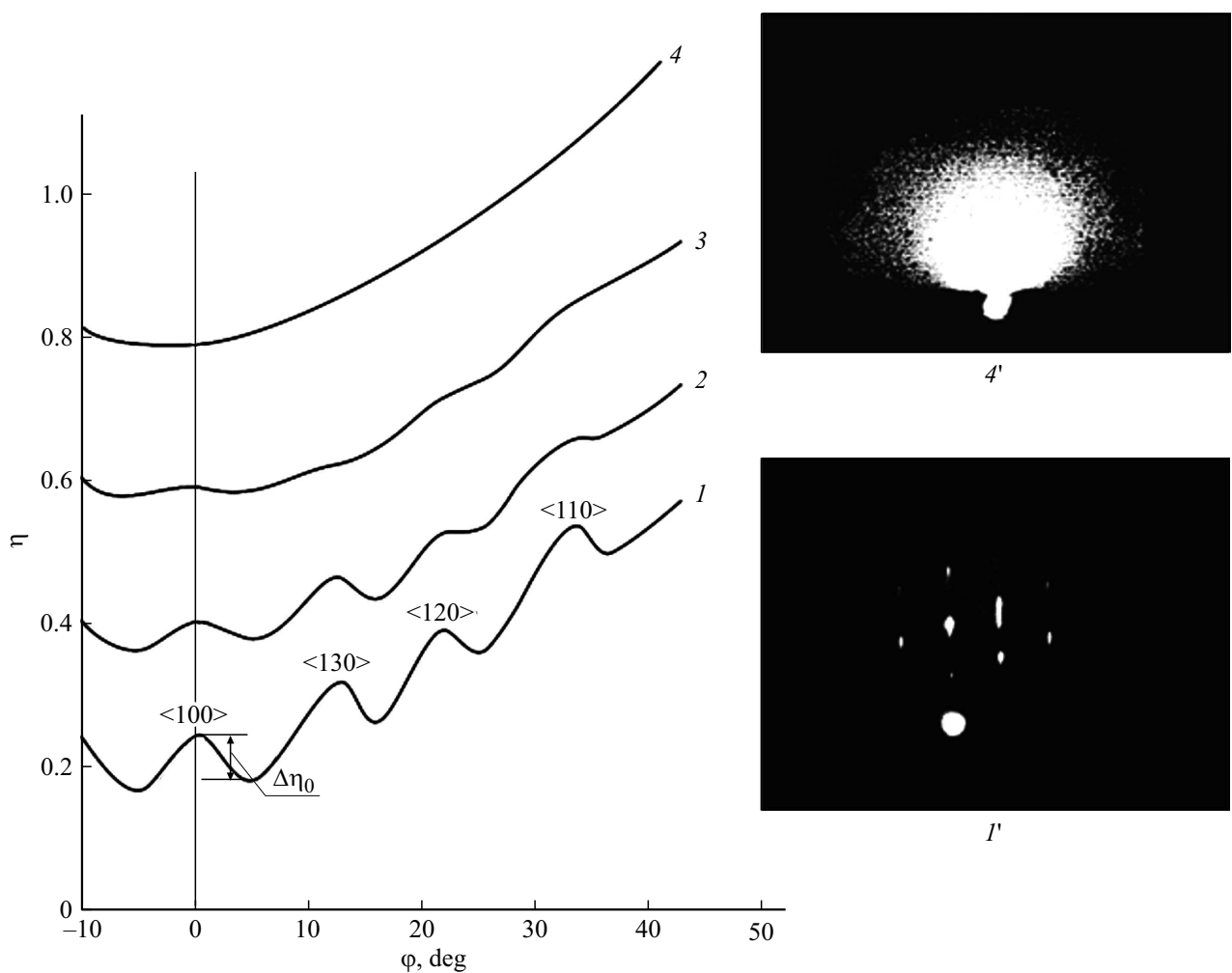
### 1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется изучению оптических и электронных свойств полупроводников с нанофазами и нанопленками в поверхностных слоях. Особый интерес представляют исследования, связанные с изменением свойств кремния при уменьшении размеров до нескольких нанометров, а также исследования, направленные на изменения свойств нанопленок Si при различных воздействиях (адсорбция атомов, ионная и электронная бомбардировка, окисление). В работах [1–7] показано, что увеличение пористости и, следовательно, уменьшение размеров, изменение формы кремниевых нанофаз приводят к сдвигу края поглощения света в сторону больших энергий, что объясняется увеличением ширины запрещенной зоны  $E_g$ . Наибольшее увеличение  $E_g$  (до 1.7 эВ) наблюдаются, когда размер нанокристаллических фаз Si составляет  $\leq (3-4)$  нм [2,8]. Увеличение  $E_g$  до 1.9 эВ наблюдается и в случае формирования тонких аморфных пленок кремния [6]. Поэтому система ⟨аморфный кремний⟩/⟨нанокристаллический кремний⟩ является перспективной для разработки солнечных элементов с высокой эффективностью [9,10].

В работах [11,12] изучено формирование различных дефектов и наноразмерных структур в Si при имплантации ионов и осаждении атомов различных элементов, а также их влияние на физические свойства Si. В частности, в работе [11] показано, что возникающий в результате химического взаимодействия Pd с Si при 100°C слой дефектов с глубокими уровнями простирается на глубину 1 мкм. В работах [13–16] изучено влияние

низкоэнергетической ионной имплантации на кристаллическую и электронную структуры монокристаллов Si, GaAs и CaF<sub>2</sub>. Показано, что при этом происходит разупорядочение приповерхностных слоев, формирование различных дефектов вплоть до полного разупорядочения приповерхностных слоев этих монокристаллов. После температурного прогрева образовались нанопленки типа MeSi<sub>2</sub>, GaMeAs и CaMeF<sub>2</sub>. Показано, что ширина запрещенной зоны  $E_g$  наноразмерных фаз типа MeSi<sub>2</sub>/Si и GaMeAs заметно больше, чем  $E_g$  массивных пленок MeSi<sub>2</sub> и GaMeAs (Me — металл). Оценены размеры наноструктур, при которых начинают проявляться квантово-размерные эффекты. При бомбардировке в условиях сверхвысокого вакуума однокомпонентных монокристаллических полупроводников (Si, Ge) ионами инертных газов состав бомбардированных ионами слоев практически не изменяется, а все изменения свойств определяются только разупорядочением приповерхностных слоев. Однако до настоящего времени влияние образования разупорядоченных фаз и слоев на зонную структуру, электрофизические и оптические свойства Si практически не исследовано. Не имеется также сведений о толщинах разупорядоченных слоев при ионной бомбардировке. Результаты таких исследований представляют практический и научный интерес.

Поэтому основной целью данной работы является исследование влияния образования наноразмерных фаз в приповерхностной области монокристаллов Si (111) при бомбардировке ионами  $Ag^+$  и  $Ni^+$  с  $E_0 = 0.5-2$  кэВ на плотность состояний валентных электронов, параметры



**Рис. 1.** Влияние бомбардировки ионами  $\text{Ag}^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ, разными дозами облучения на зависимости  $\eta$  от угла падения  $\varphi$  первичного пучка с энергией  $E_p = 500$  эВ (1–4) и на ДБЭ-изображения ( $I'$  и  $4'$ ) поверхности пленки  $\text{Si}/\text{CaF}_2$  (111).  $D$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1,  $I'$  — 0, 2 —  $5 \cdot 10^{14}$ , 3 —  $5 \cdot 10^{15}$ , 4,  $4'$  —  $5 \cdot 10^{16}$ . 2, 3, 4 сдвинуты соответственно на 0,2, 0,4 и 0,6 относительно 1.

энергетических зон, электрофизические и оптические свойства.

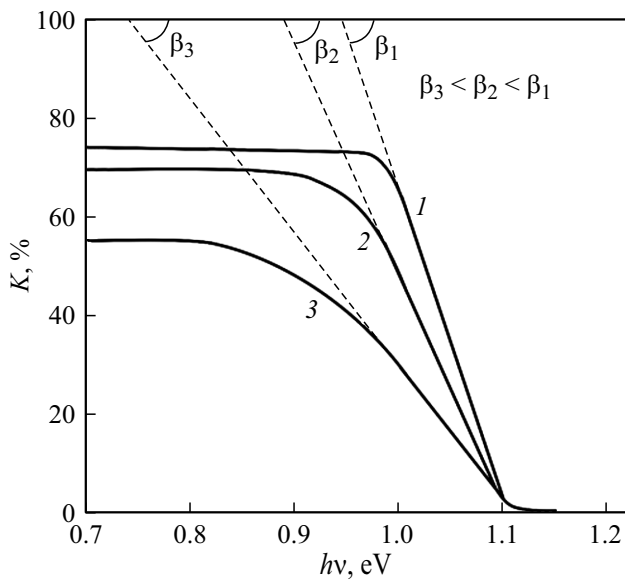
## 2. Методика исследования

В качестве объекта исследования были использованы монокристаллические образцы  $\text{Si}$  (111) с размерами  $10 \times 10 \times 0,5$  мм. Термическая обработка, бомбардировка ионами  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{Ni}^+$  и исследования с использованием методов оже-электронной спектроскопии (ОЭС), ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС), измерения энергетических и угловых зависимостей коэффициента неупруго отраженных электронов  $\eta$  и квантового выхода фотоэлектронов осуществляли в одном и том же экспериментальном приборе в вакууме при остаточном давлении  $P \leq 10^{-7}$  Па. Энергию ионов  $\text{Ag}^+$  и  $\text{Ni}^+$  варьировали в пределах  $E_0 = 0,5$ – $2$  кэВ, а их доза составляла  $D = 10^{14}$ – $10^{17}$   $\text{см}^{-2}$ . Модификация поверхностных слоев пленок  $\text{Si}$  осуществлялась бомбар-

дировкой ионами, направленными под углом  $5$ – $6^\circ$  относительно нормали к поверхности, и, следовательно, каналированием ионов можно было пренебречь. Перед ионной бомбардировкой поверхность  $\text{Si}$  обезгаживали при  $T = 1200$  К в течение 4–5 ч в сочетании с кратковременными прогревами до  $T = 1500$  К в вакууме при остаточном давлении не более  $10^{-7}$  Па. Измерения зависимости интенсивности  $I$  проходящего через образец света (коэффициент пропускания света  $K$ ) от энергии фотонов осуществляли с использованием спектрофотометра UV-1280, а картины дифракции быстрых электронов снимались в приборе ЭМР-2.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены угловые зависимости коэффициента  $\eta$ , измеренные при энергии первичных электронов  $E_p = 500$  эВ для  $\text{Si}$  (111), бомбардированного ионами



**Рис. 2.** Зависимости коэффициента пропускания света  $K$  от энергии фотонов для пленки Si (111), бомбардированной ионами  $\text{Ag}^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ при дозах  $D$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $5 \cdot 10^{15}$ , 3 —  $5 \cdot 10^{16}$ .

$\text{Ag}^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ разными дозами. Зависимость  $\eta(\varphi)$  дает исчерпывающие сведения о степени разупорядочения поверхности монокристаллов. Результаты ОЭС показали, что в процессе ионной бомбардировки состав поверхности практически не меняется. На зависимости  $\eta(\varphi)$  чистого Si(111) при увеличении  $\varphi$  наряду с ростом  $\eta$  наблюдается ряд максимумов, положения которых соответствуют определенным кристаллографическим направлениям. Наибольшие максимумы наблюдаются при  $\varphi = 0$ , они соответствуют направлению  $\langle 100 \rangle$  в Si. Разность значений между первыми максимумом и минимумом составляет  $\Delta\eta_0 = 0.07$ . По мере увеличения дозы ионов тонкая структура кривых  $\eta(\varphi)$  сглаживается и при  $D = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  полностью исчезает (кривая 4). При этой дозе на ДБЭ-изображении вместо рефлексов (вставка I') устанавливается одно большое пятно (гало), характерное для аморфных веществ (вставка 4'). Дальнейшее увеличение дозы не приводит к заметным изменениям зависимости  $\eta(\varphi)$  и картин дифракции быстрых электронов (ДБЭ).

Разупорядочение приповерхностного слоя Si (111) приводит к уменьшению коэффициента пропускания света  $K$  во всей исследуемой области энергий фотонов ( $h\nu = 0.4\text{--}1.5$  эВ) (рис. 2). Из рис. 2 видно, что в случае чистого Si (111) в области  $h\nu = 0.6\text{--}0.9$  эВ значение  $K$  заметно не меняется, в очень короткой области  $h\nu = 0.9\text{--}1.0$  эВ зависимость  $K(h\nu)$  имеет экспоненциальный характер, а в области  $h\nu = 1.0\text{--}1.1$  эВ  $K$  резко, почти линейно, с большой крутизной уменьшается до нуля. Это свидетельствует о высокой степени монокристалличности образца Si (111). Известно [17,18], что наличие в кристаллах разупорядочения на атомном

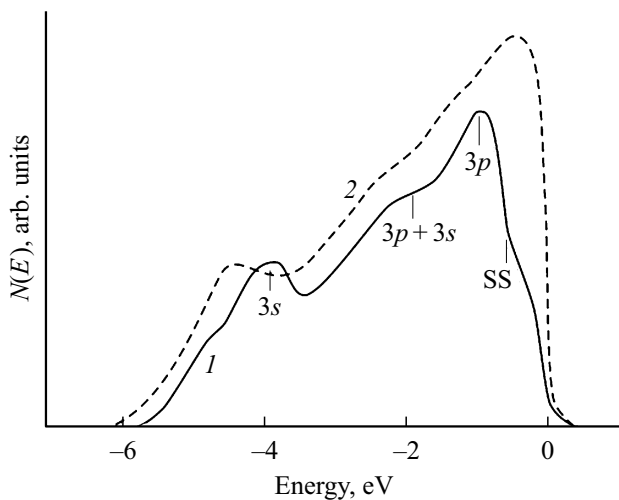
уровне приводит к появлению на зависимости коэффициента поглощения от  $(h\nu)^2$  экспоненциальных участков. Ионная бомбардировка приводит к заметному уменьшению коэффициента поглощения во всей исследуемой области  $h\nu$ , увеличению экспоненциального участка и, следовательно, уменьшению крутизны линейного участка кривой  $I(h\nu)$  (рис. 2). Эти изменения происходят до дозы  $D = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , которая соответствует полной аморфизации приповерхностного слоя (рис. 1, кривая 4 и вставка 4'). В случае поглощения света для экспоненциального участка зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от энергии фотонов можно оценить по формуле, приведенной в [17] для кристалла CdSeS:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\frac{(E_g - h\nu)}{E_c}},$$

где  $E_c$  — характеристическая энергия, которая определяет крутизну края и дает информацию о флуктуации величин межатомных расстояний [17]. В работе [17] для определения значения  $E_c$  построена зависимость  $\ln \alpha(h\nu)$  и выбраны те участки, где эти зависимости становятся линейными, а значение  $E_c$  определялось обратной величиной крутизны линейных участков.

Учитывая, что для монокристаллических и аморфных пленок Si коэффициенты отражения света в исследуемой области  $h\nu$  мало различаются и значение не превышает 4–6%, можно полагать для этих пленок зависимости  $K(h\nu)$  и  $\alpha(h\nu)$  обратно пропорциональными. Поэтому по крутизне линейных участков кривых  $K(h\nu)$  можно оценить степень разупорядочения поверхности. При этом в отличие от  $\alpha(h\nu)$  крутизна кривых  $K(h\nu)$  определена относительно уровня  $K = 100\%$ . Видно, что с ростом дозы ионов значение  $\beta_i$ , соответственно крутизна кривых  $\text{tg} \beta_i$  уменьшается, а значение  $E_c \propto 1/\text{tg} \beta_i$  увеличивается, что приводит к росту поглощения света и уменьшению интенсивности проходящего света [17]. Отметим, что при ионной бомбардировке независимо от дозы ионов значение  $h\nu$ , при котором  $K$  уменьшается примерно до нуля, не изменяется и лежит в пределах 1.1–1.15 эВ, т. е. при аморфизации не происходит уменьшения ширины запрещенной зоны. Наши дальнейшие исследования показали, что  $E_g$  для аморфизованного слоя Si составляет  $\sim 1.2$  эВ.

На рис. 3 приведены фотоэлектронные спектры ( $h\nu = 10.8$  эВ) для Si (111), измеренные до и после бомбардировки ионами  $\text{Ag}^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ при  $D = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Из рис. 3 видно, что аморфизация приводит к резкому изменению плотности состояний валентных электронов. В частности, положение основного максимума смещается на 0.4–0.5 эВ в сторону потолка валентной зоны. При этом ширина спектра  $\Delta E$  увеличивается на 0.2–0.3 эВ, а квантовый выход фотоэлектронов (площадь под кривой энергетического распределения) увеличивается на 25–30%. На основе анализа спектров фотоэлектронов Si можно определить основные параметры энергетических зон. В частности,



**Рис. 3.** Фотоэлектронные спектры, измеренные при  $h\nu = 10.8$  эВ, для пленки Si (111) до (1) и после бомбардировки ионами  $Ag^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ при  $D = 5 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$  (2). SS — поверхностные состояния.

положение потолка валентной зоны определяли по формуле

$$E_v = h\nu - \Delta E.$$

Расчеты показали, что значение  $E_v$  для Si (111) до ионной бомбардировки составляет  $\sim 5.1$  эВ, после ионной бомбардировки  $\sim 5.25$  эВ. В таблице приведены основные параметры энергетических зон и коэффициент прохождения света для  $h\nu = 0.8$  и  $1.0$  эВ. Видно, что после ионной имплантации коэффициент пропускания в области  $h\nu \approx 0.8$  эВ уменьшается до 20–30%, уменьшение  $K$  происходит сильнее при приближении значения  $h\nu$  к  $E_g$ .

Анализ разупорядоченных слоев в случае материалов одинакового состава является очень трудной задачей современной электронной техники. Для оценки глубины аморфизации слоев Si в данной работе впервые использовался метод исследования зависимостей  $\eta(\varphi)$ , измеренных при различных значениях  $E_p$  в интервале 500–1500 эВ. При определенных значениях  $E_p$  на зависимости  $\eta(\varphi)$  появляются особенности, при этом особенность (максимум) в области  $\varphi = 0-5^\circ$  имеет наибольшую интенсивность. Это связано с тем, что при  $\varphi = 0^\circ$  эффективная глубина проникновения первичных электронов ( $l_e$ ) и соответственно глубина выхода

Значения  $E_v$ ,  $E_g$ ,  $\chi$  и  $K$  для Si до и после аморфизации ионной бомбардировкой

Образец	$E_v$ , эВ	$E_g$ , эВ	$\chi$ , эВ	Коэффициент пропускания, %	
				$h\nu = 0.8$ эВ	$h\nu = 1.0$ эВ
Si (111)	5.2	1.1	4.1	75	62
$Ag^+ \rightarrow$ Si (111)	5.0	1.25	3.85	56	27

неупруго отраженных электронов ( $d_\eta$ ) будет наибольшей. Значения  $l_e$  и  $d_\eta$  оценены по формуле [19]

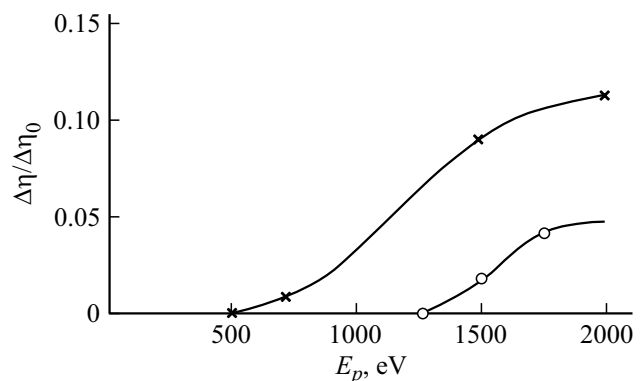
$$l_e = \frac{6 \cdot 10^{-6} A}{Z\rho} E_p^{1.4},$$

$$d_\eta = \frac{l_e}{2},$$

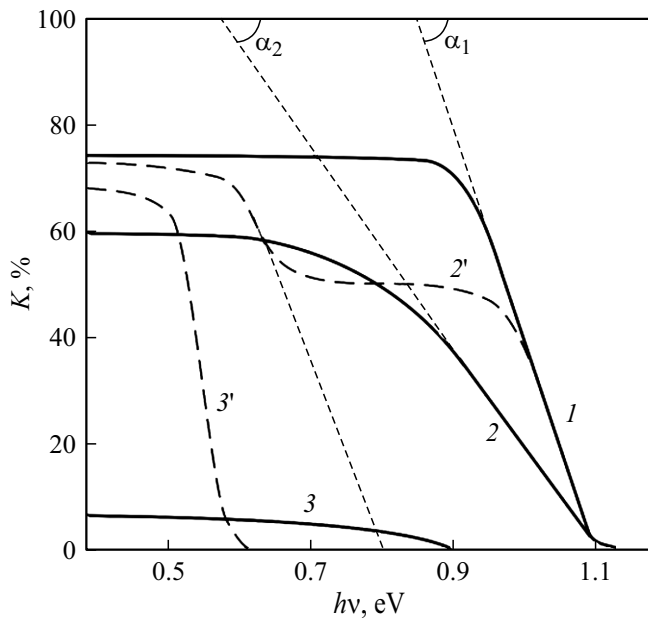
где  $l_e$  и  $d_\eta$  взяты в см,  $E_p$  в кэВ,  $\rho$  в г/см $^3$ ;  $A$  — атомный вес,  $Z$  — порядковый номер.

На рис. 4 приведены изменения относительной интенсивности первого пика на зависимости  $\Delta\eta/\Delta\eta_0$  для Si (111), бомбардированного ионами  $Ag^+$  с  $E_0 = 1$  и 2 кэВ, от энергии первичных электронов при  $D = 5 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$ . Видно, что особенности в  $\eta(\varphi)$  при  $\varphi = 0^\circ$  появляются начиная с  $E_p = 600-700$  эВ, затем до  $E_p = 1500$  эВ величина заметно растет и при  $E_p \geq 1500-2000$  эВ существенно не меняется. Расчеты показывают, что при  $E_p = 600$  эВ значение  $d_\eta = 100-120$  Å, т.е. можно полагать, что толщина разупорядоченного слоя составляет 100–120 Å. При бомбардировке с  $E_0 = 2$  кэВ толщина разупорядоченного слоя составляет  $\sim (150-160)$  Å.

Подобные же эксперименты проводились и для Si (111), имплантированного ионами  $Ni^+$ . На рис. 5 приведены зависимости  $K(h\nu)$  для Si (111), имплантированного ионами  $Ni^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ при дозах  $D = 10^{15}$  и  $6 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$ . При  $D = 10^{15}$  см $^{-2}$  на поверхности Si (111) формируются отдельные кластерные фазы, состоящие в основном из несвязанных атомов Si, Ni и соединений типа NiSi и NiSi $_2$ . Через эти фазы свет практически не проходит, поэтому значение  $K$  резко уменьшается до 40–50%, т.е. можно полагать, что степень покрытия поверхности этими фазами составляет  $\sim 0.4$ . При  $D = 6 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$  интенсивность проходящего света при  $h\nu \leq 0.5-0.6$  эВ составляет  $\sim 8-10\%$ , а при  $h\nu \geq 0.7$  эВ не превышала 3–5%. По-видимому, наличие некоторого количества соединений типа NiSi, NiSi $_2$ ,  $\sim (15-20$  ат%), и несвязанных атомов Si способствует прохождению света с очень малой интенсивностью. При имплантации ионов  $Ni^+$  наряду с аморфизацией резко изменяется состав приповерхностных слоев, значение  $E_g$  уменьшается



**Рис. 4.** Зависимости  $\Delta\eta/\Delta\eta_0$  от  $E_p$  для Si (111), бомбардированного ионами  $Ag^+$  с  $E_0 = 1$  (1), 2 кэВ (2).  $D = 6 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$ .



**Рис. 5.** Зависимости  $K(h\nu)$  для Si (111), имплантированного ионами  $\text{Ni}^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ при дозах  $D$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $10^{15}$ , 3 —  $6 \cdot 10^{16}$ .

до 0.2–0.3 эВ и, следовательно, экспоненциальная часть кривой  $K(h\nu)$  резко увеличивается.

После прогрева этих же образцов при  $T = 900$  К на поверхностных слоях Si формируются эпитаксиальные нанокристаллические фазы и пленки  $\text{NiSi}_2$  толщиной 50–60 Å. Следовательно, структура зависимости  $K(h\nu)$  резко изменяется (кривые 2' и 3'). Экстраполяция этих кривых к оси  $h\nu$  показывает, что  $E_g$  нанокристалла  $\text{NiSi}_2$  в данном случае составляет 0.8 эВ, а нанопленки — 0.6 эВ. Кристаллизация приводит к существенному росту значения  $K$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, в данной работе проведены сравнительные исследования влияния бомбардировки ионами  $\text{Ag}^+$  и  $\text{Ni}^+$  на состав, структуру и коэффициент прохождения света для монокристаллического Si. В обоих случаях имплантация приводит к разупорядочению поверхностных слоев и уменьшению  $K$ . В первом случае разупорядочение происходит без изменения состава приповерхностного слоя, а во втором случае эти слои обогащаются несвязанными атомами Si, Ni и молекулами типа Ni + Si. После прогрева при  $T = 900$  К Si, имплантированного ионами  $\text{Ni}^+$ , в поверхностной области Si в зависимости от дозы ионов формируются эпитаксиальные фазы (при  $D < 5 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-2}$ ) и пленки (при  $D = 6 \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$ )  $\text{NiSi}_2$ . Впервые определена толщина аморфизованных слоев, степень разупорядочения поверхности и степень покрытия поверхности аморфизо-

ванными фазами Si (111), бомбардированного ионами низких энергий ( $E_0 = 0.5$ –2 кэВ).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] S. Schuppler, S.L. Friedman, M.A. Marcus, D.L. Adler, Y.-H. Xie, F.M. Ross, T.D. Harris, W.L. Brown, Y.J. Chabal, L.E. Brus, P.H. Citrin. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2648 (1994).
- [2] S. Horiguchi, M. Nagase, K. Shiraishi, H. Kageshima, Y. Takahashi, K. Murase. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, L29 (2001). <https://doi.org/10.1143/JJAP.40.L29>
- [3] S.H. Tolbert, A.B. Herhold, L.E. Brus, A.P. Alivisatos. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4384 (1996).
- [4] L.T. Canham. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1046 (1990).
- [5] K. Masuko, M. Shigematsu, T. Hashiguchi, D. Fujishima, M. Kai, N. Yoshimura, T. Yamaguchi, Y. Ichihashi, T. Mishima, N. Matsubara, T. Yamanishi, T. Takahama, M. Taguchi, E. Maruyama, S. Okamoto. *IEEE J. Photovoltaics*, **4** (6), 1433 (2014).
- [6] X. Li, S. He, S.S. Talukdar. *Langmuir*, **19**, 8490 (2003).
- [7] A. Puzder, A.J. Williamson, J.C. Grossman, G. Galli. *Phys. Rev. Lett.*, **88** (9), 097401 (2002).
- [8] М.С. Браслер, О.В. Гусев, Е.И. Теруков, А. Фроитцгейм, W. Fuhs. *ФТТ*, **46**, 18 (2004).
- [9] C. Buerhop, S. Wirsching, S. Gehre, T. Pickel, T. Winkler, A. Bemm, J. Mergheim, C. Camus, J. Hauch, C.J. Brabec. *Proc. 2017 IEEE 44th Photovoltaic Spec. Conf.*, p. 3500.
- [10] P. Procel, G. Yang, O. Isabella, M. Zeman. *Solar Energy Mater. Solar Cells*, **186**, 66 (2018).
- [11] И.А. Карпович, С.В. Тихов, Е.Л. Шоболов, И.А. Андрущенко. *ФТП*, **40** (3), 319 (2006).
- [12] M.W. Ullah, A. Kuronen, K. Nordlund, F. Djurabekova, P.A. Karasev, K.V. Karabeshkin, A.I. Titov. *J. Appl. Phys.*, **114**, 183511 (2013).
- [13] В.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, Е.У. Болтаев, А.А. Дзхуракхалов. *Mater. Sci. Eng. B*, **101**, 124 (2003).
- [14] S.B. Donaev, F. Djurabekova, D.A. Tashmukhamedova, В.Е. Умирзаков. *Phys. Status Solidi C*, **12** (1–2), 89 (2015). DOI 10.1002/pssc.201400156
- [15] В.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, М.К. Рuzibaeva, F.G. Djurabekova, S.B. Danaev. *NIMB*, **326**, 322 (2014).
- [16] Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, Г.Х. Аллаярова, Ж.Ш. Содикжанов. *Письма ЖТФ*, **45** (7), 49 (2019). [*Techn. Phys. Lett.*, **45** (4), 356 (2019)].
- [17] П.Г. Петросян, Л.Н. Григорян. *ЖТФ*, **87** (3), 443 (2017).
- [18] Д.М. Седракан, П.Г. Петросян, Л.Н. Григорян. *ЖТФ*, **85** (5), 94 (2015).
- [19] И.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман. *Вторичная электронная эмиссия* (М., Наука, 1969) с. 170–175, 244–246.

Редактор Л.В. Шаронова

## Influence of thin subsurface layers disordering on electronic and optical properties of Si (111)

*B.E. Umirzakov*<sup>1</sup>, *D.A. Tashmukhamedova*<sup>1</sup>,  
*A.K. Tashatov*<sup>2</sup> *N.M. Mustafayeva*<sup>2</sup>,  
*D.M. Muradkabilov*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Tashkent State Technical University  
named after Islam Karimov,  
100095 Tashkent, Uzbekistan

<sup>2</sup> Karshi State University,  
180003 Karshi, Uzbekistan

**Abstract** For the first time, degree of disordering, thickness of disordered layers  $d$  and their influence on band gap of single crystal Si (111) when bombarding with  $\text{Ar}^+$  ions are studied. It is shown that  $d$  at ion energies  $E_0 = 1$  and 2 keV are  $\sim (100-120)$  and  $\sim (150-160)$  Å, accordingly. The density of electron states in the valence band of Si (111) changes remarkably, the light-transmittance coefficient  $K$  decreases until 55–60%, but  $E_g$  increases by  $\sim 10\%$ . When bombing with  $\text{Ni}^+$  ions disordering of the surface is accompanied by sharp change of the surface layer composition, consequently,  $K$  decreases until 5–10%. After annealing at  $T = 900$  K nanocrystals (at doses of  $D \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) and nanolayers  $\text{NiSi}_2$  ( $D = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) are formed.