

Влияние осаждения атомов Ва и имплантации ионов Ва⁺ на электронную структуру монокристаллического Ge

© Д.А. Ташмухамедова,¹ Б.Е. Умирзаков,¹ Ё.С. Эргашов,¹ М.Б. Юсупжанова,¹ Р.М. Ёркулов¹

¹Ташкентский государственный технический университет им. Ислама Каримова,
100095 Ташкент, Узбекистан

²Институт ионно-плазменных и лазерных технологий им. У.А. Арифова АН Узбекистана
100125 Ташкент, Узбекистан
e-mail: ftmet@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 августа 2021 г.

В окончательной редакции 24 декабря 2021 г.

Принято к публикации 27 декабря 2021 г.

Впервые исследовано влияние осаждения атомов Ва с толщиной $\theta \leq 3-4$ монослоя и имплантации ионов Ва⁺ с энергией $E_0 = 0.5-2$ keV на плотность состояний электронов валентной зоны, параметров энергетических зон, эмиссионных и оптических свойств Ge(111). Показано, что при осаждении атомов Ва с $\theta = 1$ монослой значение термоэлектронной работы выхода ϕ уменьшается на ~ 1.9 eV, а значение коэффициента вторичной электронной эмиссии σ_m и квантового выхода фотоэлектронов Y увеличивается в 1.5–2 раза. В случае имплантации ионов Ва⁺ с $E_0 = 0.5$ keV при дозе облучения $D = 6 \cdot 10^{16}$ cm⁻² плотность состояния валентных электронов и параметры энергетических зон резко изменяются; квантовый выход фотоэлектронов увеличивается в 2 и более раз. Наблюдаемые изменения объясняются формированием на поверхности тонкого ($\sim 25-30$ Å) аморфного легированного слоя, состоящего из наноразмерных фаз типа Ва–Ge ($\sim 60-65$ at.%) и избыточных (несвязанных) атомов Ва и Ge. При этом происходит уменьшение ширины запрещенной зоны E_g на ~ 0.3 eV.

Ключевые слова: ионная имплантация, квантовый выход фотоэлектронов, эмиссионная эффективность, прогрев, ширина запрещенной зоны, аморфный слой.

DOI: 10.21883/JTF.2022.04.52254.230-21

Введение

В настоящее время в различных приборах твердотельной электроники широко используются Si, Ge и наноструктуры на их основе [1–4]. В частности, нанопазы и нанослои силицидов и германидов металлов имеют перспективы в создании СВЧ-транзисторов и интегральных схем, а гетероструктуры Ge_xSi_{1-x}/Si — в создании светодиодов, фотодетекторов, лазерных источников, оптических и электронных приборов [5–12]. В связи с этим в последние годы хорошо изучены состав, электронная и кристаллическая структуры, эмиссионные и оптические свойства наноразмерных гетероструктур и слоев, созданных методами молекулярно-лучевой эпитаксии, твердофазной и газофазной эпитаксий на поверхности Si и Ge [13–16]. В последние годы метод ионной имплантации широко используется для контролируемого изменения физических свойств полупроводников. В частности, методом ионной имплантации в Si получены наноразмерные фазы и слои силицидов Ва, Со, Ni, Na, Rb, изучены их состав, электронная структура и свойства, а также определены размеры силицидных фаз, при которых проявляются квантово-размерные эффекты [17–23]. В случае Ge высокоэнергетические ($E_0 = 80$ keV) высокодозные ($D = 10^{16}$ cm⁻²) имплантации ионов Sb, Р и As использовались для модификации зонной структуры Ge [24–27].

Однако до настоящего времени не имеется достоверных сведений и результатов экспериментальных и теоретических исследований, посвященных изучению физических свойств наноструктур германидов, полученных методом низкоэнергетической ионной имплантации.

Поэтому настоящая работа посвящена изучению состава и электронных свойств Ge(111), покрытого атомами Ва и имплантированного ионами Ва⁺ с энергией $E_0 = 0.5-5$ keV.

1. Методика исследования

В качестве объектов исследования были использованы монокристаллические образцы Ge(111) *p*- (концентрация бора $\sim 5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³) и *n*-типа (концентрация фосфора $\sim 10^{16}$ cm⁻³) с размерами $10 \times 10 \times 0.5$ mm. Термическая обработка, напыление атомов Ва, бомбардировка ионами Ва⁺ и исследования с использованием методов оже-электронной спектроскопии (ОЭС), ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС), спектроскопии упруго-отраженных медленных электронов (СУОМЭ) и измерения квантового выхода фотоэлектронов осуществляли в одном и том же экспериментальном приборе (типа УСУ-2) в вакууме $P \leq 10^{-7}$ Pa. Энергию ионов Ва⁺ варьировали в пределах $E_0 = 0.5-5$ keV, а их дозу — $D = 10^{14}-10^{17}$ cm⁻². Перед ионной бомбар-

дировкой поверхность Ge обезгаживали при $T = 1000$ К в течение 4–5 h в сочетании с кратковременными прогревами до $T = 1200$ К в вакууме не менее 10^{-7} Pa.

Значение квантового выхода фотоэлектронов Y определялась при $h\nu = 10.8$ eV по формуле $Y = \frac{n_e}{N_{ph}}$, где n_e — число фотоэлектронов, дошедших до коллектора, N_{ph} — число фотонов, падающих на поверхность мишени. В нашем случае $N_{ph} = 5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$.

Максимальное значение коэффициента вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) σ_m определялось по кривой зависимости $\sigma(E_p)$.

Значение термоэлектронной работы выхода ϕ определялось по формуле $\phi = E_{vac} - E_F$. E_{vac} — уровень вакуума, E_F — уровень Ферми. Изменение ϕ определялось методом Андерсона.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены УФЭС для Ge(111) p -типа, покрытого пленкой Ва разной толщины, осажденной при комнатной температуре. По оси абсцисс отложена энергия связи E_{bind} электронов, энергия уровня Ферми E_F германия определяется относительно уровня Ферми чистого Pd. E_v обозначает значение энергии потолка валентной зоны. Здесь и в дальнейшем на всех кривых энергетического распределения (КЭР) фотоэлектронов использован один и тот же масштаб по вертикали, выбранный таким образом, что площадь под кривой пропорциональна величине квантового выхода электронов из образцов. Из рис. 1 видно, что на спектре чистого Ge(111) p -типа обнаруживаются явно выраженные особенности при энергиях -0.8 , -1.6 , -3.5 и -5.1 eV. Наличие этих особенностей связано с возбуждением электронов из поверхностных состояний (SS), а также из $4p$, $4s$ и гибридных $4p + 4s$ уровней Ge (рис. 1, кривая 1).

Для наглядности кривые смещены по вертикали. При малых толщинах покрытий бария ($\theta = 0.5$ – 0.6), когда еще в основном эмиттируются электроны из германия, на КЭР с ростом θ наблюдаются следующие изменения: более четко выделяются все особенности Ge; начало спектра и пики, связанные с максимумами плотности состояний электронов в валентной зоне, смещаются в сторону меньших энергий; появляется новый пик в области $E_{bind} = -6$ eV, характерный для Ge, увеличивается ширина КЭР и возрастает квантовый выход фотоэлектронов. Изменение положений низкоэнергетического конца КЭР, очевидно, соответствует уменьшению ϕ , а величина смещения пика А равна изменению изгиба зон. Рост Y обусловлен, главным образом, уменьшением работы выхода и увеличением изгиба зон. При дальнейшем увеличении толщины слоя бария (рис. 1, кривые 4, 5), интенсивность германиевых пиков монотонно уменьшается, и начинает формироваться структура, характерная для бария.

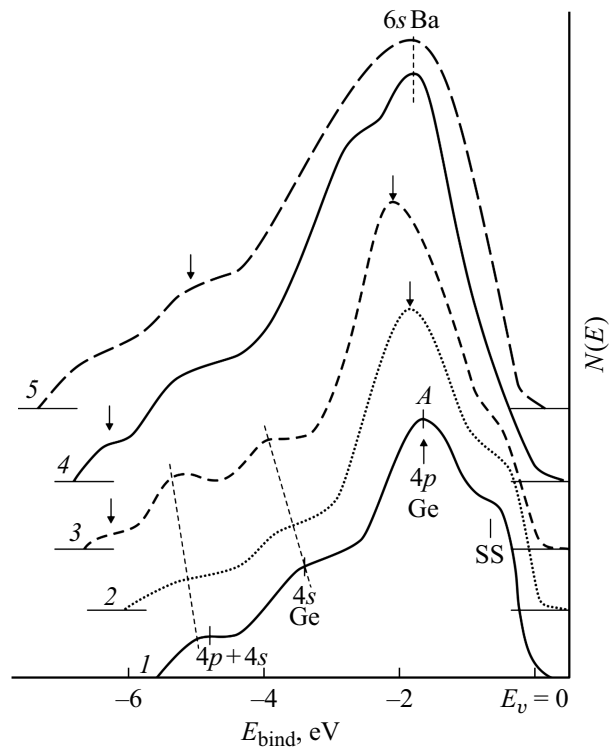


Рис. 1. Ультрафиолетовые фотоэлектронные спектры Ge(111) p -типа с пленкой бария толщиной θ , монослой: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.6, 4 — 1.0, 5 — 2.0, $h\nu = 10.8$ eV ($h\nu$ — энергия фотонов).

На рис. 2 приведены зависимости ϕ , Y и σ_m от времени напыления для системы Ва–Ge. При этом за один монослой условно принято значение θ , при котором $\phi = \phi_{min}$. Видно, что точка перегиба зависимости $\sigma_m(t)$ и $Y(t)$ приблизительно совпадает с толщиной θ , равной одному монослою. При этом значения σ_m и Y системы Ва–Ge оказываются максимальными. С дальнейшим ростом θ значения Y и σ_m монотонно уменьшаются. Можно полагать, что эмиссионная эффективность слоев Ва значительно меньше чем, слоев Ge.

На рис. 3 приведены спектры фотоэлектронов для Ge(111) n -типа, имплантированного ионами Ва⁺ с разными дозами при $E_0 = 0.5$ keV. Видно, что с ростом дозы облучения наблюдается смещение низкоэнергетического края спектра в сторону меньших энергий связи, а высокоэнергетический край (начало) спектра смещается в сторону больших энергий связи. При $D \geq 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ в спектре появляется ряд особенностей, характерных для „высоких“ доз. Интенсивности пиков, соответствующих чистому Ge, резко уменьшаются (некоторые пики Ge, в том числе особенности, связанные с поверхностными состояниями, полностью исчезают). С дальнейшим ростом дозы интенсивность новых особенностей увеличивается и происходит некоторое смещение их положений в сторону больших E_{bind} . Изменение спектров полностью прекращается при $D = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, т.е. эта доза является дозой насыщения D_{sat} . При этой дозе

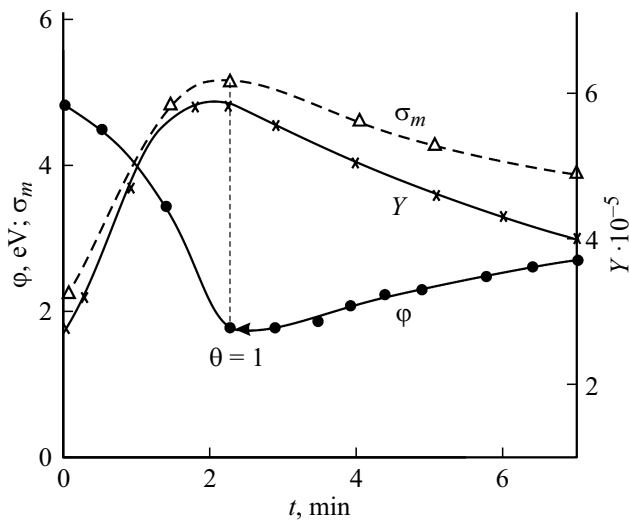


Рис. 2. Зависимости φ , σ_m и Y от времени напыления для системы Ba–Ge(111).

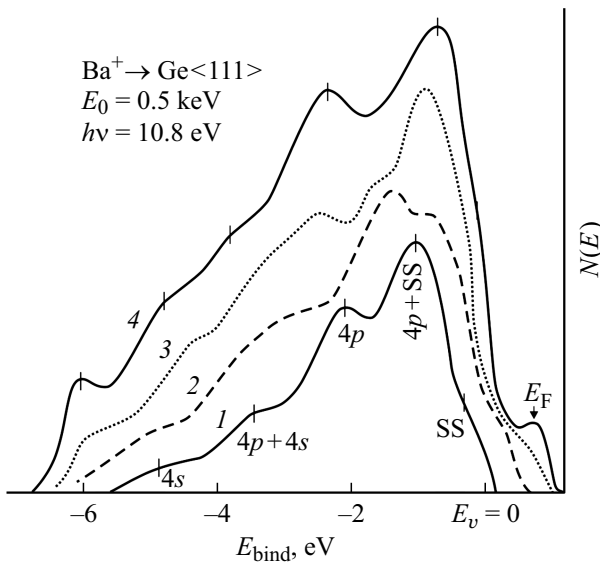


Рис. 3. Ультрафиолетовые фотоэлектронные спектры Ge(111) n -типа, имплантированного ионами Ba^+ с $E_0 = 0.5$ keV при дозах D , cm^{-2} : 1 — 0, 2 — $2 \cdot 10^{15}$, 3 — $8 \cdot 10^{15}$, 4 — $4 \cdot 10^{16}$.

площадь под КЭР (т.е. квантовый выход фотоэлектронов) увеличивается почти в два раза, и на зависимости $N(E)$ появляются явно выраженные особенности при $E_{bind} = -6.1, -4.5, -3.8, -2.5, -0.7$ и $+0.6$ eV относительно потолка валентной зоны. Анализ полученных спектров и сравнение их со спектрами германия с напыленной пленкой бария дают возможность предполагать, что обнаруженный пик при $E_{bind} = -6.1$ eV относится к германию, слабые по интенсивности пики при -4.9 и -0.2 eV — к несвязанным атомам бария, а все остальные пики относятся к германидам бария. Результаты ОЭС показали, что большая часть (60–70% атомов) бария вступает в химическую связь с атомами матрицы

Таблица 1. Значения основных параметров зонной структуры Ge(111) n -типа, легированного ионами Ba^+ с $E_0 = 0.5$ keV и разной дозой

Исследуемые образцы	Параметры зон, eV			
	Φ , eV	φ , eV	E_g , eV	χ , eV
Ge(111)	4.9	3.5	0.7	3.4
$Ba^+ \rightarrow Ge(111)$, $E_0 = 0.5$ keV	2.4	2.4	0.4	2.4

и преимущественно образуются соединения типа BaGe и BaGe₂. Вследствие этого на спектре появляется небольшой максимум при $E_{bind} = 0.6$ eV.

Можно полагать, что при этом вблизи дна зоны проводимости появляется узкая примесная зона разрешенных состояний, следовательно, ширина запрещенной зоны E_g Ge резко уменьшается. Верхний край этой зоны перекрывается с дном зоны проводимости, и свойства ионно-имплантированных слоев приближаются к аналогичным для металлов. При этом на поверхности и вблизи нее имеются несвязанные атомы бария, что приводит к уменьшению величины работы выхода и сродства к электрону χ , сужению ширины запрещенной зоны, изменению положений E_F (табл. 1). В этом случае значения термоэлектронной φ и фотоэлектронной Φ работ выхода становятся одинаковыми, и поверхностный слой исследуемого полупроводника обладает свойствами, присущими металлам (табл. 1).

На рис. 4 приведены спектры УОЭ в интервале $E_{pF} = 3–30$ eV для чистого Ge(111) n -типа и Ge, имплантированного ионами Ba^+ с $E_0 = 0.5$ keV при дозе $D = D_{sat} = 6 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} , где E_{pF} — энергия E_p , отсчитанная относительно уровня Ферми E_F . Известно, что в области $E_{pF} \leq 25–30$ eV положения некоторых минимумов примерно совпадают с пороговой энергией возбуждения поверхностных ($\hbar\omega_s$), объемных ($\hbar\omega_v$) и кратных им ($2\hbar\omega_s, 2\hbar\omega_v$) плазменных колебаний, а положения максимумов — с пороговой энергией возбуждения переходов между максимумами плотности состояний в валентной и свободной зонах. В случае чистого Ge в указанной области E_{pF} максимумы обнаруживаются при энергиях $E_{pF} = 5.9, 8.4, 11.4, 13.4, 17.4$ и 21.4 eV, а минимумы при $E_{pF} = 10.2$ ($\hbar\omega_s$), 15.6 ($\hbar\omega_v$) и 21 eV ($2\hbar\omega_s$). В случае ионно-имплантированного Ge на спектре УОЭ значения $\hbar\omega_s$ и $\hbar\omega_v$ уменьшаются соответственно до 9 и 13 eV, и появляется новый минимум при $E_{pF} = 6$ eV, связанный с возбуждением объемного плазмона, характерного для бария. На зависимости $-dR/dE_p(E_{pF})$ в основном содержатся максимумы, присущие соединению [Ge + Ba] ($E_{pF} = 7.5, 10, 13.5, 20$ и 25 eV) и самому барию ($E_{pF} = 5$ eV).

В табл. 2 приведены положения максимумов, наблюдаемых на КЭР фотоэлектронов и кривых $-dR/dE_p(E_p)$, для чистого Ge p -типа и Ge, легированного ионами Ba^+

Таблица 2. Энергетическое положение максимумов в спектрах ФЭ и УОЭ для ионно-легированных образцов Ge

Исследуемая система	УФЭС		$-dR/dE_p(E_p)$		
	E_{bind}, eV	Интерпретация	E_{pF}, eV	$E_{pF} - \chi, eV$	Переходы
Ge(111) <i>p</i> -тип	-0.5	SS	5.9	2.5	$SS \rightarrow E_c^*$
	-1.3	$4p + SS; E_{v_1}$	8.4	5	$E_{v_1} \rightarrow E_c^{**}$
	-2.1	$4s; E_{v_2}$	11.4	8	$E_{v_1} \rightarrow E_c^*, E_{v_3} \rightarrow E_c^{**}$
	-3.5	$4s + 4p; E_{v_5}$	13.4	10	$E_{v_2} \rightarrow E^*$
	-4.8	$4s E_{v_4}$	17.4	13	$E_{v_4} \rightarrow E^*$
		21.4	18	$E_{v_5} \rightarrow E_c^*$	
Ba ⁺ → Ge(111) $E_0 = 0.5 keV$	+0.6	E_v^*	5.2	2.8	$E_v^* \rightarrow E_c^{**}$
	-0.7	E_{v_1}	7.5	5.1	$E_{v_1} \rightarrow E_c^{**}$
	-2.3	$E_{v_2}, Ba + Ge$	10.5	8.1	$E_{v_4} \rightarrow E_c^{**}, E_{v_3} \rightarrow E_c^*$
	-3.8	E_{v_3}	13.1	10.7	$E_{v_5} \rightarrow E_c^{**}$
	-4.5	E_{v_4}	17	14.6	$E_{v_6} \rightarrow E_{vac}$
	-6.1	$E_{v_3}, 4s Ge$	25	22.6	$E_{v_6} \rightarrow E^*$

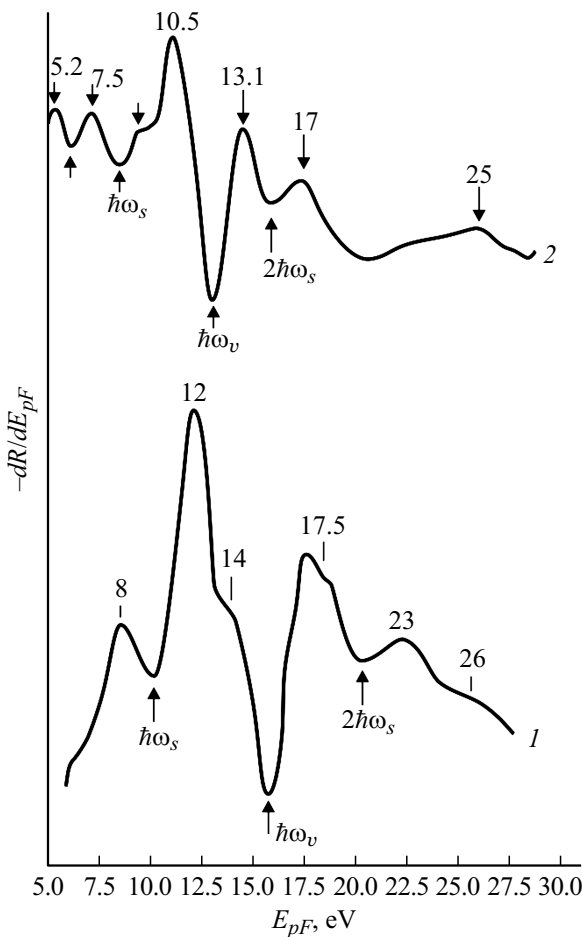


Рис. 4. Спектры УОЭ электронов чистого (кривая 1) и имплантированного ионами Ва⁺ с $E_0 = 0.5 keV$ при $D = 6 \cdot 10^{16} cm^{-2}$ (кривая 2) Ge(111) *n*-типа.

с $E_0 = 0.5 keV$ при $D = 4 \cdot 10^{16} cm^{-2}$. Там же приведены предполагаемые виды межзонных переходов электронов, энергия которых оценивается $E_p = E_{pF} - e\phi$.

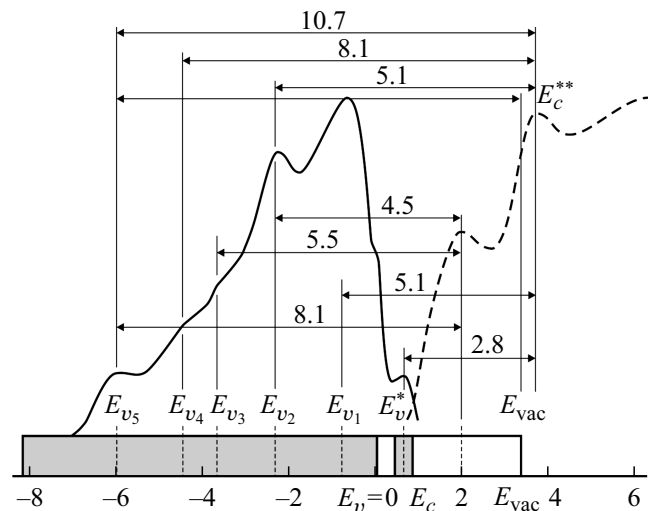


Рис. 5. Энергетическая зонная диаграмма Ge(111), имплантированного ионами Ва⁺ с $E_0 = 0.5 keV$ при $D = 6 \cdot 10^{16} cm^{-2}$.

На основе рис. 3 и 4 с учетом табл. 1 построена энергетическая зонная диаграмма Ge, имплантированного ионами Ва⁺ с $E_0 = 0.5 keV$ при дозе насыщения (рис. 5). При построении предполагалось, что КЭР фотоэлектронов полностью совпадает с плотностью состояния валентных электронов, а значения межзонных переходов, наблюдаемые в спектре УОЭ, равны энергетическому интервалу между максимумами заполненных (валентная зона) и свободных (зона проводимости + вакуум) состояний.

Закключение

Проведены сравнительные исследования влияния осаждения атомов Ва и имплантации ионов Ва⁺ на состав, структуру и эмиссионные свойства монокристаллического Ge(111) *n*- и *p*-типа. В процессе адсорбции Ва

с $\theta \leq 0.6$ монослоев не происходит заметного изменения состава поверхностных слоев, поэтому изменение электронной структуры и увеличение коэффициентов σ_m и Y в этой области θ в основном объясняется уменьшением работы выхода $e\phi$ и изменением величины изгиба зоны поверхности. Начиная с $\theta = 1$ монослой на спектре появляются явно выраженные особенности, характерные для Ва, а при $\theta = 2$ монослоя устанавливаются все особенности Ва. При имплантации ионов Va^+ с $E_0 = 0.5 \text{ keV}$ начиная с $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ происходит существенное изменение структуры КЭР фотоэлектронов. При $D = D_{\text{sat}} = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ на КЭР обнаруживаются особенности, характерные для соединения типа Ва + Ge и избыточные атомы Ва. При этом величина изгиба зон уменьшается до нуля. При ионной бомбардировке значение σ_m и Y увеличивается больше, чем в случае осаждения атомов Ва с $\theta = 1$ монослоя.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.С. Дерябин, А.Е. Долбак, М.Ю. Есин, В.И. Машанов, А.И. Никифоров, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов, В.А. Тимофеев. *Автометрия*, **56** (5), 27 (2020). DOI: 10.15372/AUT20200503
- [2] О.М. Сресели, М.А. Елистратова, Д.Н. Горячев, Е.В. Берегулин, В.Н. Неведомский, Н.А. Берт, А.В. Ершов. *ФТП*, **54** (10), 1112 (2020). DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49953.9468 [O.M. Sreseli, M.A. Elistratova, D.N. Goryachev, E.V. Bereguliu, V.N. Nevedomskii, N.A. Bert, A.V. Ershov. *Semiconductors*, **54** (10), 1315 (2020). DOI: 10.1134/S1063782620100292]
- [3] А.В. Двуреченский, А.И. Якимов, А.В. Ненашев, А.Ф. Зиновьева. *ФТТ*, **46** (1), 60 (2004).
- [4] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonic, M. Luysberg, S. Chiussi, J.M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, D. Grützmacher. *Nature Photon.*, **9** (2), 88 (2015).
- [5] G. Masini, L. Colace, G. Assanto. *Mat. Sci. Eng. B*, **89**, 2 (2002). DOI: 10.1016/S0921-5107(01)00781-4
- [6] L. Pavesi. *J. Phys. Cond. Mat.*, **15** (26), R1169 (2003). DOI: 10.1088/0953-8984/15/26/201
- [7] З.Ф. Красильник, А.В. Новиков. *УФН*, **170**, (3), 338 (2000). DOI: 10.3367/UFNr.0170.200003n.0338 [Z.F. Krasil'nik, A.V. Novikov. *Phys. Usp.*, **43**, 295 (2000). DOI: 10.1070/PU2000v043n03ABEN000703]
- [8] А.А. Дружинин, И.П. Островский, Ю.Н. Ховерко, С.И. Ничкало, Р.Н. Корецкий. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, **5**, 19 (2012).
- [9] И.Г. Неизвестный. *Автометрия*, **52** (5), 5 (2016). DOI: 10.15372/AUT20160501
- [10] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *J. Cryst. Growth*, **483**, 265 (2018)
- [11] Sh. Saito, A.Z. Al-Attili, K. Oda, Y. Ishikawa. *Semicond. Sci. Technol.*, **31** (4) 043002 (2016). DOI: 10.1088/0268-1242/31/4/043002
- [12] J. Liu, L.C. Kimerling, J. Michel. *Semicond. Sci. Tech.*, **27** (9), 094006 (2012). DOI: 10.1088/0268-1242/27/9/094006
- [13] Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков. *ФТП*, **54** (7), 685 (2020). DOI: 10.21883/FTP.2020.07.49511.9379
- [14] A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin. *Phys. Rev. B*, **89** (16), 161301 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.89.161301
- [15] Ф.Ю. Соломкин, А.С. Орехов, С.В. Новиков, Н.А. Архарова, Г.Н. Исаченко, Н.В. Зайцева, Н.В. Шаренкова, А.Ю. Самунин, В.В. Клечковская, А.Т. Бурков. *ФТП*, **53** (6), 770 (2019). DOI: 10.21883/FTP.2019.06.47725.34 [F.Yu. Solomkin, A.S. Orekhov, S.V. Novikov, N.A. Arkharova, G.N. Isachenko, N.V. Zaitseva, N.V. Sharenkova, A.U. Samunin, V.V. Klechkovskaya, A.T. Burkov. *Semiconductors*, **53**, 761 (2019). DOI: 10.1134/S1063782619060253]
- [16] Л.К. Орлов, С.В. Ивин, В.М. Фомин. *ЖТФ*, **87** (3), 427 (2017). DOI: 10.21883/JTF.2017.03.44250.1925 [L.K. Orlov, S.V. Ivin, V.M. Fomin. *Tech. Phys.*, **62** (3), 449 (2017).]
- [17] В.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, Е.У. Болтаев, А.А. Дзхуракхалов. *Mater. Sci. Eng. B*, **101**, 124 (2003).
- [18] Ё.С. Эргашов, Д.А. Ташмухамедова, Б.Е. Умирзаков. *Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед.*, **4**, 104 (2017). DOI: 10.7868/S0207352817040084 [Y.S. Ergashov, D.A. Tashmukhamedova, B.E. Umirzakov. *J. Surf. Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, **11** (2), 480 (2017). DOI: 10.1134/S1027451017020252]
- [19] Р.М. Баязитов, Р.И. Баталов, Е.И. Теруков, В.Х. Кудоярова. *ФТТ*, **43** (9), 1569 (2001).
- [20] Ё.С. Эргашов, Д.А. Ташмухамедова, Э. Раббимов. *Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед.*, **4**, 38 (2015). DOI: 10.7868/S0207352815040083 [Y.S. Ergashov, D.A. Tashmukhamedova, E. Rabbimov. *J. Surf. Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, **9** (2), 350 (2015). DOI: 10.1134/S1027451015020287]
- [21] Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, А.К. Ташатов, Н.М. Мустафоева. *ЖТФ*, **89** (5), 759 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.05.47481.192-18 [B.E. Umirzakov, D.A. Tashmukhamedova, A.K. Tashatov, N.M. Mustafoeva. *Tech. Phys.*, **64** (5), 708 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219050244]
- [22] B. Schuller, R. Carius, S. Mantl. *J. Appl. Phys.*, **94**, 207 (2003). DOI: 10.1063/1.1576902
- [23] Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, Д.М. Мурадкбиллов, Х.Х. Болтаев. *ЖТФ*, **83** (6), 66 (2013). [B.E. Umirzakov, D.A. Tashmukhamedova, D.M. Muradkabilov, K.K. Boltaev. *Tech. Phys.*, **58** (6), 841 (2013).]
- [24] R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg. *Front. Mater.*, **2**, 52 (2015). <https://doi.org/10.3389/fmats.2015.00052>
- [25] Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов, Г.А. Новиков, В.А. Шустов, Н.М. Лядов, А.В. Новиков, П.А. Бушуйкин, Н.А. Байдакова, М.Н. Дроздов, П.А. Юнин. *Автометрия*, **55** (5), 5 (2019). DOI: 10.15372/AUT20190501
- [26] R. Pillarisetty. *Nature*, **479**, 324 (2011). <https://doi.org/10.1038/nature10678>
- [27] E. Bruno, G.G. Scapellato, G. Bisognin, E. Carria, L. Romano, A. Carnera, F. Priolo. *J. Appl. Phys.*, **108**, 124902 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3520671>