

## Исследование оптических свойств наноструктурированного германия после ионно-кластерной бомбардировки

И.В. Николаев,<sup>1,\*</sup> И.А. Азаров,<sup>1</sup> Н.Г. Коробейщиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет,  
физический факультет, отдел прикладной физики  
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

(Поступила в редакцию 26.12.2025; после доработки 16.03.2026; подписана в печать 18.03.2026)

Исследованы оптические свойства монокристаллического германия, наноструктурированного ионно-кластерным пучком аргона. Исходные поверхности германия бомбардировались кластерными ионами аргона с низкой удельной энергией (10 эВ/атом). Доза облучения составляла  $1.0 \times 10^{16}$ ,  $1.4 \times 10^{16}$  и  $4.2 \times 10^{16}$  кластер.ион/см<sup>2</sup>. Используя спектральную эллипсометрию, получены дисперсионные кривые и проведено сравнение кристаллического, аморфного и наноструктурированного германия после ионно-кластерной бомбардировки. Продемонстрирована анизотропия эффективных показателей преломления и поглощения наноструктурированных образцов германия вдоль и поперек направления волнового вектора наноструктур.

PACS: 78.68.+m, 79.20.Rf УДК: 535.3

Ключевые слова: оптические свойства, эллипсометрия, показатель преломления, показатель поглощения, ионно-кластерный пучок, обработка поверхности, наноструктурирование, полупроводники.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.81.2620401

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особый интерес вызывают новые материалы с модулированными оптическими характеристиками, такие как метаматериалы, фотонные кристаллы и др. [1–6]. Отдельную позицию в модификации современных материалах занимают самоорганизующиеся структуры, при создании которых не требуется прибегать к относительно медленным и дорогостоящим операциям литографии или эпитаксии [7–9]. Самоорганизующиеся периодические наноструктуры интересны для современной фотоники в качестве поляризационно-селективных покрытий, способствующих вводу–выводу излучения в функциональных системах интегральной оптоэлектроники. Поэтому большой интерес представляет исследование оптических свойств периодических наноструктур.

Германий широко используется в различных радио- и оптоэлектронных приложениях и применяется для изготовления линз и окон инфракрасных и тепловизионных систем, оптических элементов для спектроскопии и датчиков, а также для элементной базы интегральной фотоники среднего ИК-диапазона [10–15]. Германий обладает высоким показателем преломления и сочетанием термомеханических свойств, обеспечивающих стабильность оптических характеристик при значительных температурных и механических нагрузках, что делает его востребованным материалом для оптических компонентов аэрокосмической и оборонной техники

[10–15]. Модификация и диагностика высококачественных оптических компонентов из Ge остаются актуальными задачами для современных приложений в инфракрасной оптике и фотонике.

Одним из современных способов модификации материалов является обработка поверхности различных материалов ионно-кластерным пучком. Данный способ модификации материалов нашел практическое применение в оптике, микроэлектронике и др. приложениях [16–18]. За счет коллективного взаимодействия атомов кластерных ионов с атомами мишени, ионно-кластерная обработка приводит к эффективному травлению, осаждению пленок, формированию наноструктур и сглаживанию поверхности металлов, полупроводников, диэлектриков и оптических материалов [16–28].

Известно, что бомбардировка кластерными ионами при нормальном падении приводит к эффективному сглаживанию поверхности различных материалов [16–20]. В отличие от мономерных ионов кластерные ионы при бомбардировке перемещают и распыляют атомы мишени преимущественно вдоль поверхности мишени, что усиливается высокой неравновесной поверхностной диффузией [16–18], благодаря чему можно получить рельеф даже с субнанометровой шероховатостью поверхности материала [16–20]. При относительно малых углах падения (менее 45°) кластерных ионов наблюдается увеличение коэффициентов распыления и небольшой рост шероховатости поверхности. Экспериментальные данные показывают, что при углах падения от 50° до 70° относительно нормали формируются упорядоченные волнообразные наноструктуры, волновой вектор которых параллелен направлению падения ионно-кластерного пуч-

\* E-mail: i.nikolaev@nsu.ru

ка [21–28]. При этом наиболее упорядоченные наноструктуры наблюдаются при углах падения в диапазоне  $55^\circ$ – $60^\circ$ . При скользящих углах падения более  $70^\circ$  образуются наноструктуры, волновой вектор которых перпендикуляр направлению падения кластерных ионов [21–25]. Ранее нами были выделены этапы наноструктурирования в однокомпонентных полупроводниках при углах падения  $60^\circ$  [28]. Кратко эти этапы можно описать так:

1. пороговый этап формирования неупорядоченных бугорка различной высоты при дозе облучения ниже  $1 \times 10^{14}$  кластерных ионов/ $\text{см}^2$ ;
2. начальный этап наноструктурирования — при дозах облучения от  $1 \times 10^{14}$  до  $\sim 1 \times 10^{15}$  кластерных ионов/ $\text{см}^2$  начинается самоорганизация отдельных бугорков в вытянутые, слабоупорядоченные ряды;
3. этап интенсивного наноструктурирования — при дозах облучения от  $1 \times 10^{15}$  до  $1 \times 10^{16}$  кластерных ионов/ $\text{см}^2$  начинается формирования ярко выраженных наноструктур, амплитуда и период которых интенсивно растут и амплитуда составляет десятки нанометров, а период — около сотни нанометров;
4. этап развитого наноструктурирования — при дозе облучения более  $1 \times 10^{16}$  кластерных ионов/ $\text{см}^2$  образуются полностью развитые волнообразные наноструктуры с высокой степенью однородности, амплитуда которых составляет более 50 нм, а период — несколько сотен нанометров.

Ранее в работах [21–28] было показано, что эффективное наноструктурирование поверхности различных материалов происходит при обработке поверхности с помощью кластерных ионов с низкой удельной энергией ( $E/N$ ) — порядка 10 эВ/атом. Исходя из этих результатов, для формирования наноструктур на поверхности германия мы использовали аналогичный режим обработки низкоэнергетическими ( $E/N \approx 10$  эВ/атом) кластерными ионами. В данной работе исследованы оптические свойства германия, наноструктурированного с помощью ионно-кластерной обработки.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Для обработки поверхности образцов монокристаллического германия использовался интенсивный несепарированный по размерам кластеров ионно-кластерный пучок аргона. Обобщенное описание экспериментального оборудования по формированию и обработке ионно-кластерным пучком КЛИУС изложено в работе [20]. Средний размер кластерных ионов  $N$  был определен по методике,

описанной в работе [29]. Бомбардировка выполнялась при падении кластерных ионов со средним размером 1000 атомов и кинетической энергией 10 кэВ под углом  $60^\circ$  от нормали к поверхности мишени. Доза облучения варьировалась и составляла  $1.0 \times 10^{16}$ ,  $1.4 \times 10^{16}$  и  $4.2 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ . Подробное описание морфологии полученных наноструктур и параметров шероховатости поверхности германия в широком диапазоне доз облучения изложено нами ранее в работе [28].

В качестве метода исследований оптических свойств наноструктурированных поверхностей был использован метод спектральной эллисометрии как наиболее чувствительный к оптическим константам тонких слоев. Для исследования образцов германия до и после обработки пучком кластеров использовался быстродействующий спектральный эллисометр собственной разработки ИФП СО РАН на основе статической фотометрической схемы [30]. Эллисометр имеет возможность измерения спектров в диапазоне 250–1100 нм при использовании широкополосного источника света — газоразрядной ксеноновой лампы высокого давления. Монохроматический пучок света, выделенный быстродействующим монохроматором, с линейной поляризацией  $\pm 45^\circ$  относительно плоскости падения отражается от исследуемого образца и пространственно разделяется на два оптических канала. Состояние поляризации в первом канале (амплитудном) анализируется призмой Волластона, которая выделяет две взаимно ортогональные поляризации в пучке. Второй канал аналогичен первому, но до призмы Волластона добавляет фазовый сдвиг на призме-компенсаторе Френеля. Интенсивности каждой компоненты в каналах измеряются двухплощадным фотоприемником. Принципиальная схема эллисометрических измерений показана на рис. 1.

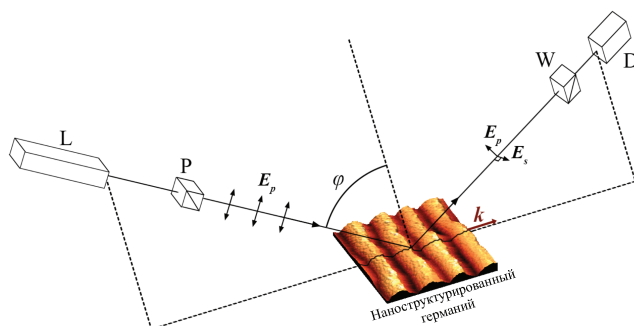


Рис. 1. Принципиальная схема эллисометрических измерений с АСМ-изображением поверхности Ge ( $1 \times 1$  мкм $^2$ ,  $z = 85$  нм), наноструктурированного ионно-кластерным пучком аргона при дозе облучения  $1.4 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ : L — источник пучка света, P — линейный поляризатор, W — призма Волластона, D — детектор с двухплощадными фотоприемниками

Для увеличения точности измерения проводятся при нескольких положениях оптических элементов, что позволяет уменьшить систематические ошибки

ки. Сигналы с фотоприемников оцифровываются платой АЦП и передаются в ПК через USB-интерфейс. Эллипсометрические параметры  $\psi$  и  $\Delta$  вычисляются по измеренным интенсивностям света от поверхности образцов. Метод статической фотометрической эллипсометрии позволяет в значительной степени подавить влияние рассеянного и деполяризованного света от поверхности образцов за счет пространственной селекцией и особенностей статической фотометрической схемы с одновременной регистрацией сигналов интенсивностей света и использованием лишь их сумо-разностных соотношений [30]. Измерения проводились с различными азимутами образца на предметном столике и при трёх углах падения  $\phi$ . Для вычисления эффективной толщины аморфизованного слоя, фактора заполнения, эффективных показателей преломления и поглощения для наноструктурированного германия использовалась модель эффективной среды Бругемана [31]:

$$f \frac{N_1^2 - N_{eff}^2}{N_1^2 + 2N_{eff}^2} + (1 - f) \frac{N_2^2 - N_{eff}^2}{N_2^2 + 2N_{eff}^2} = 0, \quad (1)$$

где  $f$  — фактор заполнения, а  $N_1$  и  $N_2$  — комплексные показатели преломления компонент,  $N_{eff}$  — показатель преломления гетерогенной среды. Вычислялась диэлектрическая функция слоя из германия и пустот ( $N_{void} = 1$ ). Фактор заполнения и толщина слоя были искомыми параметрами. Спектральный диапазон поискового алгоритма был сокращен (400–800 нм) таким образом, чтобы дисперсия оптических констант для аморфного и кристаллического германия отличались сравнительно мало и результат решения слабо зависел от фазового состояния германия в наноструктурах. Итерационными методами с применением обобщенных формул Френеля для анизотропных структур [32] были вычислены показатель преломления и поглощения для наноструктурированного германия. Алгоритм восстановления оптических констант состоял из следующих шагов:

1. определение ориентировочной толщины и фактора заполнения слоя;
2. восстановление оптических констант численными методами для каждой ориентации структуры;
3. корректировка толщины и оптических констант с использованием обобщенной модели анизотропной структуры и данных многоугловых измерений.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При исследовании наноструктурированных образцов германия в качестве первого приближения приповерхностный слой моделировался как однородная среда с эффективным показателем прелом-

ления. Ортогональные ориентации образца показывают существенно разные эффективные значения оптических констант. На рис. 2 и 3 представлены дисперсионные кривые показателя преломления и поглощения для серии образцов германия в сравнении с объемными константами для аморфной и кристаллической фаз, где символам «||» и «⊥» соответствует направление падения зондирующего излучения эллипсометра относительно направления волнового вектора  $\mathbf{k}$  наноструктур (рис. 1). В силу разницы граничных условий для р- и s-поляризации s-волна имеет меньшую модуляцию и является «опорной», а р-волна — «пробной». Поэтому определенные дисперсионные кривые довольно близки к «обыкновенной» (для ⊥-направления) и «необыкновенной» (для ||-направления) компонентам анизотропной структуры.

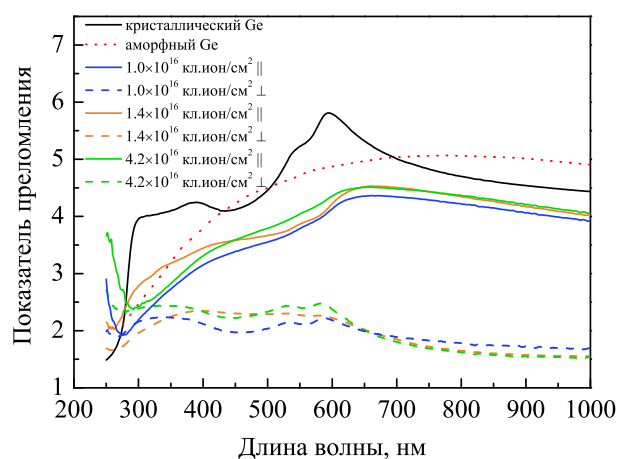


Рис. 2. Эффективные показатели преломления наноструктурированного германия в анизотропном слое для поляризации волны вдоль (||) и поперек (⊥) волнового вектора  $\mathbf{k}$  наноструктур

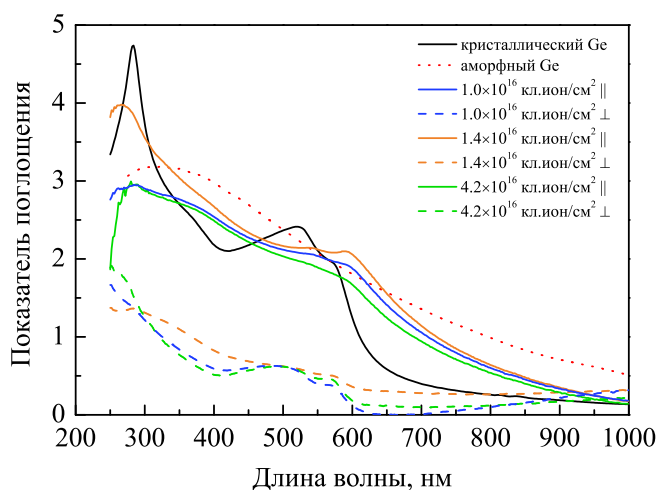


Рис. 3. Эффективные показатели поглощения наноструктурированного германия в анизотропном слое для поляризации волны вдоль (||) и поперек (⊥) волнового вектора  $\mathbf{k}$  наноструктур

Таблица. Толщина аморфизованного слоя и объемная доля германия в этом слое

Доза облучения $\Phi$ , $10^{16}$ кластер.ион/ $\text{см}^2$	Направление поляризации р-волны относительно волнового вектора $\mathbf{k}$ наноструктур	Эффективная толщина аморфизованного слоя, нм	Объемный фактор заполнения, %
1.0	$\perp$	$24.3 \pm 0.8$	$35.0 \pm 0.8$
	$\parallel$	$16.3 \pm 1.0$	$74.0 \pm 0.1$
1.4	$\perp$	$31.7 \pm 0.7$	$40.2 \pm 3.3$
	$\parallel$	$20.5 \pm 0.6$	$78.7 \pm 0.6$
4.2	$\perp$	$21.3 \pm 1.0$	$35.2 \pm 2.2$
	$\parallel$	$14.7 \pm 1.2$	$78.7 \pm 0.2$

При обработке результатов использовались табулированные оптические константы полупроводниковых материалов и оксидов из базы данных [33]. Видно, что восстановленные во всем спектральном диапазоне константы имеют существенные различия для ортогональных ориентаций. Параллельная ориентация показывает приближенные к объемным значения показателя преломления и поглощения, хотя спектр наноструктурированного слоя имеет размытые особенности Ван-Хова, что указывает на частичную аморфизацию германия в наноструктурах. Перпендикулярная ориентация имеет существенно более низкие значения оптических констант, что и следовало ожидать при малом факторе объемного заполнения. Результаты по расчетам фактора заполнения для германия по формуле (1) представлены в таблице. При вычислении оптических констант использовались большие значения эффективной толщины из таблицы для каждого образца.

Видно, что показатель преломления наноструктурированного германия (рис. 2) в анизотропном слое ниже, чем у объемного материала ( $n(\text{Ge})_{633\text{nm}} = 5.47$ ). Это можно объяснить неполным заполнением материалом слоя с эффективной толщиной из таблицы и связанной с этим фактом поляризуемостью материала. Поляризуемость вдоль « $\parallel$ » и поперек « $\perp$ » направления волнового вектора  $\mathbf{k}$  наноструктур сильно отличается, что видно из сравнения соответствующих показателей преломления. Максимальное отличие показателей преломления от объемного значения (рис. 2) наблюдается для образца с низкой дозой облучения —  $1.0 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ , при которой период наноструктур составляет около 220 нм. Значение показателя преломления  $n$  растёт и приближается к объемному значению  $n$  для более высоких доз облучения —  $1.4$  и  $4.2 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ . При этом наблюдается несколько особенностей для показателя преломления  $n$ : 1) в диапазоне длин волн 300–400 нм показатель преломления  $n_{\parallel}$  при дозе облучения  $1.4 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$  выше, чем при дозе облучения  $4.2 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ , при этом для  $n_{\perp}$  наблюдается обратная зависимость; 2) в диапазоне длин волн 500–630 нм при наиболь-

шей дозе облучения ( $4.2 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ ) показатель преломления как  $n_{\parallel}$ , так и  $n_{\perp}$  выше, чем при дозе облучения  $1.4 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ ; 3) начиная с длин волн выше 630 нм при наибольших дозах облучений  $n$  остается одинаковым. Данные особенности, очевидно, связаны с морфологией наноструктур. Для доз облучения  $1.4 \times 10^{16}$  и  $4.2 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$  средний период наноструктур 250 и 350 нм соответственно.

Если рассмотреть более детально поведение показателя поглощения (рис. 3), то будет видно, что наименьшее поглощение для  $\parallel$ -направления наблюдается при наибольшей дозе облучения. Это связано, по нашему мнению, со взаимодействием поля волны с ограниченным в пространстве поперечным размером наноструктур, который сопоставим с длиной волны. Для обыкновенной волны ( $\perp$ -направления) наблюдается более сложная зависимость, что обусловлено взаимодействием р-волны с квазиобъемным материалом наноструктур. В данном случае играет роль не только пространственная частота решетки, но и фактор заполнения, и доля аморфизованного материала (таблица). Примечательно, что наибольшее поглощение практически во всем спектральном диапазоне наблюдается для промежуточной дозы облучения ( $1.4 \times 10^{16}$  кластер.ион/ $\text{см}^2$ ). Это может быть связано с формированием большей эффективной толщины аморфизованного слоя (таблица), которая примерно в 1.25–1.5 раза больше по сравнению как с большей, так и с меньшей дозами облучения. Вероятно, это связано с изменением тонкой структуры и параметров нановолн при переходе к развитому этапу наноструктурирования, при котором нановолны становятся больше и приобретают ассиметричный профиль с сохранением кристаллической структуры в большинстве своего объема [28]. Наибольшие значения  $k_{\parallel}$  наблюдаются в коротковолновом диапазоне, быстро спадая в длинноволновом диапазоне (рис. 3). Данные особенности оптических свойств требуют дальнейшего изучения в зависимости от особенностей аморфизованного слоя, морфологии наноструктур и условий обработки.

Для полного описания оптических свойств наноструктуры нужно проводить восстановление обыч-

новенной и необыкновенной составляющих комплексного показателя преломления. Есть несколько методов описания анизотропных слоев, которые описаны в [32, 34], их применение в реальной практике сталкивается с рядом сложностей проведения эллипсометрического эксперимента и последующей обработке результатов [35]. Для данного объекта исследований перед применением моделирования по обобщенным моделям эффективной среды [36] мы восстановили оптические константы численно для ортогональных ориентаций образца, что приближенно соответствует обыкновенной и необыкновенной волнам в анизотропном наноструктурированном слое. Полученные решения подставляли в модель анизотропного слоя и проводили верификацию решения при различных углах падения. Оценка погрешности определения оптических констант таким образом показала результаты не более 5%.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы оптические свойства наноструктурированных поверхностей монокристаллического германия при различной дозе облучения мишени кластерными ионами аргона. Показана высокая степень анизотропии оптических свойств сформированных таким способом периодических наноструктур. Неоднородные по глубине слои с пе-

риодом порядка длины волны зондирующего излучения, с частичной аморфизацией полупроводникового кристалла и покрытые естественным окислом представляют сложную задачу для детального моделирования. Тем не менее, удалось охарактеризовать слой как целое с эффективными диэлектрическими функциями вдоль и поперек наноструктур, а также вычислить соответствующие компоненты диэлектрических функций наноструктурированного германия.

В работе показан подход к оценке объемной доли материала в анизотропном слое наноструктурированного германия и вычислены дисперсионные кривые для серии образцов в диапазоне 250–1000 нм. Подход дал удовлетворительные результаты и может быть развит с использованием более общих моделей эффективной среды с анизотропными свойствами. Показанная анизотропия оказалась существенной, составляя несколько единиц для оптических констант в видимом диапазоне. Такие структуры могут быть использованы как поляризационно-селективные покрытия для устройств оптоэлектроники.

Результаты экспериментов были получены с использованием оборудования ЦКП «ВТАН» Новосибирского государственного университета.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-10061 (<https://rscf.ru/project/23-79-10061/>).

- [1] Sidorenko A. *Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics*. Cham, Switzerland: Springer International Publishing, 2018.
- [2] Wang P., Krasavin A.V., Liu L. et al. // *Chem. Rev.* **122**. 024906 (2022).
- [3] Bhowmik T., Bhowmik B.Kr., Pandey P.Kr. et al. // *Opt. Laser Technol.* **161**. 109129 (2023).
- [4] Flory F., Escoubas L., Berginc G. // *J. of Nanophotonics.* **5**. 052502 (2011)
- [5] González-Urbina L., Baert K., Kolaric B. et al. // *Chem. Rev.* **112**. 2268 (2012).
- [6] Venditti I. // *Materials.* **10**. 97 (2017).
- [7] Li W., Zhan X., Song X. et al. // *Small.* **15**. 1901820 (2019).
- [8] Yang Y., Keller A. // *Appl. Sci.* **11**. 6575 (2021).
- [9] Cuerno R., Kim J.-S. // *J. Appl. Phys.* **128**. 180902 (2020).
- [10] Claeys L. and Simoen E. *Germanium—Based Technologies: From Materials to Devices*. Berlin, Germany: Elsevier, 2007.
- [11] Haller E.E. // *Mater. Sci. Semic. Proc.* **8**, N 4–5. 408 (2006).
- [12] Toriumi A., Nishimura T. // *Jpn. J. Appl. Phys.* **57**, N 1. 010101 (2018).
- [13] Kropotov G., Rogalin V., Kaplunov I. // *Crystals.* **14**. 796 (2024).
- [14] Bortido J.M., Vieira E.M.F., Correia J.H., Rodrigues J.A. // *Optik.* **317**. 172087 (2024).
- [15] Ordu M., Basu S.N. // *Infrared Phys. Techn.* **111**. 103507 (2020).
- [16] Yamada I. *Materials processing by cluster ion beams. History, theory, and applications*. Boca Raton: CRC Press, 2015.
- [17] Popok V.N. // *Mater. Sci. Eng. R.* **72**. 137 (2011).
- [18] Иешкин А.Е., Толстогузов А.Б., Коробейшичikov Н.Г. и др. // *УФН.* **2022**. **192**. 722 (2022). (Ieshkin A.E., Tolstoguzov A.B., Korobeishchikov N.G. et al. // *Phys. Usp.* **2022**. **65**. 677 (2022).)
- [19] Kirkpatrick A., Kirkpatrick S., Walsh M. et al. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* **307**. 281 (2013).
- [20] Korobeishchikov N.G., Nikolaev I.V., Roenko M.A. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* **438**. 1 (2019).
- [21] Sumie K., Toyoda N., Yamada I. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* **307**. 290 (2013).
- [22] Lozano O., Chen Q.Y., Tilakaratne B.P. et al. // *AIP Adv.* **3**. 062107 (2013).
- [23] Tilakaratne B.P., Chen Q.Y., Chu W.K. // *Materials.* **10**. 1056 (2017).
- [24] Toyoda N., Tilakaratne B., Saleem I., Chu W.K. // *Appl. Phys. Rev.* **6**. 020901 (2019).
- [25] Zeng X., Pelenovich V., Xing B. et al. // *Beilstein J. Nanotechnol.* **11**. 383 (2020).
- [26] Иешкин А.Е., Ильина Т.С., Киселев Д.А. и др. // *Физика твердого тела.* **64**. 1489 (2022). (Ieshkin A.E., Ilina T.S., Kiselev D.A. et al. // *Phys. Solid State.* **64**. 1465 (2022))
- [27] Korobeishchikov N.G., Nikolaev I.V., Lapega A.V. //

- Mater. Lett.* **368**. 136710 (2024).
- [28] Korobeishchikov N.G., Nikolaev I.V., Stishenko P.V., Yakovleva M.V. // *Mater. Sci. Semicond. Proc.* **200**. 110016 (2025).
- [29] Korobeishchikov N.G., Nikolaev I.V., Roenko M.A., Atuchin V.V. // *Appl. Phys. A.* **124**. 833 (2018).
- [30] Спесивцев Е.В., Рыжлицкий С.В., Швец В.А. // *Автометрия.* **47**, № 5. 5 (2011). (Spesivtsev E.V., Rykhlytskiia S.V., Shvets V.A. // *Optoelectron. Instrument. Proc.* **47**. 5 (2011))
- [31] Tompkins H.G., Irene E.A. Handbook of ellipsometry. NY: William Andrew Publishing, 2005.
- [32] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет / Пер. с англ., под ред. А.В. Ржанова, К.К. Свиташева. М.: Мир, 1981.
- [33] Азаров И.А. Свидетельство о регистрации базы данных 2023620328. База данных оптических констант материалов для спектральной эллипсометрии опубл. 20.01.2023, Бюл. №1.
- [34] Den Engelsen D. // *Opt. Soc. Am.* **61**. 1460 (1971).
- [35] Швец В.А., Азаров И.А., Спесивцев Е.В. // *Автометрия.* **60**, № 3. 32 (2024). (Shvets V.A., Azarov I.A., Spesivtsev E.V. // *Optoelectron. Instrument. Proc.* **60**. 334 (2024)).
- [36] Tinga W.R., Voss W.A.G., Blossey D.F. // *J. Appl. Phys.* **44**. 3897 (1973).

## Study of optical properties of nanostructured germanium after cluster ion bombardment

I. V. Nikolaev<sup>a</sup>, I. A. Azarov, N. G. Korobeishchikov

*Department of Applied Physics, Faculty of Physics, Novosibirsk State University  
Novosibirsk 630090, Russia  
E-mail: <sup>a</sup>i.nikolaev@nsu.ru*

The optical properties of single-crystal germanium nanostructured by an argon cluster ion beam have been studied. The initial germanium surfaces were bombarded with argon cluster ions with a low specific energy (10 eV/atom). The ion fluence was  $1.0 \times 10^{16}$ ,  $1.4 \times 10^{16}$ , and  $4.2 \times 10^{16}$  cluster ions/cm<sup>2</sup>. Using spectral ellipsometry, dispersion curves were obtained, and a comparison of crystalline, amorphous, and nanostructured germanium after cluster ion bombardment was carried out. The anisotropy of the effective refractive index and extinction coefficient of nanostructured germanium samples along and across the direction of the wave vector of the nanostructures was demonstrated.

PACS: 78.68.+m, 79.20.Rf.

*Keywords:* optical properties, ellipsometry, refractive index, absorption index, cluster ion beam, surface treatment, nanopatterning, semiconductors.

*Received 26 December 2025.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2026. **81**, No. 2. Pp. .

### Сведения об авторах

1. Николаев Иван Владимирович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (383)306-66-12, e-mail: [i.nikolaev@nsu.ru](mailto:i.nikolaev@nsu.ru).
2. Азаров Иван Алексеевич — науч. сотрудник; тел.: (383)306-66-12, e-mail: [i.azarov@nsu.ru](mailto:i.azarov@nsu.ru).
3. Коробейщиков Николай Геннадьевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (383)306-66-12, e-mail: [korobei@nsu.ru](mailto:korobei@nsu.ru).