

06;13

Особенности угловой зависимости коэффициента распыления германия фокусированным ионным пучком галлия

© М.А. Смирнова^{1,2}, К.Н. Лобзов^{1,2}, В.И. Бачурин², Л.А. Мазалецкий^{1,2}, Д.Э. Пухов², А.Б. Чурилов²¹ Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия² Ярославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН, Ярославль, Россия

E-mail: vibachurin@mail.ru

Поступило в Редакцию 26 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 28 июня 2024 г.

Принято к публикации 18 июля 2024 г.

Представлены угловые зависимости коэффициентов распыления Ge и Si фокусированным ионным пучком Ga^+ с энергией 30 keV. Сравнение экспериментальной угловой зависимости коэффициента распыления Ge с соответствующими данными моделирования в программе SDTrimSP выявило существенные различия. При углах падения ионов от 0 до 50° экспериментальные данные превышают расчетные, а при больших углах имеют более низкие значения, в то время как для Si эти зависимости хорошо согласуются. Особенности угловой зависимости коэффициента распыления Ge объясняются развитием и изменением топографии поверхности при наклонном падении ионов.

Ключевые слова: германий, ионная бомбардировка, коэффициент распыления, топография поверхности.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.22.59130.19975

Фокусированные ионные пучки (ФИП) довольно широко используются для формирования наноструктур на поверхности различных материалов. Перед выполнением экспериментов с использованием ФИП, как правило, проводится моделирование процессов [1], которое требует данных по угловым зависимостям.

На данный момент имеется незначительное число работ по угловым зависимостям распыления ФИП Ga^+ кремния [2] и SiO_2 [3]. В настоящей работе представлены результаты измерений угловой зависимости коэффициента распыления $Y(\theta)$ германия ФИП Ga^+ с энергией 30 keV при углах падения ионного пучка от 0 до 85° . Для сравнения результатов была получена экспериментальная зависимость $Y(\theta)$ для Si в указанном угловом диапазоне, а также расчетные $Y(\theta)$ для Ge и Si в программе SDTrimSP. Выбор Ge в качестве объекта исследования обусловлен тем, что этот материал широко применяется в микроэлектронных технологиях. В частности, Ge используется в качестве положительного электрода в литий-ионных аккумуляторах [4]. С другой стороны, известно, что облучение Ge ионами различных газов и металлов приводит к формированию на поверхности пористой структуры [5–8]. В работе [9] показано, что при облучении Ge фокусированным пучком ионов Ga^+ с энергией 30 keV, флюенсами (fluence) $D = 5 \cdot 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ происходит формирование пористой структуры поверхности. При этом толщина модифицированного слоя составляет $\sim 90 \text{ nm}$, диаметр пор увеличивается от 20 до 50 nm соответственно. При больших флюенсах формируется губчатая структура. Толщина пористого слоя в этом случае возрастает до 150 nm, диаметр пор $\sim 80 \text{ nm}$, а толщина стенок между порами остается неизменной ($\sim 20 \text{ nm}$). При наклонном падении

ионного пучка наблюдается наклон пор вдоль направления падения ионов. Известно, что рельеф поверхности оказывает сильное влияние на среднее значение Y [10]. В работе [11] показано, что при моделировании методом молекулярной динамики процесса распыления нанокристаллов Au ионами Ga^+ с энергией 25 keV наблюдается существенное увеличение Y по сравнению со случаем распыления объемного материала. Методом вторичной ионной масс-спектрометрии было установлено, что масс-спектр пористого Si отличается от спектра массивного Si более высоким выходом кластерных вторичных ионов [12]. При этом максимальный выход таких ионов характерен для структур с наименьшим размером стенок пор. Авторы связывают этот факт с возможностью выхода распыленных частиц в наибольшем количестве. Можно ожидать, что изменяющаяся при различных углах падения ионов топография поверхности Ge [9] может влиять на вид угловой зависимости $Y(\theta)$ германия, получение которой являлось целью настоящей работы.

Эксперименты по измерению коэффициентов распыления Si (100) и Ge (110) ионами Ga^+ с энергией 30 keV проводились на установке Quanta 3D 200i. Диаметр пучка был равен 60 nm, ток составлял 3 nA, угол падения θ изменялся от 0 до 85° относительно нормали к поверхности, $D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. На поверхности формировались растрсы размером $30 \times 13 \mu\text{m}$. Геометрические размеры кратеров распыления определялись методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) на установке SUPRA 40. На основе этих данных были вычислены значения объема и массы распыленного материала [2]. В случае распыления Ge глубина кратеров на порядок превосходила толщину модифицированного слоя. Экс-

перименты по облучению образцов проводились при $T = 300$ К. Угловые зависимости коэффициентов распыления Si и Ge ионами Ga^+ с энергией 30 keV, а также параметры каскадов соударений атомов, инициируемых ионной бомбардировкой, были рассчитаны в программе SDTrimSP. Топография поверхности облученных образцов также исследовалась методом РЭМ. На установке Quanta 3D 200i *in situ* были сформированы поперечные срезы образцов (вдоль направления падения пучка), полученных облучением Ge ионами Ga^+ . Последующий анализ проводился *ex situ* методом РЭМ.

На рис. 1 представлены угловые зависимости коэффициентов распыления Si (а) и Ge (б), полученные экспериментально и при моделировании в SDTrimSP, а также приведена аппроксимация по модели Зигмунда $Y(\theta) = Y(0) \cos^{-2} \theta$. Из рис. 1, а видно, что в случае распыления Si-образцов наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными. В отличие от распыления кремния ФИП Ga^+ экспериментальные

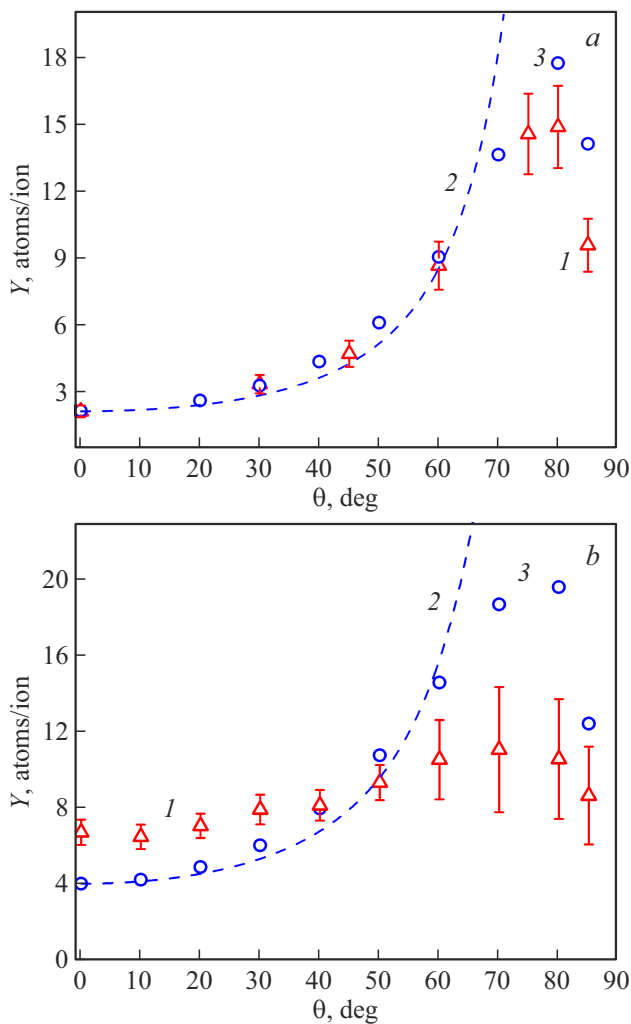


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициентов распыления кремния (а) и германия (б). 1 — экспериментальные данные; 2 — аппроксимация $Y(\theta) = Y(0) \cos^{-2} \theta$; 3 — результат моделирования в SDTrimSP.

результаты для германия значительно расходятся с результатами моделирования, которые, как правило, дают хорошее согласие с экспериментальными результатами и аппроксимацией. До углов падения пучка $\theta \leq 50^\circ$ экспериментальные значения коэффициента распыления выше расчетных (при углах падения, близких к нормали, почти в 1.5 раза), а при больших углах падения — ниже. При этом видно, что максимальное увеличение коэффициента распыления составляет 1.5–2 раза вместо 4–6 раз для Si и других монослоевых материалов. При нормальном падении пучка ионов Ga^+ для Ge $Y(0) = 6.2 \pm 0.5$ atoms/ion. Это значение практически совпадает с данными, приведенными в работе [13] для распыления Ge ионами Ge^+ с энергией 30 keV. Учитывая, что массы ионов Ga и Ge близки, можно утверждать, что полученные экспериментальные данные по угловой зависимости коэффициента распыления Ge являются достоверными. А их отличия от данных моделирования можно объяснить топографией поверхности Ge, которая формируется в результате ионной бомбардировки при различных углах падения пучка.

При моделировании распыления в программе SDTrimSP поверхность образца остается плоской. Как отмечалось выше, начиная с $D = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ в приповерхностном слое образуется пористая структура, которая с ростом флюенса приводит (при нормальном падении ионов) к формированию губчатой морфологии, изменяющейся при наклонном падении ионного пучка [9]. На рис. 2 и 3 приведены электронно-микроскопические изображения поперечных сечений кратеров распыления, полученных при фиксированном значении $D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $\theta = 0$ и 50° (рис. 2), 70 и 80° (рис. 3). Видно, что при нормальном падении пучка на плоскую поверхность локальный угол падения ионов на вершины, дно и стенки пор может принимать значения от 0 до 90° . Это одна из причин наблюдаемого увеличения коэффициента распыления. Как отмечалось выше, толщина стенок пористой структуры составляет ~ 20 nm. Это сравнимо со средней глубиной функции энергораспределения ионов Ga в Ge относительно поверхности (средняя длина пробега первичных ионов a) и ее шириной по осям, параллельным и перпендикулярным направлению падения ионов (продольный (α) и поперечный (β) страгглинг). В работе [14] представлены результаты моделирования распыления сферических образцов Si радиусом R ионами Ag^+ с энергией 20 keV. Установлено, что при условии $a \propto R$ коэффициент распыления сферических образцов почти в 3 раза выше, чем для плоских. Этот эффект объясняется тем, что область выделения энергии ионами заполняет практически весь объем сферы и увеличение распыления происходит за счет механизма тепловых пиков. Поэтому другой причиной более высоких значений коэффициентов распыления при углах падения, близких к нормали, по сравнению с данными моделирования может быть включение механизмов распыления, отличных от линейной модели Зигмунда.

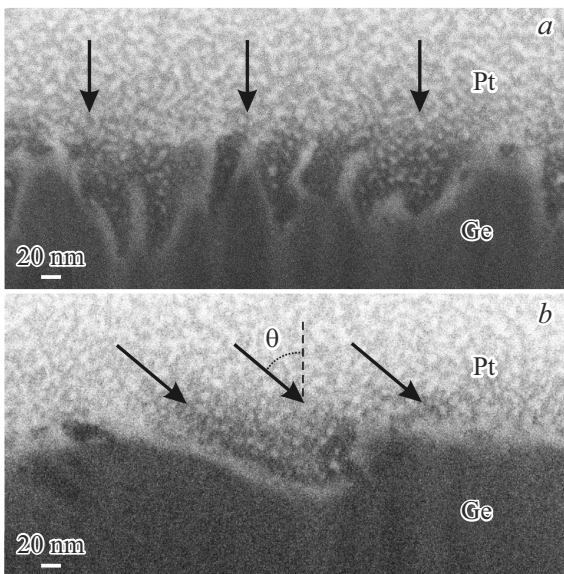


Рис. 2. Электронно-микроскопические изображения поперечных сечений растров, сформированных при нормальном (*a*) и наклонном (*b*) облучении ионами Ga^+ : $\theta = 0$ и 50° соответственно. $D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Стрелками показано направление падения ионного пучка.

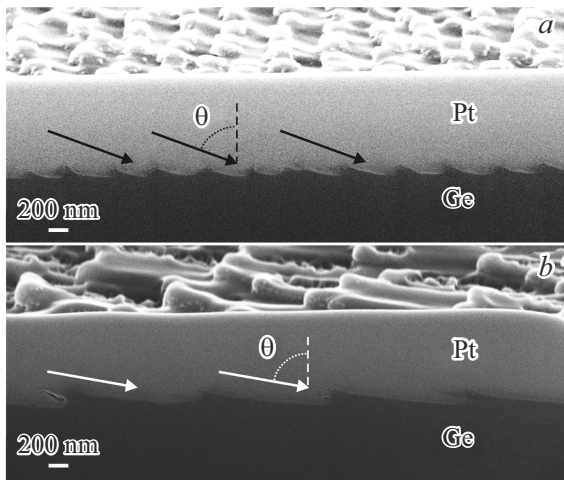


Рис. 3. Электронно-микроскопические изображения поперечных сечений растров, сформированных при углах падения ионов Ga^+ , близких к скользящим: $\theta = 70$ (*a*) и 80° (*b*). $D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Стрелками показано направление падения ионного пучка.

При $\theta \geq 50^\circ$ на поверхности формируется волнообразный рельеф (рис. 2, *b* и 3). При этом локальные углы падения ионов на фронтальные и обратные склоны волн по данным РЭМ близки к 0° и более 80° соответственно. Это может приводить к уменьшению среднего значения коэффициента распыления поверхности с развитым рельефом по сравнению с таковым для гладкой поверхности при $\theta \geq 50^\circ$.

Таким образом, в работе представлены данные по угловым зависимостям коэффициентов распыления кремния и германия ФИП Ga^+ с энергией 30 keV, полученные экспериментально и при моделировании в программе SDTrimSP. Установлено, что экспериментальная зависимость $Y(\theta)$ германия отличается от расчетной, в то время как аналогичные результаты для Si-образцов довольно хорошо согласуются между собой. Особенности $Y(\theta)$ германия объясняются развитием и изменением топографии поверхности при нормальном и наклонном облучении ионами.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания ЯрГУ № FENZ-2024-0005 на оборудовании Центра коллективного пользования „Диагностика микро- и наноструктур“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.И. Боргардт, Р.Л. Волков, А.В. Румянцев, Ю.А. Чаплыгин, Письма в ЖТФ, **41** (12), 97 (2015). [N.I. Borgardt, R.L. Volkov, A.V. Rumyantsev, Yu.A. Chaplygin, Tech. Phys. Lett., **41** (6), 610 (2015). DOI: 10.1134/S106378501506019X].
- [2] В.И. Бачурин, И.В. Журавлев, Д.Э. Пухов, А.С. Рудый, С.Г. Симакин, М.А. Смирнова, А.Б. Чурилов, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 8, 34 (2020). DOI: 10.31857/S102809602008004X [V.I. Bachurin, I.V. Zhuravlev, D.E. Pukhov, A.S. Rudy, S.G. Simakin, M.A. Smirnova, A.B. Churilov, J. Surf. Investig., **14** (4), 784 (2020). DOI: 10.1134/S1027451020040229].
- [3] A.V. Rumyantsev, N.I. Borgardt, R.L. Volkov, Yu.A. Chaplygin, Vacuum, **202**, 111128 (2022). DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.111128
- [4] N.G. Rudawski, B.L. Darby, B.R. Yates, K.S. Jones, R.G. Elliman, A.A. Volinsky, Appl. Phys. Lett., **100** (8), 083111 (2012). DOI: 10.1063/1.3689781
- [5] D.J. Erb, D.A. Pearson, T. Škřeň, M. Engler, R.M. Bradley, S. Fasco, Phys. Rev. B, **109** (4), 045439 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevB.109.045439
- [6] Т.П. Гаврилова, В.Ф. Валесев, В.И. Нуждин, А.М. Рогов, Д.А. Коновалов, С.М. Хантимеров, А.Л. Степанов, ЖТФ, **94** (4), 613 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.04.57532.276-23 [T.P. Gavrilova, V.F. Valeev, V.I. Nuzhdin, A.M. Rogov, D.A. Kononov, S.M. Khantimerov, A.L. Stepanov, Tech. Phys., **69** (4), 578 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.04.57532.276-23].
- [7] N. Oishi, F. Koga, N. Nitta, Vacuum, **213**, 112123 (2023). DOI: 10.1016/j.vacuum.2023.112123
- [8] N. Oishi, N. Higashide, N. Nitta, J. Appl. Phys., **135** (14), 144301 (2024). DOI: 10.1063/5.0199118

- [9] M.A. Smirnova, V.I. Bachurin, D.E. Pukhov, L.A. Mazaletsky, M.E. Lebedev, A.B. Churilov, St. Petersburg Polytech. Univ. J. Physics and Mathematics, **16** (3.1), 21 (2023). DOI: 10.18721/JPM.163.103
- [10] U. Littmark, W. Hoffer, J. Mater. Sci., **13** (12), 2577 (1978). DOI: 10.1007/BF00552687
- [11] T.T. Järvi, K. Nordlund, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **272**, 66 (2012). DOI: 10.1016/j.nimb.2011.01.034
- [12] А.Е. Иешкин, А.Б. Толстогузов, С.Е. Свяховский, М.Т. Дроздов, В.О. Пеленович, Письма в ЖТФ, **45** (2), 39 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.02.47222.17563 [A.E. Ieshkin, A.B. Tolstoguzov, S.E. Svyakhovskiy, M.N. Drozdov, V.O. Pelenovich, Tech. Phys. Lett., **45** (1), 37 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019010267].
- [13] Y. Yamamura, H. Tawara, Atom. Data Nucl. Data Tabl., **62** (2), 149 (1996). DOI: 10.1006/adnd.1996.0005
- [14] M.L. Nitiadi, L. Sandoval, H.M. Urbassek, W. Möller, Phys. Rev. B, **90** (4), 045417 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.90.045417