

Ионно-лучевая литография: моделирование и аналитическое описание поглощенной в резисте энергии

© Я.Л. Шабельникова, С.И. Зайцев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия
e-mail: janeshabeln@yandex.ru

Поступило в Редакцию 25 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 25 апреля 2022 г.

Принято к публикации 25 апреля 2022 г.

Для ионов из ряда инертных газов, а также галлия проведено моделирование поглощенной в резисте энергии. Показано, что распределение плотности энергии может быть аппроксимировано произведением двух гауссовых функций. Одна из них описывает радиальное распределение энергии, вторая — зависимость по глубине. Ширины и центры этих гауссовых функций определяются энергетической длиной (также упоминаемой в литературе как „глубина проникновения“ или „средняя длина траекторий“), массой ионов и средним атомным номером резиста. Полученное описание позволит делать оценки размеров области модификации резиста для любых ионов с энергией десятки килоэлектронвольт и может быть использовано для априорных оценок разрешения и производительности, а также выбора на основании этого энергии пучка и типа иона.

Ключевые слова: литография, наноструктурирование, ионный пучок, резист, моделирование, поглощенная энергия.

DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52768.104-22

Введение

Миниатюризация элементов интегральных схем остается до сих пор ведущим трендом в развитии современной технологии микроэлектроники и требует постоянного поиска новых и усовершенствования существующих методов литографии [1,2]. В этом контексте ионная литография представляется одним из самых перспективных методов достижения нанометрового разрешения, поскольку для ионов размер зоны взаимодействия со структурируемым материалом составляет десятки нанометров, что гораздо меньше, чем у электронов или УФ и рентгеновских квантов. Однако в настоящее время ионный пучок используется в основном для распыления материала [3–5] и ионно-стимулированного осаждения [5,6]. Для этих методов характерна низкая энергетическая эффективность. При ионном распылении на разрыв связей атома с подложкой тратится 1–5 eV [7] из нескольких keV энергии иона, что означает энергетическую эффективность $\sim 10^{-4}$, даже для очень высоких значений коэффициента распыления $\sim 2-3$ [8,9]. При использовании ионного пучка для осаждения жидких или газообразных соединений с их последующим разложением эффективность не многим выше, поскольку число распавшихся молекул прекурсора на один ион составляет от 2 до 10 [10–13]. Между тем ионная литография, основанная на экспонировании резиста [14–16], должна иметь намного более высокую эффективность вместе с характерным для ионно-пучковых методов высоким разрешением. В этом методе основная часть энергии пучка поглощается внутри компактной области

в резисте и, в конечном итоге, (будь то неупругие потери, т.е. ионизация атомов, или упругие, т.е. выбивание атомов из полимерных цепочек) тратится на модификацию химических связей.

При этом скорость растворения экспонированного резиста определяется поглощенной в данной точке энергией, связана с ней степенной зависимостью [17,18]. Поэтому для создания методик восстановления поверхности проявленного резиста по скорости травления и, в конечном счете, теоретического предсказания размеров и форм получающихся в ходе литографического процесса структур требуется разработать описание плотности поглощенной энергии пучка, что и являлось целью настоящей работы.

1. Методика моделирования

Для моделирования процесса торможения ионов в резисте использовался программный пакет SRIM [19], рассчитывающий траектории по методу Монте-Карло. Выходные данные этой программы обрабатывались посредством созданного в пакете Matlab программного кода. Резист подразделялся по глубине на слои, и для каждого слоя рассчитывалась величина осажденной в нем энергии

$$E(z) = \sum_i S_{ei}L_i + \sum_i E_i, \quad (1)$$

как суперпозиция вкладов электронных (первое слагаемое) и ядерных (второе слагаемое) потерь. Здесь

S_{ei} и L_i — электронная тормозная способность иона и длина находящейся в слое части прямолинейного отрезка траектории. Было учтено, что при моделировании траекторий в TRIM каждый акт рассеяния не обрабатывается индивидуально. Вместо этого считается, что на некотором расстоянии, называемом Free flight distance (пройдя которое ион должен отклониться на фиксированный угол ($\sim 5^\circ$) за счет малоугловых рассеяний), ион движется по прямой и теряет энергию только на ионизацию атомов мишени (электронные или неупругие потери). В конце этого пути моделируется рассеяние на большой угол. Рассеяниям на большой угол соответствует взаимодействие иона с атомом как целым, что приводит к так называемым ядерным (или упругим) потерям. Акты рассеяния на большой угол чаще всего сопровождаются выбиванием атома из полимерной цепочки, который, в свою очередь, может породить каскад смещенных атомов. Поэтому в качестве оценки упругих потерь использовалась энергия E_i , переданная смещенному атому в каскаде. В случае, когда оценивалось распределение поглощенной энергии без учета каскадов, в роли E_i выступала энергия первого смещенного атома. Суммирование в (1) проводилось по всем проходящим через слой отрезкам траекторий и выбитым в этом слое смещенным атомам.

Относительно латерального распределения энергии было сделано предположение, что оно центрально-симметрично и описывается функцией Гаусса, аналогично потерям энергии при торможении электронного пучка (обоснование и вывод распределения для электронов можно найти, например, в [20–22]). Далее это предположение было подтверждено моделированием. Меняющаяся с глубиной дисперсия Гаусса в соответствии с определениями второго центрального момента и дисперсии для каждого слоя рассчитывалась как

$$R(z) = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\sum_i r_{ei}^2 S_{ei} L_i + \sum_i r_i^2 E_i}{\sum_i S_{ei} L_i + \sum_i E_i}}. \quad (2)$$

Здесь r_i — расстояние от оси пучка до точки выбивания каскадного атома из полимерной цепи, а r_{ei} — расстояние от оси до середины отрезка L_i . Расстояния отсчитывались в плоскости, перпендикулярной оси пучка. На основе этих данных строилось пространственное распределение плотности поглощенной энергии

$$E(r, z) = \frac{E(z)}{2\pi R^2(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2(z)}\right). \quad (3)$$

Расчеты проводились для наиболее часто используемого в литографии резиста PMMA и ионов из ряда инертных газов (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn), а также Ga.

2. Аналитическое описание распределения поглощенной энергии

На основе данных моделирования было получено аналитическое выражение, описывающее распределение плотности поглощенной энергии в PMMA. Рассчитанные зависимости $E(z)$ были проанализированы для всех рассматриваемых масс ионов и энергий пучка 5, 10, 20, 30, 40 и 50 keV. Сделан вывод, что зависимость от глубины поглощенной в слое энергии может быть описана функцией Гаусса

$$E(z) = A \exp\left(-\frac{(z/L_{energy} - B)^2}{2C^2}\right), \quad (4)$$

у которой центр и полуширина пропорциональны энергетической длине ионов L_{energy} . Модельные кривые в сравнении с их аппроксимацией (4) показаны на рис. 1, а для энергии пучка 30 keV. Энергетическая длина определялась как средняя длина траекторий ионов в резисте и рассчитывалась по данным SRIM. Коэффициенты B и C приведены на рис. 1, б. Можно отметить, что они практически не изменяются с атомным номером Z , слабо зависят от энергии пучка и при 30 keV принимают значения $B \approx 0.47$, $C \approx 0.38$. Для более точного описания этих коэффициентов были выведены эмпирические выражения:

$$B = 1/3 + Z(0.02 - 0.12E/1000) \exp(-0.03Z - 0.73Z((E - 53)/1000)^2), \quad (5)$$

$$C = 1/3 + 0.001Z^{3/2}(6.4 + 0.0023(E - 33)^2) \times \exp(-Z(83 + 0.0145(E - 40)^2)/1000), \quad (6)$$

которые могут быть использованы для энергий 5–50 keV и всех атомных масс ионов. Что касается дисперсии латерального Гаусса (2), было показано, что она линейно зависит от глубины z (рис. 1, в, $E = 30$ keV). Сдвиг и наклон этой линейной зависимости были описаны эмпирическими выражениями, в которые входят атомная масса иона M и средняя атомная масса резиста M_T , а именно

$$R(z) = 11.6 \sqrt{\left(\frac{M_T}{M}\right)} \left(\frac{E}{30}\right) + z \frac{12M_T}{M + 60M_T}. \quad (7)$$

Невязка между модельными кривыми и эмпирическим описанием составила 0.02–0.2% для $E(z)$ для всех ионов, а для $R(z)$ она не превышала 5% для ионов тяжелее Ne. Невязка рассчитывалась как относительное интегральное среднеквадратичное отклонение $\int (f_m(z) - f_e(z))^2 dz / \int (f_e(z))^2 dz$ модельных кривых $f_m(z)$ от эмпирического описания $f_e(z)$. В целом для

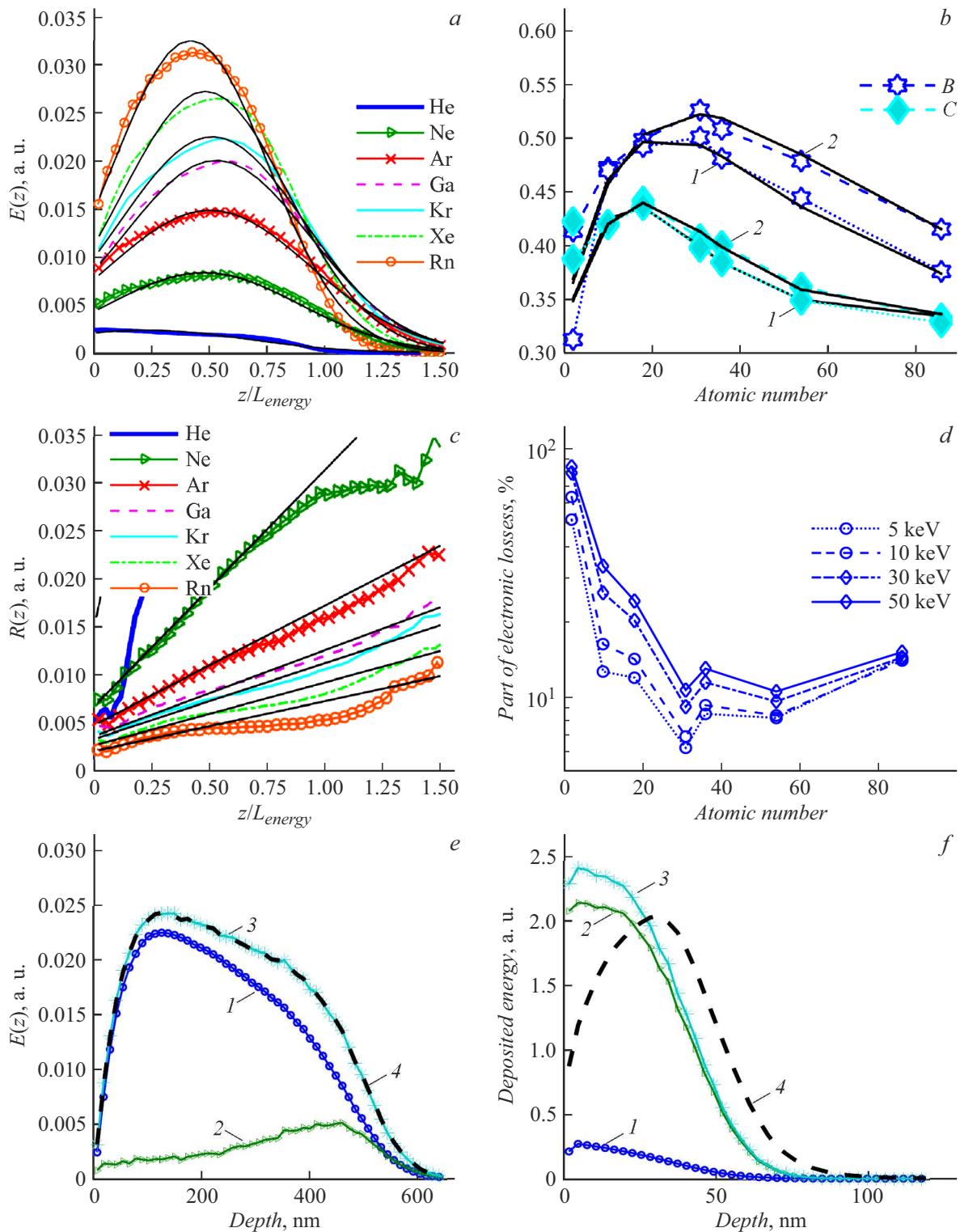


Рис. 1. *a* — приближение $E(z)$ функцией Гаусса, *c* — аппроксимация $R(z)$ линейной зависимостью. Цветные кривые — результат расчета на основе траекторий, черные — эмпирическое описание. *b* — коэффициенты B и C для энергий пучка 10 (1) и 30 (2) keV. Точками показаны значения, полученные из аппроксимации $E(z)$, черные кривые — расчет согласно (5) и (6). *d* — вклад электронных потерь в поглощенную энергию в зависимости от массы и энергии иона. А также для ионов He (*e*) и Ga (*f*) распределение по глубине вкладов электронных (1) и ядерных (2) потерь и полная энергия без учета (3) и с учетом (4) каскадов.

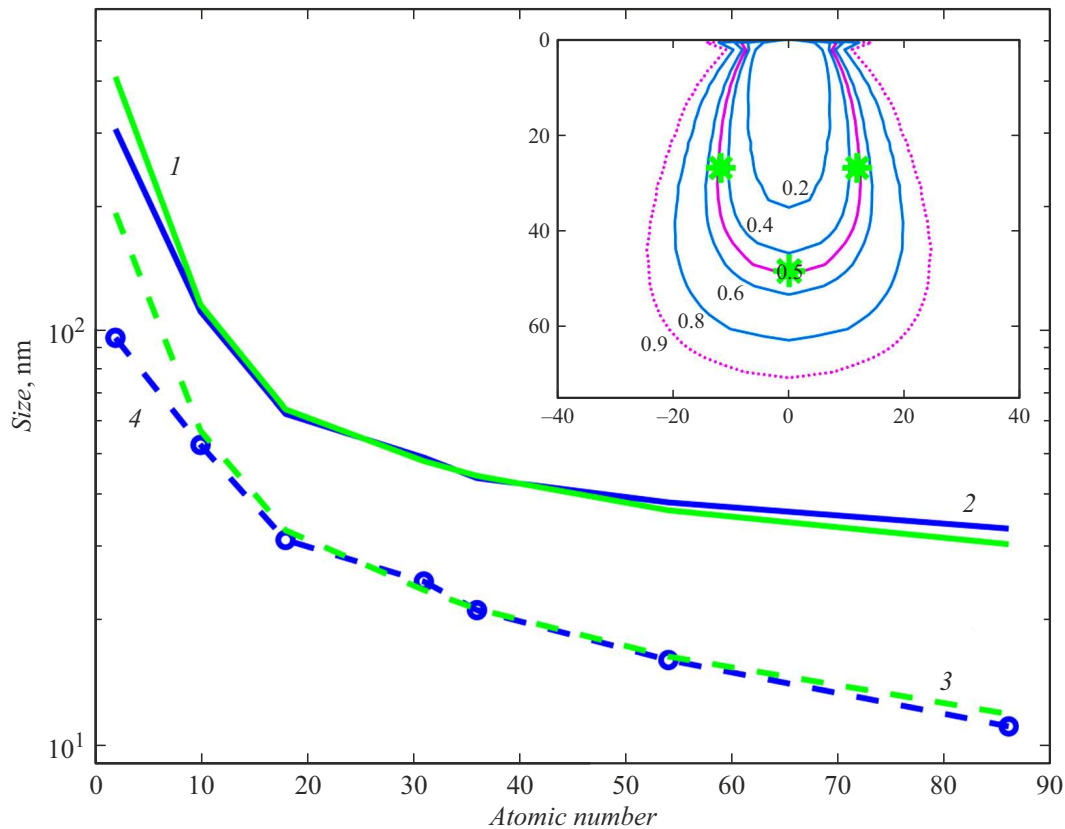


Рис. 2. 1, 3 — размеры зоны модификации согласно оценочным выражениям (8) и (9), а также глубина (2) и ширина (4) изоповерхности плотности энергии, в которой поглощается половина всей энергии в зависимости от атомного номера иона. На врезке для Ga показаны профили изоповерхностей с определенной долей всей энергии (цифра рядом с профилем). Точками отмечены оценки (8), (9). Энергия пучка 30 keV.

ионов с $Z > 10$ был отмечен хороший уровень соответствия эмпирического описания результатам моделирования. Самые легкие ионы He не укладываются в общую схему, что, по-видимому, связано с преобладанием электронных потерь энергии и, как следствие, несущественным влиянием каскадов на распределение поглощенной энергии (рис. 1, d–f). Действительно, для легких ионов основным механизмом потерь энергии является неупругое взаимодействие, а для тяжелых, наоборот, преобладают ядерные потери, а электронные незначительны. По данным рис. 1, d видно, что в рассматриваемом диапазоне энергий электронные потери составляют менее 30% для ионов тяжелее неона, а для ионов массивнее аргона не превышают 15%, быстро убывая с ростом атомного номера. На рис. 1, e, f показано, как поглощенная энергия распределена по глубине в случае гелия и галлия, являющихся примерами, соответственно, легких и тяжелых ионов. Также приведены отдельно вклады электронных потерь и ядерных, и полная энергия с учетом и без учета каскадов смещенных атомов. Видно, что в случае галлия каскады существенно перераспределяют поглощенную энергию, формируя ее максимум на глубине, примерно равной половине энергетической длины, и создавая характер-

ную колоколообразную форму распределения, которое хорошо описывается функцией Гаусса.

Полученное описание (3)–(7) в виде произведения гауссовых функций позволяет предложить удобные в использовании оценочные выражения для зоны модификации резиста, как области, в которой поглощается большая часть энергии пучка:

$$D = (B + C)L_{energy}, \tag{8}$$

$$W = 1 \left[11.6 \sqrt{\frac{M_T}{M}} \left(\frac{E}{30} \right) + (B + C)L_{energy} \frac{12M_T}{M + 60M_T} \right]. \tag{9}$$

То есть глубину области D предлагается оценивать как величину, на одну дисперсию отстоящую от максимума нормального распределения (4), а ширину W как удвоенную дисперсию латерального Гаусса $R(z)$, взятого на этой же глубине D .

На рис. 2 на врезке приведены профили изоповерхностей плотности энергии, в которых поглощается определенная доля (от 20 до 90%) всей энергии и показаны размеры зоны (8), (9). Можно отметить, что эти размеры близки к размеру профиля с 50% энергией.

Анализируя зависимость от атомного номера D и W (рис. 2) в сравнении с соответствующими размерами изоповерхности, содержащей половину энергии, можно отметить, что эти кривые имеют схожую динамику изменения и не слишком существенно отличаются. Максимальное расхождение составляет около 9% для ионов тяжелее неона. Это позволяет утверждать, что внутри области, размеры которой оцениваются, согласно (8), (9), для всех атомных масс ионов 10–86 и рассматриваемого диапазона энергий будет содержаться существенная доля поглощенной энергии порядка 50%.

Строго говоря, конкретный размер зоны модификации определяется тем, какая плотность поглощенной энергии окажется достаточной для растворения резиста при данных условиях проявления. Однако варьируя дозу экспонирования, можно пропорционально увеличивать поглощенную энергию, достигая нужной плотности, но не меняя вида распределения (3)–(7) и размера области, где поглощается вся энергия (или ее большая часть). Что в целом свидетельствует в пользу приемлемости использования (8), (9) для оценки размеров зоны модификации.

Заключение

Таким образом, в результате аппроксимации рассчитанных распределений плотности поглощенной энергии получено аналитическое выражение для ее описания. Оно может быть применено для широкого диапазона атомных номеров ионов 10–86 и энергии десятки keV. Показано, что в этом случае преобладающим является механизм упругого (или ядерного) торможения и каскады смещенных атомов существенно влияют на итоговое распределение поглощенной энергии. Также предложены приближенные выражения для оценки ширины и глубины зоны модификации резиста, как области, в которой поглощается половина всей энергии пучка. Полученное теоретическое описание может быть использовано для того, чтобы быстро, не проводя моделирования траекторий методом Монте-Карло, до проведения эксперимента оценивать размер зоны модификации, а значит, и разрешение, и производительность, и на основе этого выбирать энергию пучка и пару ион–резист.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 075-00706-22-00.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Microolithography Science and Technology, Second Edition*, ed. by K. Suzuki, B.W. Smith. (CRC Press, 2007), p. 864.
- [2] K. Lucas, S. Postnikov, C. Henderson, S. Hector. *Lithography: Concepts, Challenges and Prospects*. In *Nano and Giga Challenges in Microelectronics*, ed. by J. Greer, A. Korkin, J. Labanowski (Elsevier, 2003), p. 69.
- [3] A. Joshi-Imre, S. Bauerdick. *J. Nanotechnology*, **2014** (6), 170415 (2014). <http://dx.doi.org/10.1155/2014/170415>
- [4] P. Li, S. Chen, H. Dai, Z. Yang, Z. Chen, Y. Wang, Y. Chen, W. Peng, W. Shana, H. Duan. *Nanoscale*, **4**, 1529 (2021). <https://doi.org/10.1039/D0NR07539F>
- [5] F.I. Allen. *Beilstein J. Nanotechnol.*, **12**, 633 (2021). <https://doi.org/10.3762/bjnano.12.52>
- [6] S. He, R. Tian, W. Wu, W.-D. Li, D. Wang. *Int. J. Extrem. Manuf.*, **3**, 012001 (2021). <https://doi.org/10.1088/2631-7990/abc673>
- [7] Y. Kudriavtsev, A. Villegas, A. Godines, R. Asomoza. *Appl. Surf. Sci.*, **239**, 273 (2005). <https://doi.org/10.1016/J.APSUSC.2004.06.014>
- [8] J.R. McNeil, J.J. McNally, P.D. Reader. *Ion Beam Deposition*. In *Handbook of Thin-Film Deposition Processes and Techniques — Principles, Methods, Equipment and Applications*, 2nd Edition (William Andrew Publishing / Noyes, 2002), p. 463.
- [9] J. Gierak. *Focused Ion Beam Direct-Writing*. In *Lithography*, ed. by S. Landis (Wiley-ISTE, 2010), p. 184.
- [10] A.D. Dubner. *Mechanism of Ion Beam Induced Deposition, PhD Thesis* (MIT, 1990)
- [11] J. Mengailis. *Procc. SPIE*, **1465**, 36 (1991). <https://doi.org/10.1117/12.47341>
- [12] J.S. Ro, C.V. Thompson, J. Melngailis. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**, 73 (1994). <https://doi.org/10.1116/1.587111>
- [13] A.D. Ratta. *Focused Ion Beam Induced Deposition of Copper, Master's Thesis* (MIT, 1993)
- [14] M. Komuro, N. Atoda, H. Kawakatsu. *J. Electrochem. Soc.: Solid State Sci. Technol.*, **126** (3), 483 (1979). <https://doi.org/10.1149/1.2129067>
- [15] R.L. Kubena, J.W. Ward, F.P. Stratton, R.J. Joyce, G.M. Atkinson. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9** (6), 3079 (1991). <https://doi.org/10.1116/1.585373>
- [16] K. Arshak, M. Mihov, Sh. Nakahara, A. Arshak, D. McDonagh. *Superlattices Microstructures*, **36**, 335 (2004). <https://doi.org/10.1016/J.SPMI.2004.08.030>
- [17] Ya.L. Shabelnikova, S.I. Zaitsev, N.R. Gusseinov, M.T. Gabdullin, M.M. Muratov. *Semiconductors*, **54** (14), 1854 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063782620140262>
- [18] M.M. Muratov, M.M. Myrzabekova, N.R. Guseinov, R. Nemkayeva, D.V. Ismailov, Ya.L. Shabelnikova, S.I. Zaitsev. *J. Nano-and Electron. Phys.*, **12** (4), 40038 (2020). [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(4\).04038](https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04038)
- [19] J.F. Ziegler. *SRIM — the Stopping and Range of Ions in Matter*, 2013. <http://www.srim.org>
- [20] K. Vutova, G. Mladenov. *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **10**, 233 (2008).
- [21] G. Mladenov, K. Vutova, I. Raptis, P. Argitis, I. Rangelow. *Microelectron. Eng.*, **57–58**, 335 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0167-9317\(01\)00521-4](https://doi.org/10.1016/S0167-9317(01)00521-4)
- [22] K. Vutova, G. Mladenov. *Computer Simulation of Processes at Electron and Ion Beam Lithography, Part I: Exposure Modeling at Electron and Ion Beam Lithography*. In *Lithography*, ed. by M. Wang (IntechOpen, London. 2010), <https://doi.org/10.5772/8183>