

Моделирование морфологии поверхности при низкоэнергетическом ионном распылении

© А.С. Шумилов, И.И. Амиров

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН,
150007 Ярославль, Россия
e-mail: AndShumilov@gmail.com

(Поступило в Редакцию 29 ноября 2013 г.)

Представлен новый двумерный метод моделирования морфологии поверхности материалов в процессах низкоэнергетического ионного распыления с учетом процесса переосаждения распыляемого материала. Проведено моделирование изменения профиля микроканалов в кремнии при распылении их ионами аргона низкой энергии плотной плазмы ВЧ индукционного разряда. Результаты численного моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Введение

Разработка новых методов моделирования морфологии поверхности в процессах ионного распыления стимулируется широким их использованием в технологии нанoeлектроники. Численное моделирование применяется для разработки процессов формирования микро- и наноструктур на поверхности материалов и исследования эволюции профиля структур под воздействием ионного потока [1–6]. В отличие от одномерного метода моделирования TRIDYN [7], методы [1–6] являются двумерными и основываются на методе ячеек для представления профиля. Метод ячеек является наиболее распространенным и эффективным методом моделирования морфологии поверхности в процессах ионного распыления, так как позволяет учитывать влияние отраженных и переосажденных атомов. Он применялся при моделировании плазмохимического травления глубоких канавок в Si [8,9] и заполнения глубоких канавок медью в процессах магнетронного напыления [10,11]. Процессы переосаждения особенно сильно проявляются при низкоэнергетическом ($E_i < 200$ eV) ионно-плазменном распылении материалов. Такие процессы используются в технологии нанoeлектроники для создания элементов памяти и дорожек металлизации [12,13]. В настоящей работе представлена новая модель двумерного моделирования эволюции профиля поверхности материалов при низкоэнергетическом ионно-плазменном распылении с учетом влияния отраженных частиц и процесса переосаждения распыляемого материала.

Проверка разработанного метода осуществлялась на примере моделирования эволюции профиля Si микроканалов при их распылении ионами аргона низкой энергии ($E_i \sim 125$ eV) плотной плазмы ВЧ индукционного разряда.

Метод моделирования

Разработанный 2D-метод моделирования основывался на клеточном способе представления профиля поверх-

ности (метод ячеек) (рис. 1), методе Монте-Карло представления потока ионов и моделях взаимодействия ионов с поверхностью материала. Размер ячейки профиля определялся глубиной проникновения ионов в объем материала. В режиме прямого выбивания при энергии ионов аргона 100–200 eV с Si она равняется $\sim 6\text{--}12$ Å [7,14]. При попадании сброшенного случайным образом иона с энергией E_i в ячейку (рис. 1) в ней в соответствии с моделью взаимодействия плазма–поверхность происходил расчет баланса частиц. В модели рассматривались следующие процессы: зависимость от энергии и угла падения физическое ионное распыление, отражение ионов от поверхности, переосаждение распыленных атомов материала, поверхностная диффузия атомов материала. Основными параметрами моделирования являлись: энергия и угловое распределение ионов, пороговая энергия и коэффициент распыления, вероятность прилипания распыленных атомов

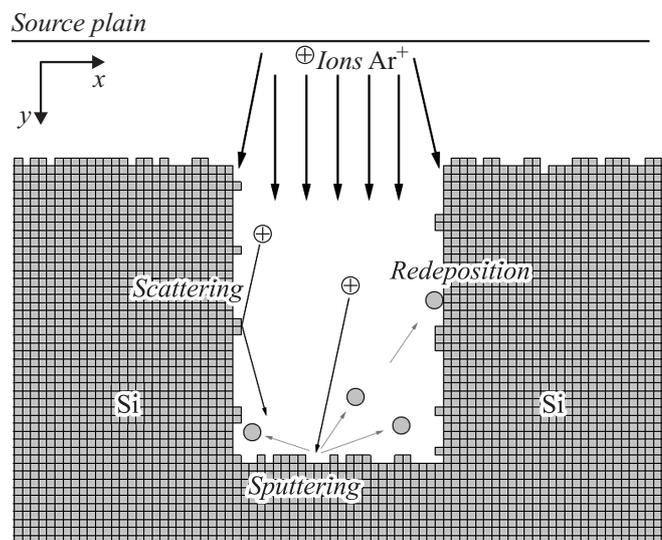


Рис. 1. Домен моделирования профиля канавки при ионно-плазменном распылении.

материала. Значения параметров задавались из анализа литературных данных или определялись из экспериментов.

Начальный профиль моделирования, который может быть произвольной геометрической формы, создавался с помощью специального редактора. Для обеспечения бесконечных краевых условий в домене моделирования действовали правила периодических краевых условий отражения частиц от мнимой левой и правой границ.

На первом шаге цикла алгоритма моделирования определялись характеристики падающего на поверхность иона — его энергия, координата и направление вылета. Угол падения иона вычислялся исходя из заданной функции углового распределения ионов. Исходные координаты появления частиц плазмы в домене модели определялись случайной равномерно-распределенной по ширине домена координатой „ x “ и координатой „ y “ их начальной плоскости вылета (рис. 1). Функция углового распределения ионов имела вид нормального распределения (1) [15].

$$\Psi(\xi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-\chi^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где σ — среднеквадратичное угловое отклонение ионов. Величину σ полагали равной ширине углового распределения ионов σ_i , которая в плазме зависит от энергии и температуры ионов T_i [16,17]:

$$\sigma_i = \arctg\left(\sqrt{\frac{kT_i}{E_i}}\right), \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, E_i — энергия ионов. Величина kT_i в плазме не превышает 0.2 eV [17]. При $kT_i = 0.2$ eV и $E_i = 90$ eV величина σ_i равняется 2.7°.

При попадании иона в ячейку в ней в соответствии с вероятностью реализации процессов распыления или отражения случайным образом разыгрывались соответствующие сценарии. Вероятность отражения иона от поверхности λ_{refl} рассчитывали методом Монте-Карло согласно [8]:

$$\lambda_{\text{refl}} = 1 - g_{sp}(\varphi), \quad (3)$$

где φ — угол между направлением движения иона и нормалью к поверхности в данной ячейке (рис. 2), $g_{sp}(\varphi)$ — нормированная угловая зависимость коэффициента распыления, которая изменяется от 0 до 1. При распылении происходило удаление атомов материала из ячейки, в результате чего уменьшалась ее атомная плотность. При достижении минимально допустимого значения атомов материала в ячейке (половина от начального значения плотности) ячейка удалялась. При этом остаток содержимого удаленной ячейки пропорционально передавался ее соседям согласно направлению вектора распыления профиля в данной точке [9].

В случае отражения ионы имели зеркально-диффузное угловое распределение с углом отклонения r до 20° [18].

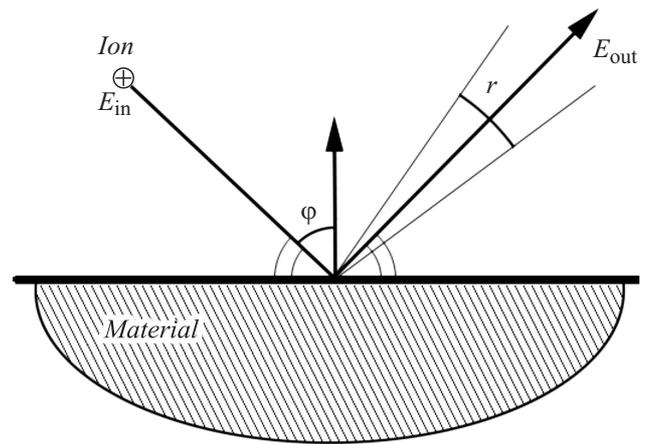


Рис. 2. Схема зеркально-диффузного отражения иона от поверхности с углом отклонения r . E_{in} — начальная энергия иона, E_{out} — энергия иона после соударения.

Траектория движения отраженных ионов рассчитывалась до следующего столкновения с поверхностью (рис. 2). Так как при столкновении с поверхностью ион передает ей почти всю свою энергию [19], то в большинстве случаев отраженные частицы не принимали участие в распылении, так как их энергия после столкновения становилась ниже пороговой. Однако при скользящих углах падения ионов влияние отраженных частиц становилось уже значительным, так как коэффициент передачи их энергии атомам наклонной поверхности является низким. С учетом этого функция потери энергии отраженными ионами характеризовалась зависимостью (4). При перпендикулярном угле падения к поверхности ионы сохраняли лишь 30% своей изначальной энергии, в то время как под скользящими углами — до 90%

$$E_{\text{out}} = E_{\text{in}}(0.9 - 0.6 \cos \varphi). \quad (4)$$

Коэффициент распыления или коэффициент выхода атомов материала на один ион Y_{sp} определялся выражением (5) [8,20]

$$Y_{sp}(E_i, \varphi) = K_{sp} f_{sp}(E_i) g_{sp}(\varphi), \quad (5)$$

где K_{sp} — коэффициент, зависящий от рода материала и падающего иона, $f_{sp}(E_i) = \sqrt{E_i - E_{thsp}}$ — функция зависимости распыления от энергии иона, E_{thsp} — пороговая энергия распыления атомов, $g_{sp}(\varphi)$ — функция угловой зависимости коэффициента распыления.

Функция зависимости выхода распыленных атомов от энергии бомбардирующих ионов была пропорциональна \sqrt{E} [20]. Такая зависимость хорошо согласовывается с экспериментальными данными по распылению материалов [21,22]. При низких энергиях ионов эта зависимость является практически линейной. Необходимо отметить, что данных по экспериментальным измерениям коэффициентов распыления материалов от энергии и тем более от угла падения ионов при энергии менее 200 eV очень

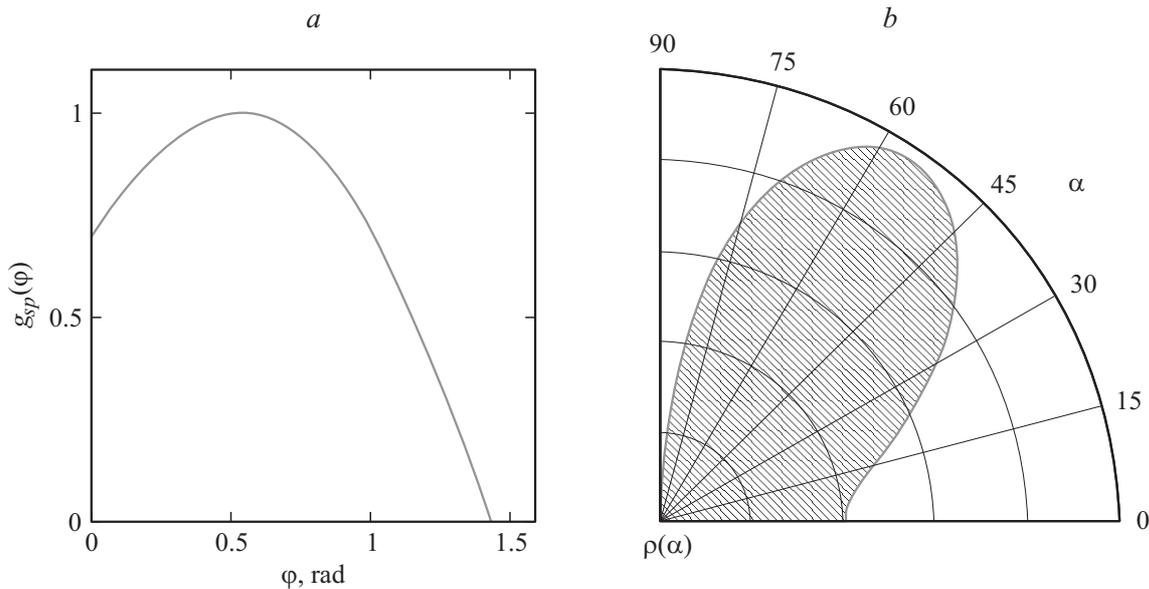


Рис. 3. Вид функций: *a* — угловой зависимости коэффициента распыления Si ионами Ar^+ , *b* — плотности углового распределения вылета распыленных атомов с поверхности $\rho(\alpha)$ в полярных координатах.

мало. Данные теоретических расчетов $Y_{sp}(E_i)$ находятся в хорошем согласии с экспериментом только при энергии ионов больше 250 eV [23]. При таких энергиях ионов пороговая энергия распыления E_{thsp} и коэффициент распыления K_{sp} рассчитывались по формулам (6), (7) [20]:

$$K_{sp} = 0.0054(Z_p Z_t)^{1/2} \sqrt{\frac{M_t}{M_p + M_t}} - 0.0198, \quad (6)$$

$$E_{thsp} = 25.2(M_t/M_p)^{-0.6} + 0.928(M_t/M_p), \quad (7)$$

где M_t , Z_t , M_p , Z_p — массы и атомные числа бомбардирующих ионов и атомов мишеней соответственно.

Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов $g_{sp}(\varphi)$ задавали, используя литературные данные. При низкоэнергетическом распылении Si ионами Ar^+ $g_{sp}(\varphi)$ аппроксимировалась функцией вида (8) (рис. 3, *a*)

$$g_{sp-\text{Ar}}(\varphi) = \cos \varphi + 0.5 \sin 2\varphi - 0.3. \quad (8)$$

Максимальное распыление происходило под углом в 30° – 40° к нормали поверхности [7]. Моделирование низкоэнергетического распыления Si методом молекулярной динамики показало, что подобная зависимость характерна для распыления при энергии падающих ионов менее 200 eV [18]. Однако экспериментально при распылении поликремния в плазме Ar максимум скорости распыления Si при энергии ионов 110 и 310 eV наблюдался при угле падения ионов около 65° [16]. Приблизительно такой же угол, при котором скорость распыления материалов была максимальной, был и при более высокой энергии ионов ($E_i > 500$ eV) [23].

Для учета влияния переосажденных атомов мишени на развитие морфологии поверхности необходимо знать функцию угловой зависимости вылета распыленных частиц и вероятности их прилипания. Вид угловой зависимости распыленных частиц может сильно отличаться при низкой и высокой энергиях падающих ионов [7,24]. Недавние экспериментальные исследования [25] показали, что при распылении различных материалов ионами Ar ($E_i > 500$ eV) максимум выхода распыленных частиц совпадал с направлением нормали к поверхности или был равен $\sim 30^\circ$. Далее при моделировании профиля распыления канавки в Si вид функции брали в общем виде (9), аналогично [25]:

$$\rho(\alpha) = A \cos^m \alpha - B \cos^n \alpha, \quad (9)$$

где α — угол вылета распыленного атома. Коэффициенты A , B , m , n подбирались исходя из наилучшего совпадения результатов моделирования с экспериментальными данными. При моделировании распыления ионами Ar^+ канавок в кремнии наилучшие результаты были получены при значениях $A = 3.4$, $B = 3$, $m = 1$, $n = 2$ (рис. 3, *b*) при угле максимального выхода распыленных частиц, равном 55° , относительно нормали к поверхности при энергии ионов ~ 100 eV. Вероятность прилипания распыленных атомов была подстроечным параметром модели. Так, согласно [26], для атомов меди она была близка к единице.

Важным моментом модели является расчет нормали к ячейке на поверхности профиля. Нормаль необходима для вычисления угла падения иона φ на поверхность и угла α . Для вычисления нормали использовался разработанный алгоритм, учитывающий круговую окрестность данной ячейки радиусом в 6–9 ячеек (рис. 4).

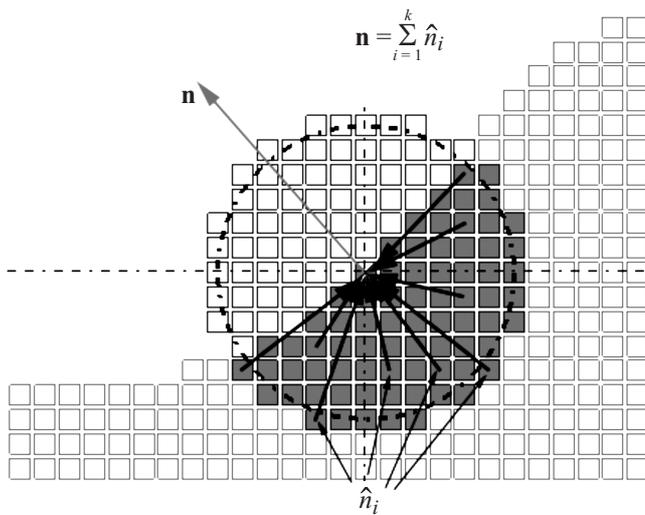


Рис. 4. Схема вычисления нормали к поверхности в данной ячейке по круговой окрестности с радиусом в 6 ячеек.

Результирующий вектор нормали вычислялся как сумма нормированных векторов от всех непустых ячеек, попавших в этот круг, до центральной ячейки. Нормаль, вычисленная данным способом, легко вычисляется и на краях профиля. В отличие от более простого алгоритма „*k*-slope“ поиска нормали по соседним узлам [27,28] такой способ вычисления нормали является более точным и исключает скачкообразное изменение направления нормали у соседних ячеек на неровных поверхностях.

Для сглаживания возникающих неровностей профиля в модели использовался алгоритм моделирования поверхностной диффузии атомов. Он был разработан на основе метода Монте-Карло и алгоритмах диффузии, подробно описанных в теории клеточных автоматов (КА) [29–31]. Метод оперирует атомной плотностью в ячейках. За одну итерацию диффузии производился пересчет атомной плотности по всем ячейкам поверхности. Для каждого из атомов поверхностных ячеек рассчитывались вероятности его перехода в соседние по границе ячейки. Вероятность перехода определялась случайным фактором и геометрическим местоположением ячейки на поверхности профиля относительно других ячеек. За одну итерацию алгоритма атом проходил расстояние не более 2 ячеек. Рассчитанный коэффициент диффузии D_{surf} по этому алгоритму равнялся $\nu 3.375 \text{ \AA}^2/\text{s}$, где ν — количество итераций в секунду. Зная коэффициент поверхностной диффузии атомов материала, можно определить нужную частоту итераций алгоритма. Чтобы исключить формирование цепочек последовательных переходов атомов в результате одностороннего перебора, перебор ячеек осуществляли в шахматном порядке. По аналогии с алгоритмом диффузии с окрестностью Марголуса из КА [30] сначала рассматривали нечетные ячейки, а затем четные.

Моделирование эволюции профиля кремниевой канавки при низкоэнергетическом ионно-плазменном распылении

Способность созданного метода моделирования распыления структурированной поверхности отражать изменение ее морфологии проверялась при моделировании эволюции профиля кремниевых канавок при их низкоэнергетическом распылении ионами Ar^+ ($E_i = 125 \text{ eV}$). Эксперименты проводили в реакторе плотной плазмы ВЧ индукционного разряда, подробно описанном в [32]. Образцы — пластинки Si — устанавливались на электроде, на который подавалась ВЧ-мощность смещения. При этом на нем устанавливался определенный потенциал самосмещения — U_{sh} , который определял энергию ионов [33]. Средняя энергия ионов определялась выражением (10)

$$E_i = e(U_{\text{sh}} - U_{\text{pl}}), \quad (10)$$

где U_{sh} — отрицательный потенциал самосмещения, U_{pl} — потенциал плазмы. В условиях эксперимента U_{pl} равнялся 25 V. Плотность ионного тока, определяемая из зависимости потенциала самосмещения от мощности ВЧ-смещения [32], равнялась 9.2 mA/cm^2 .

Распыление проводили в плазме Ar при следующих параметрах: давление — 0.08 Pa, ВЧ-мощность — 800 W, $U_{\text{sh}} = 60\text{--}160 \text{ V}$.

Образцами служили пластинки Si, на поверхности которых методом плазмохимического травления через маску были протравлены канавки глубиной $\sim 204 \text{ nm}$ (рис. 5, a). Стенки канавок были наклонные. Ширина канавки в верхней ее части равнялась 218 nm. Угол наклона стенки составлял $\sim 72^\circ$.

Зависимость скорости распыления Si от потенциала самосмещения была линейной. При увеличении потенциала от -60 до -160 V скорость распыления Si возрастала с 0.07 до 0.96 nm/s, а коэффициент выхода атомов Si на один ион изменялся от $6.1 \cdot 10^{-3}$ до $8.4 \cdot 10^{-2}$. Полученные величины коэффициента распыления Si находились в хорошем согласии с данными [34]. Определенный по этой зависимости пороговый потенциал распыления равнялся приблизительно 50 V. Пороговая энергия распыления, согласно (10), равнялась 75 eV. Это выше ее величины, полученной в экспериментах с ионными пучками (35 eV) [35]. Такое отличие может быть обусловлено тем, что средняя кинетическая энергия падающих ионов не определяется точно потенциалом смещения. Поток ионов на поверхность в плазме в случае подачи на образец ВЧ смещения не являлся моноэнергетическим. Функция распределения ионов по энергиям имеет двугорбное распределение, причем низкоэнергетический пик намного выше, чем высокоэнергетический пик [36]. Поэтому средняя энергия ионов, определяемая по потенциалу самосмещения, должна быть ниже.

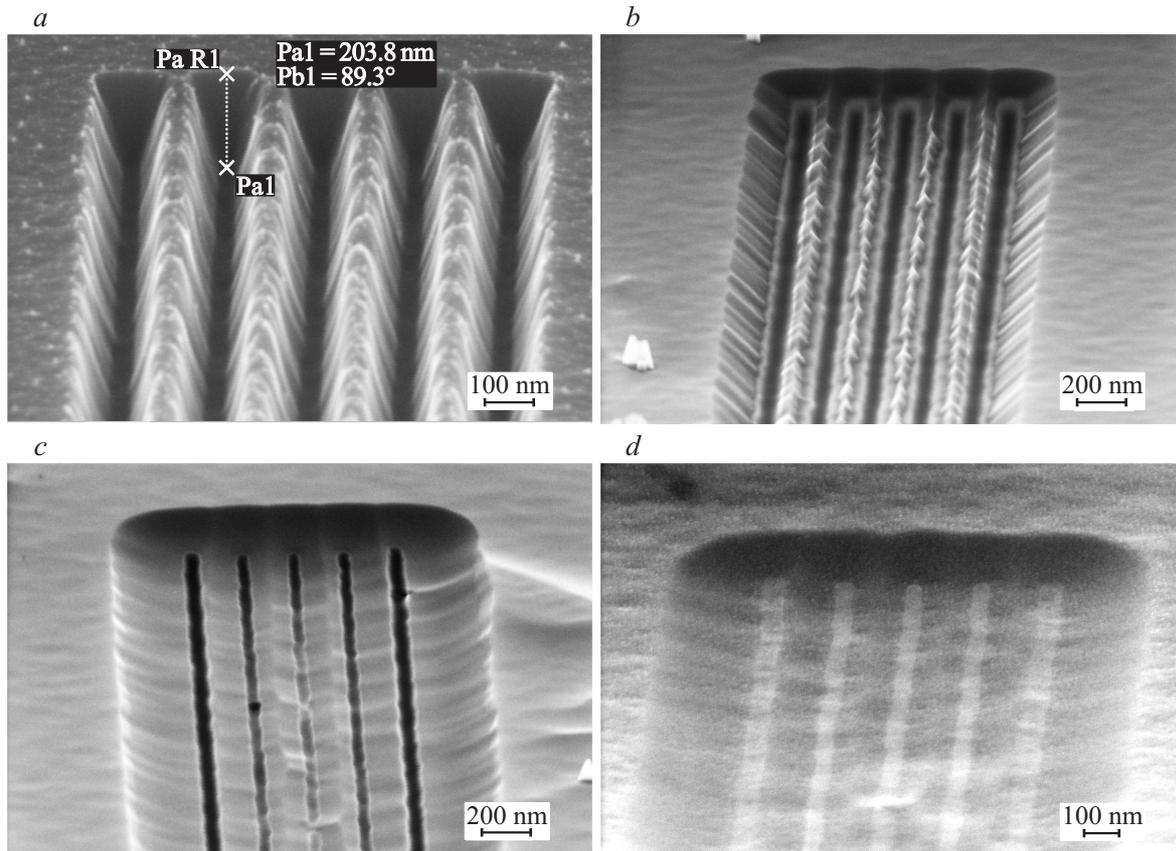


Рис. 5. Вид Si-канавки: *a* — до распыления, *b* — после распыления ее в плазме Ar через 90 с, *c* — 180 с, *d* — 240 с.

Распыление микроканавочной Si-структуры проводилось при более высокой плотности ионного потока. После 90 и 180 с распыления при потенциале самосмещения -100 V начальный профиль канавок (рис. 5, *a*) претерпевал резкие изменения. После первого 90 с секундного распыления трапециевидные микроструктуры превращались в узкие канавки с образованием узкой гребенчатой структуры между ними (рис. 5, *b*). При дальнейшем распылении (3 min) гребенчатая структура сгладилась, но узкие канавки, особенно по краям, остались (рис. 5, *c*). При времени распыления 4 min наблюдалось практически полное сглаживание всех неровностей поверхности и исчезновение внутренних канавок (рис. 5, *d*).

Численное моделирование развития профиля канавки при ее распылении осуществлялось с использованием вышеописанной модели. Ширина ячейки или толщина поверхностного модифицированного слоя составляла 6 \AA . Количество Si атомов в ячейке определялось исходя из плотности материала и равнялось ~ 6 атомам. Общая ширина начального профиля моделирования с двумя пирамидальными структурами составляла $\sim 1.5 \mu\text{m}$ (2500 ячеек).

При моделировании подстроечными параметрами являлись (по степени влияния на результирующий профиль): угловая зависимость выхода распыления Si иона-

ми Ar^+ — $g_{sp}(\varphi)$, функция плотности углового распределения вылета распыленных атомов с поверхности — $\rho(\alpha)$, коэффициент прилипания распыленных атомов. Вид функции $g_{sp}(\varphi)$ подбирался таким образом, чтобы максимум скорости распыления достигался при 30° – 40° , как это представлено на рис. 3, *a*. Угловая зависимость распыленных атомов варьировала от 0 до 60° согласно (9). Вероятность прилипания атомов распыленных атомов Si неизвестна. Ее варьировали в диапазоне от 0.5 до 1, полагая, что ее величина является высокой, как это наблюдалось для атомов меди [26]. В настоящей работе наилучшие результаты численного моделирования были получены при значениях вероятности, равной 0.9.

Численное моделирование формирования профиля канавки при ионно-плазменном распылении канавочной структуры проводили при энергии ионов $\sim 125 \text{ eV}$ и плотности ионного потока Ar^+ $5.75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, которые соответствовали условиям эксперимента. При таких условиях поверхность Si распылялась на глубину $\sim 40 \text{ nm}$ за 60 с. Коэффициент распыления равнялся $5.2 \cdot 10^{-2}$ атома на ион. При этом линейный коэффициент K_{sp} в формуле (5) равнялся $1.23 \cdot 10^{-2}$. Частота итераций алгоритма диффузии в модели вычислялась исходя из коэффициента поверхностной диффузии Si, равного $D_{\text{surf}} \approx 5\text{--}50 \text{ \AA}^2/\text{s}$ при температуре 400 K [37,38].

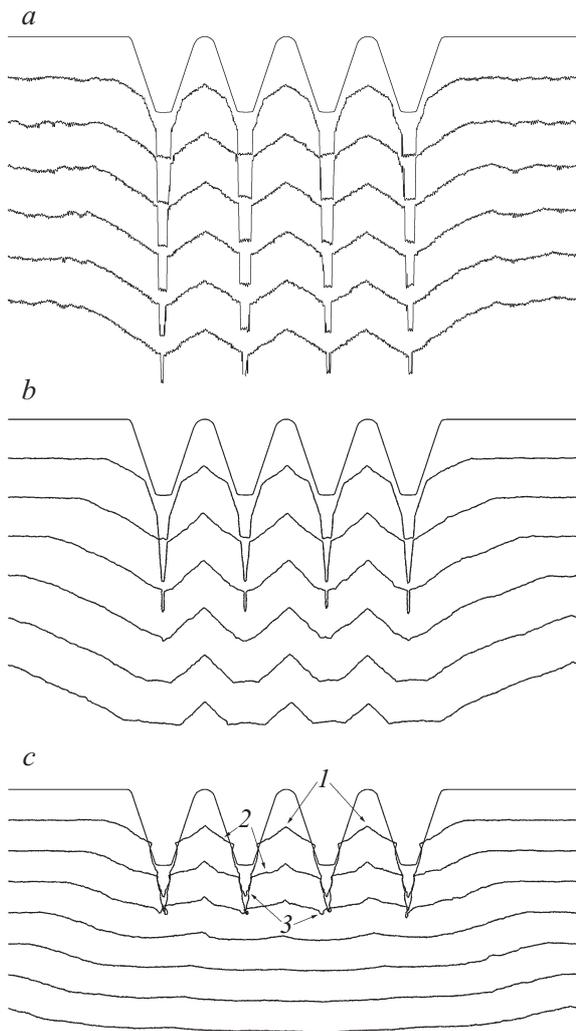


Рис. 6. Результаты численного моделирования распыления пирамидальных наноканавок Si в плазме Ag, полученные: *a* — без учета диффузии, *b* — с учетом поверхностной диффузии, *c* — с учетом поверхностной диффузии, отражения ионов и переосаждения распыленных атомов. 1 — заострения, 2 — наноплощадки, 3 — наноканавки.

Учитывая тот факт, что на активированной ионами поверхности коэффициент поверхностной диффузии материалов увеличивается более чем на порядок [39], частоту итераций алгоритма ν брали равной 53 s^{-1} , что соответствовало $D_{\text{surf}} \approx 1.76 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$.

Моделирование показало, что без учета процесса диффузии, отражения ионов и переосаждения (рис. 6, *a*) не удастся получить канавки, подобные эксперименту (рис. 5). На рис. 6 один шаг линии профиля моделирования соответствовал потоку Ag^+ , равному $\sim 1.47 \cdot 10^4$ ионов на ячейку, или $9.2 \cdot 10^{18} n_{\text{Ag}^+}/\text{cm}^2$ (время распыления 170 s). Профиль распыления сильно изменялся за первый шаг моделирования. Между структурами сформировались прямоугольные канавки. Величина угла при вершине пирамидальных структур увеличилась до 90° – 100° и в дальнейшем изменялась слабо. Такое изменение профиля объясняется тем, что в первые

минуты распыления скорость распыления их боковых стенок с углом $\sim 75^\circ$ была существенно ниже, чем дно канавок. Со второго шага канавки между пирамидальными структурами медленно уменьшались по ширине. Как показал численный эксперимент, сужение канавок со временем объясняется угловым распределением падающих ионов. При отсутствии углового распределения ионов сужения канавок не происходило.

При включении механизма поверхностной диффузии поверхность профиля становилась более гладкой (рис. 6, *b*). Прямоугольные канавки между структурами также возникали, но со временем быстро сужались и пропадали. Важно, что наклон боковых стенок крайних канавок при включении диффузии стал более пологим. Таким образом, диффузия приводила к сглаживанию поверхности, но в отличие от эксперимента сглаживания канавочной структуры не происходило полностью даже после длительной ионной бомбардировки.

Включение механизма переосаждения распыленных атомов Si и отражения ионов от боковых стенок приводило к тому, что сложный профиль образующихся микроканавок после распыления в течение первых 2 min достаточно точно воспроизводился при моделировании (рис. 6, *c*). Необходимо отметить, что переосаждение части распыленных атомов материала на поверхность приводило к уменьшению скорости распыления по сравнению с результатами предыдущего численного эксперимента, в котором эффект переосаждения не учитывался. Коэффициент распыления при этом уменьшился до экспериментальных значений с $5.2 \cdot 10^{-2}$ до $4.0 \cdot 10^{-2}$. Из-за переосаждения атомов глубина и ширина формируемых внутренних канавок между пирамидальными структурами стала меньше. Кроме того, переосаждение атомов приводило к образованию боковых наноплощадок, как это наблюдалось в эксперименте (рис. 5, *b*). Вершины пирамидальных структур также заострялись за счет более интенсивного распыления Si под углами в $\sim 35^\circ$ относительно ровной поверхности. Наблюдаемое при моделировании образование глубоких, узких сужающихся канавок между пирамидальными структурами объясняется влиянием отраженных от боковых стенок канавок ионов и переосаждением атомов Si. Отражаясь от наклонных стенок пирамидальных наноструктур, ионы сохраняли большую часть своей энергии и фокусировались на дне канавок, вызывая дополнительное распыление. Это препятствовало быстрому заполнению канавок переосажденными атомами, что видно и в эксперименте на рис. 5, *c*. Моделирование показало, что боковые стенки дна канавок при этом расширялись, а дно углублялось и заострялось (рис. 6, *c*). Однако полного сходства профиля моделирования с экспериментом (рис. 5, *c*) не наблюдалось. Это можно объяснить начальной неоднородностью глубины исходных канавок. В соответствии с экспериментом (рис. 5, *d*) моделирование показало, что с учетом процесса переосаждения атомов происходило сглаживание канавки (рис. 6, *d*). Наклон внешних стенок канавок уменьшался, что приводило к увеличению ширины первоначальной пирамидальной канавочной структуры почти в 2 раза.

Заключение

В настоящей работе представлен новый 2D-метод моделирования эволюции профиля микро- и наноструктур при низкоэнергетичном ионном распылении. Он основывался на клеточном способе представления профиля поверхности, методе Монте-Карло представления потока ионов и моделях столкновения ионов с поверхностью материала. В модели учитывались основные процессы взаимодействия плазма–поверхность: зависимое от энергии и угла падения физическое ионное распыление, отражение ионов от поверхности, пересаживание распыленных атомов материала, поверхностная диффузия атомов материала. Способность созданного метода моделирования отражать изменение морфологии поверхности проверялась при распылении структурированной поверхности Si. Моделирование эволюции профиля пирамидальных, канавочных микроструктур Si при низкоэнергетическом ионно-плазменном распылении ионами Ar^+ ($E_i \sim 125$ eV) находилось в хорошем согласии с экспериментальными данными. Это подтверждает достоверность созданной модели.

Созданный метод моделирования морфологии поверхности материалов при ионно-плазменном распылении может быть использован в технологии нанoeлектроники при разработке новых процессов.

Работа выполнялась с использованием оборудования ЦКП „Диагностика микро- и наноструктур“ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] Kim H.-B., Hobler G., Steiger A., Lugstein A., Bertagnolli E. // *Nanotechnology*. 2007. Vol. 18. N 24. P. 245–303.
- [2] Kim H.-B., Hobler G., Steiger A., Lugstein A., Bertagnolli E. // *Nanotechnology*. 2007. Vol. 18. N 26. P. 265–307.
- [3] Hobler G., Kovac D. // *Nucl. Instrum. Meth. B*. 2011. Vol. 269. N 8–9. P. 1609–1613.
- [4] Ebm C., Hobler G. // *Nucl. Instrum. Meth. B*. 2009. Vol. 267. N 18. P. 2987–2990.
- [5] Mutzke A., Schneider R., Bizyukov I. // *J. Nucl. Mater.* 2009. Vol. 390–391. P. 115–118.
- [6] Bizyukov I., Mutzke A., Schneider R., Davis J. // *Nucl. Instrum. Meth. B*. 2010. Vol. 268. N 17–18. P. 2631–2638.
- [7] Эжитайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. М.: Мир, 1995. 319 с.
- [8] Mahorowala A.P., Sawin H.H. // *J. Vac. Sci. Technol. B*. 2002. Vol. 20. N 3. P. 1064–1076.
- [9] Шумилов А.С., Амиров И.И. // *Микроэлектроника*. 2007. Т. 36. Вып. 4. С. 277–287.
- [10] Lua J., Kushner M.J. // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 2001. Vol. 19. N 5. P. 2652–2663.
- [11] Hamaguchi S., Mayo A.A., Rossmagel S.M., Kotecki D.E., Milkove K.R., Wang C., Farrell C.E. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 36. N 7B. P. 4762–4768.
- [12] Sugiura K., Takahashi S., Amano M., Kajiyama T., Iwayama M., Asao Y., Shimomura N., Kishi T., Ikegawa S., Yoda H., Nitayama A. // *Jap. J. Appl. Phys.* 2009. Vol. 48. N 8. P. 08HD02–08HD02-3.
- [13] Persson A., Ericson F., Thornell G., Nguyen H. // *J. Micromech. Microeng.* 2011. Vol. 21. N 4. P. 045014.
- [14] Aoki T., Chiba S., Matsuo J., Yamada I., Biersack J.P. // *Nucl. Instrum. Meth. B*. 2001. Vol. 180. P. 312–316.
- [15] Abdollahi-Alibeik S., Zheng J., McVittie J.P., Saraswat K.C., Gabriel C.T., Abraham S.C. // *J. Vac. Sci. Technol. B*. 2001. Vol. 19. N 1. P. 179–185.
- [16] Belen J.R., Gomez S., Kiehbauch M., Cooperberg D., Aydil E.S. // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 2005. Vol. 23. N 1. P. 99–113.
- [17] Sobolewski M.A., Olthoff J.K., Wang Y., Guo W., Bai B. // *J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 85. N 8. P. 3966–3975.
- [18] Liu X.-Y., Daw M.S., Kress J.D., Hanson D.E., Arunachalam V., Coronell D.G., Lu C.-L., Voter A.F. // *Thin Sol. Films*. 2002. Vol. 422. P. 141–149.
- [19] Kersten H., Snijkers R.J., Schulze J., Kroesen G.M., Deutsch H., de Hoog F.J. // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64. N 12. P. 1496–1498.
- [20] Guo W., Bai B., Sawin H.H. // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 2009. Vol. 27. N 2. P. 388–403.
- [21] Steinbruchel C. // *Appl. Phys. Lett.* 1989. Vol. 55. P. 1960–1962.
- [22] Ikuse K., Yoshimura S., Hine K., Kiuchi M., Hamaguchi S. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. Vol. 42. P. 135–203.
- [23] Seah M.P., Nunney T.S. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. N 25. P. 253001.
- [24] Wei Q., Li K.-D., Lian J., Wang L. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. Vol. 41. P. 172002.
- [25] Мартыненко Ю.В., Погов А.В., Шульга В.И. // *ЖТФ*. 2012. Т. 82. Вып. 4. С. 13–18.
- [26] Wu H., Anders A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. P. 065206.
- [27] Jain R., Kasturi R., Schunck B.G. // *Machine Vision*. McGraw Hill. 1995. Ch. 6. P. 186–233.
- [28] Gonzalez R.C., Woods R.E. *Digital Image Processing*. 3rd Addison-Wesley, 1993. Ch. 8. 976 p.
- [29] Бандман О.Л. // *Системная информатика*. 2005. Вып. 10. С. 57–113.
- [30] Евсеев А.А., Нечаева О.И. // *Прикладная дискретная математика*. 2009. Вып. 4. С. 72–83.
- [31] Малинецкий Г.Г., Степанцов М.Е. // *Журн. вычислит. матем. и математич. физ.* 1998. Т. 36. Вып. 6. С. 1017–1021.
- [32] Zimin S.P., Amirov I.I., Gorlachev E.S. // *Sem. Sci. Technol.* 2011. Vol. 26. P. 055018–055024.
- [33] Sobolewski M.A., Olthoff J.K., Wang Y. // *J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 85. N 8. P. 3966–3975.
- [34] Yamamura Y., Tawara H. // *Atom. Data Nucl. Data*. 1996. Vol. 62. P. 149.
- [35] Chang S.J., Arnold J.C., H. Zau G.C., Shin H.-S., Sawin H.H. // *J. Vac. Sci. Technol.* 1997. Vol. 15. N 4. P. 1853–1864.
- [36] Edelberg E.A., Aydil E.S. // *J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 86. N 9. P. 4799–4812.
- [37] Mo Y.-W., Kleiner J., Webb M.B., Lagally M.G. // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 66. N 15. P. 1998–2001.
- [38] Doi T., Ichikawa M., Hosoki S., Ninomiya K. // *Phys. Rev. B*. 1996. Vol. 53. N 24. P. 16609–16623.
- [39] Князева А.Г., Псахье С.Г. // *Физическая мезомеханика*. 2006. Т. 9. Вып. 2. С. 49–54.