

04;05;10;11;12

Импульсы частиц, эмитированных мишенью при интенсивном облучении низкоэнергетичными ионами

© В.Г. Бешенков, А.Б. Григорьев, В.А. Марченко¹

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия
¹e-mail: marchenk@ipmt-hpm.ac.ru

(Поступило в Редакцию 30 июля 2001 г. В окончательной редакции 7 декабря 2001 г.)

Измерены суммарные импульсы частиц, эмитированных мишенью при интенсивном распылении ионами тяжелых инертных газов с энергией $E_0 \approx 0.5$ keV. Для жидкой и находящейся при предплавильной температуре мишени из Ga измеренные значения близки к ожидаемым импульсам распыленных металлических атомов и отраженных ионов, для мишеней из Cu и Zr они заметно больше. Выдвинуто предположение, что причина избыточного импульса — распыление имплантируемых в мишень атомов газа-распылителя. Оценочная средняя энергия этих атомов (E) ≈ 20 eV. При облучении Ga имплантированные атомы преимущественно диффундируют к поверхности и десорбируются.

Введение

Различные варианты ионного, в том числе ионно-плазменного распыления, широко применяются для нанесения пленок. Природа и энергия эмитированных мишенью частиц, воздействующих на поверхность конденсации, во многом определяют процессы роста и результирующие характеристики пленки. Известно, что бомбардировка напыляемой пленки энергетичными частицами может стимулировать подвижность атомов на поверхности (что позволяет снизить температуры эпитаксиального роста), диссоциацию молекул или десорбцию поверхностных атомов, привести к модификации структуры пленок и перераспылению (что во многих случаях изменяет состав пленок). Пороговые энергии этих процессов близки к соответствующим энергиям связей, величины которых для твердого тела составляют несколько электрон-вольт.

При ионно-плазменных методах напыления растущая поверхность облучается эмиттированными мишенью частицами и не рассматриваемыми здесь ионами и электронами прилегающей к пленке плазмы.

На стационарной стадии распыления облучение мишени потоком ионов с плотностью j приводит к эмиссии атомов мишени и электронов с плотностями потоков Yj и γj соответственно и потоку покидающих мишень газовых атомов, из-за стационарности равного потоку ионов. Часть Rj этого потока составляют отраженные бывшие ионы, остальная $(1 - R)j$ часть газового потока — ранее затормозившиеся в поверхностном слое мишени (имплантированные) ионы (Y , γ и R — коэффициенты распыления, ионно-электронной эмиссии и отражения ионов).

Энергетические спектры распыленных металлических атомов экспериментально измерялись различными методами [1–5]. Характерные средние энергии порядка 10 eV. Энергии отраженных частиц экспериментально изучены для металлических ионов [6,7], для газовых

ионов данные получены преимущественно компьютерным моделированием [8]. Имплантированные газовые ионы могут покинуть мишень в результате диффузии к поверхности и дальнейшей десорбции или за счет распыления последующими ионами. В первом случае их энергии должны быть порядка 0.1 eV, во втором — должны соответствовать энергиям, характерным для распыленных атомов. Измерения энергии, выделяющейся в мишени при бомбардировке ионами благородных газов [9,10], показывают, что при $j \sim 1 \mu\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$ реализуется первый случай. Сведений об энергии и механизме высвобождения имплантированных газовых ионов при $j \sim 1\text{--}10 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$, характерных для магнетронного распыления, в литературе найти не удалось.

В условиях интенсивной ионной бомбардировки внешний распыляемый слой мишени представляет собой раствор имплантированных атомов реакционного газа в исходном материале [11]. Доля газовых атомов в распыляемом потоке должна быть пропорциональна их концентрации в распыляемом слое. Решение диффузионного уравнения, представленное в работе, показывает, что концентрация газовых атомов растет с ростом отношения j/D , где D — коэффициент диффузии газа в материале мишени. Поэтому можно предполагать, что при росте j в потоке эмиттируемых мишенью имплантированных газовых атомов будет увеличиваться доля распыленных.

В настоящей работе датчиком силы измерены суммарные импульсы эмиттируемых мишенью частиц при магнетронном распылении ионами Ar^+ , Kr^+ и Xe^+ с разными массами и соответственно коэффициентами отражения R . Для мишеней из Cu и сплава $\text{Zr} + 15\%Y$ суммарные импульсы оказались заметно большими импульсов распыленных металлических атомов, вычисленных по известным в литературе энергетическим спектрам, в том числе и для ионов Kr^+ и Xe^+ , для которых коэффициенты отражения малы. Для жидкой и находящейся при предплавильной температуре мишени из Ga

Таблица 1. Режимы распыления

Мишень	P , Pa	U_c , V	I_c , mA	$v_d(0)$, 10^{16} at/s · cm ²	$F_{cal}(0)$, mg/cm ²	γ	α_n	Y
Ar/Cu	0.66	447	205	2.5	1.93	0.1	0.65	1.9
Kr/Cu	0.38	550	168	2.3	1.50	0.05	0.8	2.1
Xe/Cu	0.16	635	142	2.1	1.42	0.02	0.88	2.25
Ar/Ga	0.66	473	197	2.2/2.8*	1.18/1.3		0.64	
Kr/Ga	0.47	604	152	2.33/n.d.	1.03/n.d.		0.78	
Xe/Ga	0.23	705	124	2.6/2.7	0.93/0.92		0.86	

*Твердая мишень/жидкая.

измеренные значения близки к ожидаемым импульсам распыленных металлических атомов. Выдвинуто предположение, что избыточный импульс, наблюдающийся при распылении первых двух мишеней, вызван распылением имплантированных атомов газа, захваченных на дефектах кристаллической решетки радиационной природы. В галлиевой мишени из-за быстрой диффузии и отжига дефектов, вызванных близостью к температуре плавления, имплантированные атомы в основном успевают выйти на поверхность и десорбироваться.

Из-за лучшей по сравнению с другими металлами изученности в литературе энергетических спектров распыленных атомов Cu расчет различных вкладов в измеряемую силу для медной мишени более точен, чем для Zr–Y. Результаты для последней мишени обсуждаются лишь фрагментарно.

Методическая часть

Режимы распыления. Данные, представленные в табл. 1, соответствуют магнетронному распылению на постоянном токе мишеней диаметром 76 mm. Расчетный нагрев припаянной к водоохлаждаемому катоду медной мишени не более 1°C. Распыление галлия проводилось из твердой ($T_{sol} = 20^\circ\text{C} = 0.97T_{melt}$) или расплавленной ($T_{liq} = 50^\circ\text{C}$) мишени; скорости распыления и измеряемые силы оказались близкими (табл. 1). Ионная I_i и электронная I_e компоненты тока катода I_c вычислялись с использованием связи $I_e/I_i = \gamma$. В связи с близостью работ выхода электрона считалось, что величины γ для меди совпадают со значениями для вольфрама, имеющимися в литературе [12]. Средняя по зоне эрозии плотность ионного тока j для медной мишени в Ar 7.8, в Kr 6.4, в Xe 5.4 mA/cm², в центре зоны — вдвое больше.

Расстояние от мишени до подложек и измерительной площадки датчика силы — $H = 22$ mm, что обеспечивало хорошую чувствительность радиальных распределений толщины к модельным угловым зависимостям вероятности вылета при расчетах. Радиальные распределения скорости осаждения $v_d(R)$ получены из профилометрических измерений толщины пленок.

В качестве датчика силы использовалась магнитоэлектрическая система микроамперметра с приклеенной

на конец стрелки измерительной площадкой [13]. При включении разряда на площадку действует сила, равная изменению импульса взаимодействующих с нею частиц, в том числе и не эмитированных мишенью. Анализ сил, воздействующих на измерительную площадку из-за десорбции с ее поверхности атомов, ударов ионов и электронов прилегающей плазмы, давления света, показал, что в условиях эксперимента их величина либо пренебрежимо мала, либо их воздействие на нижнюю и верхнюю, обращенную к магнетрону, стороны площадки взаимно компенсируются. Обсуждение силы, вызванной разогревом реакционного газа в пространстве между магнетроном и датчиком, приведено ниже.

Для уменьшения рассеяния эмитированных мишенью частиц на атомах реакционного газа давление P поддерживалось вблизи нижней границы устойчивого горения разряда. Зондовые измерения распределения плавающего потенциала плазмы вблизи поверхности мишени показали, что при использованных давлениях толщина слоя катодного падения потенциала ($d \approx 0.5$ mm) в 6–10 раз меньше длины пробега Ar^+ до перезарядки [14], т.е. спектр падающих на мишень ионов близок к моноэнергетичному $E_i \approx E_0 = eU_c$, где U_c — потенциал катода.

Измерения показали, что при $P < 2$ Pa нормированные радиальные распределения силы и толщины пленки не зависят от давления, что указывает на слабое влияние процессов рассеяния в газе на траектории распыленных частиц. Близость режима транспорта распыленных атомов к баллистическому подтверждается и оценкой длины их пробега l : при энергиях падающих ионов $E_0 \geq 400$ eV средние энергии распыленных атомов Cu $\langle E \rangle \approx 10$ eV (см. ниже). При таких энергиях эффективные сечения рассеяния импульса в 6 раз ниже тепловых [14] и в Ar при $P = 0.66$ Pa $l \approx 6$ cm почти в три раза больше использованных расстояний до магнетрона.

Напыления пленок и измерения датчиком силы производились после предварительной тренировки мишени с набором средней по зоне эрозии дозы облучения ионами не менее 10^{20} cm⁻², что по результатам оптической микроскопии обеспечивало стационарное состояние микрошероховатости поверхности мишени.

Оценка вкладов в измеряемую силу

а) Радиальная зависимость силы от распыленных металлических атомов $F_{me}(R)$ рассчитывалась в приближении баллистического транспорта

$$F_{me}(R) = (2 - \alpha_n) \int A(r) f(\Theta) \times \cos \Theta \langle p(\Theta) \rangle \cos \Theta \rho^{-2} r d\varphi dr. \quad (1)$$

Скорость осаждения пленки в этих условиях

$$v_d(R) = \int A(r) f(\Theta) \cos \Theta \rho^{-2} r d\varphi dr, \quad (2)$$

где φ и r — текущие координаты мишени; $\Theta = \arccos(H/\rho)$ — угол между нормалью к мишени и направлением вылета; $\rho^2 = H^2 + R^2 + r^2 - 2rR \cos \varphi$; $f(\Theta)$ — вероятность вылета под углом Θ ; $A(r)$ — скорость распыления в текущей точке мишени, принимаемая пропорциональной экспериментально измеренной глубине зоны эрозии; $\langle p(\Theta) \rangle \cos \Theta = p_{\perp}$ — вертикальная компонента среднего импульса частиц, вылетевших из мишени под углом Θ ; $\langle p \rangle = (2M)^{0.5} \langle E^{0.5} \rangle = (2M)^{0.5} \int E^{0.5} N(E) dE$, $N(E)$ — функция распределения распыленных атомов по энергии (ФРАЕ); $\alpha_n = (p_{\perp \text{fal}} - p_{\perp \text{neg}}) / p_{\perp \text{fal}}$ — коэффициент аккомодации вертикальной компоненты импульса [15] (для металлических атомов $\alpha_n = 1$).

Конкретный вид углового распределения распыленных атомов меди

$$f(\Theta) = 0.12 \{ \cos^{0.5} \Theta + 0.04 / [(\cos \Theta - 0.735)^2 + 0.02] \}$$

был определен из условия согласия экспериментально измеренных $v_d(R)$ с результатами численного интегрирования выражения (2) с различными пробными функциями $f(\Theta)$. Причиной такого углового распределения, имеющего максимум при $\Theta \approx 42^\circ$, по-видимому, является микрошероховатость поверхности мишени, возникающая в результате интенсивного ионного травления [16,17].

Коэффициент распыления Y (табл. 1) получен интегрированием $v_d(R)$ по всей плоскости и делением результата на I_i .

Большинство опубликованных ФРАЕ [1–4] измерены в диапазоне энергий до 27–40 eV. Их анализ показывает, что в области энергий ионов, характерных для магнетронного распыления, для разных ионов, мишеней и углов вылета Θ средние энергии атомов мишени $\langle E_{me} \rangle$ с удовлетворительной точностью подчиняются зависимости

$$\langle E_{me} \rangle = E_1 [1 - 1/(0.0017E_0 + 1)^3] \quad (3)$$

с E_1 , определяемой природой мишени и иона (рис. 1). Анализ ФРАЕ [1–5] также показал, что все энергетические спектры обладают почти одинаковым отношением $\langle E \rangle^{0.5} / \langle p \rangle = (1.08 - 1.16) / (2M)^{0.5}$, M —

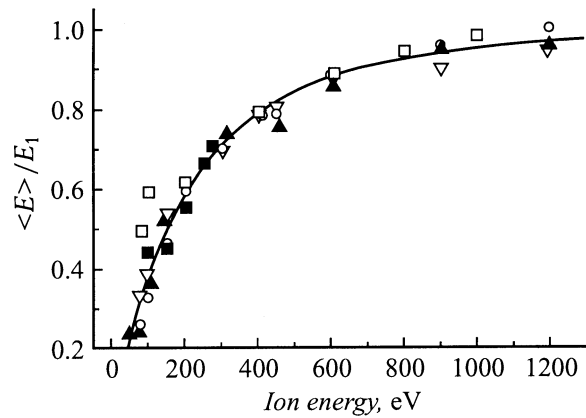


Рис. 1. Средние энергии распыленных атомов в зависимости от энергии ионов. Линия — подгоночная функция (3). \square — Cu–Ar⁺, $E_1 = 8.4$ eV [3]; \circ — Cu [110]–Kr⁺, $\Theta = 0$, $E_1 = 9.8$ eV [1]; ∇ — Cu [110]–Kr⁺, $\Theta = 60^\circ$, $E_1 = 15.4$ eV [1]; \blacktriangle — Ag [110]–Hg⁺, $\Theta = 60^\circ$, $E_1 = 8.0$ eV [2]; \blacksquare — Au⁺–Ar⁺, $E_1 = 10.4$ eV [4].

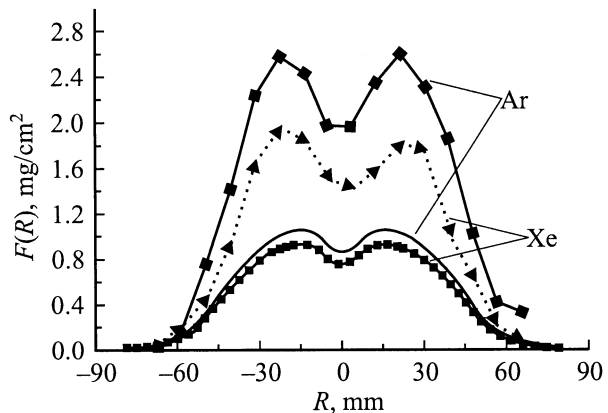


Рис. 2. Радиальные зависимости измеренных (графики с символами) и вычисленных сил от медных атомов.

масса атома металла. Это обстоятельство использовано в настоящей работе при численных расчетах F_{me} по формуле (1). Зависимость среднего импульса выбитых атомов от угла вылета довольно слабая в соответствии с данными [1], подгонялась выражением $\langle p(\Theta) \rangle = \langle p(0) \rangle [1 - 0.1 \cos(1.6\Theta)^2]$.

Энергетические спектры при больших энергиях, но с худшим разрешением в низкоэнергетической области получены в [5]. Сравнение данных [5] и [3], полученных при распылении меди, при близких энергиях Ar⁺ (400 и 410 eV), показывает, что учет высокоэнергетической части распределения увеличивает среднюю энергию атомов меди на 40%, средний импульс — на 13%, в области энергий выше 27 eV содержится около 7% распыленных атомов меди. В столбце $\langle E_{me} \rangle$ (табл. 2) приведены вычисленные для реализованных катодных напряжений значения средних энергий распыленных нормально к поверхности мишени атомов Cu (с учетом добавки 40%).

Таблица 2. Вычисленные значения вкладов в измеряемую силу

	$\langle E_{me} \rangle$, eV	$F_{me}(0)$, mg/cm ²	$F_{ref}(0)$, mg/cm ²	$F_{i1}(0)$, mg/cm ²	$F_{i2}(0)$, mg/cm ²	$F_{cal} - F_{me} - F_{ref}$, mg/cm ²	$\langle E_g \rangle$, eV
Ar/Cu	9.57	0.85	0.2	≤ 0.04	< 0.1	0.86	24
Kr/Cu	10.1	0.82	0.02	≤ 0.01	< 0.68	0.66	29
Xe/Cu	10.4	0.75	< 0.01	≤ 0.01	< 0.08	0.67	16
Kr/Ga		1.0				< 0.03	< 0.07

Результат расчета вклада конденсирующихся атомов Cu в измеряемую силу показан на рис. 2. В столбце $F_{me}(0)$ (табл. 2) приведены значения при $R = 0$. Учитывая небольшой разброс опубликованных ФРАЭ для Cu, мы оцениваем ошибку в определении этой компоненты силы в 5%. Силы при распылении в Kr, на рисунке не представленные, функционально совпадают с полученными для Xe, немного превышая их (см. соответствующие значения $F_{cal}(0)$ и $F_{me}(0)$). При распылении мишени из Ga сила и скорость осаждения измерялись только под центром магнетрона. Для расчета силы от атомов Ga использовались данные [2] по средним скоростям выбитых из различных мишеней ионами Kr^+ атомов. Предполагалось, что средняя скорость $\langle v_{Ga} \rangle$ атомов Ga совпадает с таковой для Ge (следующий элемент в таблице Менделеева, для которого, как и для Cu, в [2] проведены измерения) $F_{Ga} = F_{Cu}(v_{d,Ga}/v_{d,Cu})(M_{Ga}/M_{Cu})(\langle v_{Ge} \rangle/\langle v_{Cu} \rangle)$.

б) Отраженные ионы. Проведенное нами компьютерное моделирование методом молекулярной динамики (квазистабильная модель) с межатомным потенциалом ZBL [18] отражения ионов с энергиями, соответствующими реализованным в экспериментах катодным потенциалам, привело для медной мишени к следующим значениям коэффициента отражения ионов R и средних энергий отраженных ионов ($\langle E_{ref} \rangle$): 0.14 (30 eV), 0.02 (10 eV) и 0.001 (1.7 eV) для Ar, Kr и Xe соответственно. Моделирование отражения ионов с использованием программы TRIM 96 (вариант SRIM, version 96.xx) [19] дает приблизительно вдвое меньшие R и $\langle E_{ref} \rangle$. Экстраполяция на Cu результатов моделирования отражения Ar^+ с $E_0 = 500$ eV от различных металлов [8] дает $\langle E_{ref} \rangle = 51$ eV, коэффициенты отражения не приведены. Вычисленные с использованием максимальных из приведенных значений R_i и $\langle E_{ref} \rangle$ по уравнению (1) силы от отраженных ионов под центром магнетрона приведены в столбце $F_{ref}(0)$ (табл. 2). Значения α_n для газов, показанные в табл. 1, взяты из [15]. При расчете принято, что угловое распределение отраженных от меди ионов совпадает с $f(\Theta)$ для распыленных атомов. Использование других зависимостей ($f(\Theta) = a \cos \Theta, b \cos \Theta$) изменяет $F_{ref}(0)$ не более чем на 10%. Сильное снижение R и $\langle E_{ref} \rangle$ с ростом массы ионам при $M_i/M_{me} > 1$ согласуется с экспериментальными [6] (для щелочных ионов) и расчетными [20] (для ионов инертных газов) данными.

в) Из-за взаимодействия с энергетическими частицами в пространстве между магнетроном и датчиком атомы реакционного газа могут разогреться. В результате этого

в газовом потоке, поступающем на обращенную к магнетрону поверхность измерительной площадки, будет присутствовать более энергетичные атомы, что приведет к разности давлений на разные стороны площадки. Один из источников нагрева газа — столкновения с эмитируемыми мишенью атомами. Так как число столкновений пропорционально плотности газа, соответствующая сила F_{i1} на измерительную площадку должна быть пропорциональна давлению.

Зависимости силы от давления при распылении Cu мишени показаны на рис. 3. Снижение силы со снижением давления при распылении в Ar сопровождается снижением скорости напыления [21]. Выделение линейного по давлению члена из этих зависимостей (с учетом снижения скорости распыления) показывает, что он не превышает показанных в табл. 2 значений F_{i1} .

Второй источник нагрева реакционного газа — взаимодействие с электронами, замагниченными в плазменном торе вблизи катода. Из-за сложности процессов в плазме надежный расчет соответствующей силы вряд ли возможен. Завышенную оценку можно получить из рассмотрения баланса мощности электронов в разряде.

Выветившие из мишени электроны часть W_i своей энергии W_e тратят на ионизацию газа, часть W_{gh} на его разогрев, остальное W_{other} выделяется на аноде и других деталях камеры (последнее слагаемое включает и излучение атомов газа, возбужденных ударами электронов)

$$W_e = I_e U_c = \gamma I_c U_c / (1 + \gamma) = W_i + W_{gh} + W_{other}.$$

Так как разряд самоподдерживающийся, для компенсации ухода ионов на катод каждый электрон в среднем

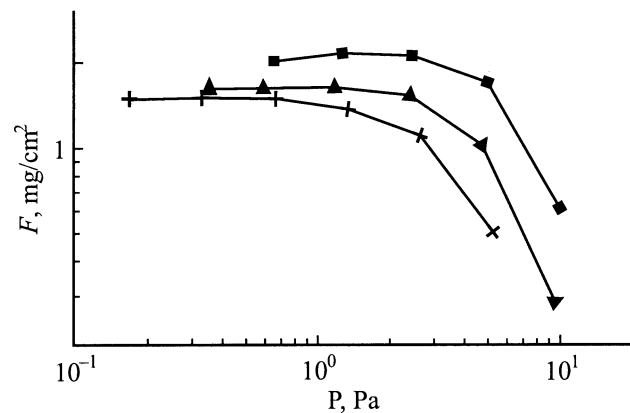


Рис. 3. Зависимости силы от давления: —■— Ar⁺, —▲— Kr⁺, —+— Xe⁺.

должен ионизировать не менее $n_{\text{eff}} = 1/\gamma$ атомов газа, $W_i \geq I_e n_{\text{eff}} U_i$, U_i — потенциал ионизации. Остаток энергии электронов, идущий на разогрев стенок камеры и газа,

$$W_{gh} + W_{\text{other}} = W_e - W_i \leq I_c (\gamma U_c - U_i) / (1 + \gamma).$$

Сила F_{i2} на верхнюю поверхность измерительной площадки, вычисленная в явно завышенном предположении, что вся эта мощность тратится только на прирост кинетической энергии атомов газа в плазменном торе, приведена в табл. 2.

Для Хе даже такая оценка дает значение F_{i2} , заметно меньшее величины $F_{\text{cal}} - F_{me} - F_{\text{refl}}$ (табл. 2). Для разряда в Кг реальный вклад в силу от разогрева газа также должен быть существенно меньше расчетного значения F_{i2} : распыление Ga при близких параметрах разряда приводит к близости значений F_{cal} и F_{me} (табл. 1, 2). Аналогичные соображения позволяют ожидать, что и при распылении в Ag этот вклад не больше 0.1 mg/cm^2 : если F_{me} для Ga и Cu при замене инертного газа меняются сходным образом, то для объяснения разницы F_{cal} при распылении Ga в Ag и Кг один лишь вклад отраженных ионов Ag уже достаточен.

Обсуждение результатов

Проведенные оценки показывают, что при распылении меди потоком ионов с плотностью $j \approx 5\text{--}8 \text{ mA/cm}^2$ около половины измеряемого импульса приносится металлическими атомами, вклады отраженных ионов существенно меньше, тепловой вклад для Хе мал, приведенные выше качественные соображения позволяют предполагать, что для Ag и Кг он также невелик. Естественно связать остающуюся силу $F_{\text{cal}} - F_{me} - F_{\text{refl}} - F_t$ с импульсами имплантированных в мишень и затем высвобожденных ионов. Их поток из мишени равен ионному току за вычетом отраженного. Средняя кинетическая энергия их $\langle E_g \rangle = \langle p \rangle^2 / 2M$ сопоставима с характерными энергиями распыленных атомов и показана в табл. 2 (оценка $\langle E_g \rangle$ проведена в пренебрежении тепловым вкладом). Близкая величина $\langle E_g \rangle$ получена и при распылении сплава Zr-Y. Таким образом, имеются основания считать, что при интенсивном облучении этих мишеней имплантированные ионы преимущественно распыляются. В этом случае их доля в распыленном потоке относительно доли атомов меди $\approx (1 - R)/Y$. Так как выбиванию подвергаются атомы внешних монослоев мишени, то при не слишком большой разнице парциальных коэффициентов распыления концентрация имплантированных атомов вблизи поверхности должна быть сопоставима с этой величиной. Однако проведенное нами измерение поверхностной концентрации Ag в меди по оже-спектрам (эффективная толщина анализируемого слоя $t \approx 0.5 \text{ nm}$) во время ионного распыления показали, что она не превышает 1%. Плотность ионного тока при этом была $\sim 1 \mu\text{A/cm}^2$ и из-за

конструктивных особенностей не могла быть существенно увеличена. Малая концентрация Ag свидетельствует скорее в пользу механизма десорбции при указанной плотности ионного тока. Вывод о преимущественной десорбции имплантированных атомов был сделан и по результатам измерений поглощенной в мишени энергии при облучении Cu потоком ионов инертных газов с плотностью $j \sim 1 \mu\text{A/cm}^2$ [9].

При магнетронном распылении галлия оцененный импульс металлических атомов близок к измеряемому, что приводит к низкой энергии высвобождающихся имплантированных ионов (табл. 2) и в рамках обсуждаемых механизмов выхода газовых атомов из мишени предполагает их быструю диффузию к поверхности и десорбцию. Более высокую по сравнению с Cu и Zr-Y мишенями диффузию в Ga естественно связать с близостью его температуры плавления к температуре катода.

Из работ по имплантации (см., например, [11]) известно, что при облучении имплантированные атомы захватываются дефектами радиационного происхождения. При продолжении ионной бомбардировки первоначально захваченные атомы газа могут быть активированы, способны покинуть свои места и диффундировать к другим свободным центрам захвата или к поверхности. При непрерывном облучении стационарная концентрация газа в мишени определится равенством скоростей поступления ионов (плотностью ионного тока j) и скоростью выхода. Предполагая диффузионный механизм движения атомов газа, легко получить функциональный вид зависимости концентрации газовых атомов в поверхностных слоях мишени от j в пренебрежении их распыления.

Пусть $f(z)$ — распределение проективных пробегов, $\int f(z) dz = 1$; $v = jY/N$ — скорость движения внешней границы мишени из-за распыления, N — атомная плотность мишени (atoms/cm^3). Концентрация c инертного газа в мишени описывается уравнением

$$dc/dt = Dd^2c/dx^2 + j(1 - R)f(x - vt),$$

где первый член в правой части диффузионный, второй имплантационный.

В предположении, что все атомы инертного газа, вышедшие на поверхность, мгновенно десорбируются, первое граничное условие $c(x = vt) = 0$. Возможно, для материала с высокой плотностью дефектов оно слишком жесткое (неизвестно, например, время жизни атома инертного газа, находящегося на поверхностной вакансии). Второе граничное условие — $-Ddc/dx(x = vt) = j(1 - R)$ отражает равенство потоков входящих ионов и выходящих сквозь поверхность мишени атомов газа. Вводя отсчитываемую от текущей поверхности мишени координату $z = x - vt$, для относительной концентрации $c = c/N$ на стационарной стадии распыления ($dc/dt = 0$) имеем

$$d^2c/dz^2 + adc/dz = -abf(z); a = jY/DN, b = (1 - R)/Y,$$

$$c(0) = 0; \quad -Ddc/dz(0) - vc(0) = j(1 - R). \quad (3)$$

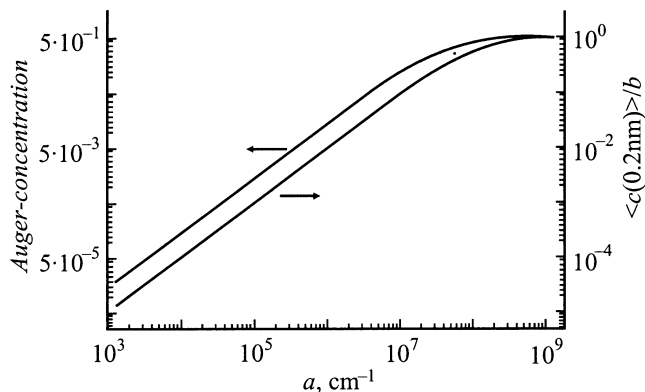


Рис. 4. Вычисленные значения измеряемой в оже-спектрометре и средней по внешнему монослою концентрации атомов Ag в меди во время облучения.

Для простоты вычислений $f(z)$ бралась в виде

$$f(z) = 0, \quad z \leq 0, \quad z \geq 2R_p,$$

$$f(z) = z/R_p^2, \quad 0 \leq z \leq R_p,$$

$$f(z) = (2R_p - z)/R_p^2, \quad R_p \leq z \leq 2R_p,$$

R_p — средний проективный пробег.

Решение уравнения (3) методом функции Грина дает стационарную концентрацию газовых атомов в мишени

$$c(z) = b[1 - \exp(-az)] + c_n(z),$$

$$c_n(z) = (b/a^2 R_p^2)[\exp(-az) + az - 1 - (az)^2/2],$$

$$0 \leq z \leq R_p,$$

$$c_n(z) = (b/a^2 R_p^2)[a^2 R_p^2 - 2 \exp(aR_p - az) + \exp(-az) - 2a^2 R_p z + a^2 z^2/2 + 2aR_p - az + 1], \quad R_p \leq z \leq 2R_p.$$

Для получения представления о концентрации газовых атомов во внешнем монослое, основном поставщике распыленных частиц, на рис. 4 показаны вычисленные из $c(z)$ средняя концентрация в поверхностном слое толщиной 0.2 nm $\langle c(0.2 \text{ nm}) \rangle$ и оже-концентрация $\int c(z) \exp(-z/t) dz/t$ в зависимости от $a = jY/DN$ (в соответствии с результатами моделирования по программе TRIM для меди при реализованных энергиях ионов $R_p \approx 0.8 \text{ nm}$). При больших a обе концентрации выходят на насыщение, $\langle c(0.2 \text{ nm}) \rangle = (1 - R)/Y \approx 0.5$, при снижении aR_p концентрация во внешнем монослое падает линейно с $a \sim j/D$. Для того чтобы измеряемая оже-спектрометром концентрация не превышала 1%, $a \leq 0.75 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. Считая, что при магнетронном распылении меди $\langle c(0.2 \text{ nm}) \rangle$ составляла не менее 0.9 от предельной, и учитывая плотности токов магнетрона и ионной пушки оже-спектрометра, получаем оценку эффективного коэффициента диффузии аргона во время распыления $2 \cdot 10^{-16} < D < 3 \cdot 10^{-15} \text{ (cm}^2/\text{s)}$.

Заключение

При облучении мишеней инертными ионами высвобождение имплантированных атомов может происходить как в результате десорбции, так и распыления. Средние энергии распыленных инертных атомов $\langle E_g \rangle \approx 20 \text{ eV}$. При низких плотностях ионного тока и высоких коэффициентах диффузии имплантированных атомов (легкоплавкие мишени) реализуется преимущественно первый процесс, в противном случае — второй.

Авторы признательны В.Н. Мордковичу и М.Ю. Барабанкову за интерес к работе и обсуждение результатов и РФФИ за финансовую поддержку (проект № 99-03-32755).

Список литературы

- [1] Stuart R.V., Wehner G.K. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. P. 1819–1824.
- [2] Stuart R.V., Wehner G.K., Anderson G.S. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 803–812.
- [3] Brizzolara R.A., Cooper C.B., Olson T.K. // Nucl. Instr. Meth. 1988. Vol. B35. P. 36–42.
- [4] Okabe Y., Sasao M., Wada M. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1991. Vol. 30. N 8A. P. L1428–L1431.
- [5] Mousel T., Eckstein W., Gnaser H. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B. 1999. Vol. 152. P. 36–48.
- [6] Арифов У.А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М.: Наука, 1968. 370 с.
- [7] Евстигнеев В.В., Иванов И.В., Крылов Н.М. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1993. № 3. С. 35–41.
- [8] Yamamura Y., Kenmotsu T., Yorizane K. et al. // Progress in Computer Simulation for Ion-solid Interaction. Ion Implantation Technology-98 / Ed. J. Matsuo, G. Takaoka, I. Yamada. Proc. Intern. Conf. on Ion Implantation Technology. Kyoto, 1998. P. 672–677.
- [9] Coufal H., Winter H.F., Bay H.L. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44. N 10. P. 4747–4758.
- [10] Bay H.L., Winter H.F., Coufal H. et al. // Appl. Phys. A. 1992. Vol. 55. P. 274–278.
- [11] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. Вып. II. Гл. 7. М.: Мир, 1986. 484 с.
- [12] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [13] Григорьев А.Б., Марченко В.А. // ПТЭ. 1999. № 5. С. 146–147.
- [14] Robinson R.S. // J. Vac. Sci. Technol. 1979. Vol. 16. N 2. P. 185–188.
- [15] Борисов С.Ф., Балахонов Н.Ф., Губанов В.А. Взаимодействие газов с поверхностью твердых тел. М.: Наука, 1988. 200 с.
- [16] Whitton J.L. // Erosion and Growth of Solids Stimulated by Atom and Ion Beams / Ed. G. Kiriakidis, G. Garter, J.L. Whitton. Dordrecht: Martinus Nijhoff Publ., 1986 (Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. Сб. ст. М.: Мир, 1989. Гл. 5).
- [17] Додонов А.И., Крылова Е.А., Машкова Е.С. и др. // Поверхность. 1988. № 6. С. 133.

- [18] Экитайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. Пер. с англ. М.: Мир, 1995.
- [19] Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark V. The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985.
- [20] Kay E., Parmigiani F., Parrish W. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1987. Vol. 5. N 1. P. 44–51.
- [21] Знаменский А.Г., Марченко В.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 24–32.