

02;04

Особенности переноса распыленных атомов при нанесении пленок Ta_2O_5 на подложки сложной пространственной конфигурации

© Ю.А. Быстров, В.Л. Ласка, В.А. Вольпяс,
Е.А. Говако, Д.Е. Тимофеев, В.В. Трошков

С.-Петербургский государственный электротехнический университет
"ЛЭТИ"

E-mail: thinfilm@eltech.ru

Поступило в Редакцию 16 октября 2001 г.

Рассмотрена возможность обеспечения равномерных свойств пленок Ta_2O_5 на поверхности подложек, имеющих сложную форму. Если при использовании точечных источников парового потока, работающих в молекулярном режиме разлета частиц, эта задача решается путем применения всевозможных планетарных манипуляторов, осуществляющих сложные перемещения подложек в вакуумной технологической камере, то использование магнетронного распыления позволяет реализовать более технологичный процесс, связанный с регулированием режима транспорта распыленных частиц в пространстве дрейфа мишень-подложка. Для описания процесса переноса распыленных частиц использованы различные расчетные модели и методы статического моделирования, представляющие интерес для многих прикладных задач физики плазмы газового разряда. Полученные результаты положены в основу оптимизации технологических процессов нанесения пленочных покрытий Ta_2O_5 на протяженные подложки сложной пространственной конфигурации.

В последние годы значительно возрос интерес к применению покрытий Ta_2O_5 в различных областях науки и техники. Это объясняется тем, что данный оксид обладает рядом уникальных свойств, таких как высокая диэлектрическая проницаемость, плотность, температура плавления, электретные свойства. Кроме того, этот материал био- и химически инертен, что позволяет использовать его в медицинских приложениях, например, в относительно новой отрасли медицины, основанной на использовании близкодействующих квазистатических электрических

полей для стимулирования позитивных биологических процессов в организме человека. В настоящее время электретные пленки Ta₂O₅ с успехом применяются в травматологии и ортопедии, стоматологии и ряде других областей [1,2].

Одним из наиболее эффективных методов получения высококачественных покрытий Ta₂O₅ является реактивное магнетронное распыление. Процесс получения пленок Ta₂O₅ методом реактивного магнетронного распыления можно условно разделить на четыре основных этапа:

формирование в тлеющем газовом разряде потока атомов и ионов рабочего газа, распыляющих мишень-катод;

распыление поверхности катода-мишени ускоренными атомами и ионами;

перенос распыленных атомов (молекул, кластеров) через среду рабочего газа к подложке;

процессы зародышеобразования, коалесценции и роста пленки на подложке, а также химические реакции на ее поверхности.

Рассмотрение первой стадии предполагает определение вида частиц, распыляющих мишень (которыми могут являться атомы и одно- и многозарядные ионы различных компонент рабочего газа), и определение их энергетических и угловых распределений на мишени. В свою очередь, эти характеристики бомбардирующих частиц однозначно определяют интенсивность, энергетические и угловые распределения частиц, распыляемых с поверхности мишени.

Распыляемые с поверхности мишени частицы при движении в пространстве дрейфа мишень-подложка испытывают упругие соударения с атомами рабочего газа, в результате чего изменяется энергия и импульс распыленных частиц. Оценка величины потока распыленных частиц, достигающих подложки, их энергетические и угловые распределения требуют рассмотрения процесса транспорта распыленных частиц через газовую среду от мишени к подложке.

Определение пространственных, энергетических и угловых распределений потока распыленных частиц, осаждающихся на подложку, позволяет корректно задать исходные данные для моделирования процесса зародышеобразования и роста тонкопленочной структуры и произвести количественные оценки технологических параметров процесса магнетронного распыления.

Для адекватного описания процесса магнетронного распыления и свойств получаемых покрытий необходимо учитывать ряд факторов, обычно упускаемых в модельных представлениях:

в процессе перезарядки, в первую очередь резонансной, в темном катодном пространстве образуется достаточно интенсивный поток нейтральных частиц, участвующих в распылении поверхности катод-мишени;

относительно большое давление рабочего газа и соответственно малая длина свободного пробега частиц приводит к размытию энергетических спектров ионов и атомов, бомбардирующих катод-мишень;

малая длина свободного пробега распыленных частиц при давлениях рабочего газа, необходимых для поддержания стабильного газового разряда, приводит к образованию обратного потока распыленных частиц в направлении мишени;

образующиеся в темном катодном пространстве отрицательные ионы могут участвовать в рераспылении пленки на подложке.

Эти обстоятельства усложняют процедуру численного моделирования процесса магнетронного распыления. Кроме того, изменение любого из параметров тлеющего разряда (напряжения и тока разряда, давления и состава рабочего газа) влечет за собой изменение других его технологических параметров, что значительно усложняет управление процессом и повышает требования к точности измерения и поддержания указанных параметров. Подробное рассмотрение процесса получения пленок Ta₂O₅ методом реактивного магнетронного распыления, таким образом, оказывается достаточно сложной задачей.

В данной работе сделана попытка рассмотрения процесса транспорта распыленных атомов в пространстве дрейфа мишень-подложка с определения геометрических размеров зоны термализации и последующего перехода движения распыленных частиц в диффузионный режим.

Для расчета длины термализации можно использовать несколько подходов. Простейшей является модель парных соударений в приближении жестких сфер [3]. Согласно этой модели, протяженность зоны термализации может быть определена как

$$R_T = \left(\lg \frac{E_T}{E_0} \right) \cdot [\lg(1 - \beta)]^{-1} \cdot \frac{1}{Nq_s}, \quad (1)$$

где E_0 — средняя кинетическая энергия распыленных атомов; E_T — энергия теплового движения атомов рабочего газа; $\beta = 2 \frac{m_a m_g}{(m_a + m_g)^2}$ —

средняя относительная доля энергии, теряемая при упругом соударении частиц с массами m_a и m_g ; N — концентрация частиц рабочего газа; $q_S = \pi(R_a + R_g)^2$ — полное микроскопическое сечение упругого рассеяния частиц с радиусами R_a и R_g .

Использование межатомного потенциала жестких сфер значительно упрощает процедуру расчета. В модели жестких сфер расстояние наибольшего сближения двух сталкивающихся частиц r_{\min} при любых значениях прицельного параметра всегда равно сумме радиусов атомных частиц и не зависит от их энергии относительного движения. При взаимодействии частиц в газовой среде в области низких энергий, не превышающих соответствующих потенциалов ионизации, сечение упругого рассеяния имеет порядок газокINETического и слабо зависит от энергии сталкивающихся частиц. В этом случае классическое рассеяние жестких сфер является хорошим приближением. Однако при увеличении энергии сталкивающихся частиц существенным недостатком модели жестких сфер [3] является отсутствие зависимости сечения взаимодействия от энергии относительного движения сталкивающихся частиц.

Совмещение простоты вычислительной процедуры при использовании потенциала жестких сфер и корректности физического описания процессов взаимодействия атомных частиц может быть достигнуто применением межатомного потенциала квазижестких сфер [4]. В рамках этой модели расстояние наибольшего сближения двух сталкивающихся частиц r_{\min} , выраженное в Å , имеет вид:

$$r_{\min}(E_C) = -0.122 \cdot (Z_1^{0.0387} + Z_2^{0.0387}) \ln \frac{E_C}{95.863 \cdot (Z_1 Z_2)^{0.7383}}, \quad (2)$$

где Z_1, Z_2 — порядковые (атомные) номера сталкивающихся атомных частиц; E_C — энергия относительного движения в системе центра масс двух сталкивающихся атомных частиц, выраженная в eV.

В рамках этой модели квазижестких сфер [4] процедура моделирования процессов упругого рассеяния атомных частиц ограничивает область больших прицельных параметров при тепловых энергиях атомных частиц их газокINETическими размерами. При больших значениях энергии столкновения атомных частиц область больших прицельных параметров соответствует лишь очень малым значениям углов рассеяния и передаваемой энергии и не играет существенной роли. В рамках этой модели микроскопическое сечение упругого взаимодействия атомных частиц зависит от энергии их относительного движения E_C :

$$q_S = \pi r_{\min}^2(E_C), \quad (3)$$

и соответственно длина свободного пробега λ атомных частиц в газовой среде равна

$$\lambda = \frac{1}{N\pi r_{\min}^2(E_C)}. \quad (4)$$

Кроме того, существует созданная на основе кинетической теории газов модель нелинейной диффузии, рассматривающая процесс переноса атомов как диффузию со сверхтепловой скоростью [5]. Данная модель позволяет определить границу зоны термализации в виде

$$R_T = K_0 - 1 + \frac{\alpha^2 - 1}{2\alpha} \ln \left| \frac{(\alpha K_0 + 1)(\alpha - 1)}{(\alpha K_0 - 1)(\alpha + 1)} \right|, \quad (5)$$

где $\alpha^2 = (v_m - v_i)/v_i$ — параметр, характеризующий степень рассеяния потока распыленных атомов ($\alpha \rightarrow 0$ — весь поток рассеивается, $\alpha \rightarrow \infty$ — ни одно из столкновений не выводит частицы из потока); v_i — частота, с которой распыленные атомы покидают поток в результате соударений с атомами рабочего газа; v_m — полная частота соударений; $K_0 = V_0/V_T$ — относительная начальная дрейфовая скорость распыленного атома; V_0 — начальная дрейфовая скорость распыленного атома; $V_T = (kT/m)^{1/2}$ — локальное значение тепловой скорости, т. е. скорости термализованного атома.

Полученная величина R_T выражена в терминах локальной длины свободного пробега $\lambda = \Lambda/\alpha$ в направлении движения:

$$R_T = \int \frac{\alpha}{\Lambda} dx, \quad (6)$$

$$\Lambda = V_T [(v_m - v_i)v_i]^{1/2}. \quad (7)$$

Нами также было проведено численное моделирование статистического процесса переноса распыленных атомов с вычислением длины термализации по методике, описанной в работе [6].

С использованием вышеуказанных моделей были рассчитаны зависимости протяженности зоны термализации от давления для процесса переноса распыленных атомов тантала в атмосфере кислорода и аргона (рис. 1 и 2 соответственно). Расчеты проводились отдельно для газовых сред кислорода и аргона. Это связано с тем, что в реальных технологических режимах парциальное давление кислорода, как минимум, на порядок превышает парциальное давление аргона при сопоставимых

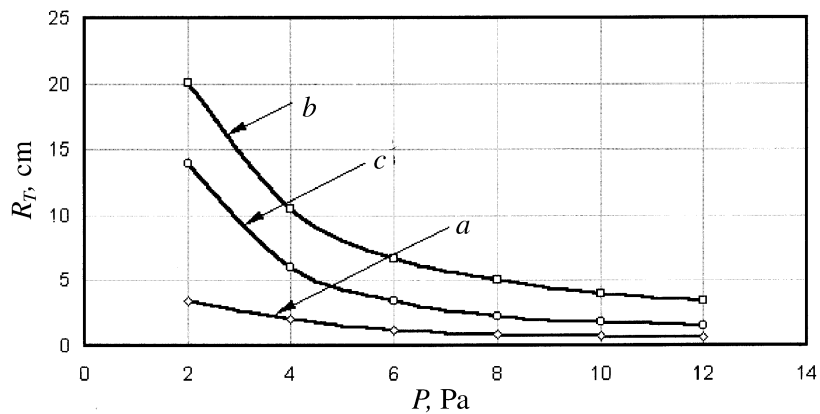


Рис. 1. Длина термализации атомов Ta в кислороде: *a* — модель жестких сфер; *b* — модель нелинейной диффузии; *c* — статистическое моделирование (в рамках модели квазижестких сфер).

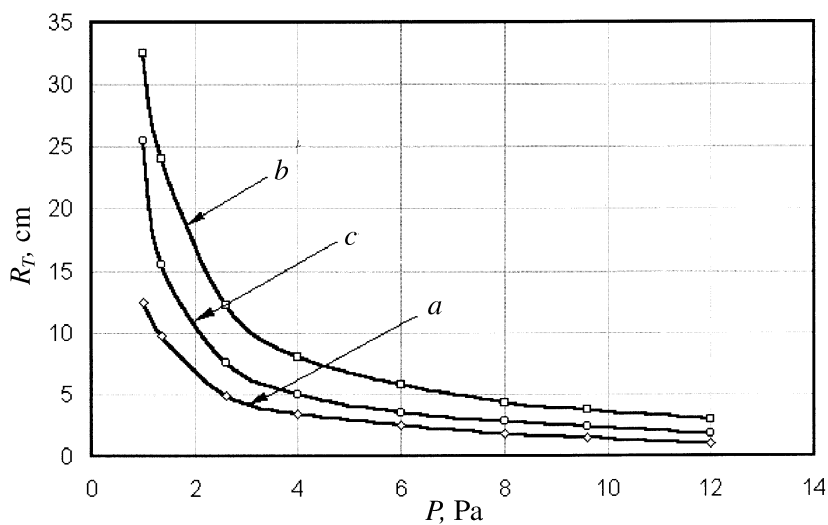


Рис. 2. Длина термализации атомов Ta в аргоне: *a* — модель жестких сфер; *b* — модель нелинейной диффузии; *c* — статистическое моделирование (в рамках модели квазижестких сфер).

величинах сечения взаимодействия. Кроме того, для обоснования технологических режимов получения пленок чистого тантала, являющегося в ряде случаев подслоем для электретного покрытия Ta_2O_5 , необходимы данные для термализации в чистом аргоне. Исследовался диапазон давлений в $1 \div 12$ Па, как наиболее часто используемый при магнетронном распылении.

Рассматривая приведенные зависимости, следует отметить, что полученные значения размеров зоны термализации имеют значительный разброс в области малых давлений газа, что объясняется приближенным описанием таких параметров, как радиусы атомных частиц и межатомный потенциал взаимодействия. Вместе с тем, анализ полученных зависимостей, которым соответствует термализация распыленных атомов вблизи катода, показывает, что при высоком давлении рабочего газа должна наблюдаться равномерность пленки на подложке, расположенной на расстояниях, значительно превышающих длину зоны термализации. В области низких давлений рабочего газа, ограниченных возможностью зажигания разряда с заданными параметрами, термализация распыленных атомов происходит на значительном удалении от мишени, что должно приводить к неравномерности свойств пленки по поверхности, обусловленной значительным потоком нетермализованных распыленных атомов.

Список литературы

- [1] Хомутов В.П., Ласка В.Л. // Петербургский журнал электроники. 1997. Вып. 2. С. 3–8.
- [2] Лечение больных с непереносимостью акрилатов методом изоляции протезов тонкими вакуумными пленками окиси тантала / А.В. Цимбалистов, Ю.А. Быстров, В.Л. Ласка и др. // Труды VI съезда Стоматологической ассоциации России. Москва, 11–14 сент. 2000. С. 285–287.
- [3] Ласка В.Л., Митрофанов А.П., Карманенко С.Ф. // Электронная техника. Сер. Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1985. В. 1 (106). 101 с.
- [4] Вольяс В.А., Гольман Е.К. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 3. С. 13–18.
- [5] Вольяс В.А., Гольман Е.К., Цукерман М.А. // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 4. С. 16–23.
- [6] Вольяс В.А., Козырев А.Б. Физика слабоионизованной плазмы (прикладные вопросы ионно-плазменного распыления). СПб: ТОО "Складень", 1997.