

УДК 539.735

А.С. ДОЛГОВ, А.Л. ЛОРЕНТ

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского “ХАИ”, Украина

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПЛАЗМЫ НА СВОЙСТВА ФОРМИРУЕМЫХ ПОКРЫТИЙ

Проведен анализ эффектов, связанных с бомбардировкой поверхности сложной формы частицами, в широко используемых плазменных процессах нанесения покрытий, объектом изучения которого является регулярная последовательность атомов, бомбардируемая извне под углом α относительно нормали к оси ряда. Рассмотрен процесс взаимодействия атомных частиц с поверхностями в области энергий бомбардирующих частиц порядка единиц или десятков электрон-вольт. Рассмотрены основные тенденции поведения величин, которые позволяют сделать предварительные выводы о преобладающих процессах на начальной стадии напыления покрытия на поверхность подложки.

Ключевые слова: адсорбционный слой, диапазон энергий, параметры удара, математическая модель, модель твердых шаров, коэффициент аккомодации, адсорбент, адсорбат, конденсация, десорбция.

Введение

Физика электронных и атомных столкновений является одним из актуальных направлений современной атомной физики. Предметом этой отрасли науки является исследование элементарных процессов, которые происходят при парных столкновениях электронов, ионов, фотонов, атомов и молекул и изучение сопровождающих их явлений в электронных оболочках атомных систем. Элементарные процессы, такие как ионизация, возбуждение, перезарядка, образование отрицательных ионов, рекомбинация, диссоциация, упругое рассеивание происходят в различных типах природной и лабораторной плазмы разнообразных технологических устройств. Их роль необычайно возросла за последние 4 – 5 десятилетий в связи с возникновением новых направлений науки и их технического применения (физика горячей плазмы, высокотемпературная энергетика, газовая квантовая электроника, *космическая физика*). Следует также отметить, что и существующие ранее отрасли науки и техники в связи с развивающимися новыми технологиями ощутили острую нехватку новых концепций и технологий. Например, такая отрасль как авиация, существует во многих развитых странах мира, определяя таким образом естественную конкуренцию на мировом рынке. Развитие новых технологий, диктуемое повышенными требованиями новой эры авиационной техники, влечет за собой необходимость в новых материалах для новых сверхлегких и сверхпрочных конструкций. В настоящее время практически все отрасли промышленного производства используют нанесение тонких пленок различных веществ, которые придают конструкционным материалам необходи-

мые технологические и эксплуатационные свойства. Для нанесения пленки используют различные технологические процессы и, позволяя получать и переносить синтезированного вещества от источника на подложку. Основными из них являются термическое испарение, ионное распыление (ионно-плазменное, магнетронное), газотранспортные реакции. Получение пленок пучками ионов и ионно-плазменными методами в отличие от остальных методов по управляемости и синергическому характеру являются наиболее перспективными. В технологии пленочного осаждения в форме плазмы или ионно-лучевой технологии для производства металлических, диэлектрических и полупроводниковых пленок используется гипертермальная область значений энергии (1 – 1000эВ) [1].

1. Постановка проблемы

При проведении данной работы рассматривался механизм взаимодействия бомбардирующих частиц с энергией 10 ÷ 1000 эВ с поверхностным слоем материала подложки.

Введем предварительные представления об особенностях обмена энергии при соударении атомов. Когда налетевший атом сближается с поверхностью, то, как правило, он входит в непосредственный контакт с каким-то одним атомом. Начальный этап акта столкновения отвечает сближению между двумя атомами. Сближение достигает максимального значения, после чего сменяется удалением, определяемым движением обоих атомов. Первично инициированный атом поверхности получает толчок, вследствие чего начинает смещаться в направлении переданного импульса. Заметные смеще-

ния достигаются к тому моменту, когда удаление между двумя атомами также достигает немалых значений. Таким образом, оказывается, что значительные смещения первично инициированного атома от положения равновесия соответствуют тому этапу развития акта соударения, когда взаимодействие партнеров по первичному соударению ослаблено по сравнению с этапом наиболее тесных сближений. Это значит, что для описания цикла сближение – расхождение названных атомов приемлемая модель, где взаимодействие инициированного атома с его соседями в твердом теле опускается. Несовершенство такого приближения, очевидно, тем не менее, оно позволяет выявить основные закономерности передачи энергии и импульса от атома-снаряда к атому-мишени, т.е. указать, наиболее, значимые параметры столкновения атома с поверхностью [2].

Из рис. 1 видно, что при не слишком больших углах отклонения возможны столкновения с передачей импульса, нормальная составляющая которого направлена вовне. Такой возможности в простейшем случае ($\theta = 0$) нет.

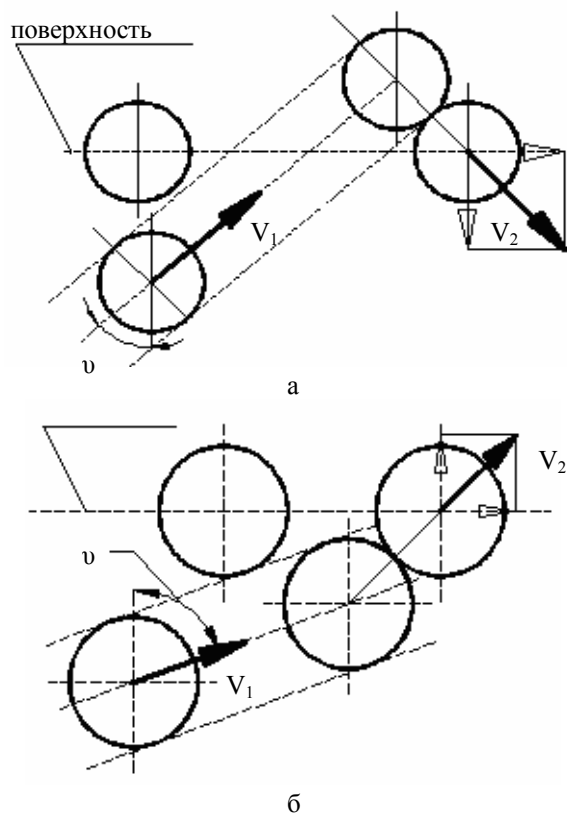


Рис. 1. Наклонное падение (плоская схема)

Нормальное падение создает толчок инициированного атома в сторону массива, возвратное движение, которое только и может привести к акту распыления, происходит в результате взаимодействия с другими атомами, что обязательно связано с потерями энергии. Тем самым энергия возвратного движения значительно уступает первично переданной

энергии. При наклонной бомбардировке первичный толчок может непосредственно сообщить движение во внешнюю сторону, что есть прямой, не связанный с перераспределением энергии механизм выбивания поверхности [2].

Если же первичный атом проникает в материал глубже первого слоя (повышенные энергии, тяжелые атомы), то это углубление при наклонном падении меньше, чем при $\theta = 0$. Тем самым очаги инициирования каскадов столкновений приближаются к поверхности, что повышает вероятность передачи такой энергии атому поверхности, которая вызовет отрыв.

Названные обстоятельства приводят к тому, что с ростом угла наклона коэффициент распыления растет, соответственно коэффициент аккомодации уменьшается. Однако при достаточно больших (масштаб значений отклонений зависит от соотношения радиусов атомов и удаления между ними) первичный толчок происходит только в сторону образца и столкновения с большими передачами энергии (близкие к лобовым) становятся невозможными. Скользящие столкновения эффективно отражают падающие атомы, но затрудняют проникновение их в материал и выбивание атомов. Таким образом, в области больших θ рост коэффициента распыления сменяется убыванием, но при этом и коэффициент аккомодации также убывает [4].

В данной работе производится исследование поведения коэффициента аккомодации в зависимости от угла падения потока бомбардирующих частиц на приемную поверхность. В теоретическом анализе взаимодействия атомных частиц с поверхностями область исследований, отвечающая энергиям бомбардирующих частиц порядка единиц или десятков электрон-вольт, разработана недостаточно. Однако названный диапазон условий весьма актуален, так как соответствует широкому кругу ситуаций, возникающих в электротехнике, электронике и, особенно, в связи с потребностями бурно прогрессирующих пучковых и плазменных технологий. Решение большинства вопросов, возникающих при обработке результатов экспериментов, связанных с нанесением покрытий на различного рода поверхности, связано с трактовками произведенными в данной работе. Специалисты, занятые разработкой и совершенствованием технологических процессов указанного типа, нередко довольствуются сугубо эмпирической информацией о сути происходящих процессов. Но едва ли не все они постоянно ощущают потребность в более детальной микроскопической трактовке имеющихся и прогнозируемых ситуаций. Дефицит содержательных и работоспособных физических концепций – одна из трудностей развития указанной области.

Специфика процессов взаимодействия атомов с поверхностью твердого материала в названном диа-

пазоне энергий – в том, что здесь весьма затруднительно различение главенствующих и второстепенных факторов, отсутствует возможность классификации эффектов по порядкам величин. Иными словами: как правило, нет возможности выделения малых параметров, что позволило бы перевести анализ в русло хорошо известных эффективных физических методов.

1.1 Анализ существующих моделей описания

Для трактовки соударения атома с поверхностью применяют макроскопические категории, например, уравнения теплопереноса [4]. Однако такой подход может считаться состоятельным только для описания поздних этапов развития процессов столкновения (в данной работе рассматривается сам момент столкновения, а процессы, возникающие после акта соударения – к примеру миграция атомов на поверхности – требуют иного более тщательного рассмотрения), когда достигается приблизительное выравнивание энергетической нагрузки хотя бы для десятка атомов в очаге возбуждения. Применительно к акту отражения атома от поверхности такой подход вообще едва ли применим. Однако существуют работы, в которых рассматриваются условия применимости классического рассмотрения теории взаимодействия частиц с веществом. В работе [5] получен определенный критерий справедливости использования законов классической механики. В тоже время условия справедливости использования классического подхода является относительным ограничением, и справедливо лишь тогда, когда рассматриваются отклонения на большом расстоянии от центра рассеяния.

Привлечение для анализа акта столкновения традиционных твердотельных концепций, где фигурирует трансляционно-инвариантная кристаллическая структура, квантово-статистические распределения и т.д., также наиболее адекватно для послерелаксационных состояний объекта [6].

В свете сказанного определяется потребность внимательного анализа раннего этапа столкновения атомной частицы с поверхностью – взаимодействие частицы с потенциалом поверхности и конкретно с атомом поверхностного слоя кристаллической структуры, какой в значительной мере предопределяет наблюдаемые последствия обсуждаемого процесса. Начальные стадии роста пленки играют решающую роль в формировании свойств получаемого образца, так как именно в области монослойных толщин происходят основные изменения свойств системы адсорбат-адсорбент. Изучение этих стадий роста пленок помогает решить задачу детального изучения процессов конденсации, динамики роста и механизмов формирования пленок на поверхности

твердых тел. В таком направлении выполнялись определенные исследования, позволяющие прояснить те или иные аспекты ситуации [6, 7]. В работах [2, 8] изложены различные аспекты процесса отражения частиц от поверхности, что, однако, не создает целостной картины этого эффекта.

В свете сказанного определяется потребность внимательного анализа раннего этапа столкновения атомной частицы с поверхностью – взаимодействие частицы с потенциалом поверхности и конкретно с атомом поверхностного слоя кристаллической структуры, какой в значительной мере предопределяет наблюдаемые последствия обсуждаемого процесса. Начальные стадии роста пленки играют решающую роль в формировании свойств получаемого образца, так как именно в области монослойных толщин происходят основные изменения свойств системы адсорбат-адсорбент. Изучение этих стадий роста пленок помогает решить задачу детального изучения процессов конденсации, динамики роста и механизмов формирования пленок на поверхности твердых тел.

2. Решение проблемы

В настоящей работе мы сосредоточим внимание на бомбардирующем атоме в акте соударения и сразу после него. Интерес к особенностям этого процесса непосредственно связан с технологией нанесения покрытий осаждением из пучка или плазмы.

Наиболее энергетически значимый этап взаимодействия сталкивающихся атомов соответствует торможению налетающего атома на участке роста потенциальной энергии взаимодействия. В силу крутизны отталкивательной ветви потенциала этот этап скоротечен и соответствует относительно малому изменению удаления между атомами при существенном изменении энергии взаимодействия. Эти обстоятельства служат предпосылкой для использования категорий парного взаимодействия в модели твердых шаров [8].

Допущение о парном характере столкновений не исключает, однако, определенного влияния иных атомов на особенности соударения атома-снаряда с атомом-мишенью. Геометрия размещения атомов, соседствующих с иницируемым, может создавать иное распределение условий столкновений, нежели имеет место для изолированной мишени, т.е. при рассмотрении конкретно взаимодействия двух атомов. Наиболее показательно здесь определенное ‘затенение’ бомбардируемых атомов соседями – эффективная площадь взаимодействия бомбардирующего атома с атомом поверхности ограничена геометрией соседствующих атомов кристаллической решетки.

При разработке данного описания процессов взаимодействия использовалась модель твердых шаров, которая обеспечивает высокий уровень наглядности процессов столкновения атомов при приемлемой надежности результатов. Так как атомное взаимодействие короткодействующее, следует считать, прилетевший извне атом взаимодействует только с одним атомом на поверхности, т.е. следует ограничиться моделью парных взаимодействий.

В качестве объекта изучения принимаем правильную последовательность атомов, бомбардируемую извне под углом α относительно нормали к оси ряда, то же самое – к поверхности (рис. 2). Полуудаление между центрами атомов – R_0 , радиус атома – R . Бомбардирующий атом считаем таким же, как и атомы поверхности, это отвечает, например, механизму постепенного наращивания толщины напыляемой пленки. Преобладающая часть дальнейших построений справедлива для любых $R_0 > R$, но для определенности будем подразумевать, что $R_0 > 2R$. Это условие в рамках схемы анализа соответствует повышенным значениям энергии взаимодействия.

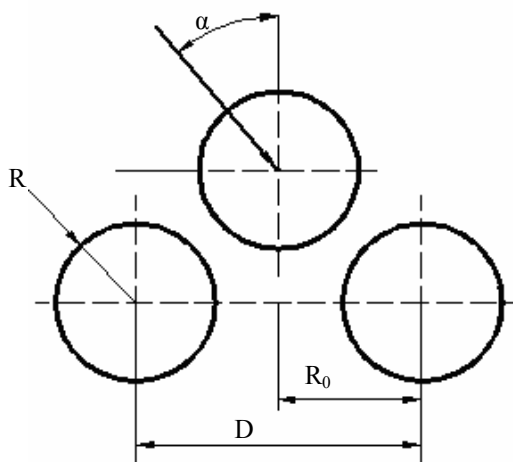


Рис. 2. Схема рассматриваемого объекта

Рис. 3 представляет проекцию объекта воздействия на плоскость, нормальную направлению бомбардировки. Представлены лишь те элементы геометрии, которые ответственны за эффект затенения.

Круг радиуса $2R$, ограниченный штриховой линией, это область параметров удара для случая изолированной мишени. Двойная штриховая линия определяет зону иссечения из исходной области вследствие наличия в непосредственной близости другого атома (эффект затенения). Таким образом, заштрихованный участок представляет область параметров столкновения, отвечающую рассматриваемой ситуации.

$$b = 2R_0 \cos \alpha. \quad (1)$$

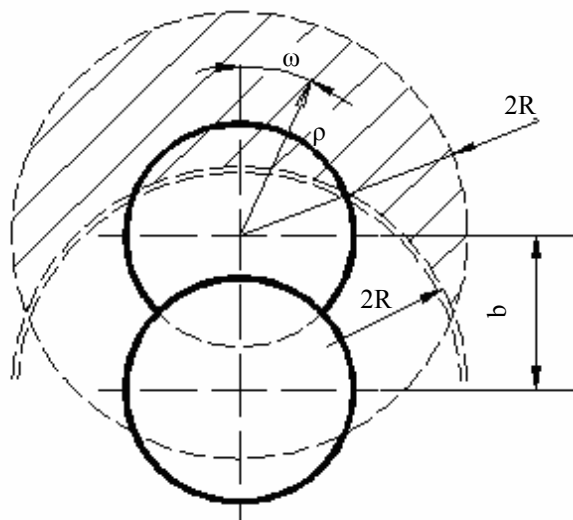


Рис. 3. Геометрические параметры эффекта затенения

Рассмотрим три возможных варианта соударения двух одинаковых частиц:

а) вариант соответствует $R_0 \cos \alpha > R$ (малые углы α) и $0 < \rho < b - 2R$, $f(\rho) = 2 \frac{\rho}{R_0^2}$;

б) вариант подразумевает следующие условия: $\frac{R}{2} < R_0 \cos \alpha < R$ и $2R - b < \rho < 2R$;

в) для этого варианта характерно $R_0 \cos \alpha < \frac{R}{2}$ (большие α) и $\rho < 2R$.

Для малых α – $\sin 2\theta \cdot \varepsilon_0 \cos^2(\alpha + \beta) > \varepsilon_p$ – отражение, условие на α при $(\alpha + \beta) > \frac{\pi}{2}$;

$$\cos(\alpha + \beta) < -\left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} = -g; \quad (2)$$

$$\alpha + \beta > \arccos\left\{-\left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}\right\} \equiv \psi_0; \quad (3)$$

$$\cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta = \cos \alpha \sin \theta - \sin \alpha \cos \theta = \frac{\rho}{R} \cos \alpha - \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} \sin \alpha < -\frac{g}{\sin 4\theta}; \quad (4)$$

$$\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 (1 - \sin^2 \alpha) < \left(1 - \frac{\rho^2}{R^2}\right) \sin^2 \alpha - 2g \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} \sin \alpha + g^2; \quad (5)$$

$$\sin^2 \alpha - 2g \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} \sin \alpha - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 + g^2 > 0. \quad (6)$$

Линейное приближение по α , $\alpha \geq \frac{R}{\rho}g$:

$$\alpha \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} > \frac{\rho}{R} + \frac{g}{\sin \theta}; \quad (7)$$

$$\alpha \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} > \frac{\rho}{R} + \frac{R}{\rho}g. \quad (8)$$

Возможность отражения при больших углах:

$$\frac{\rho}{R} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) - \sqrt{\frac{1 - \rho^2}{R^2}} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) < -\frac{g}{\sin \theta}; \quad (9)$$

$$\frac{\rho}{R} \left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) < \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} - \frac{g}{\sin \theta}; \quad (10)$$

$$\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) < \frac{\sqrt{R^2 - \rho^2} - \frac{R^2 g}{\rho}}{\rho} = \frac{\sqrt{R^2 - \rho^2} - gR^2}{\rho^2}, \quad (11)$$

$\frac{\rho}{R} > g$ (ориентир еще сильнее):

$$\rho_0^2 R^2 - 4\rho_0 - g^2 R^4 = 0, \quad (12)$$

$$\rho_0^4 - R^2 \rho_0^2 + g^2 R^4 = 0, \quad (13)$$

Ограничение с двух сторон

$$\rho_0^2 = \frac{1}{2}R^2 \pm \frac{1}{2}R^2 \sqrt{1 - 4g^2}.$$

Рис. 4 соответствует условию $b < 2R$,

причем

$$b = 2R_0 \cos \alpha. \quad (14)$$

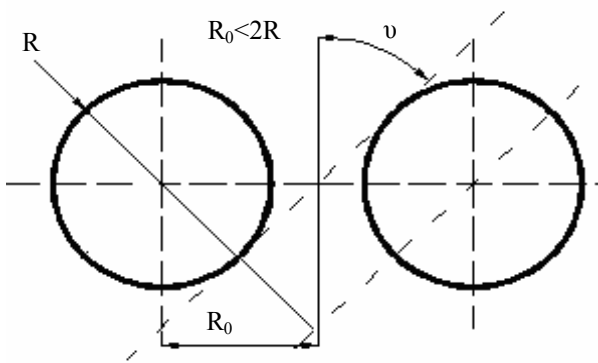


Рис. 4. Параметры удара при косом взаимодействии

Функция распределения условий соударения такова (смысл ρ и φ виден из рис.4) $f(\rho, \varphi)$:

$$f(\rho, \varphi) = \frac{\rho}{S}, \quad (15)$$

где S - площадь заштрихованной зоны на рис. 4.

Функция $f(\rho, \varphi)$ явно не содержит угловой переменной φ , однако варьирование φ ограничено особенностями геометрии допустимой (заштрихованной) области. Элементарные геометрические построения приводят функцию $f(\rho, \varphi)$ к виду

$$f(\rho, \varphi) = \frac{\rho}{4\pi R^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \arccos \frac{b}{4R}\right) + \frac{b}{4} \sqrt{16R^2 - b^2}},$$

причем переменная φ варьируется в диапазоне $|\varphi| < \varphi_m$:

$$\varphi_m = \begin{cases} \arccos(R^2 - \rho^2 - b^2)/2b\rho, & b - \rho < 2R \\ \pi, & b - \rho > 2R \end{cases},$$

а диапазон ρ ограничен условиями $\rho_0 < \rho < 2R$:

$$\rho_0 = \begin{cases} 2R - b, & b < 2R; \\ 0, & b > 2R. \end{cases}$$

Анализ движения налетевшего атома должен дать ответ на главный вопрос: осаждается ли атом на поверхность или будет отражен от нее. В рамках используемой модели наблюдаемому отражению от поверхности соответствует превышение энергии нормальной составляющей движения после акта столкновения над некоторой характерной для данного материала величиной. Последнюю нет оснований отличать от энергии связи атомов; далее эта величина обозначается - ε_p .

Таким образом, условие отражения записывается так:

$$\varepsilon_0 \cdot \cos^2 \beta \cdot \cos^2 \psi > \varepsilon_p, \left(\varphi > \frac{\pi}{2}\right), \quad (16)$$

где ε_0 - исходная энергия бомбардировки, β - угол отклонения падающей частицы от исходного направления движения, ψ - угол между направлением движения после столкновения и нормалью к поверхности.

В соответствии с правилами сферической геометрии:

$$\cos \psi = \cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta \cos \varphi. \quad (17)$$

С учетом того, что

$$\cos \beta = \frac{\rho}{2R}, \quad (18)$$

неравенство (16) вместе с формулой (17) при заданном α определяет диапазоны варьирования ρ и φ , соответствующие двум альтернативным результатам акта столкновения - осаждение и отражение.

Соотношение (17) можно переписать следующим образом:

$$\cos \varphi > \frac{\rho^2 \cos \alpha + 4R^2 \left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}}{\sin \alpha \sqrt{4R^2 - \rho^2} \cdot \rho} \equiv \cos \varphi_p,$$

где φ_p - угол, при котором $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_p$.

Условие (17) обеспечивается в диапазоне

$$\rho_- < \rho < \rho_+, \text{ причем } \rho_{\pm} = \left(\rho_1^2 \pm \rho_2^2\right)^{\frac{1}{2}};$$

$$\rho_1^2 = 2R^2(\sin^2 \alpha - 2g \cos \alpha);$$

$$\rho_2^2 = 2R^2 \sqrt{(\sin^2 \alpha - 2g \cos^2 \alpha)^2 - 4g^2} \rightarrow$$

$$\rightarrow \rho_2^2 = 2R^2 \sin \alpha (\sin^2 \alpha - 4g \cos \alpha - 4g^2)^{\frac{1}{2}},$$

где $g \equiv (\varepsilon_p / \varepsilon_0)^{1/2}$, при дополнительном требовании $\sin \frac{\alpha}{2} > g^{1/2}$, $g < \frac{1}{2}$, соответствующем условию неотрицательности подкоренного ρ_2 .

Таким образом, в отсутствие факторов, искажающих картину столкновения, отражение падающего атома имеет место в диапазоне углов падения α , ограниченном $0 \leftrightarrow \pi/2$. Если же $\alpha < 2 \arcsin g^{1/2}$, то ни при каких значениях ρ и φ столкнувшийся атом не может оторваться от поверхностного слоя. Записанное неравенство является условием гарантированного осаждения.

Вычисление вероятности отражения в условиях когда оно вообще допускается кинематикой столкновения, предполагает интегрирование по диапазону параметров ρ и φ , соответствующему условию (18). Иначе говоря, требуется интегрировать функцию $f(\rho, \varphi)$ внутри диапазона, обозначенного условиями (16,17) при дополнительном ограничении (19).

Если $b > 4R$, что соответствует относительно малым углам падения

$$\alpha < \arccos \left(2 \frac{R}{R_0} \right), \quad (19)$$

то затенение отсутствует. Вместо выражения (15) при этом следует записать

$$f(\rho, \varphi) = \frac{\rho}{4\pi R^2}, \quad (20)$$

а коэффициент отражения согласно (19) не отличается от нуля для углов $\alpha < 2 \arcsin g^{1/2}$, а для условий $\alpha > 2 \arcsin g^{1/2}$ представляется выражением:

$$W = \frac{1}{2\pi R^2} \int_{\rho_-}^{\rho_+} \rho \arccos \left(\frac{\rho^2 \cos \alpha + 4R^2 g}{\sin \alpha \cdot \rho \sqrt{4R^2 - \rho^2}} \right) d\rho. \quad (21)$$

Когда $\arccos \left(2 \frac{R}{R_0} \right) > \alpha$, для повышенных значений g условие $\alpha > 2 \arcsin g^{1/2}$ не выполняется:

тогда $W = 0$ во всем обсуждаемом диапазоне углов.

При $\alpha = \pi/2$, $g \ll 1$ формула (20) с учетом (19) дает $W = 1/2$, что при $g = 0$ согласуется с очевидными свойствами акта столкновения изолированного атома в отсутствие эффекта притяжения.

Если $g \ll \alpha$, то можно указать приближенное значение W для умеренных значений α , исходя из того, что среднее значение \arccos в выражении (20) соответствует $\rho = \rho_1$. Получается

$$W \approx \frac{1}{4} \sin^2 \alpha. \quad (22)$$

Как видно, в условиях малости g при не слишком малых значениях углов атаки результат не обнаруживает зависимости от энергии схватывания налетающего атома с поверхностью. Роль этой характеристики поправочная.

В условиях, $b < 4R$ (повышенный уровень углов падения), интересующее значение коэффициента W находится операцией

$$W = \frac{\int \rho \Delta\varphi(\rho) d\rho}{4\pi R^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \arccos \frac{b}{4R} \right) + \frac{1}{4} b \sqrt{16R^2 - b^2}}, \quad (23)$$

где $\Delta\varphi$ – диапазон углов φ для каждого ρ , обеспечивающий акт отрыва, т.е. удвоенное значение предельного отклонения, определяемого либо геометрически доступной зоной воздействия ($|\varphi| < \varphi_m$ формула (13)), либо динамическим ограничением $|\varphi| < \varphi_p$ (18).

Сходным образом интегрирование по ρ в формуле (22) осуществляется в пределах зоны, которая принадлежит обоим диапазонам: геометрическому (соотношения (13)) и динамическому ρ_-, ρ_+ (формулы (19)).

Если $b > 2R$, то $\varphi_m < \frac{\pi}{2}$ для всех значений ρ , так что диапазон углов φ задается условием (18), т.е. $\Delta\varphi = 2\varphi_p$. При этом геометрический диапазон изменения ρ охватывает все значения этого параметра. Таким образом, пределы интегрирования в формуле (22) те же, что и в выражении (20), т.е. $\rho = 4\rho_+$.

В условиях $b < 2R, g \ll 1$ диапазон ρ ограничен снизу геометрическими условиями, а сверху энергетической границей ρ_+ . При не слишком малых значениях g и достаточно больших значениях α может возникнуть ситуация, когда $\rho_+ < 2R - b$, т.е. когда верхняя граница “энергетического” диапазона ρ ниже нижнего края геометрически доступной области. В таких условиях отражение нереализуемо.

Указанное соответствие представляется неравенством:

$$4R^2 \sin^2 \alpha - 4R^2 (2g \cos \alpha + g^2) < (2R - b^2), \quad (24)$$

где $b < 2R$.

Принимая во внимание соответствие (19) и выполняя несложные выкладки, находим условие возможности отражения

$$\cos \alpha \leq \frac{R_0^2 + R^2}{RR_0} g. \quad (25)$$

Общее выражение для коэффициента $W(b < 2R)$ следующее $2R > b$

$$W = \frac{\int_{\rho_+}^{\rho^*} \frac{4R^2 - \rho^2 - b^2}{2b\rho} d\rho}{2\pi R - b} + \frac{2\pi R^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \arccos \frac{b}{4R}\right) + \frac{1}{2} b \sqrt{R^2 - \frac{b^2}{16}}}{2\pi R^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \arccos \frac{b}{4R}\right) + \frac{1}{2} b \sqrt{R^2 - \frac{b^2}{16}}} + \frac{\int_{\rho_+}^{\rho^*} \rho \cdot \arccos \frac{\rho^2 \cos \alpha + 4R^2 g}{\sin \alpha \cdot \rho \sqrt{4R^2 - \rho^2}} d\rho}{2\pi R^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \arccos \frac{b}{4R}\right) + \frac{1}{2} b \sqrt{R^2 - \frac{b^2}{16}}},$$

где ρ^* – граница участков изменения ρ , отвечающих ограничениям либо по геометрическим, либо по динамическим условиям. Значение ρ_+ определяется уравнением

$$\left(\rho^*\right)^2 \cos \alpha + 4R^2 g = \frac{\sin \alpha}{2b} \sqrt{4R^2 - \left(\rho^*\right)^2} \times \left(4R^2 - \left(\rho^*\right)^2 - b^2\right).$$

В зоне параметров, примыкающих к границе, обусловленной ограничениями (23, 24), определяющий вклад принадлежит первому слагаемому (25).

3. Полученные результаты

Построения данной работы определяют некоторый набор количественно и качественно различающихся вариантов столкновения. Общим правилом оказывается немонотонный характер изменения наблюдаемых характеристик (вероятности отражения и осаждения) от угла налета на поверхность α . Вероятность осаждения достигает наибольших значений при самых малых и достаточно больших значениях α . При этом абсолютный приоритет с этой точки зрения принадлежит относительно узкому диапазону углов α вблизи нормальной ориентации направления падения на поверхность $\alpha \rightarrow 0$, где коэффициент осаждения не отличается от единицы (напомним, что речь идет о взаимодействии только с атомами наружного атомного слоя при совпадении масс партнеров).

Таким образом, свойства функций распределения по углам $f(\alpha)$, весьма существенно влияют на эффективность осаждения в условиях реального, например, технологического воздействия. Если за-

дачей организации воздействия на поверхность является именно осаждение, то предпочтительны нормальное либо скользящее падение на поверхность, что требует, конечно, определенных усилий по формированию потока бомбардирующих атомов и специальных условий относительного размещения источника частиц и акцентирующей поверхности.

Для “несформированного” падения на поверхность, создаваемого, например, испарительным механизмом с поверхности излучателя, статистический вес почти нормального и скользящего падения, как правило, невелик. Это значит, что осаждение будет осуществляться в режиме, далеком от оптимального.

Как аппроксимацию распределения частиц, эмитируемых с поверхности излучателя, по направлениям часто называют “закон косинуса”. Это распределение приблизительно может сохраниться и для режима осаждения на близкую к излучателю поверхность. Таким образом, если $f(\alpha) = \cos \alpha$, то один из участков повышенной эффективности осаждения ($\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2}$, скользящее падение) практически выпадает. Вклад другого предпочтительного диапазона $\alpha \rightarrow 0$ оказывается предпочтительным. Доля столкновений вне условия (25), что в рамках модели соответствует гарантированному осаждению, составляя при этом $2g^{1/2} \sqrt{1-g}$. Записанное выражение достигает единицы, когда $g = 1/2$ (“малыми” оказываются все углы бомбардировки, что, конечно, сохраняется и при $g > 1/2$, т.е. для условий $\varepsilon_p < \varepsilon_0 < 4\varepsilon_p$).

Для слишком малых энергий ($g \ll 1$) указанная доля столкновений, отвечающих гарантированному осаждению меняется $\approx g^{1/2}$, т.е. обратно пропорционально корню четвертой степени энергии бомбардировки.

В качестве резюмирующего замечания укажем, что построения данной работы допускают значительное развитие с точки зрения детализации информации о рельефе поверхности, при учете повторных соударений и др.

При нанесении покрытий на изделия сложной формы необходимо обеспечить поток бомбардирующих частиц в интервале углов $\theta = 45^\circ \div 90^\circ$. Экспериментально подтверждено, что при данных углах покрытия на поверхности сложной формы осаждаются лучше, чем при меньших углах. Теоретические закономерности подтверждают данное обоснование. Таким образом, можно указать, что данная работа дает точные указания по режиму нанесения покрытий на поверхности сложной формы. Некоторые несоответствия являются предпосылка-

ми для изучения и построения новых моделей с новыми допущениями (разность масс взаимодействующих частиц, которая не была учтена в данной работе, морфология поверхности и т.д.).

Литература

1. Плешков В.А. Адсорбция атомов Ду на грани (110) монокристалла Мо / В.А. Плешков, С.А. Шакирова, Г.А. Румп // *Поверхность*. – 1990. – № 10. – С. 16-32.
2. Данилин Б.С. Получение тонкопленочных элементов микросхем / Б.С. Данилин. – М.: Наука, 1986. – 179 с.
3. Пиеничников В.М. Метод дискретно-непрерывных координат для расчета взаимодействия атома газа с поверхностью твердого тела / В.М. Пиеничников, В.А. Лукин // *Поверхность*. – 1990. – № 3. – С. 18-47.

4. Машикова Е.С. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела / Е.С. Машикова, В.А. Курнаев. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 192 с.

5. Селезнев В.Д. Многократность столкновения с поверхностью и нестационарное ядро рассеяния при отражении газа от твердого тела / В.Д. Селезнев, И.П. Александрычев, В.Д. Акинъшин // *Поверхность*. – 1990. – № 3. – С. 5-10.

6. Долгов А.С. Кинетика распыления поверхностей медленными атомными частицами / А.С. Долгов // *Украинский Физический Журнал*, – Т. 34, № 17. – 1989. – С. 12-29.

7. Машикова Е.С. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел / Е.С. Машикова, В.А. Молчанов. – М.: Атомиздат, 1980. – 255 с.

8. Долгов А.С. Физика твердого тела / А.С. Долгов. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», 2004. – 659 с.

Поступила в редакцию 04.10.2010

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф., зав. каф. физики Н.Я. Рохманов, Харьковский национальный аграрный университет им. В.В. Докучаева, Харьков.

ВИВЧЕННЯ ВПЛИВУ ПАРАМЕТРІВ ПОТОКУ ПЛАЗМИ НА ВЛАСТИВОСТІ ФОРМОВАНИХ ПОКРИТТІВ

А.С. Долгов, А.Л. Лорент

Проведено аналіз ефектів, які пов'язані з бомбардуванням поверхні складної форми частками, у процесах нанесення покриттів, об'єктом вивчення є регулярна послідовність атомів, яка бомбардується під кутом α відносно зовнішньої нормалі до осі ряду. Розглянуто процес взаємодії атомних часток з поверхнею, енергія часток становить від одиниць до десятків електрон-вольт. Розглянуті загальні тенденції поведінки величин, які дозволяють зробити попередні висновки щодо превалюючих процесів на початковій стадії нанесення покриття на поверхню підкладки.

Ключові слова: адсорбуючий шар, діапазон енергій, параметри удару, математична модель, модель твердих куль, коефіцієнт акомодатії, адсорбент, адсорбат, конденсація, десорбція.

RESEARCH OF PLASMA STREAM PARAMETERS INFLUENCE ON FORMED COVERINGS PROPERTIES

A.S. Dolgov, A.L. Lorent

The analysis of complex surface bombarding processes was carried out. Examination object of this analysis is a regular sequence of atoms, which is bombarded angularly from outside with angle α to the normal of the raw axis. Also the process of atom particles interaction with surface is examined for the areas of particles energies from units to tens electron-volt. The main tendencies of values behavior were examined. This allows doing preliminary conclusions about dominant processes of the coverings sputtering on initial stage.

Key words: adsorption layer, energy range, attack parameters, mathematical model, solid spheres model, accommodation coefficient, adsorbent, adsorbate, condensation, desorption.

Долгов Анатолий Сергеевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, доц. каф. "Двигатели и энергетические установки летательных аппаратов", Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина.

Лорент Алла Леонидовна – аспирант каф. "Двигатели и энергетические установки летательных аппаратов", Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина, e-mail: alchi_ant@ukr.net.