

ION ASSISTED FILM FORMATION ON SOLID SURFACE

M. B. GUSEVA

The influence of low-energy inert gas ion irradiation on the thin film formation process on a solid surface is considered. The point defects production is the main effect of ion irradiation. The mechanism of point defects generation (elastic, unelastic) defines the main features of the condensation process under ion irradiation conditions. Structural consequences of the ion-assisted condensation are discussed.

Рассматривается влияние низкоэнергетического ионного облучения на процесс формирования тонких пленок на поверхности твердого тела. Образование точечных дефектов является главным следствием ионного воздействия. Механизм их образования (упругий, неупругий) определяет основные закономерности процесса конденсации в условиях ионного облучения. Обсуждаются структурные последствия эффекта ионной стимуляции.

ИОННАЯ СТИМУЛЯЦИЯ В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

М. Б. ГУСЕВА

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Тонкие пленки находят широкое применение в различных областях науки и техники. Их роль в научно-техническом прогрессе чрезвычайно велика. Важнейшие задачи, решаемые пленочным материаловедением, – получение пленочных материалов с широким спектром свойств (электрофизических, механических), развитие методов синтеза пленочных систем с наперед заданными свойствами.

Тонкие пленки – это особый вид состояния конденсированного вещества. По своей структуре и свойствам они могут существенно отличаться от своих массивных аналогов. Это обусловлено спецификой процесса их формирования: тонкие пленки получают конденсацией молекулярных потоков вещества на поверхности твердого тела, называемого в этом случае подложкой [1].

Свойства тонких пленок являются производными их морфологии, атомной структуры, кристалличности и степени ее совершенства, которые, в свою очередь, определяются кинетикой процесса пленкообразования.

Процесс формирования тонких пленок является сложным процессом, включающим процессы-компоненты: адсорбция, образование зародышей новой фазы, их рост, коалесценция и т.д. Кинетика каждого из этих процессов по-своему влияет на структуру тонких пленок. Получение пленочных систем с заранее заданными свойствами связано с проблемой управления этими процессами. Вводя в процесс конденсации облучение ионами поверхности и растущей на ней пленки можно решать эту проблему.

Исследования показали, что наиболее существен эффект ионного облучения, вводимого в процесс конденсации на самой ранней стадии роста пленок – стадии образования зародышей. Это очень ответственная стадия. На ней закладываются многие фундаментальные свойства будущей пленки. Основным параметром, характеризующим кинетику процесса пленкообразования на этой стадии, является скорость зародышеобразования J_3 .

С увеличением J_3 растет однородность, сплошность пленки, уменьшается ее зернистость, совершенствуется кристаллическая структура. Рассмотрим, как и почему это происходит.

ПРОЦЕСС КОНДЕНСАЦИИ

Адсорбция

Образованию и росту пленок при конденсации из газовой среды или в вакууме предшествует процесс адсорбции. Налетающий на поверхность атом попадает в область действия сил притяжения Ван-дер-Ваальса $\mathcal{E}_{пр}$ [2], которые на более близком расстоянии от подложки сменяются силами отталкивания $\mathcal{E}_{отт}$. Следовательно, существует такое расстояние от подложки r_m , где атом будет иметь минимум потенциальной энергии \mathcal{E}_m (рис. 1). Оно соответствует адсорбированному состоянию атома – адатому.

Время пребывания атома в адсорбированном состоянии ограничено. Вероятность повторного испарения адатома (в с^{-1})

$$W = \nu \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_m}{kT}\right). \quad (1)$$

Здесь \mathcal{E}_m – энергия связи адатома с поверхностью, определяемая работой, которую нужно совершить, чтобы атом от поверхности оторвать и превратить в свободный, T – температура поверхности, $\exp(-\mathcal{E}_m/kT)$ характеризует вероятность при температуре T тепловых флуктуаций с энергией \mathcal{E}_m , которые способны обеспечить тепловой отрыв адатома от поверхности, ν – частота тепловых колебаний адатома в узле кристаллической решетки ($\nu = 10^{12} - 10^{13}$ Гц). Величина ν характеризует частоту попыток десорбции, ибо десорбция происходит в процессе тепловых колебаний при максимальном смещении атома

из положения равновесия. Для времени жизни адатома на поверхности $\tau_a = 1/W$ получаем

$$\tau_a = \nu^{-1} \exp\left(\frac{\mathcal{E}_m}{kT}\right). \quad (2)$$

За это время адсорбированный атом мигрирует по поверхности, перескакивая из одной потенциальной ямы в другую, которые разделяются потенциальными барьерами высотой \mathcal{E}_d (\mathcal{E}_d – энергия активации поверхностной диффузии (перескоков)) (рис. 1, б), образуя двумерный пар, обладающий температурой подложки T .

В начальный период осаждения концентрация адатомов быстро возрастает, достигая значения

$$n_a = R\tau_a, \quad (3)$$

где R – плотность атомного потока на поверхность. При этом с ростом температуры n_a убывает согласно соотношению (2). Образование конденсата будет происходить в том случае, если n_a превосходит поверхностную плотность $n_{нас}$ атомов в насыщенном двумерном паре. При $n_a < n_{нас}$ стабильный конденсат не образуется. Имеем стационарный слой адатомов, который по прекращении подачи паров к подложке десорбируется. Так вводится критическая температура конденсации, то есть температура подложки, выше которой образования устойчивого конденсата на подложке не происходит. Она находится из условия $n_{нас} = R\tau_a$.

Аналогично можно ввести понятие критического потока $R_{кр}$, то есть минимального потока, обуславливающего образование устойчивого конденсата на поверхности при данной температуре подложки T .

Как происходит образование устойчивой конденсированной фазы? Согласно теории Френкеля, адатомы, мигрирующие по поверхности в закритических условиях, то есть при $n_a > n_{нас}$, за время жизни на поверхности успевают столкнуться друг с другом

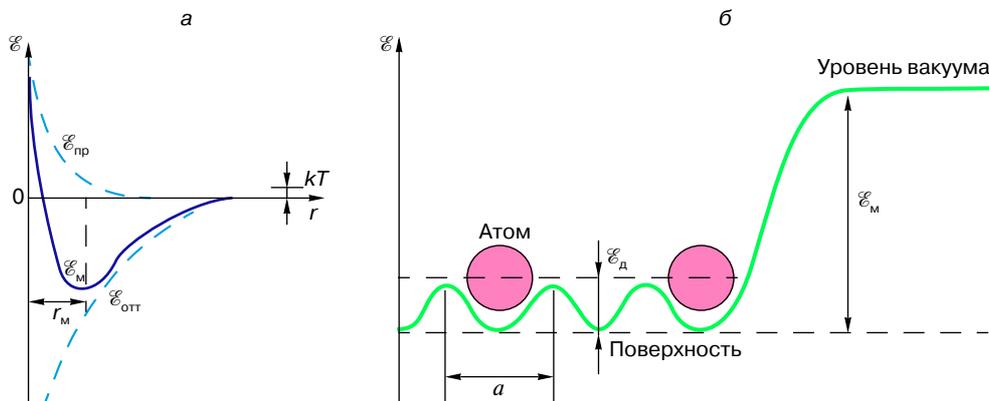


Рис. 1. Иллюстрации к процессу адсорбции: а – потенциальная энергия осажденных атомов; б – потенциальный рельеф поверхности. \mathcal{E}_m – энергия адсорбции, \mathcal{E}_d – энергия активации диффузии адатома на поверхности, a – расстояние между атомами на поверхности

и образовать устойчивые центры – двойники, то есть два связанных адатома. Энергия десорбции двойника возрастает на величину энергии химической связи адатомов друг с другом. Они дольше остаются на поверхности и успевают присоединить следующий адатом и т.д. Так образуются скопления адатомов, более длительное время связанные с подложкой и имеющие тенденцию к дальнейшему росту за счет присоединения других мигрирующих по поверхности адатомов.

Однако устойчивость небольших скоплений – зародышей новой фазы, содержащих всего несколько атомов, – требует специального рассмотрения.

Зародышеобразование

Работа A , затрачиваемая на образование зародыша, представляет собой алгебраическую сумму работы, необходимой для образования поверхности A_s , и работы по образованию объема A_v . Соотношение этих двух величин (A_s и A_v) имеет весьма существенное значение для процесса зарождения. В простом случае образования сферического зародыша радиуса r из газовой фазы, то есть для гомогенного зарождения жидких капелек, можно записать

$$\Delta G_{\text{гом}} = \sigma \cdot 4\pi r^2 + \Delta G_v \cdot \frac{4}{3}\pi r^3, \quad (4)$$

где σ – свободная энергия поверхности раздела зародыш–пар, ΔG_v – энергия, затрачиваемая системой на изотермическое сжатие пара.

На рис. 2 показаны изменения поверхностной и объемной свободных энергий при зарождении. Для образования поверхности работа должна быть совершена над системой (напомним известный пример из школьного учебника – образование поверхности при растяжении мыльной пленки [3, 4]), а при образовании объема работу выполняет сама система. Для образования группировок атомов или молекул, меньших критического зародыша ($r < r_{\text{кр}}$, см. рис. 2), изменение свободной энергии положительно (работу необходимо затратить), и поэтому система неустойчива, то есть поверхностный член превосходит объемный. Однако образование достаточно крупной (закритического размера) частицы энергетически выгодно благодаря выигрышу в объемной свободной энергии (увеличение поверхностной энергии пропорционально квадрату, а объемной – кубу размера частицы). Образование зародыша закритического размера сопровождается уменьшением полной свободной энергии. Значение $r_{\text{кр}}^*$ может быть найдено из условия

$$\frac{\partial \Delta G}{\partial r} = 0.$$

Зарождение, происходящее не в объеме паровой фазы, а на поверхности твердого тела, называют гетерогенным. Поверхность значительно снижает

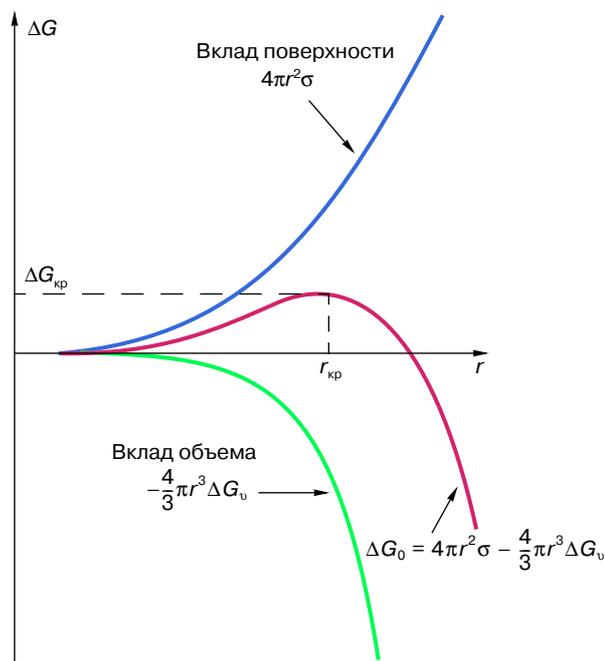


Рис. 2. Изменение энергии образования зародышей в зависимости от их радиуса

энергию образования зародышей и ускоряет зарождение. Поверхностная энергия зародыша на подложке записывается в виде

$$\sum \sigma_i S_i = \sigma_{\text{cv}} S_{\text{cv}} + \sigma_{\text{cs}} S_{\text{cs}} - \sigma_{\text{sv}} S_{\text{cs}}. \quad (5)$$

Здесь σ_{cv} , σ_{cs} , σ_{sv} – свободные энергии поверхностей раздела конденсат–пар, конденсат–подложка, подложка–пар соответственно. Член $\sigma_{\text{sv}} S_{\text{cs}}$ входит в (5) потому, что при образовании зародыша с площадью контакта S_{cs} исчезает площадь свободной поверхности S_{cs} , находившаяся в контакте с паром.

Коль скоро $\sigma_{\text{cs}} < \sigma_{\text{cv}}$ и на поверхности имеются дефекты в виде ямок или выступов (рис. 3), то на таких дефектах энергия зародышеобразования уменьшается за счет увеличения площади поверхности под зародышем S_{cs} .

Образование критических зародышей в общем случае происходит флуктуационным путем и связано с вероятностью возникновения соответствующей его размеру атомной флуктуации $W^* = \exp(-\Delta G_{\text{кр}}/kT)$, где $\Delta G_{\text{кр}}$ – энергия образования критического зародыша. Таким образом, для концентрации критических зародышей получаем

$$n^*(r_{\text{кр}}) = n_a \exp\left(-\frac{\Delta G_{\text{кр}}}{kT}\right). \quad (6)$$

Скорость зародышеобразования. Скорость образования стабильных зародышей J_3 равна средней

скорости, с которой критические зародыши увеличивают свой размер:

$$J = \omega n^*(r_{кр}), \quad (7)$$

где $n^*(r_{кр})$ – концентрация критических зародышей, ω – частота, с которой критические зародыши захватывают одиночные молекулы и становятся за критическими ($\partial\Delta G/\partial r < 0$), или стабильными, зародышами.

Присоединение атомов к критическому зародышу на поверхности происходит главным образом в процессе поверхностной диффузии. В этом случае $\omega = n_a \Gamma$. Здесь $\Gamma = z_c \nu \exp(-\mathcal{E}_d/kT)$, z_c – число мест вокруг критического зародыша, где могут находиться адатомы, $\nu \exp(-\mathcal{E}_d/kT)$ – частота перескоков адатома на расстояние a (рис. 1, б). Таким образом, с учетом (3) и (7) для скорости образования зародышей получаем

$$J_3 = n^* R \tau_a \Gamma, \quad (8a)$$

$$J_3 = n^* R z_c \exp\left(\frac{\mathcal{E}_a - \mathcal{E}_d - \Delta G^*}{kT}\right). \quad (8б)$$

Из (8б) видно, что скорость образования зародышей J_3 определяется энергетикой процесса зародышеобразования. Вероятность образования зародышей никогда не равна нулю, какой бы малой она

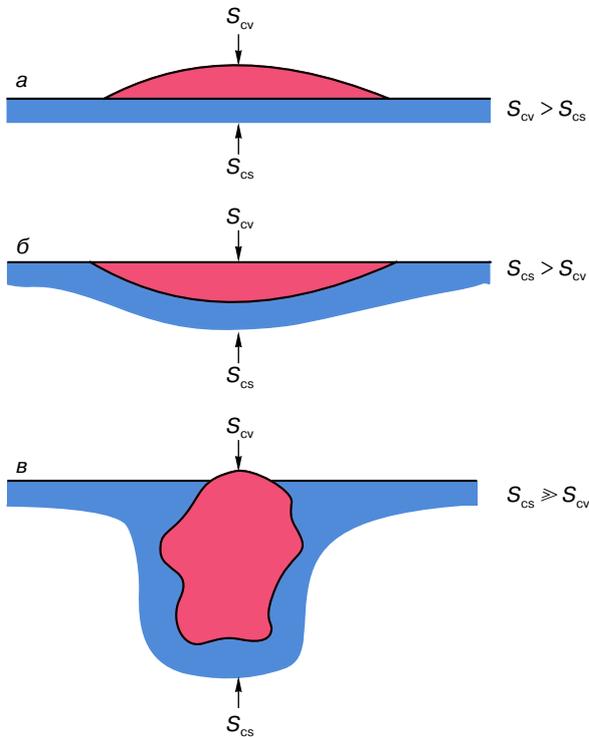


Рис. 3. Образование зародыша на плоской поверхности (а) и на поверхностном дефекте – полости (б, в)

ни была. Однако их число может быть настолько малым, что экспериментально необнаружимо. Принято критическими условиями конденсации считать условия, при которых скорость образования зародышей J_3 равна 1 зародышу/см² в секунду, то есть, согласно (8а), $n^* R \tau_a \Gamma = 1$. Для критического потока $R_{кр}$ получаем

$$R_{кр} = \frac{1}{n^* \tau_a \Gamma}. \quad (9)$$

ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ В УСЛОВИЯХ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

При введении ионного облучения в процесс конденсации так, что на подложку одновременно поступают поток атомов конденсируемого вещества и поток медленных ($E < 2$ кэВ) ионов инертного газа, был обнаружен эффект понижения критического потока: $R_{кр}^j < R_{кр}^{j=0}$ ($R_{кр}^j$ – критический поток в условиях облучения с плотностью ионного тока j). Этот эффект был неожиданным в свете ранее известных эффектов ионного облучения: очистки поверхности от адсорбированных атомов, травления, распыления [5]. При этом было установлено, что критический поток в условиях ионного облучения $R_{кр}^j$ изменяется в зависимости от плотности тока ионов j (рис. 4, точки на кривой 2), а именно

$$R_{кр} \sim \frac{1}{1 + \sqrt{\beta} j}. \quad (10)$$

Такая зависимость $R_{кр}(j)$ оказалась связанной с тем, что под действием ионной бомбардировки на поверхности образуются точечные дефекты (точечный дефект – дефект размером порядка атомного), которые являются активными центрами конденсации. На точечных дефектах отсутствует энергетический барьер зародышеобразования, то есть $\Delta G_{кр} = 0$.

Точечные дефекты – центры конденсации

Стационарная концентрация точечных дефектов на поверхности в условиях ионного облучения

$$n_{тд}^j = n^{j=0} (1 + \sqrt{\beta} j), \quad (11)$$

то есть чем больше плотность тока ионов j , поступающих на подложку, тем больше точечных дефектов образуется.

Точечные дефекты образуются парами (пары Френкеля) – междоузельный атом (атом, выбитый из своего узла в междоузлие) и оставшаяся на его месте вакансия. Очевидно, что образование таких дефектов должно быть пропорционально j .

Однако идет и обратный процесс – междоузельный атом занимает вакансию, происходит восстановление поверхности. Этот процесс называется отжигом точечных дефектов. Отжиг радиационных

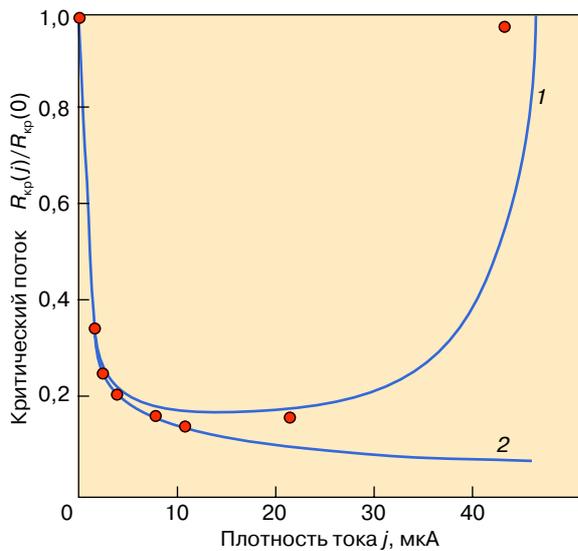


Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных (точки) с теоретическими расчетами (кривые 1 и 2) для конденсации Zn на поверхность Si подложки, облучаемой ионами аргона с энергией $E = 280$ эВ. Теоретический расчет $R_{кр}(j)/R_{кр}(0)$ для $A = 0,02 \text{ мкА}^{-1} \cdot \text{см}^2$, $\beta = 25 \text{ мкА}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1} \cdot \text{см}^2$ (1) и $A = 0$, $\beta = 25 \text{ мкА}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1} \cdot \text{см}^2$ (2)

точечных дефектов снижает их концентрацию и обуславливает в стационарном случае зависимость (11) в виде корня квадратного из j . Коэффициент β включает начальную концентрацию точечных дефектов n_0 (до облучения), выход дефектов на один ион $k_1(E)$ и коэффициент k_2 рекомбинации междоузельных атомов и вакансий:

$$\beta = \frac{1}{n_0^2 k_1 k_2}$$

Как было показано выше, на поверхности с дефектами снижается энергетический барьер зародышеобразования. Комплекс адатом–вакансия оказывается столь устойчивым, что может быть рассмотрен как закритический зародыш новой фазы. Иными словами, размер критического зародыша на точечном дефекте равен нулю. Вакансии становятся непосредственно центрами конденсации (на идеальной поверхности центрами конденсации были критические зародыши). Таким образом, в докритических условиях, то есть при $R < R_{кр}$, когда на регулярной поверхности зародышей не образуется, в условиях ионного облучения они будут возникать на точечных дефектах, играющих роль критических зародышей, концентрация которых, таким образом,

$$n^*(r_{кр}) = n_{тд} = n_0(1 + \sqrt{\beta j}). \quad (12)$$

Согласно (9), критический поток в условиях ионного облучения

$$R_{кр}^j = \frac{B}{n_0(1 + \sqrt{\beta j})}, \quad (13)$$

где $B = (\tau_a \Gamma)^{-1} = z^{-1} \exp\left(\frac{\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_d}{kT}\right)$. На рис. 4 кривая 2 отражает теоретическую зависимость (13) в сравнении с экспериментальным результатом (точки). Очевидно, что теоретическая зависимость (13) хорошо описывает экспериментальную в области малых j .

Этот результат в свое время, когда шла дискуссия о природе центров конденсации на поверхности, послужил доказательством концепции “точечные дефекты – центры конденсации”.

Так как критический поток в условиях облучения $R_{кр}^j$ меньше такового при отсутствии облучения, то это означает возможность локализовать процесс конденсации в облучаемой ионами области поверхности, если проводить процесс конденсации в условиях, когда $R_{кр}^j < R_{кр}^{j=0}$. Пленка будет расти лишь на облучаемом ионами участке. Это, в частности, открывает возможность безмасочного способа создания рисунка микросхем на основе использования потоков ионов инертного газа, вводимых в процесс конденсации. Минимальный топологический размер будет определяться степенью фокусировки ионного пучка.

В соответствии с (7) скорость образования зародышей J_3^j в условиях ионного облучения

$$J_3^j = n_{тд}^j (1 + \sqrt{\beta j}) \omega \quad (14)$$

возрастает пропорционально \sqrt{j} ($\sqrt{\beta j} \gg 1$). В этом смысле говорят о ионной стимуляции процесса зародышеобразования. Увеличение J_3 приводит к тому, что пленка одновременно растет большим числом островков. Это уменьшает ее зернистость, увеличивает однородность и сплошность на малой толщине, совершенствуется структура пленки.

Эффект “радиационной тряски”

Описанный выше эффект снижения критического потока конденсации в условиях ионного облучения (13) имеет место лишь в области малых величин плотности ионного тока, например в случае поверхности меди и ионов аргона (рис. 3) наблюдается при $j \leq 20 \text{ мкА/см}^2$. При $j = 20 \text{ мкА/см}^2$ величина $R_{кр}^j$ достигает минимального значения и при $j > 20 \text{ мкА/см}^2$ начинает возрастать с j , так что при $j = 40 \text{ мкА/см}^2$ она становится равной величине $R_{кр}$ при отсутствии облучения ($j = 0$), а затем быстро превосходит ее. Если производить конденсацию при облучении ионами с $j > 40 \text{ мкА/см}^2$, то конденсация вещества будет иметь место только в необлучаемой ионами области. Характер зависимости $R(j)$

при больших j обусловлен еще одним эффектом ионного облучения поверхности.

Взаимодействие ионов с поверхностью наряду с образованием устойчивых радиационных дефектов сопровождается эмиссией фононов – медленно затухающих с расстоянием продольных волн (радиационная тряска). Причем большая часть энергии иона идет именно на возбуждение фононов. Фононы образуются, в частности, и при рождении и схлопывании неустойчивых френкелевских пар. При низкой энергии ионов фононы концентрируются вблизи поверхности, то есть там, где они образуются. Число порождаемых ионом фононов можно оценить отношением величины энергии иона E к средней энергии фонона ε_ϕ . Таким образом, для стационарной концентрации фононов на облучаемой ионами поверхности получаем

$$N_\phi = jN_{i\phi}\tau_\phi,$$

где j – плотность ионного тока, $N_{i\phi}$ – число фононов, порождаемых одним ионом, τ_ϕ – время жизни фонона.

Точечные дефекты являются центрами рассеяния фононов. При этом в области дефекта возбуждаются локальные колебания, амплитуда которых экспоненциально убывает по мере удаления от дефекта. Время жизни адатома на точечном дефекте сокращается в соответствии с (2) в связи с увеличением частоты попыток десорбции адатома на точечном дефекте: $\nu \sim N_\phi$. Точечные дефекты с “адсорбированными фононами” перестают быть эффективными центрами конденсации.

Вероятность рассеяния фонона на точечном дефекте W пропорциональна длине свободного пробега фонона $\nu_\phi\tau_\phi$ и плотности точечных дефектов $n_{\text{тд}}$:

$$W \sim \nu_\phi\tau_\phi n_{\text{тд}},$$

где ν_ϕ – скорость фонона. Концентрация $n_{\text{тд}}$ точечных дефектов, утративших активность, равна концентрации фононов N_ϕ , умноженной на вероятность их захвата точечными дефектами:

$$n_{\text{тд}} = WN_\phi,$$

и соответственно концентрация активных центров конденсации

$$n_{\text{эфф}} = n_{\text{тд}} - WN_\phi = n_{\text{тд}}(1 - AjE), \quad \text{где } A \sim \nu_\phi\tau_\phi^2/\varepsilon_\phi.$$

Таким образом, получаем уточненную зависимость $R_{\text{кр}}(j, E)$ в виде

$$R_{\text{кр}} = \frac{1}{(1 + \sqrt{\beta j})(1 - AjE)},$$

которая показана на рис. 4 (кривая 1) в сравнении с экспериментальными данными (точки).

ИОННАЯ СТИМУЛЯЦИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

Важную роль в процессе ионной стимуляции играет также энергия ионов E , определяющая количество дефектов k_1 и фононов $N_{i\phi}$, порождаемых одним ионом. Для различного рода твердых тел зависимость $k_1(E)$ может существенно отличаться, что определяется механизмом дефектообразования. Ускоренные ионы являются носителями кинетической и потенциальной (энергии ионизации) энергии. Они могут взаимодействовать с атомами подложки и конденсата по упругому и неупругому механизмам.

Упругое взаимодействие ионов с атомами происходит по законам взаимодействия жестких шаров. В процессе упругого ионно-атомного взаимодействия атомам подложки и конденсата передается кинетическая энергия ионов, что приводит к возбуждению колебательных степеней свободы поверхности (эмиссии фононов), а в актах передачи энергии, превышающей величину порога смещения атомов, – также к образованию дефектов (пар Френкеля), к развитию каскадов смещения.

При неупругом взаимодействии потенциальная и кинетическая энергия ионов передается непосредственно электронам поверхности. Это приводит к возбуждению и ионизации атомов поверхности и также может иметь следствием различного рода атомные перестройки, в том числе образование пар Френкеля.

В металлах образование дефектов с участием неупругих процессов не реализуется. Это связано с тем, что время жизни ионизированного (заряженного состояния) атома мало ($\tau = 10^{-17}$ с) в связи с нейтрализацией его электронами проводимости, в то время как для атомной перестройки (смещения атома в междоузлие) требуется время $\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ с.

В диэлектриках важную роль наряду с процессами упругого взаимодействия могут играть неупругие процессы образования дефектов.

Ионная стимуляция процессов на поверхности металлов

При упругом взаимодействии ионов с поверхностью $k_1 = \frac{E}{2E_g}$, где E_g – энергия образования пары дефектов. И тогда для концентрации центров конденсации получаем

$$n_{\text{тд}} = n_0(1 + \sqrt{\gamma j E})(1 - AjE), \quad \text{где } \gamma = \frac{1}{2n_0^2 k_2 E_g},$$

и соответственно скорость зародышеобразования на поверхности металлов

$$J_3 \sim (1 + \sqrt{\gamma j E})(1 - AjE). \quad (15)$$

Следовательно, управлять процессом зарождения конденсата, а тем самым структурой и свойствами образующейся пленки на поверхности металла можно в одинаковой мере изменяя либо плотность тока j ионного облучения, либо энергии ионов E . В закономерности (15) j и E – равносильные параметры.

Ионная стимуляция процессов на поверхности диэлектриков

На рис. 5 показано, как изменяется J_3 на поверхности ионных (NaCl, LiF, KJ, ...) и ионно-ковалентных кристаллов (Al₂O₃, SiO₂, SrO, ...) в условиях ионного облучения в зависимости от энергии ионов аргона. Данные относятся к конденсации золота на поверхности NaCl. В общем случае $J_3(E)$ – существенно немонокотная кривая с резкими максимумами в узких интервалах энергии ионов. Такой характер зависимости $J_3(E)$ отражает вклад неупругих процессов, а именно процесса резонансной перезарядки ионов Ag⁺ на отрицательных ионах поверхности (Cl⁻), который в этом случае является определяющим и состоит в том, что электрон с иона Cl⁻ переходит на свободный изоэнергетический уровень (уровень равной энергии) иона Ag⁺. В результате ион Ag⁺ нейтрализуется, а отрицательный ион поверхности (Cl⁻) утрачивает электрон, связывающий его с окружающими положительными ионами (Na⁺). Это приводит к резкому снижению энергии дефектообразования E_g – подпороговое дефектообразование – и возрастанию $k_1 = E/E_g$.

Вероятность перезарядки немонокотно изменяется (осциллирует) в зависимости от энергии иона Ag⁺. К такому выводу приводит теоретический анализ.

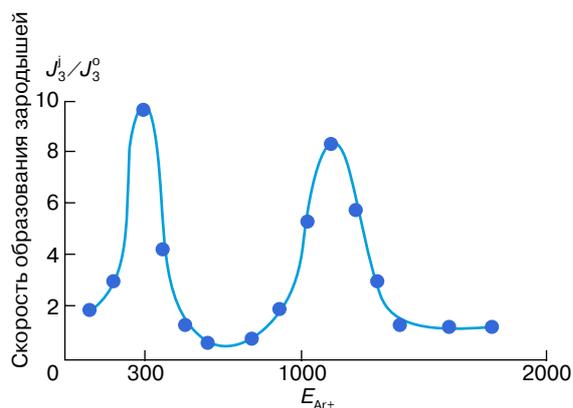


Рис. 5. Зависимость скорости образования зародышей золота на поверхности NaCl в зависимости от энергии ионного облучения E_{Ar^+} . $R = 30$ А/мин, $j = 3 \cdot 10^{13}$ ион/см² · с, $T = 180^\circ\text{C}$

Процесс перезарядки можно представить как осцилляции электрона между ионами Ag⁺ и Cl⁻ в течение времени их взаимодействия (подлета и отлета иона Ag⁺), конечный результат которого зависит от соотношения времени взаимодействия и периода электронных осцилляций. Время же взаимодействия Ag⁺–Cl⁻ определяется энергией иона при подлете к поверхности, что и порождает осциллирующую зависимость вероятности резонансной перезарядки, тем самым и дефектообразования от энергии ионов Ag⁺.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование ионной стимуляции позволяет глубже и всесторонне понять процесс формирования тонких пленок на поверхности твердого тела, расширяет представления о механизме конденсации, обнажая роль точечных дефектов поверхности в этом процессе.

Кроме того, исследование этого явления важно для практического решения проблемы получения пленок с управляемой структурой и свойствами, для создания пленочных систем с широким спектром свойств – важнейшей проблемы пленочного материаловедения.

Возможности ионной стимуляции могут быть положены в основу разработки ионной технологии микроэлектроники, где многие процессы уже выполняются с участием ионного луча – ионная очистка, травление, легирование, открываются перспективы интеграции технологических процессов на основе использования ионного луча.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков В.В. Теоретические основы микроэлектроники. М.: Высш. шк., 1972. Гл. 4.
2. Динс Дж., Виниард Дж. Радиационные дефекты в твердых телах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. С. 40.
3. Буховцев Б.Б., Климантович Ю.Л., Мякишев Г.Я. Физика 9. М.: Просвещение, 1984. Гл. 6.
4. Пинский А.А. Физика 10. М.: Просвещение, 1985.
5. Бабаев В.Г., Гусева М.Б. Адсорбция паров металлов в условиях ионного облучения // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37, № 1. С. 2596–2601.

* * *

Мальвина Борисовна Гусева, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физической электроники физического факультета МГУ. Область научных интересов: физика тонких пленок, взаимодействие ионов с поверхностью твердого тела, метастабильные формы углерода. Автор более 200 научных работ, двух учебных пособий и четырех патентов.