

# Кинетика десорбции из адсорбированных слоев, образованных двумерными островками и двумерным газом

© В.Б. Бондаренко, М.В. Кузьмин, М.А. Митцев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 17 октября 2000 г.)

Рассмотрена кинетика десорбции из адсорбированных слоев, образованных двумерными (2D) островками и 2D-газом одиночных атомов, для случая, когда на поверхность из газовой фазы поступает поток атомов адсорбата. Изучено влияние последнего на кинетику десорбции. Показано, что этим влиянием можно пренебречь в тех случаях, когда островки находятся в равновесии с окружающим их двумерным газом. Рассмотрены возможности определения энергии удаления атомов из двумерных островков в вакуум в тех случаях, когда нет равновесия в адсорбированных слоях. Сформулированы условия, при которых такое определение возможно, и выработаны соответствующие рекомендации, которые могут быть использованы при проведении экспериментальных исследований.

Работа выполнена в рамках Государственной программы Минпромнауки "Поверхностные атомные структуры" (проект № 2.5.99).

К настоящему времени опубликован ряд работ, посвященных исследованию кинетики десорбции из субмонослойных адсорбированных пленок, образованных двумерными (2D) островками и 2D-газом одиночных атомов [1–17]. В этих работах, в частности, показано, что испарение таких островков в вакуум происходит в основном через 2D-газ и что порядок десорбционной кинетики в таких системах определяется соотношением диффузионной длины  $X_S$  адатомов и среднего расстояния между островками, равного  $\rho^{-1/2}$  ( $\rho$  — плотность островков). Теория [4,8] предсказывает, что в том случае, когда  $X_S \gg \rho^{-1/2}$ , т.е. когда между островками и 2D-газом существует равновесие, скорость десорбции описывается кинетическим уравнением нулевого порядка, а энергия активации десорбции, входящая в это уравнение, равна энергии удаления  $E_0$  краевого атома островка в вакуум. Иная ситуация наблюдается тогда, когда такое равновесие отсутствует. Согласно [4,8], при  $X_S < \rho^{-1/2}$  кинетика десорбции имеет половинный порядок, а энергия активации десорбции уменьшается на величину, равную энергии удаления в вакуум делокализованного, диффундирующего по поверхности, адатома.

Однако существующая теория имеет ряд значительных недостатков. В частности, в рамках этой теории [1–14] не проанализирован случай, когда на поверхность, с которой происходит десорбция, из газовой фазы поступают атомы адсорбата. Следовательно, она не позволяет прогнозировать, как параметры кинетики десорбции (ее скорость, порядок и т.д.) будут зависеть от интенсивности падающего потока. К ограничениям данной теории следует отнести также и то, что с ее помощью определение величины энергии  $E_0$  можно производить только в частном случае, когда островки находятся в равновесии с 2D-газом, т.е. когда эта величина равна энергии активации десорбции. Значение же последней легко может быть измерено в эксперименте. Если такое равновесие не наблюдается (например, при  $X_S \sim \rho^{-1/2}$ ),

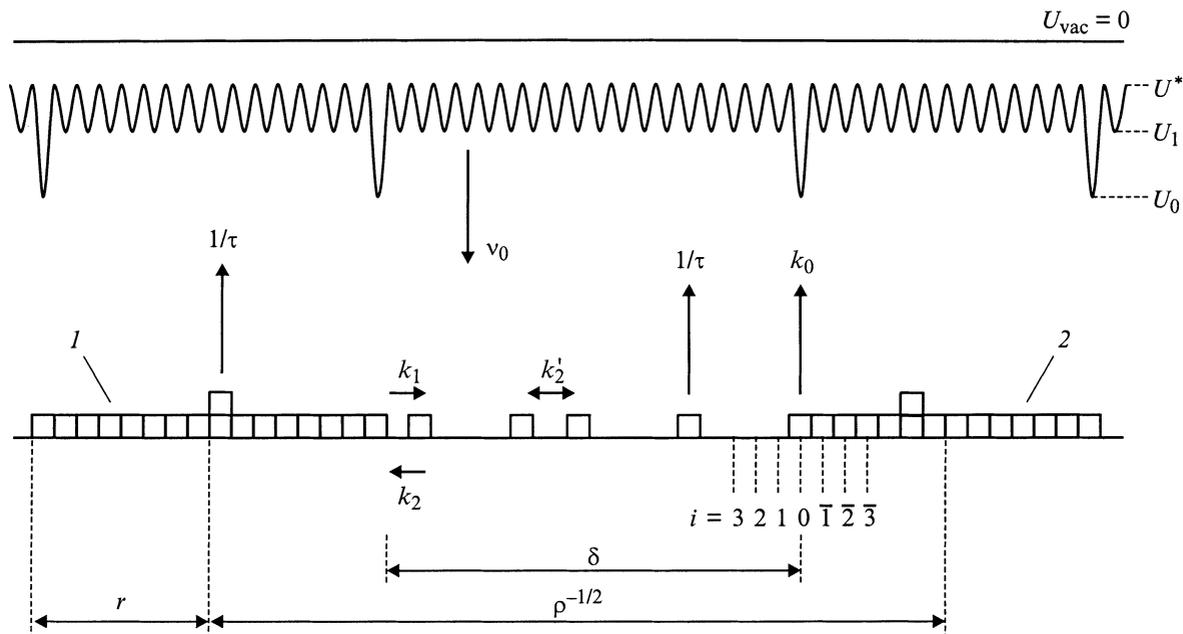
то энергия активации десорбции имеет неопределенный физический смысл. Для таких случаев в рассматриваемых работах не были найдены методы определения величины  $E_0$ .

В настоящей работе предпринята попытка преодолеть указанные трудности. В ней изложена более универсальная модель кинетики десорбции в системе "2D-островки плюс 2D-газ". Развитие этой модели дало возможность, в частности, предложить методику, с помощью которой из экспериментальных результатов, получаемых с помощью изотермической десорбционной спектроскопии [15], можно определять величину энергии  $E_0$  при произвольных соотношениях величин  $X_S$  и  $\rho^{-1/2}$ .

## 1. Модель

В основу рассматриваемой в настоящей статье модели заложены представления о кинетике десорбционных процессов в системе "2D-островки плюс 2D-газ", которые были выдвинуты в работах Артура и Чо [1] и Керна и др. [4,5,7,8]. Схема, поясняющая эту кинетику, приведена на рис. 1. Как и в указанных работах, будем предполагать, что большая часть адсорбированных частиц сосредоточена на поверхности подложки в 2D-островках, имеющих дискообразную форму. Концентрация таких частиц равна  $N$ . Наиболее слабосвязанными в островках являются атомы на их краях (адсорбционные центры в позиции  $i = 0$ ). Поэтому будем считать, что только они могут перейти в 2D-газ или испариться прямо в вакуум. Число краевых атомов островков на единице площади поверхности равно  $2N^{1/2}\sqrt{\pi\rho}$ .

Будем предполагать также, что островки окружены 2D-газом одиночных атомов. Последние могут находиться как на чистой поверхности подложки (в первом атомном слое), так и на поверхности островка (во втором слое). Концентрация одиночных атомов равна  $n$ . Для того чтобы упростить модель, будем использовать



**Рис. 1.** Схема, поясняющая модель кинетики адсорбционно-десорбционных процессов в системе "2D-островки плюс 2D-газ". 1, 2 — двумерные островки.  $U_0$  — потенциальная энергия атомов, находящихся на краях островков,  $U_1$  — аналогичная величина для одиночных атомов 2D-газа, локализованных на адсорбционных центрах в первом и втором слоях,  $U^*$  — такая же величина для одиночных адсорбированных атомов, мигрирующих по поверхности подложки между островками и по поверхности островков. Величины  $U_0$ ,  $U_1$  и  $U^*$  отсчитываются от уровня  $U_{\text{vac}}$ , который соответствует потенциальной энергии атома, покоящегося на бесконечно большом расстоянии от поверхности. Значение  $U_{\text{vac}}$  принято равным нулю.  $k_0$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  и  $k'_2$  — константы скоростей процессов, показанных стрелками.

допущение авторов работ [4,8], согласно которому для одиночных атомов в первом и во втором слоях такие параметры, как энергия связи, время жизни и т.п., одинаковы. Будем считать также, что на единичную площадь поверхности падает изотропный, постоянный во времени атомный поток, интенсивность которого равна  $\nu_0$ .

Уравнение изменения концентрации частиц в островках (т.е. на адсорбционных местах  $i = 0$ ) может быть записано в виде

$$\frac{dN}{dt} = \dot{N} = -k_0 N^{1/2} - 2k_1(1 - \theta_1)N^{1/2} + 2k_2 \theta_1 N^{1/2} + \frac{2N^{1/2} \sqrt{\pi} \rho}{a^{-2}} \nu_0, \quad (1)$$

где  $a$  — постоянная решетки подложки и 2D-островка (длина диффузионного прыжка одиночного, мигрирующего по поверхности, адатома), а величина  $\theta_1$  — вероятность того, что адсорбционный центр  $i = \pm 1$  заполнен (аналогичный смысл имеют  $\theta_i$  при других значениях  $i$ ). В правой части этого уравнения первое слагаемое описывает скорость прямой десорбции краевых атомов островков в вакуум. Константа скорости этого процесса

$$k_0 = 2\sqrt{\pi} \rho \frac{f^*}{f_0} \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right). \quad (2)$$

где  $f^*$ ,  $f_0$  — статистические суммы атомов, десорбирующихся из 2D-островков, в активированном комплексе и в

начальном состоянии соответственно,  $E_0 = -U_0$  — энергия удаления краевого атома островка в вакуум (рис. 1),  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $h$  — постоянная Планка.

Второе и третье слагаемые в правой части (1) описывают скорости противоположных по отношению друг к другу поверхностных процессов: перехода атомов из островков в 2D-газ на смежные адсорбционные центры  $i = \pm 1$  и встраивания одиночных атомов в островки. Константы скоростей этих процессов,  $k_1$  и  $k_2$ , имеют вид

$$k_1 = 2\sqrt{\pi} \rho \frac{f_1^*}{f_0} \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{E_0 - E^*}{kT}\right), \quad (3)$$

$$k_2 = 2\sqrt{\pi} \rho \frac{f_1^*}{f_1} \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{E_1 - E^*}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $f_1^*$ ,  $f_1$  — статсуммы адатома в активированном комплексе и в начальном состоянии соответственно,  $E_1 = -U_1$  — энергия, необходимая для удаления в вакуум одиночного атома 2D-газа, локализованного на адсорбционном центре, а  $E^* = -U^*$  — энергия удаления в вакуум делокализованного, мигрирующего по поверхности, адатома (рис. 1). Последнее слагаемое в правой части (1) представляет собой поток атомов адсорбата, поступающий в островки из газовой фазы.

Из (1) выразим величину  $\theta_1$ . Ее значение приближенно равно

$$\theta_1 \simeq \frac{\dot{N} + 2N^{1/2} \left( k_1 - \frac{\sqrt{\pi\rho}}{a^2} \nu_0 \right)}{2k_2 N^{1/2}}. \quad (5)$$

Это выражение легко получить, если учесть, что, как следует из рис. 1,  $E_0 > E_1 > E^*$  и, следовательно,  $k_0 \ll k_1 \ll k_2$ .

Теперь перейдем к уравнению баланса частиц 2D-газа. Изменение их концентрации ( $n_i$  — концентрация одиночных атомов, заполняющих  $i$ -е адсорбционные центры) для всех значений  $|i| \geq 2$  составляет

$$\frac{dn_i}{dt} = \dot{n}_i = -\frac{n_i}{\tau} + k'_2(n_{i+1} - 2n_i + n_{i-1}) + \nu_0. \quad (6)$$

В этом уравнении  $\tau$  и  $k'_2$  — соответственно время жизни на поверхности и константа скорости диффузии одиночного атома. Их значения равны

$$\tau = \frac{h}{kT} \frac{f_1}{f_1^*} \exp\left(\frac{E_1}{kT}\right), \quad (7)$$

$$k'_2 = \frac{f_1^*}{f_1} \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{E_1 - E^*}{kT}\right). \quad (8)$$

Для упрощения (6) воспользуемся гипотезой Артура и Чо [1], согласно которой концентрация атомов 2D-газа очень быстро достигает стационарного значения, и примем, что  $\dot{n}_i = 0$ . При таком предположении указанное уравнение будет иметь вид

$$n_{i+1} - 2n_i + n_{i-1} - \frac{n_i}{k'_2\tau} = -\frac{\nu_0}{k'_2}. \quad (9)$$

Учитывая, что коэффициент диффузии  $D$  и квадрат диффузионной длины  $X_S^2$  одиночных атомов равны

$$D = k'_2 a^2, \quad (10)$$

$$X_S^2 = D\tau = a^2 \exp\left(\frac{E^*}{kT}\right) \quad (11)$$

и что, как правило, диффузионная длина  $X_S \gg a$ , можно перейти от разностного уравнения (9) к дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \frac{1}{X_S^2} n(x) = -\frac{\nu_0}{D}, \quad (12)$$

в котором  $x$  — координата, отсчитываемая от средней точки между границами двух островков (для одиночных атомов в первом слое, т.е. для  $i \geq 2$ ) или от центра островка (для одиночных атомов во втором слое, т.е. для  $i \leq -2$ ). Решения этого уравнения соответственно для первого  $n^{(1)}(x)$  и второго  $n^{(2)}(x)$  слоев имеют следующий вид:

$$n^{(1)}(x) = (n_2 - \nu_0\tau) \frac{\text{ch}(x/X_S)}{\text{ch}((\delta/2 - 2a)/X_S)} + \nu_0\tau, \quad (13)$$

$$n^{(2)}(x) = (n_2 - \nu_0\tau) \frac{\text{ch}(x/X_S)}{\text{ch}((r - 2a)/X_S)} + \nu_0\tau, \quad (14)$$

где  $n_2$  — концентрация частиц 2D-газа в центрах  $|i| = 2$ ,  $\delta$  — среднее расстояние между границами соседних

островков,  $r$  — радиус островка (рис. 1). Величины  $\delta$  и  $r$ , как правило, много больше постоянной решетки  $a$ . Кроме того, функции  $n^{(1)}(x)$  и  $n^{(2)}(x)$  являются гладкими и непрерывными. Поэтому с достаточной степенью точности можно считать, что концентрация  $n_2$  в (13) и (14) равна  $n_2 \simeq n_1 \equiv n_\infty$ , где  $n_\infty$  — равновесная концентрация атомов 2D-газа на смежных с островками центрах  $|i| = 1$ . Учитывая последнее, а также то, что равновесный поток  $\nu_\infty$  равен  $\nu_\infty = n_\infty/\tau$ , выражения (13) и (14) можно привести к виду

$$n^{(1)}(x)/n_\infty = \left(1 - \frac{\nu_0}{\nu_\infty}\right) \frac{\text{ch}(x/X_S)}{\text{ch}(\delta/2X_S)} + \frac{\nu_0}{\nu_\infty}, \quad (15)$$

$$n^{(2)}(x)/n_\infty = \left(1 - \frac{\nu_0}{\nu_\infty}\right) \frac{\text{ch}(x/X_S)}{\text{ch}(r/X_S)} + \frac{\nu_0}{\nu_\infty}. \quad (16)$$

## 2. Распределение атомов 2D-газа по поверхности

Как уже отмечалось выше, десорбция атомов из адсорбированного слоя, образованного двумерными островками и 2D-газом, происходит в основном из состояний, в которых находятся одиночные атомы. Поэтому для понимания кинетики десорбции из рассматриваемых адсорбированных пленок необходимо детально анализировать распределения, или профили концентрации, частиц 2D-газа по поверхности. В растоящей работе приведены результаты такого анализа, проведенного с помощью уравнений (15) и (16) для двух случаев: 1)  $\nu_0 = 0$  и 2)  $\nu_0 > 0$ .

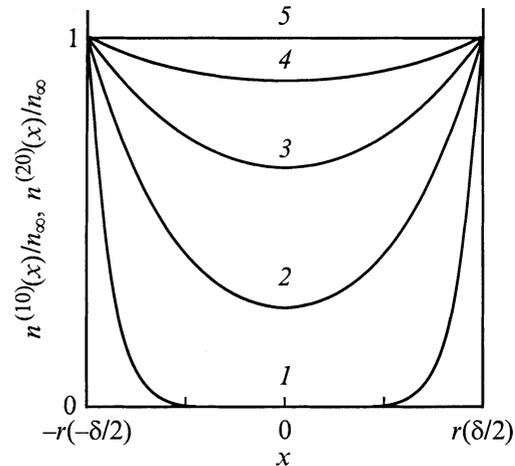
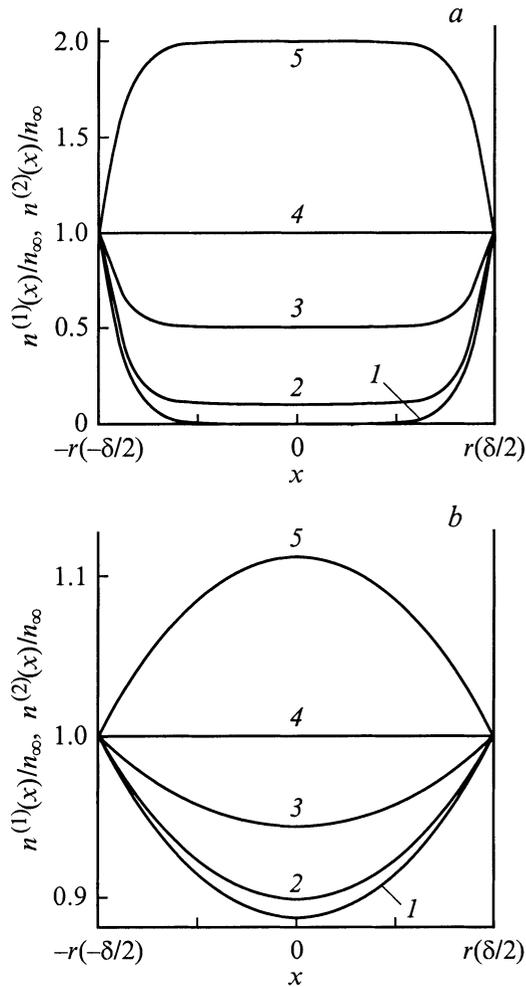


Рис. 2. Распределение атомов 2D-газа по поверхности при  $\nu_0 = 0$ .  $r/X_S = \delta/2X_S = 10$  (1), 2 (2), 1 (3), 0.5 (4), 0.1 (5).



**Рис. 3.** Распределение атомов 2D-газа по поверхности при  $\nu_0 \geq 0$  и  $r/X_S = \delta/2X_S = 10$  (a) и  $0.5$  (b). Величина отношения  $\nu_0/\nu_\infty$ : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 1, 5 — 2.

1)  $\nu_0 = 0$  (испарение островков). В этом случае (15) и (16) принимают более простой вид

$$n^{(10)}(x)/n_\infty = \frac{\text{ch}(x/X_S)}{\text{ch}(\delta/2X_S)}, \quad (17)$$

$$n^{(20)}(x)/n_\infty = \frac{\text{ch}(x/X_S)}{\text{ch}(r/X_S)}. \quad (18)$$

На рис. 2 приведены графики функций  $n^{(10)}(x)/n_\infty$  и  $n^{(20)}(x)/n_\infty$  для различных значений  $\delta/2X_S$  и  $r/X_S$ . Из этого рисунка следует, что по мере увеличения диффузионной длины адатома распределение частиц 2D-газа по поверхности становится все более однородным. В предельных случаях, когда  $X_S \gg r$  или  $X_S \gg \delta/2$ , концентрация одиночных атомов не зависит от координаты  $x$  и равна  $n_\infty$ . Этот случай соответствует равновесию между 2D-газом и островками.

2)  $\nu_0 > 0$ . Графики функций (15) и (16) приведены на рис. 3, a, b. В том случае, когда  $r/X_S$  или  $\delta/2X_S = 10$ ,

т.е. когда равновесия между островками и 2D-газом нет (рис. 3, a), концентрация одиночных атомов существенно зависит от потока  $\nu_0$ : с ростом последнего она заметно увеличивается. Обращает также на себя внимание то, что ее величина в довольно широких пределах изменения координаты  $x$ , за исключением узких областей вблизи границ островков, практически постоянна и равна  $\nu_0\tau$ . Это означает, что влияние островков на 2D-газ проявляется только на небольших расстояниях от их краев; в то же время одиночные атомы, находящиеся на большем удалении от них, эти самые островки практически не "чувствуют".

Качественно иная картина наблюдается тогда, когда 2D-газ и островки находятся в равновесии или близки к такому состоянию. В качестве примера на рис. 3, b рассмотрен случай  $r/X_S$  (или  $\delta/2X_S$ ) = 0.5. Характерным его отличием от случая, рассмотренного на рис. 3, a, является существенно менее ярко выраженная зависимость концентрации одиночных атомов от потока  $\nu_0$ . В предельном случае, когда указанные отношения много меньше единицы, концентрация частиц 2D-газа от потока  $\nu_0$  не зависит вовсе.

### 3. Скорость десорбции

Десорбционный поток  $\nu$  из адсорбированной пленки, образованной двумерными островками и 2D-газом, складывается из двух составляющих. Первая из них обусловлена испарением атомов с краев островков, а вторая — десорбцией атомов из 2D-газа. Поэтому выражение для потока с поверхности может быть представлено в виде

$$\nu = k_0 N^{1/2} + \frac{1}{\tau \rho^{-1/2}} \left( \int_{-\delta/2}^{\delta/2} n^{(1)}(x) dx + \int_{-r}^r n^{(2)}(x) dx \right). \quad (19)$$

Очевидно, что величина потока  $\nu$  будет зависеть от величины потока  $\nu_0$  частиц из газовой фазы на поверхность. В связи с этим возникает необходимость рассмотреть два случая: 1) когда  $\nu_0 \neq 0$ ,  $\nu \equiv \nu_1$  и 2) когда  $\nu_0 = 0$ ,  $\nu \equiv \nu_2$ . Второй случай был рассмотрен в работах [1–14], в то время как первый нигде не обсуждался. Проанализируем эти случаи.

1) Подставляя (15) и (16) в (19), можно получить после интегрирования

$$\nu_1 = k_0 N^{1/2} + \frac{2\rho^{1/2} X_S f \theta_1}{\tau a^2} + \nu_0 (1 - 2\rho^{1/2} X_S f), \quad (20)$$

где  $f = \text{th} \frac{\delta/2}{X_S} + \text{th} \frac{r}{X_S}$ . Уравнение (20) можно преобразовать, подставив в него (5) и учитывая, что в условиях стационарности ( $\dot{n} = 0$ )  $\dot{N} = \nu_0 - \nu_1$  и что справедливо равенство  $\tau a^2 k_2 = 2\sqrt{\pi} \rho X_S^2$ . После этого

получится достаточно общее уравнение десорбции из адсорбированного слоя, образованного 2D-островками и 2D-газом,

$$\nu_1 \simeq \frac{2k_1 N^{1/2}}{1 + 2\sqrt{\pi} f^{-1} X_S N^{1/2}} + \nu_0 \left( 1 - \frac{4\sqrt{\pi} \rho X_S^2 N^{1/2}}{1 + 2\sqrt{\pi} f^{-1} X_S N^{1/2}} \right). \quad (21)$$

Это уравнение описывает, в частности, зависимости скорости десорбции от величины потока атомов адсорбата из газовой фазы на поверхность и от концентрации  $N$ . Особенно сложной является последняя из них. Видно, что в общем случае она не может быть сведена к простому кинетическому уравнению вида  $\nu = KN^m$ , где  $K$  — константа скорости десорбции, а  $m$  — показатель, имеющий целочисленное или дробное значение, не зависящее от концентрации  $N$ .

Однако когда выполняется условие равновесия в адсорбированном слое  $X_S \gg \rho^{-1/2}$ , уравнение (21) существенно упрощается. Действительно, при указанных условиях величина  $f \simeq \rho^{-1/2}/2X_S$ , а слагаемое  $2\sqrt{\pi} f^{-1} X_S N^{1/2}$  в знаменателях правой части этого уравнения значительно больше единицы. Если последней пренебречь, то второй член в правой части (21) обратится в нуль, а первый существенно упростится. В результате

$$\nu_1 = \frac{f_1^*}{f_0} \frac{kT}{h} a^{-2} \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right). \quad (22)$$

Полученное выражение описывает кинетику десорбции нулевого порядка. Его экспоненциальный множитель определяется энергией  $E_0$ , необходимой для удаления краевых атомов островков с поверхности в вакуум.

2) При  $\nu_0 = 0$  общее выражение для потока  $\nu_2$  имеет вид

$$\nu_2 = \frac{2k_1 N^{1/2}}{1 + 2\sqrt{\pi} f^{-1} X_S N^{1/2}}. \quad (23)$$

Из него следует, что и в этом случае зависимость величины  $\nu_2$  от концентрации  $N$  будет достаточно сложной. Однако при некоторых условиях она существенно упрощается или исчезает совсем. Последнее происходит в условиях равновесия, при которых формула (23) трансформируется в (22) (нулевой порядок десорбционной кинетики).

Если же равновесия между островками и 2D-газом нет и выполняется условие  $X_S < \rho^{-1/2}/8$ , то, как отмечалось в работах [4,8], вторым слагаемым в знаменателе выражения (23) можно пренебречь по сравнению с единицей. Получающееся при этом уравнение будет описывать кинетику десорбции половинного порядка, т. е. оно будет иметь вид  $\nu_2 = KN^{1/2}$ . Однако, как показал детальный анализ, для этого необходимо соблюдение условия  $X_S N^{1/2} \ll 1$ , что может выполняться только при очень малых концентрациях  $N$ . Нетрудно убедиться, что даже при  $N \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  половинный порядок десорбционной кинетики реализовываться, строго говоря, не будет.

#### 4. Определение энергии $E_0$

Из сказанного ранее следует, что, когда двумерные островки находятся в равновесии с 2D-газом, то используя уравнение для скорости десорбции (22), можно легко экспериментально определять величину  $E_0$  как при  $\nu_0 = 0$ , так и при  $\nu_0 \neq 0$ . Однако на практике зачастую приходится иметь дело с адсорбционными системами, в которых такое равновесие отсутствует. Поэтому очевидно, что при проведении экспериментальных исследований, во-первых, необходим метод, с помощью которого можно было бы устанавливать, есть ли равновесие на поверхности или нет, а во-вторых, нужен метод, который давал бы возможность определять величину  $E_0$  как в равновесных, так и в неравновесных условиях. В настоящем разделе рассмотрены варианты таких методов, которые применимы тогда, когда концентрации островков  $\rho$  при  $\nu_0 = 0$  и  $\nu_0 \neq 0$  равны друг другу. Суть методов логически вытекает из результатов анализа, проведенного в предыдущих разделах. Так, из этих результатов следует, что сравнение потоков  $\nu_1$  и  $\nu_2$  с поверхности дает возможность сразу установить, находится ли адсорбционная система в равновесии или нет. Действительно, с помощью (21) и (22) можно записать

$$\Delta\nu \equiv \nu_1 - \nu_2 \simeq \nu_0 \left( 1 - \frac{4\sqrt{\pi} \rho X_S^2 N^{1/2}}{1 + 2\sqrt{\pi} f^{-1} X_S N^{1/2}} \right). \quad (24)$$

Как уже указывалось в разделе 3, в условиях равновесия множитель в скобках правой части формулы (24) равен нулю. Из этого следует, что при указанных условиях потоки  $\nu_1$  и  $\nu_2$  равны друг другу. Однако по мере уменьшения величины  $X_S$  (например, при изменении температуры) и, следовательно, по мере отклонения от равновесия этот множитель будет увеличиваться, а вместе с ним будет возрастать и различие между потоками  $\nu_1$  и  $\nu_2$ .

Что же касается величины  $E_0$ , то детальное рассмотрение уравнений (21) и (23) для скорости десорбции показывает, что ее определение можно производить экспериментально не только тогда, когда двумерные островки находятся в равновесии с 2D-газом, но и тогда, когда такого равновесия нет. Такой вывод основан на том, что, согласно указанным уравнениям, в общем случае равновесная скорость испарения вида (22) будет равна величине  $\nu_0 \nu_2 / (\nu_0 - \Delta\nu)$ , т. е.

$$\nu_0 \nu_2 / (\nu_0 - \Delta\nu) = \frac{f_1^*}{f_0} \frac{kT}{h} a^{-2} \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right). \quad (25)$$

Из последнего уравнения следует, что при отсутствии равновесия на поверхности величина  $E_0$  может быть определена, если известны три легко измеряемых потока:  $\nu_0$ ,  $\nu_1$  и  $\nu_2$ ,

Рассмотренные в настоящем разделе методы были апробированы при исследовании тонкопленочной систе-

мы Eu–Si(111) [17]. С их помощью удалось провести детальный анализ экспериментальных результатов и определить энергию  $E_0$  в условиях, когда даже приближенно нельзя было считать условия на поверхности равновесными.

## Список литературы

- [1] J.R. Arthur, A.Y. Cho. Surf. Sci. **36**, 2, 641 (1973).
- [2] J.A. Venables, M. Bienfait. Surf. Sci. **61**, 2, 667 (1976).
- [3] M. Bienfait, J.A. Venables. Surf. Sci. **64**, 2, 425 (1977).
- [4] R. Kern, G. LeLay. J. de Phys. C4, **38**, 10, 155 (1977).
- [5] G. LeLay, M. Manneville, R. Kern. Surf. Sci. **65**, 1, 261 (1977).
- [6] R.G. Jones, D.L. Perry. Surf. Sci. **71**, 1, 59 (1978).
- [7] G. LeLay, M. Manneville, R. Kern. Surf. Sci. **72**, 2, 405 (1978).
- [8] R. Kern, G. LeLay, J.J. Metois. In: Current Topic in Material Science. V. 3. Basic mechanisms in the early stages of epitaxy / Ed. E. Kaldis. North-Holland (1979). P. 131–419.
- [9] K. Christmann, G. Ertl, H. Shimizu. J. Catalysis **61**, 2, 397 (1980).
- [10] R. Opila, R. Gomer. Surf. Sci. **112**, 1/2, 1 (1981).
- [11] H. Asada. J. Res. Inst. Catalysis **30**, 1, 55 (1982).
- [12] J.J. Metois, G. LeLay. Surf. Sci. **133**, 2/3, 422 (1983).
- [13] K. Nagai, T. Shibanuma, M. Hashimoto. Surf. Sci. **145**, 1, L459 (1984).
- [14] J.W. He. Chem. Phys. Lett. **151**, 1/2, 27 (1988).
- [15] Т.В. Крачино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев. ФТГ **39**, 2, 256 (1997).
- [16] Т.В. Крачино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев. ФТГ **40**, 2, 371 (1998).
- [17] Т.В. Крачино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев. ФТГ **42**, 3, 553 (2000).