

06:12

©1995 г.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОМ ОСАЖДЕНИИ ПЛЕНОК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ A_2B_6

М.И. Василевский, Б.В. Гурылев, С.Н. Ершов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600, Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 21 февраля 1994 г.)

В окончательной редакции 23 июня 1994 г.)

Развивается комплексная модель плазмостимулированного осаждения полупроводниковых слоев из МОС, предложенной в [1], что позволяет проследить связь между исходными технологическими параметрами и некоторыми свойствами слоев как бинарного, так и тройного соединения. По сравнению с [1] учтены конкретный вид стабильного зародыша на поверхности и важная роль химической десорбции при невысоких температурах роста. В результате на основе довольно простой модели поверхностных процессов удалось объяснить ряд экспериментальных закономерностей. Тот факт, что температурная зависимость скорости роста и состава слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ промоделирована без введения дополнительных предположений и с использованием кинетических коэффициентов, подобранных при моделировании соответствующих зависимостей для $CdTe$ и $HgTe$, существенно повышает доверие к предложенной здесь теории. Модель позволяет проследить появление неслучайности в заполнении катионной подрешетки атомами Cd и Hg (кинетический ближний порядок типа кластерообразования или упорядочения) как следствия определенных поверхностно-кинетических свойств адатомов и указывает пути к уменьшению этого эффекта.

Введение

В [2-5] нами была показана возможность получения плазмохимической эпитаксией из металлоорганических соединений (ПЭМОС) качественных слоев $CdTe$, $HgTe$ и $Cd_xHg_{1-x}Te$ при относительно низкой температуре и достаточно высокой скорости процесса. Сложность и многопараметрический характер процессов осаждения в развиваемой нами технологии диктуют необходимость развития модельных представлений как об отдельных его составных частиц, так и о процессе в целом. Задача моделирования включает в себя описание ВЧ разряда, поля скоростей газового потока и конвективной диффузии реагентов, а также атомных процессов на растущей поверхности. Попытка

“сквозного” моделирования ПЭМОС процесса была предпринята нами в работе [6], а в [1] мы подробно рассмотрели ВЧ разряд в гелии с примесями МОС. В настоящей работе основное внимание уделяется процессам на растущей поверхности.

1. Процессы в газовой фазе

Плазмохимическое осаждение проводится в горизонтальном реакторе проточного типа, используется индуктивный ВЧ разряд при давлении газа-носителя (гелий) $P \sim 1$ Тор. Анализ экспериментальных данных, приведенных в [1-6], позволяет предложить следующую модель: молекулы МОС в потоке газа-носителя доставляются в реакционную зону, где происходят их диссоциация (электронным ударом) и конвективная диффузия образующихся в результате этого атомов осаждаемого вещества к растущей поверхности. На поверхности они сразу попадают в состояние химической адсорбции и включаются в процессы миграции и зародышеобразования. Кроме того, результаты наших масс-спектрометрических исследований указывают на возможность процессов восстановления МОС в адсорбционном слое у поверхности. Если не предпринимать специальных мер, в области низких температур имеет место сильная “химическая” десорбция адатомов компонентов полупроводникового соединения, связанная с регенерацией исходных МОС. При повышении температуры “химическая” десорбция сменяется обычной термической.

Моделирование ВЧ разряда [1,6] позволило получить зависимость стационарных концентрации n_e и температуры T_e электронов от давления гелия, ВЧ мощности и напуска МОС. Это дает возможность оценить скорость распада молекул МОС в плазме.

Решение уравнений, описывающих конвективный массоперенос одного компонента осаждаемого полупроводникового соединения, получено в [1] и приводит к следующей формуле для потока атомов на поверхность:

$$J = 0.34DC_0\sqrt{\frac{u_0}{\nu z}}\text{Pr}^{1/3}\left\{1 - \exp\left[-\left(\frac{z-a}{z_0}\right)^{3/2}\right]\right\}, \quad (1)$$

где

$$z_0 = 0.41u_0\sqrt[3]{\Lambda^2/[(K_d n_e)^2\nu]} \quad (2)$$

— характерная длина распада МОС (ось z направлена вдоль оси реактора), u_0 — скорость газового потока, ν — кинематическая вязкость, Pr — число Прандтля, a — характерная длина краевого эффекта разряда, C_0 — концентрация МОС, Λ — масштаб неоднородности ВЧ разряда, D — коэффициент диффузии атомов, K_d — скорость диссоциации молекул электронным ударом (K_d для $\text{Cd}(\text{CH}_3)_2$, $\text{Te}(\text{CH}_3)_2$ получены в [1]), n_e — концентрация электронов плазмы.

2. Рост моноатомной пленки

При низкой температуре подложки разность нормированных на один монослой адсорбционного и десорбционного потоков $W \sim J$ не зависит от механизма роста, поэтому профиль толщины пленки $h(z)$ дается (1).

Результаты специальных модельных опытов по выращиванию пленок теллура на длинных кремниевых подложках в условиях, когда десорбция с поверхности отсутствует [6], показали, что экспериментальные зависимости $h(z)$ совпадают с теоретическими кривыми (1), (2). Подтвердилась и линейная зависимость координаты максимума осаждения от скорости газового потока, как это следует из формулы (2). Подгонкой этих данных в [1] были определены K_d для молекул МОС. Таким образом, можно констатировать адекватность модели процессов в газовой фазе.

3. Рост бинарного соединения

В наших экспериментах осуществлялась гетероэпитаксия буферных слоев CdTe на GaAs подложки с ориентацией (100). Начальная стадия такого процесса рассмотрена в [7]. Поэтому, опуская ее, рассмотрим послойный рост по механизму зародышеобразования бинарного соединения со структурой сфалерита на грани (100). Пусть индекс 0 относится к анионам (Te), 1 — к катионам (Cd или Hg).

Полагаем, что закритический зародыш состоит из двух катионов и одного аниона (вставка на рис. 1). Последний, будучи менее летучим, стабилизирует и удерживает на поверхности двухатомный катионный кластер.

Пусть поверхность роста представляет собой однородную сингулярную грань (100) без выделенных изначально мест роста. Тогда усредненные по времени роста монослоя уравнения для степеней заполнения (приведенные концентрации адатомов) имеют вид

$$G_0 - R_0 - W_0(\theta_0, \theta_1) = 0, \quad G_1 - R_1 - W_1(\theta_0, \theta_1) = 0, \quad (3)$$

где $G_i = J_i(1 - \theta_i)$, $R_i = \theta_i/\tau_i$, τ_i — время жизни адатома i -го компонента ($i = 0, 1$),

$$W_0 = A_0\theta_0^{l_0} + B\theta_0n_d, \quad W_1 = A_1\theta_1^{l_1} + 2(\omega_+\theta_1^2 - \omega_-n_d), \quad (4)$$

n_d — поверхностная концентрация двухатомных катионных кластеров, для которой имеет место следующее уравнение:

$$\dot{n}_d = \omega_+\theta_1^2 - \omega_-n_d - n_d[B\theta_0 + J_0], \quad (5)$$

где ω_+ и ω_- — вероятности в единицу времени соответственно образования и распада двухатомных кластеров, l_i — размер стабильного зародыша моноатомной фазы i -го компонента, A_i и B — феноменологические скорости соответствующих процессов.

В отличие от молекулярно-лучевой эпитаксии в ПЭМОС процессе возможна реакция восстановления МОС на растущей поверхности.

что мы наблюдали экспериментально [8], поэтому в (3) время жизни учитывает как химическую, так и обычную термическую десорбцию

$$\tau_i^{-1} = \tau_i'^{-1} + \tau_i''^{-1}, \quad \tau_i' \sim (C_0^{(0)} + C_0^{(1)}). \quad (6)$$

В (6) $C_0^{(0)}$ и $C_0^{(1)}$ — концентрация исходных МОС в газовой фазе. Вводя $\alpha = J_1/J_0$ и новые коэффициенты a_i и b_i , (6) можно переписать в виде

$$\tau_0^{-1} = \left[J_0 \frac{1 + \alpha}{a_0} + 2b_0\theta_0 \right], \quad \tau_1^{-1} = \left[J_0 \frac{1 + \alpha}{a_1} + b_1 \right]. \quad (6a)$$

В (6a) учтено, что Те испаряется в виде двухатомных комплексов [9,10].

В предположении, что $\omega_+ \simeq \omega_- \gg B\theta_0 \gg J_0$, из (3)–(5) получается следующая система уравнений для θ_0 и θ_1 :

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_0 &= J_0(1 - \theta_0) - \frac{\theta_0}{\tau_0} - A_0\theta_0^{b_0} - B\theta_0\theta_1^2, \\ \dot{\theta}_1 &= \alpha J_0(1 - \theta_1) - \frac{\theta_1}{\tau_1} - A_1\theta_1^{b_1} - 2B\theta_0\theta_1^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Скорость роста пленки определяется [11] темпом образования стабильных зародышей. Однако рассматриваемый нами трехатомный зародыш не является полностью стабильным: входящий в его состав атом теллура ничем не отличается от обычного адатома и может десорбироваться. Тогда кинетическое уравнение для трехатомных кластеров имеет вид

$$\dot{n}_t = \gamma n_d - \frac{n_t}{\tau_0},$$

где $\gamma = B\theta_0 + J_0$, и дает

$$n_t = \gamma\tau_0 n_d [1 - \exp(-t/\tau_0)]. \quad (8)$$

Трехатомный кластер можно считать встроившимся в кристалл, если он не распался за время роста монослоя W^{-1} . Тогда имеем

$$W = 2 \frac{\overline{dn}_t}{dt} = 2W \int_0^{W^{-1}} dt \left(\frac{dn_t}{dt} \right) = 2\gamma\tau_0 n_d W \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{W\tau_0} \right) \right]. \quad (9)$$

Коэффициент 2 в (9) связан с тем, что в состав кластера входят два катиона. Недостающий атом теллура достраивается за $t \ll W^{-1}$. Таким образом, из (9) следует формула для скорости роста пленки как функции концентрации адатомов компонентов ($J_0 \ll B$)

$$W = \left[\tau_0 \ln \left(1 - \frac{1}{2B\theta_0\theta_1^2\tau_0} \right) \right]^{-1}. \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что при $B\theta_0\theta_1^2\tau_0 \gg 1$ из (10) следует $W = 2B\theta_0\theta_1^2$ — результат, получающийся в предположении стабильности трехатомного зародыша. Видно также, что рост прекращается совсем при

$$B\theta_0\theta_1^2\tau_0 = 0.5. \quad (11)$$

Уравнения (6), (7) содержат ряд параметров, значения которых неизвестны и, вообще говоря, зависят от температуры. Разумно считать

$$a_i(T) = \text{const}, \quad b_i(T) = b_i(0) \exp(-E_i^d/kT), \quad (12)$$

где E_i^d — энергия активации десорбции, известная экспериментально [12] (см. таблицу), $i = \text{Cd}, \text{Hg}$ или Te . Температурная зависимость коэффициентов A и B связана с двумя факторами: (i) температурной зависимостью коэффициента поверхностной диффузии, (ii) активационным характером распада критических зародышей (двухатомных кластеров). Последнее, однако, несущественно, поскольку в нашей модели энергией связи критического зародыша пренебрегается. Энергию активации поверхностной диффузии можно, как обычно [13], оценить в $1/3$ энергии активации десорбции и использовать для A и B формулы типа (12).

В таблице приведены значения параметров, позволившие наилучшим образом подогнать экспериментальные данные. Нами учитывалось, что эффективность связи с поверхностью возрастает в ряду $\text{Hg}, \text{Cd}, \text{Te}$, и использовался один и тот же набор параметров для CdTe и HgTe .

На рис. 1 показаны расчетные температурные зависимости скорости роста CdTe и HgTe и экспериментальные данные из [2]. Сравнение кривых для CdTe и HgTe создает впечатление, что энергия активации процесса, ограничивающего скорость роста (десорбция атомов металла), больше в последнем случае. Но это не так, и энергии активации, определенные нами в [2,3] аппроксимацией зависимостей рис. 1 формулой

$$W/W_{\max} = 1 - \exp(-E_a/kT), \quad (13)$$

не имеют реального смысла. Атомы Hg слабее связаны с поверхностью бинарного соединения, чем атомы Cd . Вид $W(T)$ не определяется непосредственно десорбцией атомов металла, а связан с неабсолютной стабильностью трехатомного кластера на поверхности. Поэтому формула (10) предсказывает не экспоненциальный спад скорости роста с увеличением температуры, как в (13), а логарифмически-сингулярный.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости скорости роста от соотношения потоков компонентов α для систем Cd-Te и Hg-Te , а также

Значения параметров, использованных в расчетах

Параметры	Cd	Hg	Te
$E_d/k, \text{K}$	5317	3157	6060
$b(0), \text{c}^{-1}$	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^9$
$A(0), \text{c}^{-1}$	$1 \cdot 10^{11}$	0	$5 \cdot 10^{10}$
$E_A/k, \text{K}$	4830	—	3708
l	4	—	4
a, c^{-1}	1	0.2	5
$B(0), \text{c}^{-1}$	$7.2 \cdot 10^{10}$	$3.9 \cdot 10^8$	—

П р и м е ч а н и е. Величины $B(0)$ в колонках Cd и Hg относятся к CdTe и HgTe соответственно.

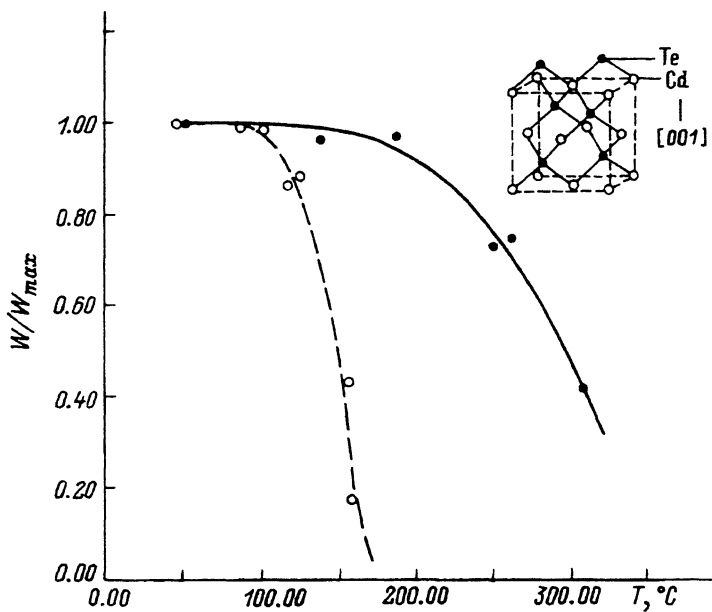


Рис. 1. Теоретическая температурная зависимость скорости роста CdTe (сплошная кривая) и HgTe (штриховая).

Поток теллура 0.75 мс/с; $\alpha = 2$ и 4 для CdTe и HgTe соответственно. Вставка поясняет кристаллическую структуру CdTe. Атомы Te на поверхности (100) связаны с кристаллом двумя связями. Два атома Cd образуют критический зародыш.

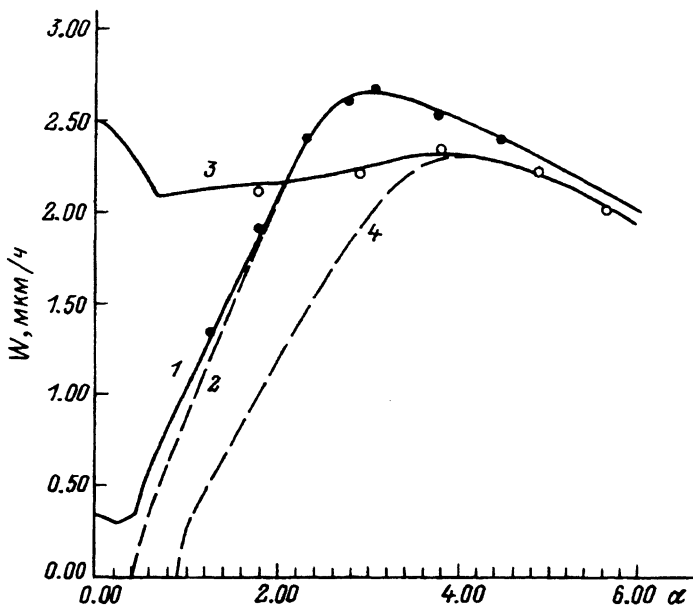


Рис. 2. Расчетная зависимость скорости роста (сплошная кривая — суммарная всех фаз, штриховая — бинарного соединения) в системе Cd-Te от соотношения потоков кадмия и теллура (1, 2; $t = 260^\circ\text{C}$), в системе Hg-Te от соотношения потоков ртути и теллура (3, 4; $t = 110^\circ\text{C}$); $J_0 = 0.75$ мс/с; точки — экспериментальные данные.

экспериментальные данные. Видно, что для обеих систем рост собственнораздельно пленки бинарного соединения возможен при значительном пересыщении по металлической компоненте. При малых α соединение может вообще не образовываться (см. (11)): растет пленка теллура. Мы наблюдали это экспериментально. Есть область значений α , в которой максимальна W и минимальна доля включений атомарных фаз: для CdTe это $\alpha \simeq 2$, для HgTe $\alpha \simeq 4$.

С увеличением температуры возрастает роль термической десорбции (по сравнению с химической). Максимум $W(\alpha)$ становится менее выраженным и смещается в сторону больших α , что согласуется с экспериментом.

4. Рост $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Пусть соотношение потоков теллура J_0 и суммарного катионного $J = J_1 + J_2$ лежит в рабочей области вблизи оптимального (см. выше). Тогда для адатомов теллура существенны десорбция и образование трехатомных кластеров и их поверхностная концентрация определяется уравнением

$$J_0 - (\xi + \tau_0^{-1})\theta_0 = 0, \quad (14)$$

где $\xi = B_{11}\theta_1^2 + B_{12}\theta_1\theta_2 + B_{22}\theta_2^2$; τ_0 дается первым из соотношений (6а); θ_1, θ_2 — поверхностные концентрации Hg и Cd соответственно; B_{ii} — кинетические коэффициенты, введенные в разделе для HgTe и CdTe ($i = 1, 2$); $B_{12} = p(B_{11}B_{22})^{1/2}$; p — параметр неидеальности, характеризующий притяжение ($p > 1$) или отталкивание ($p < 1$) двух типов катионов при образовании трехатомного кластера.

Два сорта катионов конкурируют при формировании двухатомных кластеров (критических зародышей) и именно их кинетика в основном определяет скорость роста слоя и состав твердого раствора [14]. Уравнения для двух типов адатомов-катионов удобно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{1+\alpha}J - \frac{\theta_1}{\tau_1} - \gamma_{11}\theta_1^2 - \gamma_{12}\theta_1\theta_2 &= 0, \\ \frac{\alpha}{1+\alpha}J - \frac{\theta_2}{\tau_2} - \gamma_{22}\theta_2^2 - \gamma_{12}\theta_1\theta_2 &= 0, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\gamma_{ii} = 2B_{ii}\theta_0$, $\gamma_{12} = B_{12}\theta_0$ — новые кинетические коэффициенты, которые можно интерпретировать в духе [14] $\gamma_{ij} = \sigma_{ij}(d_i + d_j)$, введя эффективные сечения взаимодействия (через атом теллура) адатомов i и j ; d_i — коэффициенты поверхностной диффузии адатомов.

Совместное решение уравнений (14), (15) позволяет найти скорость роста слоя $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и его состав по формулам

$$W = \left[\tau_0 \ln \left(1 - \frac{1}{2\xi\theta_0\tau_0} \right) \right]^{-1}, \quad (16)$$

$$x = \gamma_{22}^{1/2} \frac{\gamma_{22}^{1/2} y^2 + p\gamma_{11}^{1/2}}{\gamma_{22} y^2 + 2p(\gamma_{11}\gamma_{22})^{1/2} y + \gamma_{11}}, \quad (17)$$

где $y = \theta_1/\theta_2$.

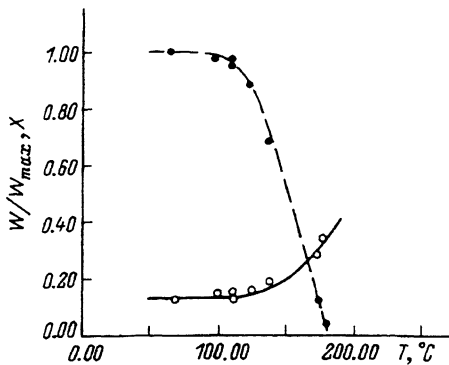


Рис. 3. Теоретическая температурная зависимость нормированной на максимум скорости роста (штриховая кривая) и состава (сплошная) слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Точки — экспериментальные данные. Максимальная скорость $W_{max} = 3.65$ мкч/ч; $J_0 = 1$ мс/с, $J = 3$ мс/с, $\alpha_c = 0.05$, $p = 0.2$.

На рис. 3 представлены расчетные зависимости W и x от температуры, полученные с использованием тех же данных из таблицы, а также результаты наших экспериментов, хорошо согласующиеся с расчетными. Обратим внимание на то, что состав твердого раствора определяется не только соотношением потоков Cd и Hg , но и температурой. Это связано с резким различием поверхностно-кинетических свойств двух типов адатомов-катионов. Использование для твердого раствора тех же значений энергий активации десорбции, что и для бинарных соединений, оправдывается данными работы [19]; в области $T < 400^\circ C$ давление насыщающих паров компонентов не зависят от состава получающейся твердой фазы.

На рис. 4 приведены расчетные зависимости скорости роста и состава от соотношения потоков (α_c) атомов Cd и Hg (при этом полный поток $J = const$). Из-за значительно большей летучести ртути уже при $\alpha_c \geq 1$ растет практически $CdTe$ и существует проблема выращивания слоев твердых растворов узкозонных составов, так как в области малых α_c зависимость $x(\alpha_c)$ имеет резкий характер. Дальнейшее уменьшение температуры роста снижает остроту этой проблемы, однако при этом страдает кристаллическое совершенство слоев. Процентное содержание Cd в слое, выращенном при том же α_c , но при большем напуске Te , уменьшается (ср. кривые 2, 4 на рис. 4). Это соответствует нашим экспериментальным наблюдениям. При этом возрастает скорость роста, но, как мы видели в разделе 3, повышается вероятность загрязнения пленки скоплениями теллура.

Представляет интерес также влияние параметра неидеальности p на ростовые зависимости. Известно [15], что твердый раствор $Cd_xHg_{1-x}Te$ имеет ряд свойств, которые объясняются его неидеальностью, т. е. коррелированным распределением атомов в катионной подрешетке. Некоторые экспериментальные факты свидетельствуют о его тенденции к распаду [16]. С другой стороны, так называемая "кластерная мода", наблюдаемая в спектрах ИК отражения и комбинационного рассеяния света твердым раствором [17], указывает на тенденцию к упорядочению [18].

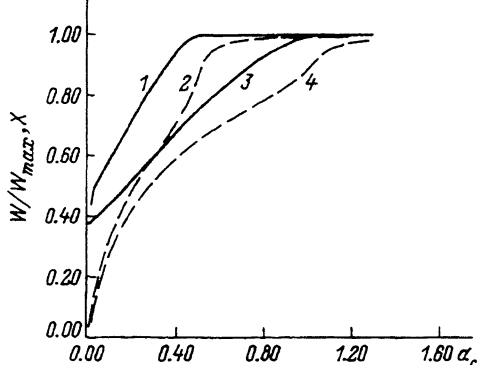


Рис. 4. Расчетные зависимости скорости роста пленки $Cd_xHg_{1-x}Te$ (штриховая кривая) и ее состава (сплошная) от соответствия потоков атомов Cd и Hg .

$t = 150^\circ C$, $J = 3$ мс/с, $p = 1$; $J_0 = 1$ (1, 2); 1.5 мс/с (3, 4).

Ближний порядок в твердых растворах принято описывать параметром ближнего порядка (см., например, [19])

$$\beta = \frac{P_{22} - x^2}{x(1-x)}, \quad (18)$$

где P_{22} — вероятность реализации пары атомов Cd-Cd — соседей в катионной подрешетке

$$P_{22} = \frac{\gamma_{22}}{\gamma_{22}y^2 + 2\gamma_{12}y + \gamma_{11}}. \quad (19)$$

Комбинируя (17)-(19), находим

$$\beta = \frac{\gamma_{11}\gamma_{22}(1-p^2)y^2}{[\gamma_{22}y^2 + 2\gamma_{12}y + \gamma_{11}]^2(1-x)}. \quad (20)$$

Из (20) видно, что знак β (тенденция к упорядочению или распаду) определяется величиной параметра p . Как уже говорилось, последний отражает характер поверхностно-кинетического, а не объемнотермодинамического взаимодействия двух сортов катионов

$$p = \frac{(d_1 + d_2)^2}{4d_1d_2} \quad (21)$$

(в предположении, что σ_{ij} одного порядка). Если коэффициенты поверхностной диффузии адатомов Cd и Hg сильно различаются, что можно ожидать, то $\beta < 0$ (см. (20), (21)), т.е. реализуется ближний порядок типа упорядочения в катионной подрешетке. Этот ближний порядок обусловлен поверхностными кинетическими процессами и не является термодинамически равновесным. Возможна и обратная ситуация $p < 1$ (т.е. $\beta > 0$), если латеральное взаимодействие адатомов-катионов существенно и предпочтительным, как и в объеме, является соседство одинаковых атомов.

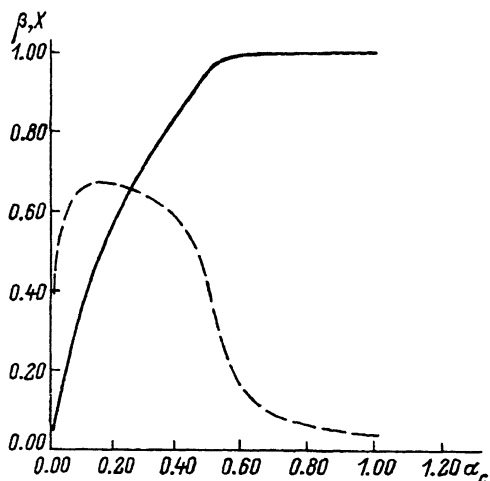


Рис. 5. Расчетные зависимости состава x слоя $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (сплошная кривая) и параметра ближнего порядка β (штриховая) от соотношения потоков атомов Cd и Hg ($p = 0.2$, $J_0 = 1 \text{ мс/с}$, $J = 3 \text{ мс/с}$, $t = 150^\circ\text{C}$).

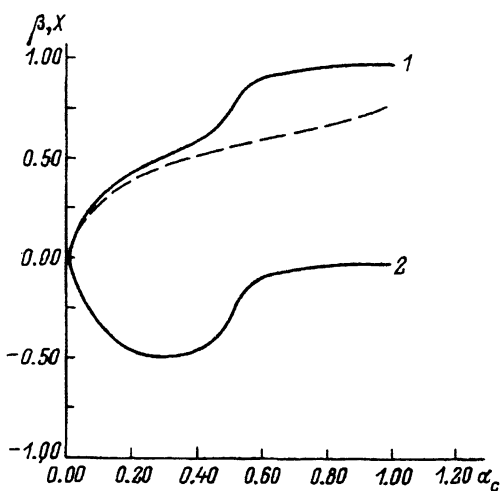


Рис. 6. Расчетные зависимости состава x (1) и параметра ближнего порядка β (2) от соотношения потоков атомов Cd и Hg ($J_0 = 1$ мс/с, $J = 3$ мс/с, $t = 150^\circ\text{C}$, $p = 3$).

Штриховая кривая $x(\alpha_c)$ — для тех же значений параметров, кроме $J_0 = 1.5$ мс/с.

На рис. 5,6 приведены расчетные зависимости x и β от α_c для двух значений параметра $p = 0.2$ и 3 (скорость роста от него зависит слабо). Обращает внимание высокая степень кластеризации твердого раствора в случае $p = 0.2$ (рис. 5) даже в области узкозонных составов, в частности $x \approx 0.2$. Тенденция к упорядочению ведет к более плавной зависимости состава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ от α_c , что особенно заметно при повышенном напуске (штриховая кривая на рис. 6).

Заключение

В настоящей работе мы продолжили развитие комплексной модели ПЭМОС, предложенной в [6]. Такое сквозное моделирование позволяет проследить связь между исходными технологическими параметрами и некоторыми свойствами слоев как бинарного, так и тройного соединения. По сравнению с [6] мы учли конкретный вид стабильного зародыша на поверхности, а также важную роль химической десорбции при невысоких температурах роста. В результате на основе довольно простой модели поверхностных процессов удалось объяснить ряд экспериментальных закономерностей, прежде всего для CdTe и HgTe. Тот факт, что температурная зависимость скорости роста и состава слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ промоделирована без дополнительных предположений и с использованием кинетических коэффициентов, подобранных при моделировании соответствующих зависимостей для CdTe и HgTe, существенно повышает доверие к предложенной здесь теории.

Модель позволяет проследить появление неслучайности в заполнении катионной подрешетки атомами Cd и Hg (кинетический ближний порядок типа кластерообразования или упорядочения) как следствие определенных поверхностно-кинетических свойств адатомов и указывает пути к уменьшению этого эффекта.

Настоящая работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках гранта № 93-02-16530.

- [1] Бенюшис Т.И., Василевский М.И., Гурылев Б.В. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 37.
- [2] Бенюшис Т.И., Василевский М.И., Гурылев Б.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 59.
- [3] Бенюшис Т.И., Василевский М.И., Гурылев Б.В. и др. // Высокочистые вещества. 1989. № 6. С. 202.
- [4] Бенюшис Т.И., Василевский М.И., Гурылев Б.В. и др. // Высокочистые вещества. 1989. № 6. С. 78.
- [5] Бенюшис Т.И., Василевский М.И., Гурылев Б.В. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 160.
- [6] Ershov S.N., Vasilevskiy M.I., Bebushis T.I. et al. // Semicond. Sci. Technol. 1992. Vol. 7. P. 245.
- [7] Cohen-Solal G., Bailly F., Barbe M. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 22. P. 1519.
- [8] Гурылев Б.В., Ершов С.Н., Каржин Г.А., Озеров А.Б. // VIII Всесоюзн. конф. по росту кристаллов. Харьков, 1992. Т. 1. С. 176-177.
- [9] Brebrick R.F. // J. Cryst. Growth. 1988. Vol. 86. N 1. P. 39.
- [10] Cheung J.T. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 23. P. 1940.
- [11] Walton D. // J. Chem. Phys. 1962. Vol. 37. N 10. P. 2182.
- [12] Brice J.C. // Progr. Cryst. Growth. and Charact. 1986. Vol. 13. P. 39.
- [13] Чернов А.А., Стоянов С.С. // Кристаллография. 1977. Т. 22. № 2. С. 248-255.
- [14] Myers-Beaghton A.K., Vvedensky D.D. // Surf. Sci. Lett. 1990. Vol. 240. P. 1599.
- [15] Sher A., Berding M.A., van Schilfgaard M., Chen A.B. // Semicond. Sci. Technol. 1991. Vol. 6. N 120. P. C59-C70.
- [16] Васильев В.П., Мамонтов М.В., Морозова В.В. // Тез. докл. IV Всесоюзн. конф. "Термодинамика и материаловедение п/п". М., 1989. Ч. I. С. 97-100.
- [17] Козырев С.П., Пырклов В.Н., Водопьянов Л.К. // ФТТ. 1992. Т. 34. Вып. 8. С. 2372-2381.
- [18] Varanova O.V., Vasilevskiy M.I. // J. Phys. 1992. Vol. 4. N 49. P. 9299-9308.
- [19] Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела. М.: Мир, 1975. С. 202-230.

