

СКОРОСТЬ РОСТА КРИСТАЛЛОВ ИЗ ПАРОГАЗОВОЙ СРЕДЫ

С. И. Аладьев

(Москва)

В работе определяется скорость роста кристаллов в закрытых цилиндрах (ампулах), основаниями которых являются поверхности источника (+) и подложки (-) соответственно. Предполагается, что ампулы заполнены инертным газом или газо-транспортным веществом. В первом случае на источнике происходит сублимация, а на подложке — десублимация вещества, из которого растет кристалл. Во втором случае на поверхностях источника и подложки протекают гетерогенные химические реакции, смещенные вправо и влево соответственно. Считается, что скорость процесса лимитируется транспортом вещества. Последнее имеет место при не слишком малых давлениях в системе.

В известных подходах к описанию скорости роста кристаллов (например, [1, 2]) предполагается, что полный поток вещества обусловлен диффузионной и конвективной составляющими, которые, однако, находятся независимо друг от друга. Так, конвективная составляющая определяется из условия стехиометрии потоков [3] и поэтому оказывается отличной от нуля, если в процессе фазового перехода изменяется число молей вещества. В действительности нормальная составляющая v_{\perp} скорости парогазовой среды на поверхности фазового перехода и скорость перемещения ζ этой поверхности связаны между собой соотношением

$$(1) \quad v_{\perp} = \zeta(1 - \rho^*/\rho) \simeq -\zeta\rho^*/\rho,$$

где ρ и ρ^* — плотности среды и твердого тела соответственно. Из (1) видно, что при росте кристаллов ($\zeta \neq 0$) скорость v_{\perp} всегда отлична от нуля. Она может быть найдена из так называемого условия Стефана, т. е. условия равенства нулю полного потока того компонента, для которого поверхность раздела газ — твердое тело является непроницаемой. В [4] задача в такой постановке решена в одномерном приближении.

При встречающихся на практике скоростях роста и размерах ампул числа Рейнольдса Re , построенные по средней скорости среды и диаметру $2r_0$ ампулы, малы ($Re < 1$). Длина l участка гидродинамической стабилизации в этих условиях также мала ($l/r_0 < 1$), поэтому для систем с $x_+/r_0 \gg 1$ (x_+ — расстояние между источником и подложкой) можно принять, что скорость в сечении распределена по параболическому закону. Тогда уравнение концентраций и граничные условия рассматриваемой задачи в цилиндрической системе координат x, r , начало которой совпадает с центром подложки, а ось x направлена в сторону источника, имеют вид

$$(2) \quad Pe(1 - R^2) \frac{\partial \varphi}{\partial X} = \Delta \varphi, \quad \varphi(X_+, R) = 0, \quad \varphi(0, R) = 1, \quad \left(\frac{\partial \varphi}{\partial R} \right)_{R=1} = 0,$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial^2}{\partial R^2}, \quad Pe = \frac{2vr_0}{D}, \quad \varphi = \frac{c - c_+}{c_- - c_+}, \quad X = \frac{x}{r_0}, \quad R = \frac{r}{r_0},$$

где D — коэффициент диффузии; c — массовая концентрация компонента, осаждающегося на подложке и называемого в дальнейшем активным. Средняя скорость парогазовой среды

$$(3) \quad v = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} v_{\perp} r dr, \quad v_{\perp} = -\frac{D}{1 - c_-} \left(\frac{\partial c}{\partial r} \right)_{r=r_0}.$$

Полагая $Pe \ll 1$, будем искать решение задачи (2), (3) в виде

$$(4) \quad \varphi = \varphi_0 + Pe \varphi_1 + O(Pe^2).$$

Подставляя (4) в (2), найдем

$$(5) \quad (1 - R^2) \partial \varphi_0 / \partial X = \Delta \varphi_1, \\ \varphi_1(X_+, R) = \varphi_1(0, R) = (\partial \varphi_1 / \partial R)_{R=1} = 0,$$

где $\varphi_0 = 1 - X/X_+$.

Решая (5) методом разделения переменных, получим

$$\varphi_1 = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(\lambda_n X) I_0(\lambda_n R) + \frac{1}{X_+} \left(\frac{R^2}{4} - \frac{R^4}{16} \right) + \\ + \sum_{m=1}^{\infty} b_m [d_m \operatorname{sh}(\gamma_m X) + \operatorname{ch}(\gamma_m X)] J_0(\gamma_m R), \\ a_n = \frac{1 - (-1)^n}{2n^2 I_1(\lambda_n)}, \quad d_m = \frac{1 - \operatorname{ch}(\gamma_m X_+)}{\operatorname{sh}(\gamma_m X_+)}, \quad \lambda_n = \frac{\pi n}{X_+},$$

где γ_m — корни уравнения $J_1(\gamma_m) = 0$; I_k и J_k — функции Бесселя первого рода от мнимого и действительного аргументов соответственно. Коэффициенты b_m могут быть определены из условия

$$\sum_{m=1}^{\infty} b_m J_0(\gamma_m R) = \frac{1}{X_+} \left(\frac{R^2}{4} - \frac{R^4}{16} \right).$$

Подставляя найденное распределение концентраций в (3), найдем

$$v = -\frac{D}{x_+} \frac{2H}{2-H}, \quad H = \frac{c_+ - c_-}{1 - c_-}, \quad 0 \leq H \leq 1.$$

Диффузионная составляющая потока активного компонента на поверхность подложки дается выражением

$$(6) \quad j = -D \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right)_{x=0} = (1 - c_-) v.$$

Относя (6) к диффузионному потоку при линейном распределении концентраций, имеем $j/j_0 = 2/(2-H)$. Как видно, конвекция, развивающаяся в парогазовой среде, при определенных условиях весьма заметно влияет на величину среднего диффузионного потока. При $H \rightarrow 1$ поток j вдвое превышает j_0 . При $H \ll 1$ j/j_0 и v/j_0 стремятся к единице, т. е. влияние стефановского течения на среднюю скорость роста исчезает. Последнее не означает, что среду можно рассматривать неподвижной, так как и в этом случае в отличие от чисто диффузионного приближения поток вещества распределен по сечению неравномерно.

Выражение для потока вещества на подложку, полученное в одномерном приближении [4], имеет вид

$$(7) \quad v_1 = \ln(1 - H).$$

При малых $H \ll 1$ с точностью до членов порядка H получим $v/v_1 = 2/(2-H)$, откуда видно, что выражения (6) и (7) практически совпадают. При $H \rightarrow 1$ поток $v_1 \rightarrow \infty$, тогда как v стремится к своему максимальному значению, равному $-D/x_+$. Это говорит о том, что в системах с $x_+/r_0 \gg 1$ при больших значениях параметра H транспорт вещества лимитируется конвекцией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калдис Э. Принципы выращивания кристаллов из паровой фазы.— В кн.: Рост кристаллов. М.: Мир, 1977.
2. Factor M. M., Garret I., Hechingbottom R. Diffusional limitations in gas phase growth of crystals.— J. Crystal Growth, 1971, v. 9, N 5.

3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
4. Аладьев С. И., Охотин А. С., Усанов А. Г. Рост кристаллов из парогазовой среды.— В кн.: Материалы и процессы космической технологии. М.: Наука, 1980.

Поступила 26/VI 1984 г.

УДК 533.6.071.082.5

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНДИКАТОРНЫХ ПОКРЫТИЙ

М. М. Ардашева, Л. Б. Невский, Г. Е. Первушин

(Москва)

Одной из важнейших задач экспериментальной аэродинамики является исследование распределения давления по поверхности модели. Эти исследования необходимы как для понимания картины обтекания модели потоком газа, так и для определения нагрузки на несущие конструкции и органы управления летательного аппарата, что в свою очередь необходимо для прочностных расчетов конструкции аппарата.

В настоящее время для решения этой задачи используются дренированные модели. Дренажные отверстия трубками соединяются с различными датчиками [1]. При исследовании моделей сложной формы часто требуется измерить давление в сотнях точек, в том числе на тонких подвижных крыльях и органах управления. Использование пневмокоммутаторов для этой цели не решает полностью задачи, так как остается необходимость изготовления дренированной модели и, кроме того, полученное распределение дискретно и не дает непрерывной картины.

Еще более сложной задачей является измерение распределения давления по поверхности вращающегося винта, лопатки турбины и компрессора. Высокая стоимость дренированных моделей и сложность эксперимента вынуждают ограничиваться только весовыми измерениями.

В связи с этим в последнее время рядом авторов предприняты попытки создать новые методы исследования давления. В [2] дренажные отверстия, выполненные в модели, соединены трубками со стенкой трубы, на которой выходные отверстия запаяны мембраной. Мембраны освещаются когерентным пучком света. При изменении давления мембраны прогибаются, что приводит к изменению вида интерферограмм. Однако и в этом случае необходимы дренажные трубки, которые ограничивают количество точек измерения. Кроме того, предложены методы с использованием чувствительных к давлению покрытий, которые могут дать непрерывную картину распределения.

К таким способам относится попытка использовать изменение селективного рассеяния света пленками жидких кристаллов от давления [3]. Низкая чувствительность известных пленок к давлению и высокая чувствительность их к температуре и тангенциальным нагрузкам (к сдвигу) привели авторов к выводу, что в диапазоне измерения давления $0-3 \cdot 10^5$ Па, необходимом в аэродинамических трубах, известные пленки применяться не могут.

Для исследования распределения давлений в высокоэнтропийных потоках предложено использовать зависимость температуры плавления некоторых термоиндикаторов от давления [4].

Однако до настоящего времени не удалось разработать термоиндикаторы со значительной зависимостью температуры плавления от давления. Основным препятствием является то обстоятельство, что с увеличением зависимости температуры плавления от давления возрастает скорость сублимации.

В данной работе рассматривается методика исследования распределения давления с использованием явления тушения люминесценции органических люминофоров триафлавина и бетааминоантрахинона молекулами кислорода [5].

Существует два подхода для объяснения процесса тушения яркости свечения возбужденных органических люминофоров молекулами кислорода. В основе одного из них лежит предположение о химической реакции между возбужденными молекулами люминофора и кислородом, в основе другого — предположение о резонансном обмене энергией.

При непрерывном освещении процесс тушения люминесценции может быть описан соотношением [6] $J(p) = J_0(1 - Kn_K^0)$, где J_0 — яркость свечения люминофора в отсутствие кислорода, $J(p)$ — при давлении p ; K — константа равновесия; n_K — концентрация молекул кислорода, растворенного в пленке индикатора; θ — порядок реакции по кислороду.