

УДК 539.219

© 1990

## К ТЕОРИИ ВАКАНСИОННОГО РАСПУХАНИЯ МЕТАЛЛОВ

### I. РАДИАЦИОННЫЕ ПОТОКИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПОРУ И ДИСЛОКАЦИЮ

*В. В. Слезов, П. Н. Остапчук*

Получены аналитические выражения для радиационных потоков точечных дефектов на пору и дислокацию, учитывающие их упругое взаимодействие и фактор границы стоков. Обсуждается возможность применения этих выражений к описанию вакансионного набухания металлов.

Зарождение и рост пор в большинстве металлов при высоко-дозном облучении и повышенных температурах является предметом интенсивного экспериментального и теоретического изучения [1]. Значительные усилия, прилагаемые в этом направлении, обусловлены не только общефизическим интересом к данной проблеме, но и желанием понять механизмы и на их основе найти эффективные методы борьбы с явлением радиационного набухания металлов. Согласно современным представлениям, причиной роста вакансионных пор в облучаемом материале считается преференс (предпочтение) краевых дислокаций к собственным междоузельным атомам (СМА), возникающий вследствие их более сильного по сравнению с вакансиями упругого взаимодействия с дислокациями [2]. В результате предпочтительного поглощения дислокациями СМА избыток вакансий перераспределяется между порами, обуславливая тем самым увеличение их суммарного объема и объема образца в целом. Теоретическое описание кинетики роста пор в присутствии различных типов стоков для точечных дефектов (ТД) строится, как правило, в рамках модели эффективной поглощающей среды с использованием феноменологических уравнений, характерных для теории скоростей химических реакций (см. обзор [3]). Относительная простота формулировки, а также физичность получаемых результатов сделали этот подход по сути единственным рабочим аппаратом при решении широкого круга задач, связанных с диффузионной эволюцией дисперсных систем. Однако он страдает внутренней незамкнутостью, поскольку вопрос о самосогласованном определении размера области, свободной от других стоков, кроме выделенного, остается открытым. Поэтому с точки зрения последовательной теории описываемого явления метод эффективной среды представляется нам не вполне удовлетворительным, хотя, повторим, и дает физически разумные результаты.

В данной работе мы предлагаем иной подход, основанный на методе «областей влияния» [4, 5]. Внешне он очень напоминает стандартную схему [3], поскольку конструктивно содержит те же элементы (эффективную среду, область вокруг выделенного стока, свободную от других стоков), однако, как в идейном, так и в математическом отношении они существенно различны. По сути предлагаемый подход является обобщением идеи самосогласованного поля на частицы конечных размеров и позволяет единым образом учитывать упругое взаимодействие ТД со стоком, граничную кинетику, а также эффект экранировки диффузионного поля выделенного макродефекта его окружением.

В качестве отправной точки полезно заметить, что в наиболее общей постановке построение кинетики роста пор в присутствии дислокаций следует начинать с формулировки реальной диффузионной задачи. В данном случае — это микроскопическое уравнение диффузии

$$\partial C_m / \partial t = -\omega \operatorname{div} \mathbf{j}_m + K - \beta C_i C_v, \quad (1)$$

$$\mathbf{j}_m = (-D_m / \omega) \nabla C_m - (D_m C_m / \omega) \nabla V_m$$

с заданными начальными и граничными условиями на поверхности всех стоков. Здесь  $C_m$  — концентрация ТД  $m$ -го типа ( $m=i, v$ ;  $i$  — СМА;  $v$  — вакансии);  $D_m$  — их объемный коэффициент диффузии;  $\mathbf{j}_m$  — плотность потока ТД  $m$ -го сорта с учетом дрейфового члена;  $\omega$  — объем на атом решетки;  $K$  — скорость генерации ТД;  $\beta$  — скорость их взаимной рекомбинации; кристалл рассматривается как упруго- и диффузионно-изотропная континуальная среда.

Очевидно, что формальное решение (1), а значит, и поток ТД на любой сток в системе будут зависеть от пространственного расположения всех поверхностей, на которых задаются граничные условия. Однако если учесть, что это расположение, как правило, неизвестно и к тому же меняется от образца к образцу, то описание системы возможно только в среднем. Другими словами, нас будет интересовать поток ТД на фиксированный сток, усредненный по всевозможным конфигурациям в расположении и размерах всех остальных макродефектов относительно выделенного (МД). Один из способов получения искомого выражения для потока состоит в следующем: найти с необходимой степенью точности решение (1), с его помощью получить интересующий нас поток на заданный сток, полученное выражение усреднить указанным выше образом. Как показано в [6], таким путем можно в простейшем случае отсутствия дислокаций, упругого поля, рекомбинации, источника, а также распределения пор по размерам обосновать результаты феноменологического подхода эффективной среды [3]. Возможен и другой путь. Действительно, свяжем систему координат с тем стоком, поток на который мы хотим найти (будь то пора или дислокация). Однако вместо того чтобы решать (1), сначала усредним его соответствующим образом и только после этого будем решать уже приближенное диффузионное уравнение. В этом, собственно, и состоит общая схема метода областей влияния [4, 5]. Формальная сторона усреднения достаточно подробно изложена в [5] на примере ансамбля пор. Обобщение на случай пор и дислокаций не представляет особого труда, поэтому основное внимание мы сосредоточим на идейной стороне метода.

Напомним, что цель усреднения состоит в том, чтобы от реальной многочастичной задачи о диффузионном взаимодействии ансамбля дискретных стоков перейти к приближенной одночастичной задаче о взаимодействии фиксированного стока с некоторым средним диффузионным полем, моделирующим влияние всего ансамбля (приближение среднего поля). Роль такого взаимодействия играет обмен тепловыми ТД между выделенным макродефектом и как бы всем ансамблем в целом, обусловленный неоднородностью граничных условий на отдельных МД. При этом, очевидно, следует пренебречь индивидуальными корреляциями во взаимодействии между отдельными МД на фоне их взаимодействия со средним полем. На языке конкретных конфигураций в расположении стоков это означает, что из рассмотрения мы должны исключить такие, которые допускают появление стоков на расстояниях, много меньших среднего между ними, когда вступает в действие эффект непосредственной перекачки ТД между стоками [7] и нарушается приближение среднего поля. Эти конфигурации соответствуют взаимодействию МД на малых расстояниях и могут быть учтены с помощью интеграла «столкновений» [8]. Реально пренебрежение такими конфигурациями означает, что усреднять уравнение (1) следует вне некоторой конечной области, содержащей выделенный МД, и свободной в силу приведенной выше аргументации от других стоков. Размер этой области, естественно, должен зависеть от размера содержащегося

в ней МД, поскольку от него зависит число пренебрегаемых конфигураций. Согласно [4, 5], она называется областью влияния данного стока и должна самосогласованным образом определяться в теории. Следует также отметить еще один важный момент. Чтобы приближение среднего поля как таковое имело смысл в любой точке вне области влияния, в его формировании должно участвовать достаточное число МД. Поэтому усреднение микроскопического диффузионного уравнения (1) вне области влияния выделенного стока необходимо проводить, во-первых, по объему, представляющему собой «физическую точку», а во-вторых, по расположению и размерам всех МД, кроме выделенного. Такое усреднение «размазывает» дискретные стоки, превращая пространство вне области влияния выделенного МД в крупномасштабную «эффективную» среду, обладающую свойствами среды с непрерывно-распределенными стоками, одинаковыми для «эффективных» сред любого МД. В результате мы получаем

$$-\omega \operatorname{div} \mathbf{j}_m^s + K \Theta(\mathbf{R}_{0,m}^s - \mathbf{r}) - \left[ \frac{d\bar{C}_m}{dt} - K(1 - Q_0) + I_m(\mathbf{r}) \right] \Theta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{0,m}^s) = 0,$$

$$C_m |_{r \rightarrow \infty} = \bar{C}_m, \quad (\mathbf{j}_m^s \mathbf{n}^s) |_{\mathbf{r}=\mathbf{r}^s} = - \frac{\gamma_m^s}{\omega} (C_m - C_m^s) |_{\mathbf{r}=\mathbf{r}^s},$$

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases} \quad (2)$$

$\bar{C}_m$  — средняя по объему концентрация ТД;  $\mathbf{R}_{0,m}^s$  — граница области влияния выделенного МД  $s$ -го типа (поры или дислокации) для ТД  $m$ -го сорта;  $\mathbf{n}^s$  — нормаль к границе  $\mathbf{r}=\mathbf{r}^s$  стока  $s$ -го типа;  $Q_0$  — доля объема материала, занятая всеми МД;  $C_m^s$  — равновесная концентрация ТД у границы выделенного стока,  $\gamma_m^s/\omega$  — скорость перехода ТД через единицу его поверхности;  $I_m(\mathbf{r})$  характеризует мощность любой точки (напомним — макроскопической) эффективной среды, окружающей выделенный МД, как стока (источника) для ТД  $m$ -го сорта. В случае сферических пор с функцией распределения  $f(R, t)$  и дислокаций с плотностью  $\rho_d$  и радиусом ядра  $r_d$

$$I_m(\mathbf{r}) = -\omega \int_0^\infty f(R, t) J_{R,m}^s(\mathbf{r}) dR - \omega \rho_d J_{r_d,m}^d(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $J_{R,m}^s(\mathbf{r})$ ,  $J_{r_d,m}^d(\mathbf{r})$  — полный поток ТД  $m$ -го сорта на пору и дислокацию в эффективной среде данного стока, усредненный по положению всех стоков, кроме выделенного.

Квазистационарное уравнение (2) написано в стандартном приближении сильно развитой структуры стоков, когда длина диффузионного пробега ТД относительно рекомбинации много больше среднего расстояния между ними. Кроме этого, в (2) подразумевается непрерывная «сшивка» микроскопических величин  $C_m(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{j}_m^s(\mathbf{r})$  внутри области влияния с их макроскопическими аналогами в эффективной среде. Поэтому черта усреднения над вторыми из них опущена и они объединены в одно слагаемое  $-\omega \operatorname{div} \mathbf{j}_m^s$ . Однако положение и форма границы «сшивки»  $\mathbf{R}_{0,m}^s$  остаются пока неопределенными. Здесь привлекаются следующие соображения. Предположим, что мы искусственно «выключили» диффузионный обмен ТД между МД либо он играет пренебрежимо малую роль в их эволюции. Тогда любой МД будет эволюционировать только за счет поглощения ТД, поставляемых облучением. При этом очевидно, что вокруг каждого МД формируется условная область, зависящая от сорта МД и размера МД, откуда каждый МД поглощает «радиационные» ТД. Ясно, что в ней, по определению, нет других стоков, кроме данного, и поскольку рекомбинацией мы пока пренебрегаем, то в стационарном режиме все, что рождается внутри нее, должно поглощаться данным МД. Последнее утверждение является физическим определением этой области. Таким образом, в отсутствие обмена кристалл с точки зрения поглощения ТД

$m$ -го сорта условно можно представить как набор ячеек разных размеров. Внутри каждой из них «сидит» один сток, так что рожденный облучением ТД попадает в чью-то ячейку и поглощается содержащимся в ней стоком. Поэтому если в рамках таких представлений переходить к одночастичной задаче (2) в терминах области влияния и эффективной среды, то естественно размер ячейки отождествить с областью влияния, а все что за ней, после соответствующего усреднения даст эффективную поглощающую среду. Все, что будет рождаться в макроскопической точке такой среды, будет в ней же и поглощаться, поскольку сама она состоит из множества микроячеек отдельных стоков. Последнее означает отсутствие «радиационных» макропотоков ТД по эффективной среде, т. е. с точки зрения фиксированного МД и его области влияния поглощающая среда однородна. Таким образом, мы имеем естественное условие для определения размеров ячейки или области влияния стока. Радиационный поток, полученный из решения такой одночастичной диффузионной задачи, должен зануляться на границе области влияния выделенного МД. И только после этого уже на фоне известной области влияния можно «включить» обмен ТД и переходить к решению соответствующей диффузионной задачи. В этом состоит центральная идея метода областей влияния [4, 5]. Ее реализация применительно к нашей задаче сводится к следующему. Представляя  $C_m(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{j}_m^s(\mathbf{r})$  в виде суммы двух слагаемых  $C_m(\mathbf{r}) = C_m^{(0)}(\mathbf{r}) + C_m^{(1)}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{j}_m^s(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_m^{s,(0)}(\mathbf{r}) + \mathbf{j}_m^{s,(1)}(\mathbf{r})$ , из (2) для «радиационной» компоненты  $C_m^{(1)}$ ,  $\mathbf{j}_m^{s,(1)}$  получаем

$$-\omega \operatorname{div} \mathbf{j}_m^{s,(1)} + K = 0, \\ (\mathbf{j}_m^{s,(1)} \mathbf{n}^s)|_{r=R_0^s} = -\frac{\gamma_m^s}{\omega} C_m^{(1)}|_{r=R_0^s}, \quad \mathbf{j}_m^{s,(1)}|_{r \geq R_0^s} = 0. \quad (4)$$

Обратим внимание, что зануление «радиационной» компоненты плотности потока ТД на границе области влияния данного МД в векторной форме означает одновременное зануление его составляющих вдоль поверхности области влияния и по нормали к ней. Поскольку, согласно (1),  $\mathbf{j}_m^{s,(1)}$  представима в виде

$$\mathbf{j}_m^{s,(1)} = (-D_m/\omega) \exp[-V_m^s] \nabla \{C_m^{(1)} \exp V_m^s\},$$

то зануление вдоль поверхности области влияния автоматически дает нам граничное условие

$$\{C_m^{(1)} \exp V_m^s\}|_{r=R_0^s, m} = C_m^* = \text{const}, \quad (5)$$

причем  $C_m^*$  не содержит индекса «s», т. е. не зависит от типа стока. Это утверждение очевидно, если вспомнить, что эффективная среда — это результат «размазывания» всех стоков, кроме выделенного, и  $C_m^*$  является как бы их ответной реакцией на внешний источник  $K$ . Вся же информация об индивидуальных характеристиках выделенного стока содержится в размерах и форме его области влияния  $R_{0,m}^s$ . А чтобы их определить, у нас осталось условие зануления нормальной составляющей  $\mathbf{j}_m^{s,(1)}$  к границе области влияния

$$(\mathbf{j}_m^{s,(1)} \mathbf{n}_{0,m}^s)|_{r=R_0^s, m} = 0. \quad (6)$$

Замыкает систему уравнений для определения  $C_m^{(1)}$  и  $R_{0,m}^s$  естественное физическое требование, чтобы объем областей влияния всех стоков исчерпывал объем кристалла

$$\frac{4\pi}{3} \int_0^\infty [R_{0,m}^s(R)]^3 f(R, t) dR + p_d S_m^d(R_{0,m}^d) = 1, \quad (7)$$

где  $S_m^d(R_{0,m}^d)$  — площадь области влияния краевой [дислокации, откуда единица ее длины поглощает ТД.

По поводу уравнений (4)–(7) следует сказать следующее. Хотя эта система и является замкнутой, вопрос о ее математической корректности в общем случае до конца не исследован. Дело в том, что она представляет собой диффузионную задачу с неизвестной внешней границей, вообще говоря, произвольной формы. Вопрос о форме не случаен, когда речь идет, например, об упругоанизотропном взаимодействии ТД со стоком. В этом случае обычно усредняют взаимодействие по угловым переменным, делая тем самым задачу изотропной [8]. Тогда, исходя из физических соображений и хаотичности распределения стоков, геометрия области влияния должна в среднем повторять геометрию содержащегося в ней стока. При этом диффузионная задача (4) эффективно становится одномерной, а уравнение (6) позволяет определить единственный параметр, характеризующий область влияния — ее размер  $R_{0,m}^v(R)$ ,  $R_{0,m}^d$ . В общем же случае форма области влияния заранее не очевидна, и это вносит определенные трудности в схему нахождения решения (4)–(7). Однако в данной работе мы все же примем аргументы авторов [9, 10] относительно возможности замены реального взаимодействия ТД со стоком модельным изотропным взаимодействием и приведем результаты решения (4)–(6) для пор

$$\frac{K (R_{0,m}^v)^3}{3D_m R_m^*} \left[ 1 - \frac{R_m^*}{(R_{0,m}^v)^3} \int_R^{R_{0,m}^v} r e^{\gamma_m^v} dr \right] + \frac{K (R_{0,m}^v)^3}{3R^2} \frac{e^{\gamma_m^v(R)}}{\gamma_m^v} \left( 1 - \frac{R^3}{(R_{0,m}^v)^3} \right) = C_m^* \quad (8a)$$

$$j_m^{v,(1)}(R) = -\frac{K}{3\omega R^2} \{ (R_{0,m}^v)^3 - R^3 \}, \quad R_m^* \equiv \left[ \int_R^{R_{0,m}^v} e^{\gamma_m^v(r)} \frac{dr}{r^2} \right]^{-1} \quad (8b)$$

и дислокаций

$$\frac{K (R_{0,m}^d)^2}{2D_m} \frac{r_d}{r_{d,m}^*} \left[ 1 - \frac{r_{d,m}^*}{r_d (R_{0,m}^d)^2} \int_{r_d}^{R_{0,m}^d} r e^{\gamma_m^d} dr \right] + \frac{K (R_{0,m}^d)^2}{2r_d} \frac{e^{\gamma_m^d(r_d)}}{\gamma_m^d} \left( 1 - \frac{r_d^2}{(R_{0,m}^d)^2} \right) = C_m^* \quad (9a)$$

$$j_m^{d,(1)}(r_d) = -\frac{K}{2\omega r_d} \{ (R_{0,m}^d)^2 - r_d^2 \}, \quad \frac{r_{d,m}^*}{r_d} \equiv \left[ \int_{r_d}^{R_{0,m}^d} e^{\gamma_m^d(r)} \frac{dr}{r} \right]^{-1} \quad (9b)$$

$V_m^{v,d}(r)$  — энергия упругого взаимодействия ТД  $m$ -го сорта с порой « $v$ » и дислокацией « $d$ ».

Дальнейшая процедура такова: из (8a), (9a) необходимо выразить  $R_{0,m}^v$  через  $R$ ,  $C_m^*$  и  $R_{0,m}^d$  через  $r_d$  и  $C_m^*$ , результат подставить в (7), найти  $C_m^*$  как функцию средних характеристик ансамбля стоков и тем самым получить явные выражения для искомых потоков ТД на стоки и их областей влияния  $R_{0,m}^v, R_{0,m}^d$ . Таким образом, соотношения (7)–(9) в принципе полностью решают диффузионную задачу для ТД «радиационного» происхождения. Здесь следует заметить, что эта задача сама по себе имеет важное прикладное значение. Дело в том, что начиная с температуры максимума набухания и ниже можно не учитывать тепловые ТД, т. е. считать все стоки только поглощающими. В этом случае обмен ТД между стоками отсутствует ( $j_m^{(0)}=0$ ), как следствие,  $C_m^*=C_m$  и кинетика роста пор определяется исключительно «радиационными» потоками (8b), (9b). Покажем, например, как в рамках излагаемого метода можно получить стандартное выражение для скорости набухания, соответствующее физически разумному случаю  $R_{0,m}^v \gg R$ ,  $R_{0,m}^d \gg r_d$ .

Согласно (8b), (9b), скорость роста одиночной поры имеет вид

$$\frac{dR}{dt} = -\omega \{j_{\mathcal{Z}}^{v, (1)} - |j_i^{v, (1)}|\} = \frac{K}{3R^2} \{(R_{0, \mathcal{Z}}^v)^3 - (R_{0, i}^v)^3\}. \quad (10)$$

Домножая (10) на  $4\pi R^2$  и интегрируя по  $R$  с функцией распределения  $f(R, t)$  ( $\partial f(R, t)/\partial t + (\partial/\partial R)[f(R, t)\dot{R}] = 0$ ), а также учитывая (7), для скорости распухания легко получить

$$\frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt} \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} R^3 f(R, t) dR = K\rho_d \{(R_{0, i}^d)^2 - (R_{0, \mathcal{Z}}^d)^2\}, \quad (11)$$

откуда следует, что любой физический механизм, обуславливающий отличие  $R_{0, i}^d$  от  $R_{0, \mathcal{Z}}^d$ , будет вызывать ответную реакцию пор  $dV/dt \neq 0$ . В чистых металлах таковыми являются упругое взаимодействие и граничная кинетика, однако аналогичным свойством обладают газы и, возможно, сегрегационные «шубы».

Предполагая далее, что  $V_m^v(r)$  достаточно быстро убывает с расстоянием и остается конечным вблизи поры, из (8а) в нулевом приближении по  $R/R_{0, m}^v$  получаем

$$(R_{0, m}^v)^3 \simeq D_m \bar{C}_m \frac{3R}{K} Z_m^v(R), \quad Z_m^v(R) = \left[ \int_0^1 e^{V_m^v(R, x)} dx + \frac{D_m e^{V_m^v(R)}}{\gamma_m^v R} \right]^{-1}, \quad x = \frac{R}{r}. \quad (12)$$

Принимая для дислокации  $V_m^d(r) = -L_m/r$ , где  $L_m$  — стандартная величина  $L_m = [(1+\nu)/3\pi] [\mu b] \Omega_m / [(1-\nu) k_B T]$ , и учитывая  $(r_d/R_{0, m}^d) \ll 1$ ,  $(L_m/R_{0, m}^d) \ll 1$ , из (9а) имеем

$$(R_{0, m}^d)^2 \simeq D_m \bar{C}_m (2/K) Z_m^d, \quad Z_m^d = [E_1(L_m/R_{0, m}^d) - E_1(L_m/r_d) + D_m e^{-L_m/r_d} / r_d \gamma_m^d]^{-1}, \quad (13)$$

где  $E_1(x)$  — интегральная показательная функция. Последующая подстановка (12), (13) в (7) приводит к уравнению

$$D_m \bar{C}_m \left\{ 4\pi \int_0^\infty Z_m^v(R) R f(R, t) dR + 2\pi Z_m^d \rho_d \right\} = K, \quad (14)$$

которое в данном случае имеет смысл закона сохранения для ТД. Подставляя теперь (13), (14) в (11), мы приходим к искомому выражению

$$\frac{dV}{dt} = K \cdot 2\pi\rho_d \frac{\int_0^\infty 4\pi R \{Z_{\mathcal{Z}}^d Z_{\mathcal{Z}}^v(R) - Z_{\mathcal{Z}}^d Z_i^v(R)\} f(R, t) dR}{\prod_{m=i, \mathcal{Z}} \left( \int_0^\infty 4\pi Z_m^v(R) f(R, t) R dR + 2\pi Z_m^d \rho_d \right)}. \quad (15)$$

Таким образом, знак  $dV/dt$  в общем случае зависит от соотношения между  $Z_i^d Z_{\mathcal{Z}}^v(R)$  и  $Z_{\mathcal{Z}}^d Z_i^v(R)$ , которые в свою очередь обусловлены упругим взаимодействием  $Z_{ei, m}^s$  и граничной кинетикой  $Z_{\delta, m}^s$

$$Z_m^s = Z_{ei, m}^s Z_{\delta, m}^s / (Z_{ei, m}^s + Z_{\delta, m}^s), \quad s = v, d,$$

где

$$Z_{ei, m}^d = [E_1(L_m/R_{0, m}^d) - E_1(L_m/r_d)]^{-1}, \quad Z_{\delta, m}^d = \gamma_m^d r_d / D_m \exp(-L_m/r_d),$$

$$Z_{ei, m}^v = \left[ \int_0^1 e^{V_m^v(R, x)} dx \right]^{-1}, \quad Z_{\delta, m}^v = \frac{\gamma_m^v R}{D_m \exp V_m^v(R)}.$$

Считая, например, один из стоков нейтральным, из (15) получаем, что скорость распухания определяется преференсом  $\delta^s = Z_i^s - Z_{\mathcal{Z}}^s$  другого типа стока

$$\delta^s = \delta_{a_i}^s \prod_{m=i, \varphi} \left( \frac{Z_{b, m}^s}{Z_{a_i, m}^s + Z_{b, m}^s} \right) + \delta_b^s \prod_{m=i, \varphi} \left( \frac{Z_{a_i, m}^s}{Z_{a_i, m}^s + Z_{b, m}^s} \right),$$

$\delta_{a_i}^s \equiv Z_{a_i, i}^s - Z_{a_i, \varphi}^s$  — чисто упругая часть преференса;  $\delta_b^s \equiv Z_{b, i}^s - Z_{b, \varphi}^s$  — часть, обусловленная граничной кинетикой. Так, в диффузионном пределе ( $\gamma_m^s \rightarrow \infty$ )  $\delta^s \rightarrow \delta_{a_i}^s$ , а в отсутствие упругого взаимодействия ( $L_m \rightarrow 0$ ,  $V_m^s = 0$ ), пренебрегая в первом приближении зависимостью  $R_0^d$  от сорта ТД, получаем преференс на различии в усваиваемости ТД границей стока.

$$\delta^s \rightarrow \delta_b^s \prod_{m=i, \varphi} \frac{Z_{a_i}^s}{Z_{a_i}^s + Z_{b, m}^s} (R\delta \approx \sqrt{2} / \{4\pi N\bar{R} + 2\pi r_a\}^{1/2}).$$

Однако все это качественные результаты частного порядка. Последовательная количественная теория распухания должна строиться на основе функции распределения  $f(R, t)$  пор по размерам, с помощью которой можно находить все экспериментально наблюдаемые величины  $N(t)$ ,  $\bar{R}(t)$ ,  $V(t)$  независимо.

В данной работе мы не ставили перед собой такой задачи, тем более что ее основные моменты достаточно подробно изложены в [11]. Здесь же мы постарались изложить нашу точку зрения на методологию вычисления диффузионных потоков ТД на различные стоки в ансамбле. Что касается «радиационной» компоненты, являющейся к тому же основной при температурах  $T \leq T_{\max}$  ( $T_{\max}$  — температура максимума распухания), то поставленная задача представляется нам полностью выполненной. Получены аналитические выражения для потоков ТД на пору и дислокацию; написаны уравнения для определения их областей влияния, а в простейшем случае ( $R/R_{0, m}^s \ll 1$ ,  $(r_a/R_{0, m}^s) \ll 1$ ) получено выражение для скорости распухания с учетом преференса пор и дислокаций, обусловленного упругим взаимодействием и граничной кинетикой. Для более высоких температур существенную роль начинают играть процессы обмена ТД между МД, однако это тема отдельной работы.

### Список литературы

- [1] В. Ф. Зеленский, И. М. Наклюдов, Т. П. Черняева. Радиационные дефекты и распухание металлов. Киев: Наукова думка, 1988. 296 с.
- [2] Марвелашвили И. Г., Саралидзе З. К. // ФТТ. 1973, Т. 15. № 9. С. 2665—2668.
- [3] Brailsford A. D., Bullough R. // Phil. Trans. Roy. Soc. 1981. V. 302A. N 1465. P. 87—137.
- [4] Косевич А. М., Саралидзе З. К., Слезов В. В. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. № 4. С. 1073—1080.
- [5] Слезов В. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 20—30.
- [6] Brailsford A. D. // J. Nucl. Mater. 1976. V. 60. P. 257—278.
- [7] Дубинко В. И., Тур А. В., Туркин А. А., Яновский В. В. // ФММ. 1989. Т. 68. № 1. С. 24—28.
- [8] Лифшиц И. М., Слезов В. В. // ФТТ. 1959. Т. 1. № 9. С. 1401—1411.
- [9] Бородин В. А., Маничев В. М., Рязанцев А. И. // ФММ. 1987. Т. 63. № 3. С. 435—443.
- [10] Bullough R., Quigley T. M. // J. Nucl. Mater. 1981. Т. 103—104. P. 1397—1402.
- [11] Dubinko V. I., Ostapchuk P. N., Slezov V. V. // J. Nucl. Mater. 1989. V. 161. P. 239—260.

Харьковский физико-технический институт  
АН УССР

Поступило в Редакцию  
24 апреля 1990 г.