

01,15

Эволюция газовой пористости в Ni, Cu, W и стали 316 при отжиге: сопоставление теории и эксперимента

© А.М. Овчаренко

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
Москва, Россия

E-mail: Ovcharenko_AM@nrcki.ru, nrcki@nrcki.ru

Поступила в Редакцию 16 февраля 2025 г.

В окончательной редакции 18 марта 2025 г.

Принята к публикации 19 марта 2025 г.

Проведено теоретическое изучение эволюции пузырьков одно- и двухатомного газа по механизму созревания Оствальда в металлах при отжиге на ранних и поздних стадиях коалесценции. Результаты этого изучения сопоставлены с данными известных экспериментальных исследований по отжигу в металлах и сплавах, предварительно насыщенных гелием. Сравнительный анализ проведен для материалов, применяемых в элементах конструкций ядерных и термоядерных реакторов. Теоретические температурные зависимости для среднего радиуса и суммарной концентрации пузырьков показывают хорошее согласие с данными экспериментальных измерений. Созревание Оствальда является, предположительно, наиболее вероятным механизмом эволюции пузырьков газа при отжиге рассмотренных материалов.

Ключевые слова: коалесценция пузырьков, отжиг, имплантация, оствальдовское созревание, гелий, водород, облученные металлы.

DOI: 10.61011/FTT.2025.03.60252.34-25

1. Введение

Атомы гелия образуются в результате пороговых (n, α) реакций трансмутации в конструкционных материалах ядерных и термоядерных реакторов. Гелий нарабатывается преимущественно на ядрах никеля и меди [1]. В термоядерных реакторах повышенная наработка гелия и водорода наблюдается также на ядрах железа [2]. Также известно, что гелий проникает в материалы термоядерных реакторов в результате облучения их α -частицами с энергией ~ 3.5 MeV [3] и в результате накопления трития в объеме металла и его последующего радиоактивного распада.

Гелий и водород способствуют зарождению и росту пор в металлах и сплавах под облучением в диапазоне гомологических температур от $0.3T_m$ до $0.5T_m$, где T_m — температура плавления. При высоких температурах, $> 0.5T_m$, поток термических вакансий, за счет переползания краевых дислокаций в объеме металла и испускания вакансий границами зерен, может быть значительным и вместе с переносом атомов газа влиять на накопление пузырьков. Это ведет к изменению физических и механических свойств конструкционных материалов ядерных и термоядерных реакторов, что представляет большой научный и практический интерес.

Большая часть известной на сегодня научной информации о зарождении и свойствах газовой пористости получена в ходе экспериментальных исследований предварительно имплантированного газа и последующего отжига материала [4,5]. Имплантация ионов гелия и водорода в металл позволяет моделировать поведение материалов ядерных и термоядерных реакторов

в условиях воздействия высокотемпературной плазмы. Также, извлекаемые в результате таких экспериментов, диффузионные параметры газа позволяют проводить физически обоснованные расчеты роста пузырьков в металлических материалах.

Изучая эволюцию пузырьков в металлах, насыщенных газовыми примесями, при отжиге, рассматривают два вероятных механизма роста пузырьков: броуновская миграция и коалесценция (БМК) [6] и оствальдовское созревание (ОС) [7]. Несмотря на то, что оба механизма известны давно, пока не сложилось понимание, какой из них является предпочтительным. Например, в работе [8] теоретические временные зависимости, полученные по модели БМК, были успешно подтверждены, как результатами численного анализа, так и сопоставлением с данными накопления пузырьков в аустенитном сплаве P7. С другой стороны, недавно был предложен новый теоретический подход к изучению эволюции пузырьков по механизму ОС [9]. Предложенные временные зависимости позволили получить хорошее описание эволюции пузырьков гелия в стали 316, наблюдаемых в исследовании [10].

Напомним, что в своем первоначальном варианте теория эволюции пузырьков газа по механизму ОС была предложена в работе [7] и воспроизведена в других исследованиях [11,12]. В дальнейшем было разработано более сложное описание [13,14], где было показано, что закономерности роста малых и больших пузырьков отличаются. Растущие пузырьки малого размера считались механически равновесными, как это предполагалось в исходной теории [7]. С другой

стороны, пузырьки большого размера могли содержать газ одинаковой плотности, поэтому закономерности их роста имели другой вид [14]. Однако проведенное нами численное моделирование показало, что его результаты нельзя согласовать с результатами этой теории [15,16]. Оказалось, что все пузырьки, малые и большие, растут по траектории, соответствующей одинаковой плотности газа [9]. Кроме того, анализ термодинамики системы пузырьков и междуузельного газа позволил провести корректное преобразование переменных в уравнениях. Это позволило разработать новый теоретический подход, хорошо объясняющий результаты моделирования и эксперимента [9].

Наше изучение эволюции пузырьков по механизму ОС проводится с использованием подхода развитого в теории Лифшица–Слезова–Вагнера (ЛСВ) [17,18]. Авторы этой теории определили полученное ими решение как асимптотическое. Это было подтверждено в нашей работе [19] путем численного решения Основного кинетического уравнения (Master equation), взятого для модельной задачи кластеризации вакансий при отжиге металла после закалки. Было показано, что функция распределения кластеров по размерам в Ni, рассчитанная для больших времен отжига (10^7 s) при температуре 550°C , полностью совпадает с асимптотическим решением, известным из теории ЛСВ. Кроме того, справедливость этой теории подтверждена экспериментально, например, при изучении накопления частиц выделений, состоящих из атомов примеси в бинарных сплавах при отжиге [20].

В то же время, есть исследования, в которых выражается сомнение относительно асимптотического характера решения в теории ЛСВ. Например, в работе [21] приведено другое асимптотическое решение задачи роста скоплений по механизму ОС. Однако этот вопрос пока остается дискуссионным и требует дополнительного изучения. Поэтому, здесь и далее, согласно традиции, будем считать решение теории ЛСВ асимптотическим.

В настоящей работе представлено теоретическое изучение кинетики роста газовых пузырьков в металлах и сплавах, заполненных либо одноатомным, либо двухатомным газом. Предполагается, что эволюция пузырьков протекает по механизму ОС, отвечающего за накопление пузырьков гелия (одноатомный газ) и водорода (двухатомный газ) в металле в условиях отжига. Временные и температурные зависимости для среднего радиуса и суммарной концентрации пузырьков, как в случае гелия, так и водорода, удастся сформулировать, используя подход, предложенный в работе [9]. Установленные аналитические температурные зависимости сопоставляются с результатами ряда экспериментальных исследований.

Сравнительный анализ проводится с использованием экспериментальных данных роста пузырьков гелия в четырех материалах: никеле, аустенитной нержавеющей стали, меди и вольфраме. Выбор материалов для изучения обусловлен следующими причинами. Никель явля-

ется хорошо изученным модельным материалом, входящим в состав аустенитных нержавеющей сталей. Аустенитная нержавеющая сталь 316L широко используется в качестве конструкционного материала для легководных реакторов и в быстрых реакторах размножителей. Известно также, что сталь 316L(N) выбрана в качестве основного конструкционного материала для перспективного термоядерного реактора проекта ITER. Также, по стали 316 известно большое число экспериментальных данных, в том числе из современных исследований. Вольфрам является одним из материалов-кандидатов для изготовления компонентов защитных блоков (тайлов) первой стенки термоядерных реакторов [22]. Медь, как материал с высокой теплопроводностью, входит в состав связующих элементов конструкции первой стенки термоядерного реактора между тайлом и поверхностью первой стенки из жаропрочной хромистоциркониевой бронзы.

В настоящей работе основное внимание уделяется теоретическому анализу и сравнению его результатов с данными эксперимента. Модельные предположения, необходимые для теоретического описания роста пузырьков газа при отжиге, представлены в разделе 2. Общее асимптотическое описание эволюции пузырьков n -атомных газов в металлах и сплавах дано в разделе 3. Сравнение теоретических температурных зависимостей роста пузырьков одноатомного газа (гелия) с результатами экспериментальных измерений наблюдаемых параметров проводится в разделе 4. Основные выводы настоящего исследования сформулированы в разделе 5.

2. Модельные предположения

Воспользуемся асимптотическим подходом теории ЛСВ, предложенным для описания роста однокомпонентных скоплений по механизму ОС. Применяя этот подход для решения более сложной задачи: эволюции двухкомпонентных — газо-вакансионных кластеров (пузырьков) в металлах при отжиге, будем исходить из следующих модельных предположений: (1) число атомов газа, имплантируемых в металл, остается конечным и неизменным во время отжига; (2) количество термических вакансий неограничено; (3) концентрация вакансий находится в тепловом равновесии и считается величиной постоянной; (4) все пузырьки рассматриваются как неподвижные дефекты; (5) доля атомов газа, запасенных в решетке, значительно меньше в сравнении с их долей внутри пузырьков; (6) диссоциативный (междуузельный) механизм миграции атомов газа между пузырьками в решетке является предпочтительным.

Будем считать также, что растущие газо-вакансионные скопления образуют достаточно разреженную популяцию пузырьков в кристаллической решетке. Поэтому эффекты, связанные с их взаимным перекрыванием, будем считать незначительными и не влияющими на функцию распределения пузырьков по размерам.

Экспериментально наблюдаемые размеры пузырьков ($> 2 \text{ nm}$) позволяют оценить давление газа в них, как достаточно высокое ($\sim 10 \text{ GPa}$). Поэтому для анализа коалесценции пузырьков будем применять приближение с использованием уравнения состояния реальных газов.

Кроме этого, предположим, что диссоциация молекул многоатомного газа (например, водорода), взаимодействующих с атомами решетки при перерастворении, протекает мгновенно. Это возможно в предположении, если атомы поверхности не успевают создавать прочные химические связи с атомами газа. Поэтому накоплением атомов водорода на поверхности пузырьков, т. е. адсорбцией и хемосорбцией, будем пренебрегать.

3. Теория коалесценции пузырьков газа по механизму Оствальда

Руководствуясь изложенными модельными предположениями, проводится общий анализ коалесценции пузырьков по механизму ОС. Исследование выполняется с целью получения временной и температурной закономерностей эволюции газовой пористости.

3.1. Уравнения кинетики

Эволюция газо-вакансионных кластеров, взаимодействующих с точечными дефектами (ТД), т. е. вакансиями и атомами газа, изучается, как правило, путем численного решения „Основного кинетического уравнения“ (Master equation) в дискретном двумерном пространстве размеров n, m с шагом единица

$$\frac{df(n, m, t)}{dt} = (J_n(n-1, m, t) - J_n(n, m, t)) + (J_m(n, m-1, t) - J_m(n, m, t)), \quad (1)$$

где n и m — число вакансий и атомов газа в кластере, соответственно. В уравнении (1) использованы обозначения $f(n, m, t)$ и $J_n(n, m, t), J_m(n, m, t)$ — функция распределения кластеров по размерам и потоки кластеров в n и m направлениях двумерного пространства размеров соответственно. Эти потоки определяются скоростями взаимодействия кластеров с ТД:

$$J_n(n, m, t) = P_v(n, t)f(n, m, t) - Q_v(n+1, m, t)f(n+1, m, t),$$

$$J_m(n, m, t) = P_g(n, t)f(n, m, t) - Q_g(n, m+1, t)f(n, m+1, t),$$

где коэффициенты $P_v(n, t), Q_v(n, m, t), P_g(n, t)$ и $Q_g(n, m, t)$ — скорости реакции кластеров захвата (P) и испарения (Q) подвижных ТД, приводящие к изменению размеров кластеров n и m соответственно.

Уравнение (1) также является аналогом уравнения Зельдовича, предложенного в работе [23], расширенного на случай двойного раствора вакансий и атомов газа. Результаты численного моделирования с использованием этого уравнения представлены, например, в работах [8,9].

Для решения задач эволюции скоплений ТД аналитическими методами используют эквивалентное уравнение Фоккер–Планка (ФП), получаемое преобразованием уравнения (1). Переходя в его правой части к производным в непрерывном пространстве размеров x, y , нетрудно получить уравнение ФП в виде:

$$\frac{\partial f(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(V_x f + \frac{\partial}{\partial x} (D_x f) \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(V_y f + \frac{\partial}{\partial y} (D_y f) \right). \quad (2)$$

В этом уравнении скорости, характеризующие упорядоченное движение кластеров в пространстве размеров, как показано в [24], равны

$$\left\{ \begin{array}{l} V_x = [P_v(x) - Q_v(x, y)] \\ V_y = [P_g(x) - Q_g(x, y)] \end{array} \right\}. \quad (3)$$

С другой стороны, диффузионные множители, согласно [25], представляются в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} D_x = \frac{1}{2} [P_v(x) + Q_v(x, y)] \\ D_y = \frac{1}{2} [P_g(x) + Q_g(x, y)] \end{array} \right\}. \quad (4)$$

Приведенные в уравнении (4) коэффициенты описывают флуктуационное образование зародышей новой фазы и их рост из исходного сильно пересыщенного раствора ТД. На следующей стадии кластеры новой фазы становятся достаточно крупными, а концентрация атомов газа в решетке — низкой. Тогда эволюция газо-вакансионных кластеров может протекать по механизму ОС. В этом случае рост крупных скоплений происходит за счет поглощения мелких.

3.2. Эволюция газо-вакансионных кластеров

На этапе эволюции газо-вакансионных кластеров по механизму ОС их флуктуационный рост невозможен. Исключая диффузионные составляющие, преобразуем уравнение (2) к уравнению гидродинамики:

$$\frac{\partial f(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (V_x f) - \frac{\partial}{\partial y} (V_y f). \quad (5)$$

Будем решать асимптотическую задачу эволюции кластеров на бесконечном интервале времени t и в неограниченном пространстве размеров x, y . В начальный момент времени $t = 0$ распределение кластеров по размерам может быть разным, так как решение уравнения (5) — универсальная функция, не зависящая от начальных условий задачи.

Чтобы решить уравнение (5) необходимо определить скорости V_x и V_y . Уравнения кинетики (3) описывают

рост кластеров, который можно рассматривать как движение в поле силы F в некотором диапазоне размеров x, y :

$$F = -\left(\frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial x} + \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial y}\right), \quad (6)$$

где $\Phi(x, y)$ — термодинамический потенциал. Этот потенциал модифицирует газо-вакансионные кластеры, проходящие через ряд равновесных состояний, от „мономера“ до пузырька размером x, y с равновесной концентрацией:

$$N(x, y) = N_0 \exp\left[-\frac{\Phi(x, y)}{k_B T}\right]. \quad (7)$$

Используя уравнения (6) и (7) можно показать, что термодинамические силы, выраженные через логарифмы отношений равновесных концентраций между кластерами соседствующих размеров $N(x, y)$, $N(x', y)$ и $N(x, y')$, равны

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial x} &= k_B T \ln\left(\frac{N(x', y)}{N(x, y)}\right), \\ \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial y} &= k_B T \ln\left(\frac{N(x, y')}{N(x, y)}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

где $x > x'$ и $y > y'$. Заметим, что непрерывные переменные x, x', y и y' , взятые для функции $N(x, y)$, в случае дискретного распределения $N(n, m)$ с единичным шагом в пространстве размеров, должны быть представлены их дискретными аналогами: $n, n-1, m$ и $m-1$ соответственно.

В условиях термодинамического равновесия детальный баланс сохраняется между газо-вакансионными кластерами и точечными дефектами (вакансиями и атомами газа):

$$\begin{aligned} Q_v(x, y)N(x, y) &= P_v(x')N(x', y), \\ Q_g(x, y)N(x, y) &= P_g(x)N(x, y'). \end{aligned} \quad (9)$$

Используя уравнения (8) и (9), преобразуем уравнения кинетики (3) для скорости роста кластеров в направлениях размеров x и y к виду:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= -P_v(x) \left[\frac{1}{k_B T} \left(\frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial x} \right) \right] \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{1}{\xi} P_g(x) \left\{ 1 - \exp\left[\frac{1}{k_B T} \left(\frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial y} \right) \right] \right\} \end{aligned} \right\}, \quad (10)$$

где $P_v(x) = 3\beta^2 x^{1/3} D_v c_v$ и $P_g(x) = 3\beta^2 x^{1/3} D_g c_g$ — скорости захвата вакансий и атомов газа, соответственно, c_v и c_g — атомные концентрации вакансий и газа в решетке кристалла, соответственно; $\beta = (4\pi/3\Omega)^{1/3}$ — геометрический фактор, Ω — атомарный объем; ξ — безразмерный числовой параметр, равный единице, для одноатомного газа, и двум, для двухатомного.

В уравнении (10) скорость dx/dt линеаризована, предполагая, что $P_v(x) \approx P_v(x')$, если пузырьки достаточно крупные. Скорость dy/dt представлена с учетом того,

что двухатомный газ ($\xi = 2$) претерпевает диссоциацию, перед уходом атомов газа с поверхности кластера в решетку металла.

3.3. Термодинамические свойства системы

Определим термодинамический потенциал системы ТД и газо-вакансионных кластеров как сумму:

$$\Phi(x, y) = -x\mu_v + E(x) - \xi y\mu_g + F(x, y), \quad (11)$$

где $\mu_v = k_B T \ln(c_v/c_{v0})$ и $\mu_g = k_B T \ln(c_g) + \Psi(T)$ — химические потенциалы вакансий и атомов газа в решетке, здесь $\Psi(T)$ — некоторая функция атомов газа, растворенных в металле, зависящая от температуры; c_{v0} — равновесная концентрация вакансий; $E(x)$ — свободная энергия поверхности газо-вакансионного кластера, состоящего из x вакансий, которая равна $3\gamma\beta\Omega x^{2/3}$, γ — энергия поверхностного натяжения кластера; $F(x, y)$ — свободная энергия одно- и двухатомных молекул газа внутри кластера.

Выражение для описания свободной энергии неидеального газа $F(x, y)$ было предложено в работе [26]:

$$F(x, y) = y k_B T \left\{ \ln \left[e^{-1} \frac{y}{x} Z(x/y, T) \right] + \frac{f(T)}{k_B T} \right\}. \quad (12)$$

где $f(T)$ — функция атомов газа в пузырьках, зависящая от температуры.

Уравнение состояния для реальных газов в приближении модифицированного уравнения Ван-дер-Ваальса [27], можно представить в виде:

$$\frac{p(x, y, T)}{k_B T} = \frac{1}{\Omega} \frac{y}{x} \left[1 / \left(1 - B_2(T) \frac{1}{\Omega} \frac{y}{x} \right) \right], \quad (13)$$

где выражение в квадратных скобках — коэффициент сжимаемости газа $Z(y/x, T)$, величина которого для неидеальных газов > 1 , $B_2(T)$ — второй вириальный коэффициент, учитывающий наиболее вероятные парные столкновения атомов газа, величина которого равна объему атома гелия $\sim 10^{-30} \text{ м}^3$.

Дифференцируя левую и правую части уравнения (11) с учетом уравнений (12), (13), получим выражения для термодинамических сил в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial x} &= -k_B T \ln\left(\frac{c_v}{c_{v0}}\right) + \frac{2\gamma\Omega}{R(x)} - p(x, y, T)\Omega, \\ \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial y} &= -\xi k_B T \ln(c_g) - \xi\Psi(T) + k_B T \\ &\quad \times \ln\left(\frac{p(x, y, T)\Omega}{k_B T}\right) + f(T) + p(x, y, T)B_2(T) \end{aligned} \right\}, \quad (14)$$

где $R(x)$ — радиус кластера, состоящего из x вакансий. В соответствии с нашими модельными допущениями концентрация вакансий $c_v = c_{v0}$, поэтому логарифмическим слагаемым в первом уравнении можно пренебречь.

3.4. Закон растворения газа в металле

После подстановки уравнения (14) в уравнение (10) получаем выражения для скоростей изменения размеров кластеров:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = -3\beta^3 R(x) D_v c_{v0} \left[\frac{1}{k_B T} \left(\frac{2\gamma\Omega}{R(x)} - p(x, y, T)\Omega \right) \right] \\ \frac{dy}{dt} = \frac{1}{\xi} 3\beta^3 R(x) D_g c_g \left(1 - \frac{K^\xi}{c_g^\xi} p(x, y, T)\Omega \right) \end{array} \right\}, \quad (15)$$

где K — коэффициент растворимости газа в металле, зависящий от температуры и давления газа, представляется в следующем виде:

$$K^\xi = \frac{1}{k_B T} \exp\left(-\frac{\xi\psi(T, p)}{k_B T}\right), \quad (16)$$

где энергия перерастворения атомов газа из пузырьков в решетку металла равна

$$\psi(T) = \Psi(T) - \frac{1}{\xi} [f(T) + p(T)B_2(T)].$$

Предполагая $dy/dt = 0$, из уравнения (15) получаем обобщенное выражение законов Генри ($\xi = 1$) и Сивертса ($\xi = 2$):

$$c_g = K(p(T)\Omega)^{1/\xi}. \quad (17)$$

Выражение (17) следует из условия термодинамического равновесия между газом, запасенным в пузырьках, и слабым раствором газа в решетке металла.

3.5. Траектории роста и критический радиус

Используя условие равновесия пузырьков, приравняв правую часть уравнений (15) нулю, получаем два выражения для радиуса пузырька, зависящих от числа атомов газа, запасенных внутри:

$$R = \left[y \frac{1}{\beta^3 R} \left(\frac{k_B T}{2\gamma\Omega/R} + \frac{B_2}{\Omega} \right) \right]^{1/2},$$

$$R = \left[y \frac{1}{\beta^3} \left(\left(\frac{c_g^*}{c_g} \right)^\xi + \frac{B_2}{\Omega} \right) \right]^{1/3}, \quad (18)$$

где $c_g^* = \exp[-\psi/k_B T]$ — концентрация растворенных атомов газа в решетке, находящихся в термодинамическом равновесии с пузырьками.

Первое выражение в уравнении (18) определяет траекторию роста механически равновесных пузырьков, когда давление газа уравновешивается давлением Лапласа ($p = 2\gamma/R$). Второе — рост пузырьков в условиях химического равновесия между атомами газа в пузырьках и атомами в пространстве кристаллической решетки ($\mu_R = \xi\mu_g$, где μ_R — химический потенциал атомов газа в пузырьке). Последнее означает, что, как следует из уравнения (18), растущие пузырьки содержат газ одинаковой плотности ($y/x = \text{const}$). Согласно результатам

нашего численного моделирования [9] рост пузырьков по механизму ОС протекает вдоль траектории химического равновесия. Наоборот, в случае коалесценции по механизму БМК, в соответствии с результатами расчетов [8], пузырьки растут вдоль траектории механического равновесия.

Используя уравнения (18), найдем точку пересечения этих траекторий. Она соответствует критическому радиусу пузырька R_0 и числу атомов/молекул газа y_0 внутри:

$$R_0 = \left(\frac{K}{c_g} \right)^\xi 2\gamma\Omega = \left(\frac{c_g^*}{c_g} \right)^\xi R_0^* Z^*,$$

$$y_0 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \left(\frac{R_0^* Z^*}{R_0 Z} \right) \frac{1}{\Omega}, \quad (19)$$

где $R_0^* = 2\gamma(\Omega - B_2)/k_B T$ — критический радиус пузырька; $Z^* = Z(\rho_g^*, T)$ — фактор сжимаемости, когда плотность атомов газа в пузырьке $\rho_g^* = 1$. Это соответствует случаю, когда число атомов газа и вакансий в пузырьке одинаково ($x_0 = y_0$).

Таким образом, каждой величине пересыщения c_g/c_g^* соответствует критический радиус R_0 , когда газ в механически равновесном пузырьке находится, одновременно, в равновесии с раствором междоузельного газа.

3.6. Объяснение механизма эволюции пузырьков

В соответствии с уравнением (18), радиус растущих пузырьков R однозначно определяется числом запасенного в них атомов газа y . Это позволяет упростить описание процесса, перейдя от уравнений, записанных для переменных x и y , к уравнениям, зависящим только от R .

Сначала приведем уравнение (14) к обобщенной форме:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial\Phi}{\partial x} = (p_R - p_0)\Omega \\ \frac{\partial\Phi}{\partial y} = \mu_R - \xi\mu_g = k_B T \ln\left(\frac{p_R}{p_0}\right) + (p_R - p_0)B_2 \\ \approx (p_R - p_0)\Omega \left(\left(\frac{c_g^*}{c_g} \right)^\xi + \frac{B_2}{\Omega} \right) \end{array} \right\}, \quad (20)$$

где $p_R = 2\gamma/R(x)$ — давление газа растущего пузырька радиуса R ; p_0 — давление газа внутри пузырька критического радиуса R_0 ;

$$\mu_R = k_B T \ln(p_R \Omega / k_B T) + f(T) + p_R B_2(T)$$

— химический потенциал атомов газа в пузырьке. В уравнении (20) отношение давлений слабо отличается от единицы ($0 < (p_R/p_0) < 2$). Применив разложение логарифмической функции в ряд, правую часть уравнения можно аппроксимировать линейной функцией.

Теперь, применяя выражение траектории роста пузырьков из уравнения (18) для случая, когда $\rho_g = \text{const}$,

запишем уравнение (20) в форме:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(-\frac{\partial\Phi}{\partial x} \right) \frac{1}{\Omega} = p_0 - p_R \\ \rho_g \left(-\frac{\partial\Phi}{\partial y} \right) \frac{1}{\Omega} \approx p_0 - p_R \end{array} \right\}. \quad (21)$$

Видно, что эти уравнения совпадают, если $dy = \rho_g dx$. Учитывая, далее, сферическую форму пузырьков: $dx = 3\beta^3 R^2 dR$, а также, что p_R и p_0 равны $2\gamma/R$ и $2\gamma/R_0$ соответственно, получаем одно уравнение, связывающее термодинамическую силу и разность давлений газа в пузырьках:

$$\frac{1}{4\pi R^2} \left(-\frac{d\Phi}{dR} \right) = 2\gamma \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right). \quad (22)$$

Полученное уравнение позволяет дать простую физическую интерпретацию коалесценции пузырьков газа по механизму ОС.

Свободная энергия системы Φ меняется как функция радиуса пузырьков R . Максимум свободной энергии находится в точке R_0 . Он оценивается, как одна третья энергии поверхности пузырька критического радиуса.

Из уравнения (22) видно, что знак правой части этого уравнения всегда противоположен знаку $\partial\Phi/\partial R$. Если радиус пузырьков больше критического ($R > R_0$), правая часть уравнения положительна, тогда производная $\partial\Phi/\partial R$ должна быть отрицательной. Таким образом, пузырьки бесконечно растут, захватывая атомы газа и соответствующее количество вакансий. Наоборот, когда ($R < R_0$), правая часть уравнения становится отрицательной, тогда $\partial\Phi/\partial R$ приобретает положительный знак. В этом случае пузырьки только уменьшаются в размере, испаряя газ вместе с вакансиями.

3.7. Скорость роста пузырьков

Уравнение (22), зависящее от одной переменной — от радиуса пузырька R , позволяет преобразовать уравнение (5), переходя к уравнению непрерывности в виде:

$$\frac{\partial f(R, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial R} [V_x(R, t) + V_y(R, t)] f(R, t). \quad (23)$$

Предполагая, что силы $\partial\Phi/\partial x$ и $\partial\Phi/\partial y$ связаны со скоростями dx/dt и dy/dt линейно, тогда, подставляя соответствующие выражения из уравнения (20), получим систему уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = 3\beta^3 R(x) D_v c_{v0} \left[(p_0 - p_R) \frac{\Omega}{k_B T} \right] \\ \frac{dy}{dt} = \frac{1}{\xi} 3\beta^3 R(x) D_g c_g \left(1 - \frac{K^\xi}{c_g^\xi} p_R \Omega \right) Z(y/x, T) \end{array} \right\}. \quad (24)$$

Здесь выражение для dy/dt отличается от уравнения (15) множителем Z . Это, в случае малых пузырьков, позволяет учитывать явным образом, что газ

неидеальный, $Z > 1$. Наоборот, в крупных пузырьках он идеальный, $Z = 1$, тогда системы уравнений (24) и (15) совпадают.

Преобразуя и суммируя скорости dx/dt и dy/dt из уравнения (24) получаем изменение радиуса пузырька со временем:

$$V(R, t) = \frac{1}{R} \left(D_v c_{v0} + \frac{1}{\xi} \left(\frac{1}{\rho_g} \right)^{2-1/\xi} Z^{1/\xi} D_g c_g^* \right) \times \left[\left(\frac{c_g}{c_g^*} \right)^\xi - \frac{2\gamma\Omega}{Rk_B T} \right]. \quad (25)$$

Выражение этой скорости имеет сходный характер с тем, который получен в работе [17]. Скорость роста пузырьков определяется суммой объемной диффузии вакансий и атомов газа в решетке. Роль пересыщения играет отношение c_g/c_g^* , вместо $(c - c_\infty)/c_\infty$ — пересыщения по „атомам растворенного вещества“ в теории ЛСВ.

Полученную скорость $V(R, t)$ используем для нахождения асимптотических решений уравнения (23), применяя методику из работы [12]. Также установим закономерности временной эволюции газовой пористости.

3.8. Два асимптотических случая

Согласно уравнению (25) выделяются два асимптотических случая: $\rho_g = 1$ и $\rho_g \ll 1$, характеризующие раннюю и позднюю стадии коалесценции пузырьков соответственно.

Рассмотрим новую функцию $f(R, \tau)$, определяемую относительно нового времени τ :

$$\frac{\partial f(R, \tau)}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial R} (V(R, \tau) f(R, \tau)), \quad (26)$$

где $V(R, \tau)$ — скорость изменения радиуса пузырьков, записанная в новом масштабе времени.

Когда плотность газа $\rho_g = 1$ и критический радиус пузырька равен R_0^* , это соответствует стадии растущих пор малого размера ($R_0 \approx 2$ nm). Можно показать, что скорость, приведенная в уравнении (25), принимает вид:

$$V(R, t) = \frac{1}{R} (D_v^{\text{eff}} (c_{v0} + c_g^*)) \left[\left(\frac{c_g}{c_g^*} \right)^\xi - \frac{2\gamma\Omega}{Rk_B T} \right], \quad (27)$$

где

$$D_v^{\text{eff}} = (D_v c_{v0} + (1/\xi)(Z^*)^{1/\xi} D_g c_g^*) / (c_{v0} + c_g^*)$$

— эффективный коэффициент диффузии. Если предположить, что $c_{v0} \gg c_g^*$ и определить переменную нового времени в масштабе

$$\tau = \frac{3}{2} \left(\frac{2\gamma\Omega}{k_B T} \right) (D_v^{\text{eff}} c_{v0}) t, \quad (28)$$

тогда уравнение (27) приобретает вид

$$V(R, \tau) = \frac{2/3}{R} \left(\frac{1}{R_0(\tau)} - \frac{1}{R} \right). \quad (29)$$

В другом случае, когда плотность газа в пузырьках значительно уменьшается ($\rho_g \ll 1$), критический радиус R_0 увеличивается, становясь значительно больше R_0^* . Учитывая тогда, что $Z = 1$, выражение для скорости роста из уравнения (25) запишем в общем виде для произвольного параметра ξ :

$$V(R, t) = \frac{1}{R} \left(\frac{1}{\xi} \left(\frac{1}{\rho_g} \right)^{2-1/\xi} D_g c_g^* \right) \left[\left(\frac{c_g}{c_g^*} \right)^\xi - \frac{2\gamma\Omega}{Rk_B T} \right]. \quad (30)$$

И, выбирая новое время

$$\tau = \frac{1}{\xi} \left[\left(\frac{3\xi}{\xi+1} \right) \left(\frac{3}{2} \right)^{1-1/\xi} \right]^{-1} \left(\frac{k_B T}{2\gamma\Omega} \right)^{1-1/\xi} (D_g c_g^*) t, \quad (31)$$

уравнение (30) преобразуем к выражению

$$V(R, \tau) = \frac{1}{R} \left[\left(\frac{3\xi}{\xi+1} \right) \left(\frac{3}{2} R_0(\tau) \right)^{1-1/\xi} \right] \left(1 - \frac{R_0(\tau)}{R} \right). \quad (32)$$

Определив скорости роста пузырьков для двух асимптотических случаев, найдем решение $f(R, \tau)$.

3.9. Свойства асимптотического решения

Асимптотическое решение уравнения (26) будем искать в виде произведения двух множителей. Один из множителей зависит от времени, второй — функция новой переменной, которая от времени не зависит:

$$f(R, \tau) = \tau^a g(R\tau^b), \quad (33)$$

где a и b — константы решения, которые необходимо определить. Чтобы найти эти константы, применим формулировку начальных моментов для функции $f(R, \tau)$, определив i -й начальный момент как

$$\mu_i = \int_0^\infty R^i f(R, \tau) dR. \quad (34)$$

Используя это определение для моментов, запишем закон сохранения газа в решетке:

$$M = \xi \rho_g \beta^3 \mu_3 + c_g \equiv \text{const}, \quad (35)$$

где M — полное число атомов имплантированного газа в решетке, μ_3 — третий момент функции распределения пузырьков, физический смысл которого — объемная доля пузырьков. В области асимптотического решения μ_3 слабо зависит от времени. Предполагаем, что μ_3 медленно увеличивается с ростом пузырьков при одновременном уменьшении в них плотности газа ρ_g .

Для новой функции $g(u)$, зависящей от переменной $u = R\tau^b$, определим i -й момент:

$$\alpha_i = \int_0^\infty u^i g(u) du. \quad (36)$$

Комбинируя уравнения (33), (34) и (36), находим соотношение

$$\mu_i = \tau^{a-b(i+1)} \alpha_i. \quad (37)$$

Здесь α_i — множитель, не зависящий от времени τ . Используя также предположение о независимости μ_3 от времени, из уравнения (37) получаем соотношение констант решения:

$$a = 4b.$$

В случае малых пор ($R_0 = R_0^*$), для скорости $d\mu_i/d\tau$ находим рекуррентное соотношение:

$$\frac{d\mu_i}{d\tau} = i \frac{2}{3} \left(\frac{1}{R_0} \mu_{i-2} - \mu_{i-3} \right), \quad (38)$$

Для крупных пор ($R_0 \gg R_0^*$) такое соотношение имеет вид:

$$\frac{d\mu_i}{d\tau} = i \left(\frac{3\xi}{\xi+1} \right) \left(\frac{3}{2} \right)^{1-1/\xi} \left(R_0^{1-1/\xi} \mu_{i-2} - R_0^{2-1/\xi} \mu_{i-3} \right). \quad (39)$$

Применим условие $d\mu_3/d\tau = 0$ для решения уравнений (38), (39). В обоих случаях R_0 имеет одинаковую временную зависимость:

$$R_0 = \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right) \tau^{-b}. \quad (40)$$

Используя полученное уравнение (40), исключая μ_i и подставляя уравнение (37) в уравнения (38), (39), находим

$$b = \left\{ \begin{array}{ll} -\frac{1}{3}, & R_0 = R_0^* \\ -\frac{\xi}{\xi+1}, & R_0 \gg R_0^* \end{array} \right\}, \quad (41)$$

Вычислив требуемые константы a и b , решим уравнение (26).

3.10. Универсальная функция распределения

Для случая $R_0 = R_0^*$, решение $f(R, \tau) = \tau^{-4/3} g(R\tau^{-1/3})$ вместе с $V(R, \tau)$ из уравнения (29) подставляем в уравнение (26). Переходя к $g(u)$, учитывая, что $u = (\alpha_1/\alpha_0)R/R_0$, получаем

$$\frac{\partial g(u)}{\partial u} u \left(u^3 - 2 \frac{\alpha_0}{\alpha_1} u + 2 \right) + g(u) \left(4u^3 + 2 \frac{\alpha_0}{\alpha_1} u - 4 \right) = 0. \quad (42)$$

Для другого случая $R_0 \gg R_0^*$, ищем решение

$$f(R, \tau) = \tau^{-4\xi/(\xi+1)} g(R\tau^{-\xi/(\xi+1)}).$$

Его подстановка в уравнение (26), учитывая $V(R, \tau)$ из уравнения (32), позволяет найти

$$\frac{\partial g(u)}{\partial u} u \left(u^3 - \left(\frac{3}{2} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right)^{1-1/\xi} \left(3u - 3 \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right) \right) + g(u) \left(4u^3 + \left(\frac{3}{2} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right)^{1-1/\xi} \left(3u - 6 \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right) \right) = 0. \quad (43)$$

Предполагая, что отношение моментов α_1/α_0 равно $2/3$, уравнения (42), (43) оказываются одинаковыми, а результат их интегрирования — аналог универсальной асимптотической функции распределения, известной из теории ЛСВ:

$$g(u) = \begin{cases} e^A e^{1/3} \frac{u^2}{(2+u)^{7/3} (1-u)^{11/3}} \exp \left[\frac{-1}{(1-u)} \right], & u < 1 \\ 0, & u > 1 \end{cases}, \quad (44)$$

где A — константа интегрирования, значение которой определяется нормировкой функции $g(u)$. Заметим также, что уравнение (43) не зависит от значения параметра ξ . Таким образом, асимптотическое решение не зависит от состава молекулы газа.

Нахождение интеграла функции $g(u)$, приведенной в уравнении (44), в интервале значений аргумента от нуля до единицы дает точные значения:

$$\alpha_0 = e^A e^{1/3} [3e^{2^{4/3}}]^{-1}, \quad \alpha_1 = e^A e^{1/3} [3^2 e^{2^{1/3}}]^{-1}.$$

Таким образом, принятое нами предположение, что $\alpha_1/\alpha_0 = 2/3$ — верно.

3.11. Временные зависимости

Свойства металла определяются влиянием микроструктурных элементов материала, таких как, например, газо-вакансионные скопления, представляющие главный физический интерес. Их наблюдаемые параметры, такие как суммарная концентрация пузырьков и их средний радиус, можно определить как $N = \mu_0$ и $R = \mu_1/\mu_0$ соответственно, используя первые два начальных момента. Объемную долю пузырьков $N_v = \beta^3 \mu_3$, считая $\langle R^3 \rangle \approx \langle R \rangle^3$, можно приближенно представить комбинацией N и R :

$$\frac{\Delta V}{V} \equiv N_v \approx \beta^3 R^3 N. \quad (45)$$

Используя закон сохранения, сформулированный в уравнении (35), получим общее соотношение, связывающее концентрацию пузырьков и их средний радиус:

$$N = \left[\frac{(M - c_g)}{\xi \beta^3} \frac{Z}{R_0^* Z^*} \right] \frac{1}{R^2}. \quad (46)$$

Учитывая особенности каждого асимптотического случая для малых и крупных пузырьков, представим это

соотношение в виде:

$$N = \begin{cases} \left\{ \frac{(M - c_g)}{\xi \beta^3} \left(\frac{k_B T}{2\gamma(\Omega - B_2)} \right) \frac{1}{R^2}, & R_0 = R_0^* \right\} \\ \left\{ \frac{M}{\xi \beta^3} \left(\frac{k_B T}{2\gamma\Omega} \right) \frac{1}{R^2}, & R_0 \gg R_0^* \right\}. \end{cases} \quad (47)$$

В первом случае учитывается поправка парных взаимодействий B_2 в неидеальном газе, во втором — считается, что газ идеальный, а концентрация атомов междуузельного газа c_g пренебрежимо мала. Заметим, что выражение для крупных пузырьков (второе выражение) справедливо также для механизма БМК.

Используя установленные соотношения для среднего радиуса в уравнении (40) и их концентрации в уравнении (47) несложно вывести их временные зависимости для обоих асимптотических случаев:

$$R(t) = \begin{cases} \left\{ \left(\frac{2\gamma(\Omega - B_2)}{k_B T} \right)^{1/3} \left[\left(\frac{2}{3} \right)^2 (D_v^{\text{eff}} c_{v0}) t \right]^{1/3}, & R_0 = R_0^* \right\} \\ \left\{ \left(\frac{2\gamma\Omega}{k_B T} \right)^{-\frac{\xi-1}{\xi+1}} \left[\frac{1}{\xi} \left(\frac{\xi+1}{3\xi} \right) \left(\frac{2}{3} \right)^2 (D_g c_g^*) t \right]^{\frac{\xi}{\xi+1}}, & R_0 \gg R_0^* \right\}, \end{cases}$$

$$N(M, t) = \begin{cases} \left\{ \frac{(M - c_g)}{\xi \beta^3} \left(\frac{k_B T}{2\gamma(\Omega - B_2)} \right)^{5/3} \left[\left(\frac{2}{3} \right)^2 (D_v^{\text{eff}} c_{v0}) t \right]^{-2/3}, & R_0 = R_0^* \right\} \\ \left\{ \frac{M}{\xi \beta^3} \left(\frac{k_B T}{\gamma\Omega} \right)^{-\frac{\xi-3}{\xi+1}} \left[\frac{1}{\xi} \left(\frac{\xi+1}{3\xi} \right) \left(\frac{2}{3} \right)^2 (D_g c_g^*) t \right]^{-\frac{2\xi}{\xi+1}}, & R_0 \gg R_0^* \right\}. \end{cases} \quad (48)$$

Запишем эти зависимости применительно к случаям, когда безразмерный числовой параметр ξ принимает значение единица в случае одноатомного газа — гелия, либо — два, в случае водорода. Результаты этой подстановки приведены в табл. 1.

Заметим, что концентрация пузырьков N зависит от величины насыщения материала газом M , тогда как их средний радиус R от этой величины не зависит. Это отличает эволюцию пузырьков по механизму ОС от, например, механизма БМК, где рост среднего радиуса зависит от величины M .

Проведенный теоретический анализ предлагает новый подход к изучению эволюции пузырьков одно- и двухатомного газа, протекающей по механизму ОС. Его обоснованность может быть подтверждена путем сравнения результатов теоретического анализа и эксперимента.

4. Анализ экспериментальных данных

Используя полученные зависимости для среднего радиуса $R(T, t)$ и суммарной концентрации пузырьков

Таблица 1. Временные зависимости среднего радиуса и суммарной концентрации пузырьков для одноатомного газа (гелий) и двухатомного газа (водород)

	ξ	$R(T, t)$	$N(M, T, t)$
$R_0 = R_0^*$	1	$\left(\frac{2\gamma(\Omega - B_2)}{k_B T}\right)^{1/3} \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 (D_v^{\text{eff}} c_{v0}) t\right]^{1/3}$	$(M - c_g) \frac{1}{\beta^3} \left(\frac{k_B T}{2\gamma(\Omega - B_2)}\right)^{5/3} \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 (D_v^{\text{eff}} c_{v0}) t\right]^{-2/3}$
	2	$\left(\frac{2\gamma(\Omega - B_2)}{k_B T}\right)^{1/3} \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 (D_v^{\text{eff}} c_{v0}) t\right]^{1/3}$	$\frac{(M - c_g)}{2} \frac{1}{\beta^3} \left(\frac{k_B T}{2\gamma(\Omega - B_2)}\right)^{5/3} \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 (D_v^{\text{eff}} c_{v0}) t\right]^{-2/3}$
$R_0 \gg R_0^*$	1	$\left[\left(\frac{2}{3}\right)^3 (D_g c_g^*) t\right]^{1/2}$	$M \frac{1}{\beta^3} \left(\frac{k_B T}{2\gamma\Omega}\right)^1 \left[\left(\frac{2}{3}\right)^3 (D_g c_g^*) t\right]^{-1}$
	2	$\left(\frac{2\gamma\Omega}{k_B T}\right)^{-1/3} \left[\left(\frac{1}{3}\right)^2 (D_g c_g^*) t\right]^{2/3}$	$\frac{M}{2} \frac{1}{\beta^3} \left(\frac{k_B T}{2\gamma\Omega}\right)^{1/3} \left[\left(\frac{1}{3}\right)^2 (D_g c_g^*) t\right]^{-4/3}$

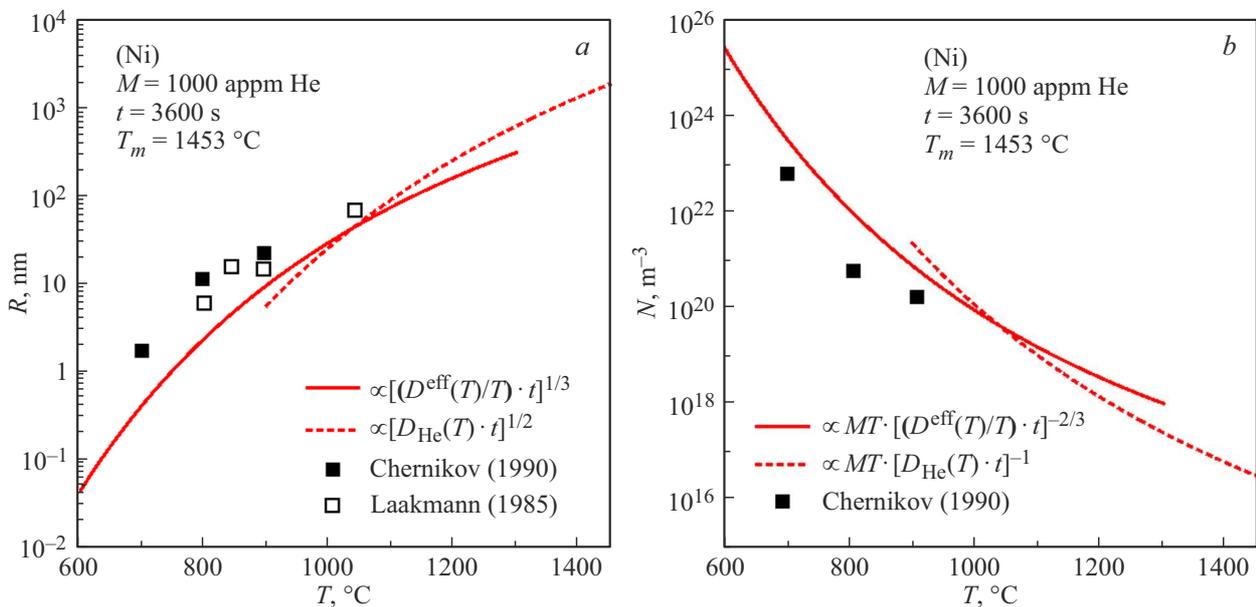


Рис. 1. Сравнение данных экспериментальных измерений в никеле (темные квадраты — данные из работы [28], светлые квадраты — данные из работы [29]) с температурными зависимостями для R (a) и для N (b) по модели ОС.

$N(M, T, t)$ в случае одноатомного газа ($\xi = 1$) из табл. 1 проводится сравнение этих соотношений с известными из литературы экспериментальными данными. Воспользуемся результатами, полученными методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), в чистом никеле (Ni), аустенитной нержавеющей стали (316L), чистой меди (Cu) и вольфраме (W). Температурные зависимости были получены для перечисленных металлов и сплавов путем предварительной имплантации гелия от 300 до 1000 атрм при комнатных температурах и последующим отжигом в диапазоне гомологических температур от $\sim 0.5T_m$ и выше.

4.1. Эволюция газовой пористости в никеле

Теоретические временные и температурные зависимости для R и N сопоставляются с результатами изучения

облученных образцов никеля из работы [28]. Авторы сообщают, что образцы были вначале гомогенно насыщены гелием до 1000 атрм, а затем изохронно отжигались в течение 1 часа в диапазоне температур от 700 до 900 °C. Они показали, что скорость роста пузырьков у поверхности зерна выше, чем в его объеме. Средний радиус и суммарная концентрация пузырьков на поверхности и внутри зерна рассчитывались раздельно. Также для сравнения с теорией использовались данные для среднего радиуса из работы Лаакманна [29], полученные в диапазоне температур от 800 до 1050 °C.

Параметры материала по никелю, использованные для теоретической оценки роста пузырьков газа при отжиге, представлены в табл. 2. Они даны с указанием ссылок на опубликованные источники.

На рис. 1 приведены результаты экспериментальных измерений радиуса и концентрации пузырьков в никеле,

Таблица 2. Параметры материала для никеля

Параметр	Значение	Источник
Количество гелия M , аррм	1000	[28]
Параметр решетки a , Å	3.52	[30]
Атомарный объем Ω , m^3	$1.094 \cdot 10^{-29}$	[31]
Образование вакансий (предэкспонента) C_{v0}	4.48	[31]
Энергия образования вакансий E_v^f , eV	1.39	[31,32]
Диффузия вакансий (предэкспонента) D_{v0} , m^2/s	$9.2 \cdot 10^{-5}$	[33]
Энергия миграции вакансий E_v^m , eV	1.38	[31,32]
Диффузия ат. гелия (предэкспонента) D_{g0} , m^2/s	$6.31 \cdot 10^{-7}$	[34]
Энергия миграции гелия E_g^m , eV	0.08	[31,35]
Энергия поверхностного натяжения γ , J/m^2	2.00	[36]
Энтальпия перерастворения гелия ψ , eV	2.4	[34]

зафиксированные у поверхности зерна, после часового отжига. Авторы экспериментального исследования предположили, что поверхность обеспечивает достаточный поток вакансий для релаксации начальной высокой плотности газа в мелких пузырьках ($R < 1 \text{ nm}$). Неограниченный источник вакансий позволяет пузырькам расти по механизму ОС.

На рис. 1, *a* показаны теоретические кривые, выражающие температурные зависимости, определенные для двух асимптотических решений. Сплошная линия, соответствующая малым размерам пузырьков, пролегает в диапазоне меньших температур отжига. Пунктирная линия отражает рост крупных пузырьков в области более высоких температур. В начале процесса небольшие пузырьки растут за счет смешанной объемной миграции вакансий и атомов гелия. На более поздних стадиях рост больших пузырьков определяется только переносом атомов гелия в решетке.

Пересечение сплошной и пунктирной линии в точке $\sim 1050 \text{ }^\circ\text{C}$ определяет теоретическую границу переходного радиуса R_{tr} от условно малых к крупным пузырькам. Величина R_{tr} чувствительна к значению энергии перерастворения ψ . Если предположить, что $\psi = 2.3 \text{ eV}$ (на 0.1 eV ниже, чем предсказано в работе [34]), то, как видно из рис. 1, *a*, $R_{tr}(T) \approx 40 \text{ nm}$.

На рис. 1, *b* также показаны обе теоретические кривые, полученные из анализа двух асимптотических решений. Концентрация N , как видно на рисунке, предсказуемо уменьшается с ростом температуры отжига. Здесь также можно видеть пересечение кривых и переходную точку ($\sim 1050 \text{ }^\circ\text{C}$), отражающую переход малых пузырьков в крупные, у которых диффузионные механизмы эволюции отличаются.

Из рис. 1, *a* видно, что экспериментальные наблюдения, взятые из работ [28,29], неплохо согласуются

с теоретической оценкой $R \propto [(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{1/3}$, прежде всего в интервале температур $900\text{--}1050 \text{ }^\circ\text{C}$, когда $R > 10 \text{ nm}$. Для более низких температур ($700\text{--}800 \text{ }^\circ\text{C}$), когда $R < 10 \text{ nm}$, заметно расхождение теоретической кривой и эксперимента. Наиболее вероятной причиной этого является ограничение размера пузырьков, доступных для наблюдения средствами ПЭМ. Большое число мелких пузырьков не учитывается в измерениях, поэтому их наблюдаемый размер завышается.

На рис. 1, *b* видно, что теоретическая оценка $N \propto MT[(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{-2/3}$ в целом правильно воспроизводит наклон, соответствующий данным эксперимента из работы [28]. Наблюдается завышение ожидаемой величины концентрации пузырьков в сравнении с экспериментом. Это, вероятно, связано с погрешностью экспериментальных измерений, либо с неточностью параметров материала, использованных для оценок.

4.2. Эволюция газовой пористости в стали 316 типа

Теоретические зависимости R и N от времени и температуры, полученные в настоящей работе, сопоставляются с результатами отжига стали 316 типа из работы [37]. В этой работе сообщается, что 1000 аррм He были гомогенно имплантированы в экспериментальный образец при температуре $300 \text{ }^\circ\text{C}$, после чего проводился его отжиг в диапазоне температур от 650 до $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 1 часа. Было показано, что в отличие от экспериментальных результатов в Ni эволюция их распределения на границе и в объеме зерна не отличаются в интервале исследованных температур.

Параметры материала по аустенитной нержавеющей стали 316 типа, представленные в табл. 3, использовались нами для теоретической оценки накопления

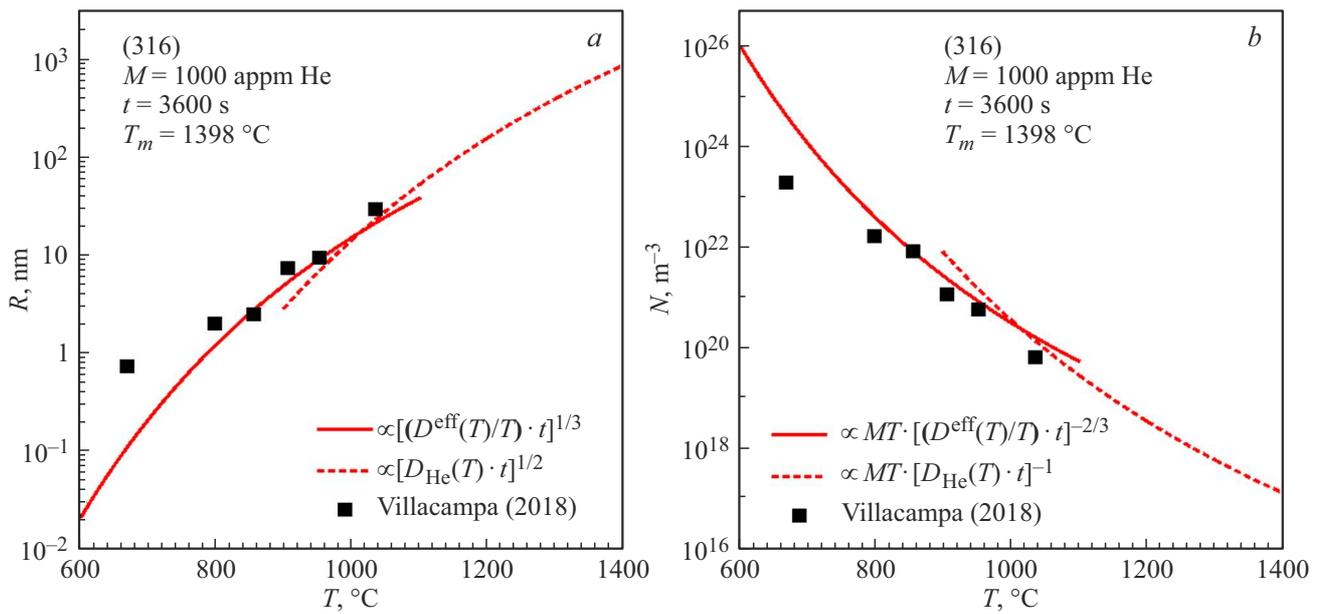


Рис. 2. Сравнение данных экспериментальных измерений в стали 316 (темные квадраты — данные из работы [37]) с температурными зависимостями для R (a) и для N (b) по модели ОС.

Таблица 3. Параметры материала для аустенитной нержавеющей стали

Параметр	Значение	Источник
Количество гелия M , аргм	1000	[37]
Параметр решетки a , Å	3.58	[38]
Атомарный объем Ω , m^3	$11.47 \cdot 10^{-30}$	[39]
Образование вакансий (предэкспонента) C_{v0}	1.00	—
Энергия образования вакансий E_v^f , eV	1.6	[40]
Диффузия вакансий (предэкспонента) D_{v0} , m^2/s	$6.0 \cdot 10^{-5}$	[41]
Энергия миграции вакансий E_v^m , eV	1.2	[41]
Диффузия ат. гелия (предэкспонента) D_{g0} , m^2/s	$6.31 \cdot 10^{-7}$	[34]
Энергия миграции гелия E_g^m , eV	0.08	[42]
Энергия поверхностного натяжения γ , J/m^2	2.00	[36]
Энтальпия перерастворения гелия ψ , eV	2.4	[34]

газовой пористости в стали при отжиге. Отметим сходство диффузионных характеристик ТД с аналогичными параметрами для Ni.

На рис. 2 нанесены результаты экспериментальных измерений среднего радиуса и суммарной концентрации пузырьков, полученные внутри объема зерна после часового отжига [37]. Авторы нашли, что размер и концентрация пузырьков после отжига как внутри зерна, так и вблизи его границы оказались схожими. Также они предположили, что рост пузырьков протекает по механизму ОС.

Температура плавления (T_m) для аустенитной стали на $\sim 60^\circ C$ ниже, чем для никеля. Точка пересечения

температурных зависимостей также смещена в сторону более низкой температуры. Принимая $\psi = 2.4$ eV, можно видеть, что эта точка соответствует $\sim 1010^\circ C$, следовательно, величина переходного радиуса для растущих пузырьков $R_{tr} \approx 20$ nm.

На рис. 2, a приведены обе кривые температурных зависимостей для среднего радиуса. Кривая роста малых пузырьков (< 20 nm) (сплошная линия) лежит в диапазоне меньших температур ($< 1010^\circ C$), а крупные пузырьки (> 20 nm) (пунктирная линия) относятся к области более высоких ($> 1010^\circ C$).

Теоретические зависимости эволюции суммарной концентрации пузырьков с ростом температуры приведены

Таблица 4. Параметры материала для меди

Параметр	Значение	Источник
Количество гелия M , аppm	300	[43]
Параметр решетки a , Å	3.62	[30]
Атомарный объем Ω , m^3	$1.20 \cdot 10^{-29}$	–
Образование вакансий (предэкспонента) C_{v0}	5.00	–
Энергия образования вакансий E_v^f , eV	1.28	[44]
Диффузия вакансий (предэкспонента) D_{v0} , m^2/s	$2.0 \cdot 10^{-5}$	–
Энергия миграции вакансий E_v^m , eV	0.71	[44]
Диффузия ат. гелия (предэкспонента) D_{g0} , m^2/s	$5.42 \cdot 10^{-8}$	[45]
Энергия миграции гелия E_g^m , eV	0.117	[45]
Энергия поверхностного натяжения γ , J/m^2	1.6	[36]
Энтальпия перерастворения гелия ψ , eV	1.5	–

на рис. 2, *b*. Здесь также видно пересечение кривых концентрации пузырьков в точке ($\sim 1010^\circ\text{C}$). Это пересечение характеризует теоретическую границу между относительно малыми и крупными пузырьками, растущими с разной скоростью.

Экспериментальные результаты работы [37], как видно на рис. 2, в целом хорошо согласуются с теоретическими оценками $R \propto [(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{1/3}$ и $N \propto MT[(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{-2/3}$ в температурном интервале $< 1010^\circ\text{C}$. Однако, для температуры 650°C , когда $R < 1 \text{ nm}$, наблюдается заметное расхождение теории и эксперимента. Причина этого расхождения, вероятно, та же, что и в случае с Ni, т.е. из-за ограничений ПЭМ. Авторы работы [37] также обратили внимание, что значительное количество пузырьков было ниже предела разрешения ПЭМ ($< 2 \text{ nm}$) в точке 650°C .

Газовая пористость в стали 316 наблюдалась исследователями в интервале температур $650\text{--}1050^\circ\text{C}$, что соответствует температурному интервалу в экспериментах по Ni. Однако, в отличие от Ni, полученные экспериментальные данные в стали позволяют провести сравнение с теоретическими оценками $R \propto [D_{\text{He}}(T)t]^{1/2}$ и $N \propto MT[D_{\text{He}}(T)t]^{-1}$, характеризующими эволюцию крупных пузырьков. На рис. 2 видно, что экспериментальные данные в точке 1050°C согласуются с теорией.

Таким образом, построенные теоретические зависимости хорошо воспроизводят результаты экспериментальных измерений, как для меньших, так и для крупных пузырьков. Следовательно, их рост в аустенитной стали 316 наиболее вероятно протекает по механизму ОС.

4.3. Эволюция газовой пористости в меди

Установленные временные и температурные теоретические зависимости для R и N сопоставляются с

данными из работы [43] по отжигу образцов Cu, насыщенных гелием. Однородно имплантированные гелием (300 аppm) образцы при температуре 50°C отжигались в диапазоне температур от 650 до 920°C в течение 30 минут. Было обнаружено, что в приграничной области зерна средний размер пузырьков оказался существенно больше, чем внутри объема. Был сделан вывод, что вблизи сильного источника тепловых вакансий, каким является поверхность зерен, рост пузырьков протекает по механизму ОС. Наоборот, в объеме зерна дислокации, предположительно, не формируют достаточный поток вакансий для эволюции пористости по механизму ОС.

Диффузионные характеристики точечных дефектов в Cu, представленные в табл. 4, используются для теоретической оценки эволюции пузырьков. Значение энергии перерастворения атомов гелия ψ из пузырьков в решетку в литературе отсутствует. Для проведения теоретических оценок использовалось предположительно наиболее подходящее значение: 1.5 eV .

На рис. 3 приведены экспериментальные данные для среднего радиуса и концентрации пузырьков, обнаруженные возле поверхности зерна в Cu. Данные нанесенные на рисунке символами — наше усреднение группы результатов эксперимента, полученных в работе [43] для каждой температуры.

На рис. 3 также показаны теоретические температурные зависимости, определенные на основе анализа асимптотических решений эволюции малых и крупных пузырьков. Точка пересечения температурных зависимостей (сплошные и пунктирные линии) соответствует $\sim 810^\circ\text{C}$. Если предположить, что $\psi = 1.5 \text{ eV}$, тогда величина переходного радиуса $R_{tr} \approx 50 \text{ nm}$.

Сплошные линии зависимостей R и N описывают эволюцию малых пузырьков ($< 50 \text{ nm}$), лежащих в диапазоне меньших температур ($< 810^\circ\text{C}$). Пунктирные

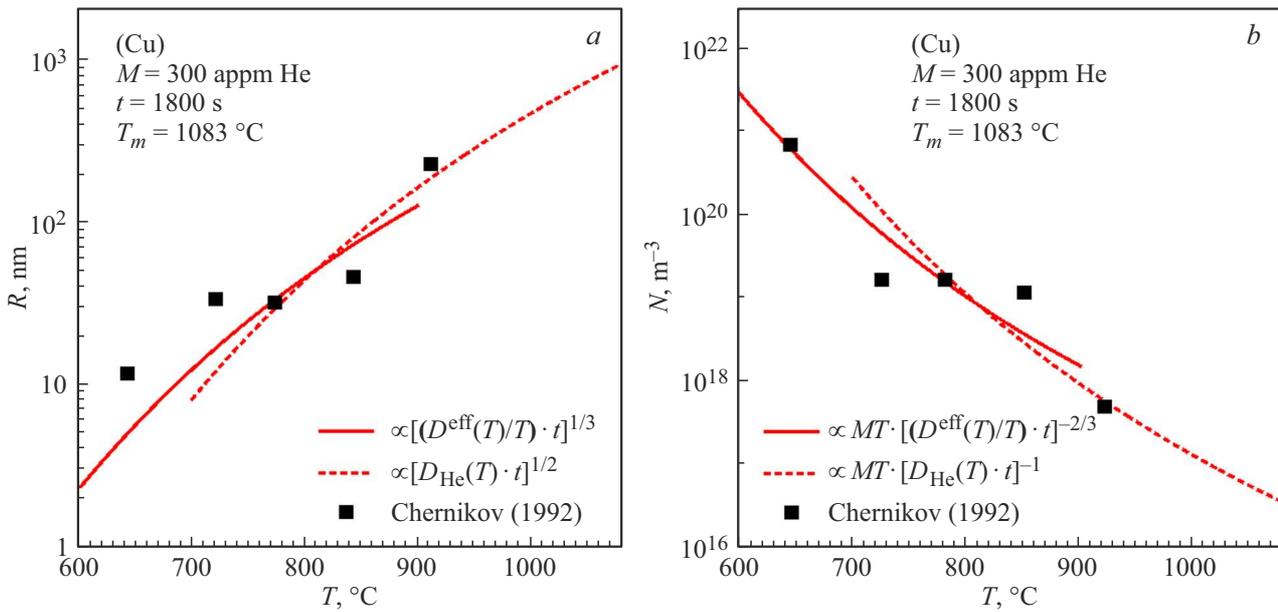


Рис. 3. Сравнение данных экспериментальных измерений в меди (темные квадраты — данные из работы [43]) с температурными зависимостями для R (a) и для N (b) по модели ОС.

линии отражают рост крупных пузырьков (> 50 nm) в области высоких температур (> 810 °C).

Экспериментально наблюдаемые пузырьки на рис. 3 достаточно крупные, их радиус > 10 nm в интервале от 650 до 920 °C. Теоретическая зависимость для среднего радиуса $R \propto [(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{1/3}$ хорошо воспроизводит наклон в сравнении с данными из работы [43] в температурном интервале < 810 °C. Также видно, что зависимость для суммарной концентрации $N \propto MT[(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{-2/3}$ хорошо согласуется с экспериментом в том же температурном интервале < 810 °C.

Измерения проводились в диапазоне высоких гомологических температур ($> 0.6T_m$), что позволяет наблюдать рост пузырьков, размеры которых больше переходного радиуса (> 50 nm). Также как в случае для стали 316, полученные экспериментальные данные сравниваются с теоретическими оценками $R \propto [D_{\text{He}}(T)t]^{1/2}$ и $N \propto MT[D_{\text{He}}(T)t]^{-1}$ для растущих крупных пор в Cu. На рис. 3 видно, что в точке с самой высокой температурой 920 °C измеренные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями.

Таким образом, обе теоретические зависимости дают хорошее описание эволюции, как мелких, так и более крупных пузырьков на всем интервале исследованных температур. Это показывает, что их рост в Cu с высокой вероятностью, действительно, протекает по механизму ОС.

4.4. Эволюция газовой пористости в вольфраме

Теоретические временные и температурные зависимости R и N , найденные в настоящей работе, срав-

ниваются с данными экспериментального изучения W из работы [46]. Горячекатаные образцы W были насыщены гелием путем гомогенной имплантации до уровня 600 appm при температуре 52 °C. После этого образцы изохронно отжигались в течение 1 часа в диапазоне температур от 1200 до 2100 °C. Было установлено, что в W распределения пузырьков вблизи границы зерна и внутри его объема одинаковы, в отличие от Ni и Cu. Это отличие не удалось однозначно объяснить разницей типов атомных структур для металлов с ОЦК и ГЦК решетками. Также, анализируя полученные результаты, авторы экспериментального исследования пришли к выводу, что в W пузырьки растут по механизму БМК, а не ОС.

Параметры материала, представленные в табл. 5, получены экспериментально и с применением методов математического моделирования. Значение энергии перерастворения атомов гелия ψ из пузырьков в литературных источниках найти не удалось. Для теоретических оценок мы предлагаем наиболее подходящее значение этого параметра: 5.5 eV.

Обнаруженные авторами работы [46] данные наблюдаемых величин R и N приведены на рис. 4. Там же показаны теоретические температурные зависимости, когда пузырьки растут по механизму ОС, вычисленные с использованием исходных данных из табл. 5. Приведенные зависимости соответствуют асимптотическим решениям, как в случае малых (сплошная линия), так и крупных пузырьков (пунктирная линия). Также нанесены температурные зависимости, отражающие рост пузырьков по механизму БМК (штрихпунктирная линия). Они были вычислены с учетом тех же исходных данных из табл. 5, используя соотношения, взятые из работы [8].

Таблица 5. Параметры материала для вольфрама

Параметр	Значение	Источник
Количество гелия M , аppm	600	[46]
Параметр решетки a , Å	3.16	[47]
Атомарный объем Ω , м ³	$1.58 \cdot 10^{-29}$	—
Образование вакансий (предэкспонента) C_{v0}	1.00	—
Энергия образования вакансий E_v^f , eV	3.6	[44]
Диффузия вакансий (предэкспонента) D_{v0} , м ² /с	$1 \cdot 10^{-6}$	—
Энергия миграции вакансий E_v^m , eV	2.26	[48]
Диффузия ат.гелия (предэкспонента) D_{g0} , м ² /с	$5.35 \cdot 10^{-8}$	[45]
Энергия миграции гелия E_g^m , eV	0.13	[45]
Энергия поверхностного натяжения γ , J/м ²	2.8	[36]
Энтальпия перерастворения гелия ψ , eV	5.5	—
Поверхностная диффузия (предэкспонента) D_{s0} , м ² /с	$1 \cdot 10^{-7}$	—
Поверхностная диффузия (энергия миграции) E_s , eV	2.26	—

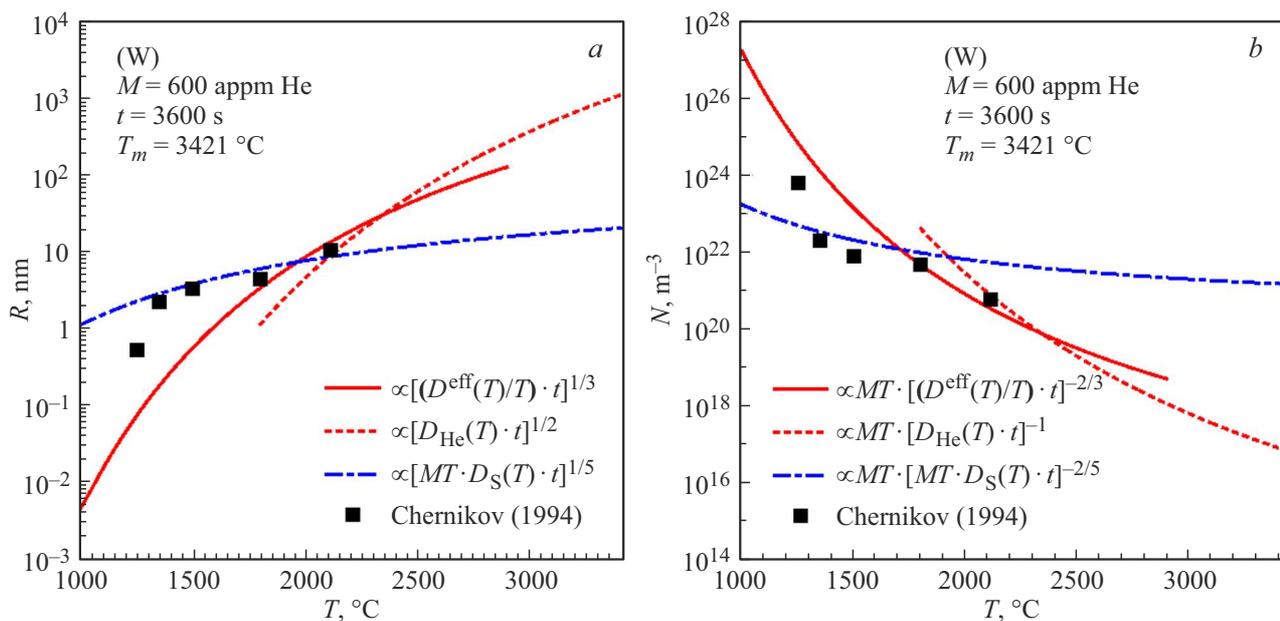


Рис. 4. Сравнение данных экспериментальных измерений в вольфраме (темные квадраты — данные из работы [46]) с температурными зависимостями для R (а) и для N (б) по моделям ОС (сплошная, пунктир) и БМК (штрихпунктир).

Предполагая, что пузырьки растут по механизму ОС, температурные зависимости для R и N (сплошные и пунктирные линии) пересекаются в точке ~ 2350 °С. Такое пересечение получено, если энергия перерастворения ψ равна ~ 5.5 eV. Тогда переходный радиус R_{tr} становится равным ~ 40 nm, что соответствует подобным значениям для Ni, Cu и стали 316.

Видно, что экспериментальные данные для пузырьков с радиусом < 3 nm при температурах < 1800 °С откло-

няются от предсказаний теории, предположительно, из-за погрешности ПЭМ. Поскольку существенное число пузырьков не учитывается в измерениях, их наблюдаемый размер оказывается завышенным, а концентрация, наоборот, занижается. На рис. 4, а видно, что экспериментальные значения R лежат выше теоретической зависимости, а экспериментальные N на рис. 4, б — ниже теоретической кривой. Это ожидаемое расхождение результатов экспериментальных измерений и теории.

При сходных условиях для соответствующих гомологических температур это было обнаружено также в Ni и в стали 316.

Если параметр ψ предположительно равен $\sim 5.5 \text{ eV}$, теоретические температурные зависимости $R \propto [(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{1/3}$ и $N \propto MT[(D^{\text{eff}}(T)/T)t]^{-2/3}$ хорошо согласуются с данными эксперимента для температур 1800 и 2100 °C. При этих температурах, как видно на рис. 4, наблюдаемый радиус пузырьков не превышает $\sim 10 \text{ nm}$, а их концентрация остается достаточно высокой $\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Таким образом, средний радиус пузырьков, достигнутый в W, существенно меньше максимальной величины радиуса, достигнутого в Ni ($\sim 70 \text{ nm}$), в Cu ($\sim 200 \text{ nm}$) и в стали 316 ($\sim 30 \text{ nm}$). Этот недостаток данных по W не позволяет подтвердить применимость нашей теории для температур отжига $> 2350 \text{ }^\circ\text{C}$, когда R крупных пузырьков становится $> 40 \text{ nm}$.

В работе [46] авторы нашли, что рост пузырьков в W протекает по механизму БМК. Это легко проверить, сравнивая экспериментальные данные и температурные зависимости $R \propto [MT \cdot D_S(T)t]^{1/5}$ и $N \propto MT[MT \cdot D_S(T)t]^{-2/5}$, взятые из работы [8], где $D_S = D_{S0} \exp(-E_S/k_B T)$ — коэффициент диффузии, взятый в соответствии с представлениями о кинетике поверхностной диффузии пузырьков. На рис. 4 видно, что эти зависимости (штрихпунктирная линия) хорошо согласуются с данными эксперимента в интервале температур от 1300 до 1800 °C. Такое согласие свидетельствует о возможной подвижности мелких пузырьков в W. С другой стороны, для 1200 °C видно, что значение наблюдаемого радиуса R лежит ниже ожидаемой зависимости, и, наоборот, экспериментальное значение N оказывается выше теоретической кривой. Такое отклонение для пузырьков $R < 1 \text{ nm}$ в точке самой низкой температуры отжига нельзя объяснить погрешностью измерений ПЭМ. Поэтому вывод о возможной подвижности пузырьков малых размеров $R < 3 \text{ nm}$, является пока недостаточно обоснованным.

Таким образом, эволюция пузырьков в W для пузырьков радиуса $R > 3 \text{ nm}$ и выше, предположительно, протекает по механизму ОС. Чтобы это подтвердить требуются новые экспериментальные исследования, в том числе, для более высоких ($> 2100 \text{ }^\circ\text{C}$) температур отжига.

5. Заключение

Предложен новый подход, полученный на основе асимптотических решений, для изучения эволюции пузырьков гелия (одноатомный газ) и водорода (двухатомный газ) по механизму ОС при отжиге облученных металлов. Выведенные аналитические закономерности эволюции пузырьков гелия были сопоставлены с данными экспериментальных наблюдений для никеля, стали 316,

меди и вольфрама. Проведенный сравнительный анализ теории и эксперимента показал следующее:

1. Эволюция пузырьков газа различается на ранних и поздних стадиях коалесценции. Пузырьки малых и более крупных размеров растут с разными скоростями. Несмотря на это, асимптотические решения одинаковы для случаев одно- и многоатомных газов. Полученное решение задачи распада двухкомпонентного раствора газа и вакансий оказалось подобным известному асимптотическому решению из теории ЛСВ.

2. Температурные зависимости среднего радиуса R и суммарной концентрации N для пузырьков относительно небольшого размера, $R < 20\text{--}40 \text{ nm}$, в целом, хорошо согласуются с данными экспериментальных измерений для всех рассмотренных металлов. Исключение составляют мелкие пузырьки в диапазоне $R < 1\text{--}3 \text{ nm}$ из-за ограничений, обусловленных пределом разрешающей способности ПЭМ.

3. Для стали 316 и меди, полученные температурные зависимости для R и N хорошо описывают наблюдаемую эволюцию пузырьков не только на ранних, но и на более поздних этапах коалесценции, когда $R > 20\text{--}40 \text{ nm}$. Таким образом, найденные теоретические зависимости для пузырьков, как меньшего, так и более крупного размера позволяют объяснить данные эксперимента в широком интервале гомологических температур.

4. Изучение экспериментальных данных для рассмотренных материалов показало, что наиболее вероятным механизмом роста пузырьков при отжиге металлов с предварительной имплантацией гелия является механизм созревания Оставльда. Это справедливо, как для металлов с атомной структурой ГЦК (Ni, Cu, сталь 316), так и, скорее всего, для металлов с решеткой ОЦК (W).

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“ с использованием оборудования центра коллективного пользования „Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса“ НИЦ „Курчатовский институт“, <http://ckp.nrcki.ru/>

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.И. Хрипунов. ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез, **45**, 2, 5 (2022).
- [2] А.И. Блохин, Н.А. Демин, В.М. Чернов. ВАНТ. Серия: Материаловедение и новые материалы. **1**, 66, 70 (2006).
- [3] Е.А. Денисов, Т.Н. Компаниец, А.А. Юхимчук, И.Е. Бойцов, И.Л. Малков. Журнал технической физики. **83**, 6, 3 (2013).
- [4] S.E. Donnelly. Rad. Eff. **90**, 1 (1985).

- [5] J.B. Condon, T. Schober. *J. Nucl. Mater.* **207**, 1 (1993).
- [6] G. Greenwood, M. Speight. *J. Nucl. Mater.* **10**, 140 (1963).
- [7] Л.П. Семенов. *Атомная энергия.* **15**, 5, 404 (1963).
- [8] S.I. Golubov, R. Stoller, S. Zinkle, A.M. Ovcharenko. *J. Nucl. Mater.* **361**, 149 (2007).
- [9] A.M. Ovcharenko, I.I. Chernov. *J. Nucl. Mater.* **528**, 151824 (2020).
- [10] J. Rothaut, H. Schroeder, H. Ullmaier. *Philos. Mag. A* **47**, 781 (1983).
- [11] З.К. Саралидзе, В.В. Слезов. *ФТТ* **7**, 6, 1605 (1965).
- [12] A.J. Markworth. *Metall. Trans.* **4**, 2651 (1973).
- [13] V.V. Slezov, V.V. Sagalovich. *J. Phys. Chem. Solids.* **44**, 1, 23 (1983).
- [14] П.Г. Черемской, В.В. Слезов, В.И. Бетехтин. *Поры в твердом теле.* Энергоатомиздат, М. (1990). С. 102.
- [15] А.М. Овчаренко, И.И. Чернов, С.И. Голубов. *Атомная энергия.* **109**, 6, 315 (2010).
- [16] А.М. Овчаренко, И.И. Чернов. *Атомная энергия.* **112**, 5, 291 (2012).
- [17] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. *ЖЭТФ* **35**, 2(8), 479 (1958).
- [18] C. Wagner. *Z. Elektrochem.* **65**, 581 (1961).
- [19] A.M. Ovcharenko, S.I. Golubov, C.H. Woo, H. Nanchen. *Comp. Phys. Comm.* **152**, 208 (2003).
- [20] R. Wagner, R. Kampmann, P.W. Voorhees. *Phase Transformations in Materials.* Ed. Gernot Kostorz. WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim (2001). P. 309.
- [21] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. *ЖЭТФ* **113**, 6, 2193 (1998).
- [22] Б.В. Кутеев, В.С. Петров, Ю.С. Шпанский, А.В. Клищенко. Патент RU127992U1 (2013).
- [23] Я.Б. Зельдович. *ЖЭТФ* **12**, 525 (1942).
- [24] C.F. Clement, M.H. Wood. *Proc. R. Soc. Lond. A* **371**, 553 (1980).
- [25] F.C. Goodrich, *Proc. R. Soc. Lond. A* **277**, 167 (1964).
- [26] В.А. Печенкин, Ю.В. Конобеев. *ВАНТ. Серия: ФРП и РМ* **1**, 6, 8 (1978).
- [27] Ю.В. Конобеев, С.И. Голубов, В.А. Печенкин. *ВАНТ. Серия: ФРП и РМ* **3**, 17, 44 (1981).
- [28] V.N. Chernikov, H. Trinkaus, P. Jung, H. Ullmaier. *J. Nucl. Mater.* **170**, 31 (1990).
- [29] J. Laakmann. *Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, J L-2007, ISSN 03660885* (1985).
- [30] W.G. Wolfer, A. Si-Ahmed. *J. Nucl. Mater.* **99**, 1, 117 (1981).
- [31] H. Wiedersich, B.O. Hall. *J. Nucl. Mater.* **66**, 187 (1977).
- [32] A. Seeger, H. Mehrer. *Vacancies and interstitials in metals.* Ed. by A. Seeger, D. Schumacher, W. Schilling, J. Diehl. North Holland, Amsterdam. (1970).
- [33] K. Maier, H. Mehrer, E. Lessmann, W. Schule. *Phys. Stat. Sol. B* **78**, 689 (1976).
- [34] V. Philipps, K. Sonnenberg, J.M. Williams. *J. Nucl. Mater.* **107**, 271 (1982).
- [35] W.D. Wilson, R.A. Johnson. *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Eds. C. Gehlen, J.R. Beeler, R.I. Jaffee, Plenum, N.Y. (1972). P. 375.
- [36] W.R. Tyson. *Can. Metall. Q.* **14**, 4, 307 (1975).
- [37] I. Villacampa, J.C. Chen, P. Spätig, H.P. Seifert, F. Duval. *J. Nucl. Mater.* **500**, 389 (2018).
- [38] H. Shinno, H. Shiraishi, R. Watanabe, H. Kamitsubo, I. Kohno, T. Shikata. *J. Nucl. Mater.* **97**, 291 (1981).
- [39] M.R. Hayns, J. Gallagher, R. Bullough. *J. Nucl. Mater.* **78**, 236 (1978).
- [40] R.E. Stoller, G.R. Odette. *ASTM STP 995* (1987). P. 371.
- [41] M.J. Makin, G.P. Walters, A.J.E. Foreman. *J. Nucl. Mater.* **95**, 155 (1980).
- [42] D.J. Reed. *Radiat. Eff.* **31**, 129 (1977).
- [43] V.N. Chernikov. *J. Nucl. Mater.* **195**, 29 (1992).
- [44] J.A. Ytterhus, R.W. Balluffi. *Phil. Mag.* **11**, 112, 707 (1965).
- [45] M. Li, Q. Hou, J. Cui, M. Qiu, A. Yang, B. Fu. *Nuclear Inst. Meth. Phys. Res. B* **463**, 30 (2020).
- [46] V.N. Chernikov, Ju.V. Lakhotkin, H. Ullmaier, H. Trinkaus, P. Jung, H.J. Bierfeld. *J. Nucl. Mater.* **212–215**, 375 (1994).
- [47] F.H. Featherston, J.R. Neighbours. *Phys. Rev.* **130**, 4, 1324 (1963).
- [48] P.J. Wynblatt. *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 2, 215 (1968).

Редактор А.Н. Смирнов