

01

Идентификация параметров быстрой водородопроницаемости мембран газоразделения

© Ю.В. Заика,¹ Н.И. Сидоров,² О.В. Фомкина³

¹ Институт прикладных математических исследований КарНЦ РАН,
185910 Петрозаводск, Россия

² Институт металлургии УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия

³ Высшая школа экономики,
198008 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: zaika@krc.karelia.ru

Поступило в Редакцию 15 августа 2022 г.

В окончательной редакции 30 сентября 2022 г.

Принято к публикации 2 октября 2022 г.

Решена задача параметрической идентификации нелинейной модели быстрой водородопроницаемости сплавов для мембранных технологий выделения особо чистого водорода (на примере сплава В1). Учитываются не только диффузия в объеме материала, но и физико-химические процессы на поверхности: адсорбции, десорбции и быстрого растворения. Представлено математическое обеспечение и результаты численного моделирования для трехстадийного эксперимента прорыва с вакуумной откачкой на выходе мембраны из исследуемого конструкционного материала. Показано влияние накопления атомарного водорода на поверхности.

Ключевые слова: водородопроницаемость, мембранные технологии газоразделения, параметрическая идентификация моделей.

DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53744.205-22

Введение

Исследования взаимодействия изотопов водорода с различными конструкционными материалами носят многоплановый характер [1–5]: защита от водородной коррозии, транспортировка углеводородного сырья, ракетостроение, водородная энергетика, перспективы термоядерного синтеза.

В экспериментальной практике используются в основном методы прорыва (с вакуумной откачкой с выходной стороны мембраны из исследуемого материала или без) и термодесорционной спектроскопии (ТДС). Общий анализ и практические рекомендации содержатся в обзорах [6,7]. Подробно изложен метод Киссинджера. Соответствующие модели оперируют усредненной по объему образца концентрацией абсорбированного водорода (см., в частности, [8]). Отметим обзор моделей в работе [9] и анализ границ применимости формулы Киссинджера в сопоставлении с распределенной моделью с обратимым захватом диффузанта ловушками (модель МакНабба–Фостера) [20]. Эффекту захвата в различного рода ловушки (неоднородности структуры материала) посвящена работа [11]. В работах [12–14] представлены исследования в области водородного материаловедения для термоядерной энергетике. Общая распределенная модель дегидрирования изложена в [15], прикладные задачи и соответствующие модели представлены в [16–18]. Модели с учетом различных стадий переноса водорода

и численные методы решения краевых задач описаны в [19–21].

В газоразделительных установках для, например, выделения особо чистого водорода используются достаточно тонкие мембраны с высокой пропускной способностью. Ведется поиск материалов с требуемыми прочностными характеристиками и высокой производительностью. По предварительным экспериментальным данным или из теоретических соображений целесообразно провести серию вычислительных экспериментов с различными моделями, чтобы оценить значения параметров и влияние различных лимитирующих факторов (в том числе и в экстремальных условиях эксплуатации материала) с целью сузить диапазон поиска и выявить наиболее эффективные режимы, сэкономив затраты на дорогостоящие эксперименты.

Настоящая работа является продолжением [21], в которой подробно описана экспериментальная установка в ИМЕТ УрО РАН, на базе которой проводились указанные исследования. В настоящей работе разработан алгоритм оценивания параметров рассматриваемых моделей без стадии ТДС-дегазации и прорыва без откачки на выходе, что существенно упрощает эксперимент. Кратко его опишем. Мембрана из исследуемого материала является перегородкой вакуумной камеры и предварительно дегазирована, температура образца достаточно высока и постоянна. С выходной стороны производится вакууммирование и с помощью масс-спектрометра измеряется выходной поток водорода. С входной стороны скачкообраз-

но создается постоянное давление молекулярного водорода. По прошествии определенного времени выходной поток выходит на стационарное значение. После этого уровень входного давления скачкообразно повышается два раза. Эксперимент проводится как минимум при трех температурах, чтобы оценить параметры аррениусовских зависимостей коэффициентов от температуры. При повышении температуры не обязательно заново дегазировать образец, т. е. эксперимент можно проводить циклически без разгерметизации диффузионной ячейки и дегазации мембраны. Разгерметизация камеры для повторных экспериментов может привести к изменению поверхностной структуры материала (строго говоря, разные материалы). Циклический вариант представляется более корректным и требует лишь незначительной модификации математического обеспечения. Единственность решения задачи оценки параметров водородопроницаемости имеет принципиальное значение, поскольку экспериментальные результаты на исчезающе тонких мембранах экстраполируются на защитные конструкции реакторов, включая проект ITER. Ловушки (захват неоднородностями материала), безусловно, существуют. Но определяющее влияние захвата в объеме по существу прикладной задачи необходимо обосновывать. В задаче газоразделения для тонких и быстропроницаемых мембран объемными ловушками пренебрегаем в силу относительной малости объема и высокой степени однородности материала.

За основу в условиях быстрой водородопроницаемости и достаточно высоких температур (сотни градусов Цельсия) примем в качестве базовой следующую модель граничных условий:

$$dq_0/dt = 2\mu s p_0 - bq_0^2 + D\partial_x c|_{x=0}, \quad q_0(0) = 0, \quad (1)$$

$$dq_\ell/dt = 2\mu s p_\ell - bq_\ell^2 - D\partial_x c|_{x=\ell}, \quad q_\ell(0) = 0. \quad (2)$$

Уточним обозначения в (1), (2): $q_0(t)$ — концентрация атомов (после диссоциативной хемосорбции) на входной поверхности ($[q] = 1_H/\text{cm}^2$), q_ℓ — на выходной; $\mu = (2\pi mkT)^{-1/2} \approx 2.474 \cdot 10^{22}$ ($[\mu] = 1_{H_2}/\text{Torr} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}$) — газокинетическая константа; не все молекулы водорода диссоциируют на атомы, что отражает коэффициент прилипания $s(T)$; $p_{0\ell}$ — давления молекулярного водорода во входной и выходной камерах диффузионной ячейки; $b(T)$ — коэффициент десорбции; $D(T)$ — коэффициент диффузии. Подсчет концентраций и потоков ведем в атомах 1_H , температурные зависимости коэффициентов предполагаем аррениусовскими (но каждый эксперимент тройного скачка давлений на входе проводится при фиксированной температуре), $[T] = K$.

В качестве условий сопряжения на поверхности и в приповерхностном объеме при достаточно высоких температурах примем $c_{0,\ell} = g(T)q_{0,\ell}$ ($x = 0, x = \ell$), где $g(T)$ — коэффициент быстрого растворения.

Более сложную модель: уравнение диффузии (в том числе и с обратимым захватом различного рода дефектами z , включая возможные вкрапления гидридных фаз) [19]

$$\partial_t c = D\partial_x^2 c - \sum_{v=1}^m \left[a_v^- [1 - Z_v] c(t, x) - a_v^+ z_v(t, x) \right],$$

$$\partial_t z_v = a_v^- (T) [1 - Z_v] c(t, x) - a_v^+ (T) z_v(t, x),$$

использовать не будем, поскольку в практически пренебрежимо малом объеме однородного быстропроницаемого сплава емкость дефектов относительно незначительна. Здесь $z_v(t, x)$ — концентрации атомов водорода, захваченного дефектами различных типов; a_v^\pm — коэффициенты поглощения и выделения H ловушками; $Z_v \equiv z_v(t, x)/z_{\max}^v$ — степень насыщения ($z_{\max}^v = \max z_v$). Для практических целей захват учтен в простейшей „интегральной“ форме, уточнение геометрии дефектов и их распределения существенно усложнило бы модель. Если дефект, например, не микрополости, а включения гидридной фазы, то на этапе дегазации соответствующий коэффициент $a_j^-(T)$ тождественно равен нулю, а значение $a_j^+(T)$ положительно лишь после достижения критической температуры: $T(t) \geq T_{\text{crit}}$. За счет различных энергий связи (коэффициентов E_a) можно добиться заданного количества пиков.

Укажем необходимые числовые данные. Материал мембраны — сплав В1 (в весовых %): Pd–15Ag–25Au–0.7Pt–0.7Ru–0.2Al. Толщина мембраны — $\ell = 0.01$ см; площадь поверхности (каждой из двух) — $S = 0.4$ см²; входной и выходной объемы равны $V_1 = V_{\text{out}} = 2840$ см³, $V_2 = V_{\text{in}} = 1680$ см³ (обозначения $V_{1,2}$ соответствуют рис. 1 [21]). Фиксированная температура мембраны $T_1 = 400$ °С. Предварительно проведена дегазация образца. Тройка постоянных давлений на входе: 21.2, 50.3, 82.1 Torr. Повторные циклы были проведены при следующих температурах и давлениях: 450 °С (21.8, 39.9, 61.1 Torr), 500 °С (14.9, 31.2, 51.5 Torr). Проводить заново дегазацию образца не обязательно: меняем температуру диффузионной ячейки и скачкообразно снова повышаем давление на входе, поддерживая их постоянными до выхода на очередной стационар выходного потока.

1. Уточнение моделей в условиях эксперимента

1.1. Модель с учетом накопления H на выходной поверхности

За короткое время в тонкой мембране с высокой водородопроницаемостью установится практически прямолинейное распределение растворенного атомарного водорода (относительно медленно движущийся квазистационар). Начальное искажение не критично, поскольку

для $q_{0,\ell}$ будут использоваться интегральные соотношения. Начальный этап с малым потоком на выходе не внесет существенного искажения. К тому же, уравнение диффузии усложняет разностную схему, поскольку граничные условия не являются стандартными (I–II–III рода), а методов интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений достаточно в любом математическом пакете (авторы использовали свободно распространяемый Scilab 6, поскольку язык программирования согласован с Matlab). Пренебрегая на выходе для мощной вакуумной системы ресорбцией, получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ):

$$dq_0/dt = 2\mu s p - bq_0^2 - Dg\ell^{-1}[q_0 - q_\ell], \quad p = p_0 = \text{const}, \quad (3)$$

$$dq_\ell/dt = -bq_\ell^2 + Dg\ell^{-1}[q_0 - q_\ell], \quad q_0(0) = 0, \quad q_\ell(0) = 0. \quad (4)$$

Здесь мы допускаем, что на выходной поверхности может накапливаться атомарный водород ($\dot{q}_\ell(t) > 0$, $t > 0$). Градиенты концентрации быстро выходят на квазистационары, что позволяет приближать их разностным отношением.

1.2. Модель без учета накопления на выходе

Если накопление H на выходной поверхности несущественно, то приходим к модели

$$dq_0/dt = 2\mu s p - bq_0^2 - Dg\ell^{-1}[q_0 - q_\ell], \quad q_0(0) = 0, \quad (5)$$

$$bq_\ell^2 = Dg\ell^{-1}[q_0 - q_\ell], \quad q_\ell(0) = 0, \quad (6)$$

т. е. весь диффузионно проникающий водород сразу „уносится“ десорбцией.

В представленных моделях измерениями (с помощью масс-спектрометра) считаем плотность потока десорбции

$$J(t) = b(T)q_\ell(t), \quad t \in [0, t_*],$$

где t_* — время выхода потока $J(t)$ на стационарное значение $J(t) = \bar{J} = \text{const}$. Переносом начала отсчета времени описываем все три последовательных переходных процесса выхода на стационарное значение.

Задача состоит в восстановлении значений параметров по экспериментальным данным, чтобы в частности, определить насколько существенно накопление H на выходной поверхности. А оценка D, g, b, s позволяет затем экспериментировать численно без дополнительных затрат (в том числе и при экстремальных условиях эксплуатации материала).

2. Анализ стационарных режимов

Приравняем в (3), (4) производные $\dot{q}_{0,\ell}$ к нулю и учтем практически линейный характер распределения

концентрации в объеме:

$$2\mu s p - bq_0^2 = \bar{J} = -Dc_x|_0 \Rightarrow \bar{q}_0 = \sqrt{[2\mu s p - \bar{J}]b^{-1}},$$

$$b\bar{q}_\ell^2 = \bar{J} \Rightarrow \bar{q}_\ell = \sqrt{\bar{J}b^{-1}} \Rightarrow \bar{J} = Dg\ell^{-1}[\bar{q}_0 - \bar{q}_\ell] \\ \Rightarrow \bar{J} = X \left[\sqrt{2\mu s p - \bar{J}} - \sqrt{\bar{J}} \right], \quad X \equiv \frac{gD}{\ell\sqrt{b}}. \quad (7)$$

Таких уравнений (7) три, соответствующих парам (p, \bar{J}) ($p \equiv \bar{p}_0$), и при трех различных температурах $T = \bar{T}$.

Воспользуемся, например, первыми двумя: (p_1, \bar{J}_1) , (p_2, \bar{J}_2) . Делим соответствующие уравнения (7) одно на другое ($\bar{J}_2 > \bar{J}_1$), сокращая комплекс параметров X :

$$\frac{\bar{J}_1}{\bar{J}_2} - \frac{\sqrt{2\mu s p_1 - \bar{J}_1} - \sqrt{\bar{J}_1}}{\sqrt{2\mu s p_2 - \bar{J}_2} - \sqrt{\bar{J}_2}} = 0, \quad \mu s p_i > \bar{J}_i. \quad (8)$$

Это уравнение однопараметрическое и его можно переписать в более удобной форме

$$f(s) \equiv \left[\bar{J}_1 \left\{ \sqrt{2\mu s p_2 - \bar{J}_2} - \sqrt{\bar{J}_2} \right\} - \bar{J}_2 \left\{ \sqrt{2\mu s p_1 - \bar{J}_1} - \sqrt{\bar{J}_1} \right\} \right] \cdot 10^{-24} = 0$$

(рис. 1) и решается численно с учетом указанных в (8) неравенств. Но s можно найти и аналитически из несколько громоздкого квадратного уравнения:

$$y = \sqrt{2\mu s p_1 - \bar{J}_1},$$

$$\sqrt{(y^2 - \bar{J}_1)p_2 p_1^{-1} - \bar{J}_2} = \sqrt{2\mu s p_2 - \bar{J}_2}$$

$$\Rightarrow F(y) \equiv a_2 y^2 + a_1 y + a_0 = 0,$$

$$y > \sqrt{\bar{J}_1}, \quad a_2 = p_2 p_1^{-1} - \bar{J}_2 \bar{J}_1^{-2},$$

$$a_1 = 2\bar{J}_2^{3/2} \bar{J}_1^{-1} \left[\sqrt{\bar{J}_2 \bar{J}_1^{-1}} - 1 \right],$$

$$a_0 = -\bar{J}_2 \left[\sqrt{1 - \bar{J}_2 \bar{J}_1^{-1}} \right]^2 - \bar{J}_2 + p_2 p_1^{-1} \bar{J}_1.$$

Итак, параметр s найден, можно использовать и другие пары (p_i, \bar{J}_i) с последующим усреднением значений s . Возвращаясь к уравнению (7), определяем комплекс X .

В итоге вместо (3), (4) получаем систему

$$dq_0/dt = 2\mu s p - bq_0^2 - \sqrt{b}X[q_0 - q_\ell], \quad q_0(0) = 0, \quad (9)$$

$$dq_\ell/dt = -bq_\ell^2 - \sqrt{b}X[q_0 - q_\ell], \quad q_\ell(0) = 0. \quad (10)$$

Замечаем, что при уже известных s и X это система двух ОДУ с одним параметром b . Его варьированием добиваемся хорошей аппроксимации $bq_\ell^2 = J(t)$, где $J(t)$ — соответствующий экспериментальный график. Подчеркнем, что выбором b нужно аппроксимировать сразу три переходных процесса $0 \rightarrow \bar{J}_1 \rightarrow \bar{J}_2 \rightarrow \bar{J}_3$,

$t \in [0, t_*]$, $t_* = t_{*3}$. Численно одномерная задача минимизации среднеквадратической невязки относительно проста. Зная s, b , невозможно определить g и D по известному $X = gD/[\ell\sqrt{b}]$. Следовательно, необходимо искать дополнительные уравнения для параметров.

Для упрощенной модели (5), (6) (без учета накопления атомарного водорода на выходной поверхности) алгоритм упрощается: из второго уравнения выражаем $q_\ell(t)$ и подставляем в первое, сведя численное интегрирование к одному ОДУ.

3. Оценка параметров диффузии и растворения D, g

Вспользуемся тем обстоятельством, что на входе из-за высокого давления относительно быстро устанавливается стационарное значение $\bar{c}_0 = g\bar{q}_0$. При этом $\bar{q}_\ell \ll \bar{q}_0$. Обычно используют равновесное значение в соответствии с законом Сивертса $\bar{c}_0 \propto \sqrt{p}$. Но мы таким предположением пользоваться не будем, поскольку для тонких быстропроницаемых мембран стационарное значение концентрации на входе значительно меньше равновесного.

Оценка коэффициента диффузии определим методом Дайнеса–Бэртнера. Асимптотически поток $J_1(t)$ выходит на стационарное значение \bar{J}_1 . Для определенности рассматриваем начальный этап, начальный скачок давления. Соответственно

$$Q(t) \equiv \int_0^t J(\tau) d\tau \approx \bar{J}_1 [t - \ell^2(6D)^{-1}] \quad (t \geq t_* \equiv t_{*1}).$$

Пересечение асимптоты с осью t дает так называемое время запаздывания $\tau_0 = \ell^2/(6D)$. Аналитически

$$\tau_0 \approx t_* - \int_0^{t_*} J_1(\tau) \bar{J}_1^{-1} d\tau, \quad J_1 \approx \bar{J}_1, \quad t \geq t_*.$$

Под интегралом — относительная величина, не требующая абсолютных значений проникающего потока. Для единообразия подсчет ведем в атомах. Поток рассчитывают по измеряемому давлению в выходном объеме с помощью калибровочного множителя, так что под интегралом можно брать отношение измеряемых давлений. Кроме того, значение τ_0 не зависит от уровня концентрации \bar{c}_{01} .

При новом отсчете времени ($t_* \rightarrow t_0 = 0$), интегрируя выражение $J_2(t)$, получаем

$$\int_0^t [J_2(\tau) - \bar{J}_1] d\tau \approx [\bar{J}_2 - \bar{J}_1][t - \ell^2(6D)^{-1}],$$

где $t \geq t_* \equiv t_2^*$. Формально, меняя не только начальное время, но и уровень отсчета потока (превышение значения \bar{J}_1), получаем те же выражения для времени

запаздывания и оценки D . Целесообразно усреднить значения D по трем переходным процессам.

Замечание. Асимптотическая формула $\tau_0 = \ell^2/[6D]$, строго говоря, выводится для модели $c_t = Dc_{xx}$, $c_0(t) = \hat{c} > 0$, $c_\ell(t) = 0$, $c(0, x) = 0$. Решение следует понимать как обобщенное из-за рассогласования начального и граничного условия при $x = 0$. Здесь \hat{c} — любая положительная константа. Формально входная концентрация мгновенно делает скачок при $t = 0$, а на выходе поддерживается нулевая концентрация. Эту асимптотику мы применяем к несколько иной модели: на входе очень быстро устанавливается стационарная концентрация (меньше равновесной), а на выходе лишь относительный ноль $c_\ell(t) \ll c_0(t)$, $t > \varepsilon \ll 1$. Это вносит дополнительную погрешность в приближенную формулу для τ_0 . Вместе с тем задача ставится единственным образом найти приближения параметров D, g, b, s с последующим уже локальным варьированием с целью минимизации среднеквадратичной невязки между модельным и экспериментальным графиками выходного десорбционного потока. Стремление к „полному“ совпадению графиков оправдано частично, поскольку точность экспериментальных данных вряд ли меньше 10%.

После оценки D ($[D] = \text{cm}^2/\text{s}$) из $X = gD/[\ell\sqrt{b}]$ находим значение g ($[g] = 1/\text{cm}$).

4. Результаты численного моделирования

На рис. 1 проиллюстрирована единственность определения параметра s . Результаты излагаем в основном для температуры $T = \bar{T} = 400^\circ\text{C}$. Для 450 и 500°C (чтобы определить аррениусовость коэффициентов моделей) результаты аналогичны.

На рис. 2 показано, что учет накопления атомов водорода на выходной поверхности необходим. Заметно, что первая модель обладает лучшими аппроксимационными

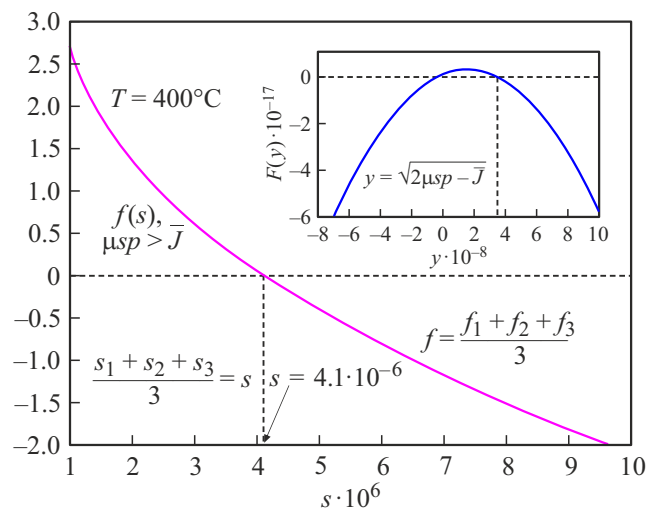


Рис. 1. Определение параметра s .

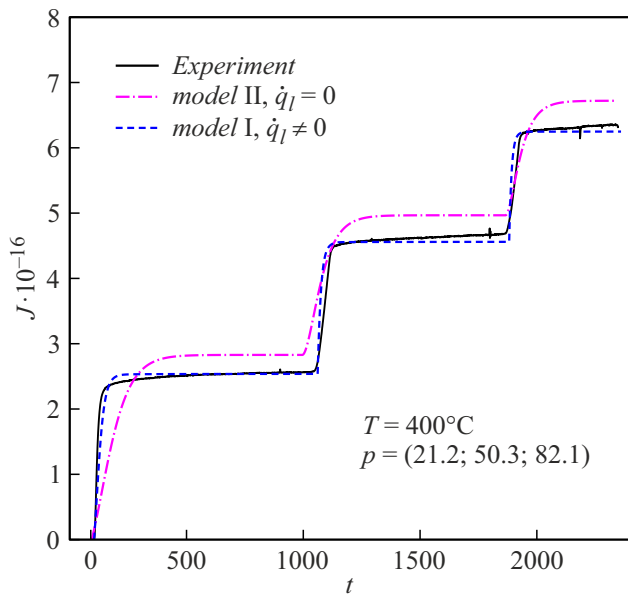


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальных данных.

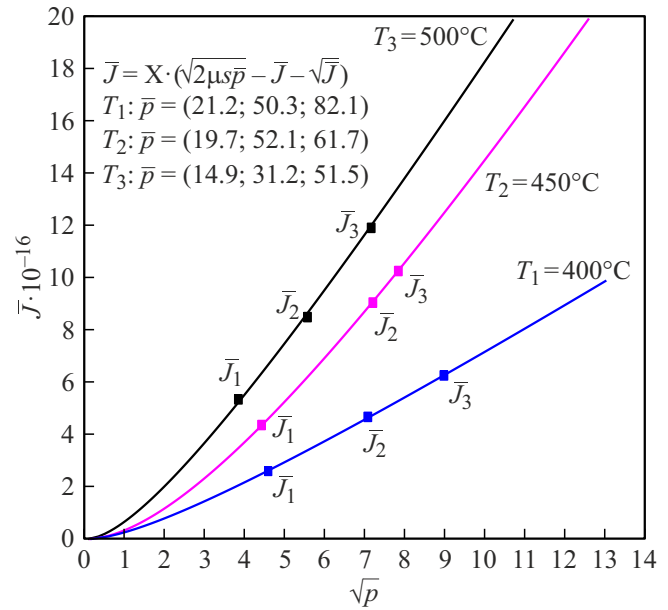


Рис. 4. Зависимость $\bar{J}(\sqrt{p})$, отличная от $\bar{J} \propto \sqrt{p}$.

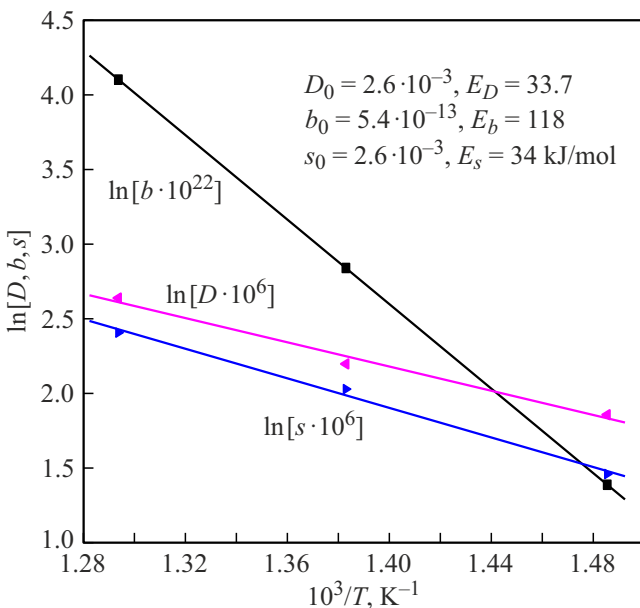


Рис. 3. Аррениусовская зависимость коэффициентов модели.

возможностями. Параметры аррениусовских зависимостей представлены на рис. 3.

На рис. 4 показана зависимость $\bar{J} = \bar{J}(\sqrt{p})$ ($\sqrt{p} = \sqrt{p}(\bar{J}), \mu s p > \bar{J}$) в соответствии с формулой (7). Заметно, что эта зависимость отлична от $\bar{J} \propto \sqrt{p}$.

Заключение

Представлен алгоритм оценки параметров водородопроницаемости мембран газоразделения (на примере сплава В1) по результатам эксперимента прорыва с

тремя скачками давления молекулярного водорода на входной стороне и вакуумированием на выходе. Это позволяет затем численно моделировать проницаемость в широких диапазонах параметров с целью возможной необходимой корректировки условий эксперимента, выявления лимитирующих факторов, оценки чувствительности к вариациям параметров (состава сплава). Алгоритм гарантирует единственность оценок, что принципиально при пересчете результатов при других толщинах образцов. Используются лишь интегральные операторы обработки измерений, что предопределяет достаточно высокую помехоустойчивость результатов вычислений.

Представлены аррениусовская зависимость коэффициентов моделей от температуры и отличие зависимости $\bar{J}(\sqrt{p})$ от $\bar{J} \propto \sqrt{p}$.

Показана целесообразность учета накопления растворенного атомарного водорода на выходной поверхности мембраны, несмотря на вакуумирование выходной камеры диффузионной ячейки.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках проекта РФФ 18-72-10162.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Взаимодействие водорода с металлами*, под ред. А.П. Захарова (Наука, М., 1987)
- [2] Ю.С. Нечаев. УФН, **176** (6), 581–610 (2006).

- [3] А.А. Писарев, И.В. Цветков, Е.Д. Маренков, С.С. Ярко. *Проницаемость водорода через металлы* (МИФИ, М., 2008)
- [4] *Изотопы водорода. Фундаментальные и прикладные исследования*, под ред. А.А. Юхимчука (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2009)
- [5] *Основы водородной энергетики*, под ред. В.А. Мошников, Е.И. Терукова (ЛЭТИ, СПб., 2010)
- [6] S. Vyazovkin, A.K. Burnham, J.M. Criado, L.A. Perez-Maqueda, C. Popescu, N. Sbirrazzuoli. *Thermochim. Acta*, **520**, 1–19 (2011). DOI: 10.1016/j.tca.2011.03.034
- [7] S. Vyazovkin, K. Chrissafis, M.L. Di Lorenzo, N. Koga, M. Pijolat, B. Roduit, N. Sbirrazzuoli, J.J. Sunol. *Thermochim. Acta*, **590**, 1–23 (2014). DOI: 10.1016/j.tca.2014.05.036
- [8] Ю.В. Заика, Е.К. Костикова, Ю.С. Нечаев. *ЖТФ*, **91**, 2, 222–231 (2021). DOI: 10.21883/ЖТФ.2021.02.50355.208-20
- [9] M.V. Lototskyu, R. Denys, N.N. Serge, I. Bessarabskaia, V.A. Yartys. *Mater. Today: Proc.*, **5** (4, 2), 10440–10449 (2018). DOI: 10.1016/j.matpr.2017.12.375
- [10] F.G. Wei, M. Enomoto, K. Tsuzaki. *Comput. Mater. Sci.*, **51**, 322–330 (2012). DOI: 10.1016/j.commatsci.2011.07.009
- [11] R. Silverstein, D. Eliezer, E. Tal-Gutelmacher. *J. Alloys Compd.*, **747**, 511–522 (2018). DOI: 10.1016/j.jallcom.2018.03.066
- [12] Е.А. Денисов, Т.Н. Компаниец, А.А. Юхимчук, И.Е. Бойцов, И.Л. Малков. *ЖТФ*, **83** (6), 3–10 (2013).
- [13] E.A. Hodille, L.B. Begrambekov, J.Y. Pascal, O. Saidi, J.-M. Layet, B. Pegourie, C. Grisolia. *Int. J. Hydrogen Energy*, **39**, 20054–20061 (2014). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2014.09.027
- [14] L.B. Begrambekov, A. Evsin, A. Grunin, A. Gumarov, A.S. Kaplevsky, N. Kashapov, A. Luchkin, I. Vakhitov, I. Yanilkin, L.R. Tagirov. *Int. J. Hydrogen Energy*, **44**, 17154–17162 (2019). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2019.04.198
- [15] F.J. Castro, G. Meyer. *J. Alloys Compd.*, **330–332**, 59–63 (2002). DOI: 10.1016/S0925-8388(01)01625-5
- [16] E.A. Evard, I.E. Gabis, V.A. Yartys. *Int. J. Hydrogen Energy*, **35**, 9060–9069 (2010). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2010.05.092
- [17] A. Rokhmanenkov, A. Yanilkin. *Int. J. Hydrogen Energy*, **44**, 29132–29139 (2019). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2019.03.237
- [18] T.L. Murashkina, M.S. Syrtanov, R.S. Laptev, A.M. Lider. *Int. J. Hydrogen Energy*, **44**, 6709–6719 (2019). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2019.01.150
- [19] Yu.V. Zaika, E.K. Kostikova. *Adv. Mater. Sci. Appl.*, **3** (3), 120–129 (2014). DOI: 10.5963/AMSA0303003
- [20] Yu.V. Zaika, E.K. Kostikova. *Int. J. Hydrogen Energy*, **42** (1), 4005–415 (2017). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.10.104
- [21] Yu.V. Zaika, N.I. Sidorov, N.I. Rodchenkova. *Int. J. Hydrogen Energy*, **43**, 8333–8341 (2018). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2018.02.137