

О диффузионно-химическом и фазовом сопротивлении при конденсации и испарении щелочных металлов

В. И. СУББОТИН, М. Н. ИВАНОВСКИЙ, Ю. В. МИЛОВАНОВ

УДК 621.039.517.5

Показано, что испарение (конденсация) щелочных металлов в диапазоне давлений насыщенного пара 1—100 мм рт. ст. происходит путем испускания (поглощения) поверхностью жидкости как одноатомных, так и двухатомных молекул. В исследованной области давлений процесс димеризации (диссоциации) молекул осуществляется в результате химической реакции, происходящей на поверхности жидкости. Коэффициенты конденсации одноатомных и двухатомных молекул в исследованной области давлений близки к единице.

Согласно принятой в настоящее время схеме испарения щелочных металлов, димеризация происходит после испарения [1, 2] и, следовательно, коэффициент конденсации двухатомных молекул $\alpha_2 = 0$.

Коэффициенты теплоотдачи, вычисленные при значении $\alpha_2 = 0$, растут с увеличением температуры (давления) насыщенного пара. По расчету для случая конденсации паров натрия коэффициент теплоотдачи равен $97 \text{ кет/м}^2 \times \text{град}$ при температуре 973°K и $465 \text{ кет/м}^2 \times \text{град}$ при 1130°K . Для экспериментальной проверки схемы испарения путем измерения коэффициентов теплоотдачи при высоких температурах насыщенного пара необходима очень большая точность эксперимента.

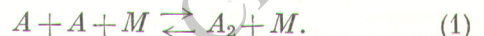
Однако в области более низких температур и давлений насыщенного пара ($p = 1 \div 100 \text{ мм рт. ст.}$) значение α_2 близко к единице, поскольку в результате измерений полей температур в паре, проведенных авторами настоящей работы в этой области давлений, не было обнаружено никаких диффузионных сопротивлений.

О кинетике реакции димеризации в паровой фазе

Вопрос о влиянии схемы испарения на теплоотдачу был затронут в работах [3, 4]. В результате проведения экспериментов со свободным испарением было показано, что отличие молекулярной формы вещества в твердом состоянии от его молекулярной формы в парообразном состоянии приводит к резкому снижению интенсивности процесса фазового превращения.

Как известно, пары щелочных металлов являются смесью одноатомных и двухатомных молекул. Однако, согласно принятой в настоя-

щее время схеме [1, 2], испарение щелочных металлов происходит путем испускания поверхностью жидкости только одноатомных молекул, которые, попадая в паровую область и сталкиваясь друг с другом, вступают в химическую реакцию димеризации. Согласно данным работы [5], димеризация происходит с вероятностью порядка единицы при тройных соударениях частиц по схеме



Частицей M может быть либо атом A , либо молекула A_2 . Эта частица снимает возбуждение с образовавшейся молекулы A_2 . Результирующая скорость образования молекул A_2 равна разности скоростей прямой и обратной реакций:

$$\frac{dn_2}{d\tau} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{dn_1}{d\tau} = k_r n_1^3 + k'_r n_1^2 n_2 - k_d n_2 n_1 - k'_d n_2^2. \quad (2)$$

Здесь n_1, n_2 — число одноатомных и двухатомных молекул в 1 см^3 ; τ — время, сек; k_r, k'_r — константы скоростей реакций димеризации; k_d, k'_d — константы скоростей реакций диссоциации. Последние связаны между собой соотношением

$$\frac{k'_d}{k'_r} = \frac{k_d}{k_r} = \frac{n_{1\infty}^2}{n_{2\infty}}. \quad (3)$$

(индексом ∞ обозначено равновесное состояние). Скорость прямой реакции (димеризации) в предположении, что каждое столкновение атомов в присутствии третьей частицы ведет к образованию молекулы A_2 [5], равна

$$n_1^2 \bar{v} \sigma \frac{4\pi r^3}{3} (n_1 + n_2) \text{ молекул } A_2 / \text{см}^3 \cdot \text{сек}, \quad (4)$$

где \bar{v} — средняя скорость теплового движения, см/сек; σ — газокинетическое сечение, см^2 ; r — радиус молекулы, см;

$$k_r = \bar{v} \sigma \frac{4\pi r^3}{3}. \quad (5)$$

Скорость димеризации зависит от вида третьей частицы. Так, согласно работе [5], при димеризации атомарного азота атомы азота в качестве третьих частиц в 13 раз эффективнее молекул. Учитывая также, что для щелочных металлов обычно $n_{2\infty} \ll n_{1\infty}$, можно без существенной

ошибки пренебречь членами $k_r n_1^2 n_2$ и $-k_d n_2^2$ в уравнении (2). Тогда из выражений (2) и (3) следует

$$\frac{dn_2}{d\tau} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{dn_1}{d\tau} = k_r \left(n_1^3 - \frac{n_1^2}{n_{2\infty}} n_2 n_1 \right), \quad (6)$$

где k_r находится по формуле (5).

Выражение (6) при помощи формулы Тейлора удобно представить в виде

$$\frac{dn_2}{d\tau} \approx \left(\frac{dn_2}{d\tau} \right)_{n_2=n_{2\infty}} + \left[\frac{d}{dn} \left(\frac{dn_2}{d\tau} \right) \right]_{n_2=n_{2\infty}} (n_2 - n_{2\infty}). \quad (7)$$

Однако $\left(\frac{dn_2}{d\tau} \right)_{n_2=n_{2\infty}} = 0$. Введем обозначение

$$B \equiv \left[\frac{d}{dn} \left(\frac{dn_2}{d\tau} \right) \right]_{n_2=n_{2\infty}}, \quad (8)$$

тогда получим

$$\frac{dn_2}{d\tau} \approx B (n_2 - n_{2\infty}). \quad (9)$$

Ошибка, вносимая этим приближением, не превышает нескольких процентов.

Термодинамическое равновесие

Рассмотрим более подробно принятую схему испарения [1, 2] и выясним, при каком условии в системе жидкость — пар может установиться состояние термодинамического равновесия. Возьмем случай, когда жидкость находится в равновесии со своим насыщенным паром (рис. 1).

Обозначим через I_1^- и I_2^- число одноатомных и двухатомных молекул пара, сталкивающихся в течение 1 сек с 1 см² поверхности жидкости, а I_1^+ , I_2^+ — число одноатомных и двухатомных молекул, попадающих за 1 сек в пар со стороны жидкости, отнесенное к 1 см² поверхности жидкости. Коэффициент конденсации одноатомных молекул α_1 примем равным единице (α_1 — отношение числа конденсирующихся, т. е. переходящих в жидкость, одноатомных молекул к общему числу одноатомных молекул пара, сталкивающихся с поверхностью жидкости). Учитывая, что испарение происходит путем испускания

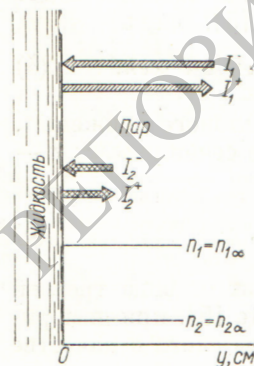


Рис. 1. Концентрации и потоки при термодинамическом равновесии.

поверхностью жидкости только одноатомных молекул, получим

$$\left. \begin{aligned} I_1^+ &= I_1^- + 2\alpha_2 I_2^-; \\ I_2^+ &= I_2^- - \alpha_2 I_2^-. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что при $\alpha_2 \neq 0$ со стороны жидкости в пар должна поступать смесь молекул с большим содержанием одноатомных молекул по сравнению с паром, находящимся на границе с жидкостью. В этом случае в слое пара у границы с жидкостью возникли бы градиенты концентрации одноатомных и двухатомных молекул

$$\frac{dn_1}{dy} < 0; \quad \frac{dn_2}{dy} > 0.$$

Следствием этого было бы нарушение химического и теплового равновесия в паре.

Мы пришли к противоречию, приняв для данной схемы испарения $\alpha_2 \neq 0$. Следовательно, при рассматриваемой схеме испарения равновесие жидкости со своим насыщенным паром может существовать только при условии, если $\alpha_2 = 0$. Будем считать, что для принятой схемы испарения $\alpha_2 = 0$ также и в случае небольшого отклонения от равновесия, т. е. когда результирующий поток массы намного меньше максимальной скорости испарения или конденсации. Рассмотрим в этом предположении процессы испарения жидкости и конденсации «неподвижного» пара.

Конденсация (испарение)

Найдем максимальную скорость испарения жидкости (скорость испарения в вакуум) q_m макс. Эта скорость равна гипотетической скорости испарения жидкости, находящейся в равновесии со своим насыщенным паром. Поскольку при равновесии скорость испарения равна скорости конденсации, то скорость испарения в вакуум определится формулой

$$q_m \text{ макс} = \alpha_1 I_1^- + 2\alpha_2 I_2^- \text{ атомов/см}^2 \cdot \text{сек}. \quad (11)$$

Согласно кинетической теории газов,

$$I_1^- = \frac{n_{1\infty}(T)}{\sqrt{\frac{2\pi m}{kT}}} \text{ молекул } A_1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}; \quad (11')$$

$$I_2^- = \frac{n_{2\infty}(T)}{\sqrt{\frac{4\pi m}{kT}}} \text{ молекул } A_2/\text{см}^2 \cdot \text{сек},$$

где m — масса атома, г; $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ — постоянная Больцмана, град; T — температура, °К.

Поэтому при температуре поверхности жидкости (конденсата) T_K максимальная скорость его испарения

$$q_{m \text{ макс}} = \frac{\alpha_1 n_{1\infty}(T_K) + \alpha_2 \sqrt{2} n_{2\infty}(T_K)}{\sqrt{\frac{2\pi m}{kT_K}}} \quad (12)$$

В частном случае, когда $\alpha_1 = 1$ и $\alpha_2 = 0$,

$$q_{m \text{ макс}} = I_1^- = \frac{n_{1\infty}(T_K)}{\sqrt{\frac{2\pi m}{kT_K}}} \quad (13)$$

Если пар на границе с жидкостью (конденсатом) имеет концентрации $(n_1)_{y=0}$ молекул $A_1/\text{см}^3$; $(n_2)_{y=0}$ молекул $A_2/\text{см}^3$ и температуру $(T_n)_{y=0} > T_K$, то результирующая скорость конденсации выразится формулой

$$g_m = f_1 \left[\frac{(n_1)_{y=0} - n_{1\infty}(T_K)}{\sqrt{\frac{2\pi m}{kT_K}}} \right] + 2f_2 \left[\frac{(n_2)_{y=0} - n_{2\infty}(T_K)}{\sqrt{\frac{4\pi m}{kT_K}}} \right], \quad (14)$$

где $f_1 = \frac{2\alpha_1}{2-\alpha_1}$; $f_2 = \frac{2\alpha_2}{2-\alpha_2}$ (см. работы [6,7]).

В частном случае, когда $\alpha_1 = 1$ и $\alpha_2 = 0$, имеем $f_1 = 2$, $f_2 = 0$ и

$$q_m = 2 \frac{(n_1)_{y=0} - n_{1\infty}(T_K)}{\sqrt{\frac{2\pi m}{kT_K}}} \quad (14'')$$

При выводе формул (14), (14'') и (32) (см. ниже) для простоты принято, что $V(T_n)_{y=0} \approx \sqrt{T_K}$. Если $q_m \ll q_{m \text{ макс}}$, то ошибка, вносимая этим приближением, невелика. Двухатомные молекулы пара, подводимые к поверхности конденсата конвективным потоком пара, отражаются от поверхности конденсата и диффундируют в направлении, противоположном направлению конвективного потока. Поэтому концентрация двухатомных молекул в паре убывает по мере увеличения расстояния y от поверхности конденсата, стремясь при $y \rightarrow \infty$ к равновесной концентрации $n_{2\infty}(T_{n\infty})$, которая определяется температурой насыщенного пара на бесконечном расстоянии от поверхности конденсата (рис. 2). Поскольку концентрация двухатомных молекул вблизи от поверхности конденсата выше равновесной кон-

центрации $n_{2\infty}(T_{n\infty})$, в паровой фазе идет эндотермическая реакция диссоциации двухатомных молекул, вызывающая переохлаждение паров.

При испарении концентрация двухатомных молекул в паре растет с увеличением расстояния от поверхности жидкости, стремясь к равновесной концентрации $n_{2\infty}$. Поскольку концентрация двухатомных молекул у поверхности жидкости ниже равновесной, в паре у испаряющейся жидкости должна происходить реакция димеризации. Тепло, выделяющееся в результате этой реакции, идет на перегрев пара.

Таким образом, при испарении по принятой схеме в паре должен существовать положительный градиент температур. Как показывает приведенное ниже решение диффузионной задачи, размер области, в которой происходит основное изменение концентраций и температур, зависит как от температуры насыщенного пара, так и от направления и величины результирующего потока массы q_m . Так, например, для случая испарения натрия при температуре насыщенного пара 773°K и скорости испарения $q_m = 1,5 \cdot 10^{20}$ атомов/см²·сек (тепловой поток $q = 233$ кет/м²) размер этой области порядка 10 см. Заметим, что при определении этого размера граничные условия не использовались. Следовательно, он не зависит от абсолютной величины α_2 .

Распределение концентрации двухатомных молекул можно найти при решении одного из дифференциальных уравнений

$$D_1 \frac{d^2 n_1}{dy^2} \pm w_1 \frac{dn_1}{dy} + \frac{dn_1}{d\tau} = 0; \quad (15)$$

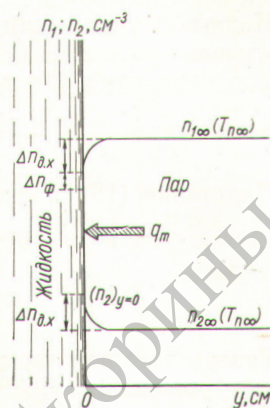
$$D_2 \frac{d^2 n_2}{dy^2} \pm w_2 \frac{dn_2}{dy} + \frac{dn_2}{d\tau} = 0 \quad (16)$$

с использованием условия постоянства общего давления во всех точках паровой фазы:

$$p_0 = p_1 + p_2 = n_1 kT + n_2 kT = n_0 kT = \text{const},$$

т. е.

$$n_1 + n_2 = n_0 = \text{const}. \quad (17)$$



Р и с. 2. Распределение концентраций одноатомных и двухатомных молекул в паре для случая конденсации.

Нижний знак «минус» перед конвективным членом уравнений (15) и (16) относится к случаю испарения. Отсюда найдем

$$\frac{dn_1}{dy} = -\frac{dn_2}{dy}. \quad (18)$$

Подставив (18) в уравнение (15) и учитывая, что $\frac{dn_1}{d\tau} = -2\frac{dn_2}{d\tau}$, получим

$$D_1 \frac{d^2 n_2}{dy^2} \pm w_1 \frac{dn_2}{dy} + 2 \frac{dn_2}{d\tau} = 0. \quad (19)$$

Теперь запишем граничные условия для решения уравнения (16). При $y=0$ результирующий поток двухатомных молекул через границу фаз отсутствует, так как коэффициент конденсации двухатомных молекул $\alpha_2=0$. Отсюда следует, что конвективный поток двухатомных молекул при $y=0$ должен быть равен диффузионному потоку двухатомных молекул, направленному в противоположную сторону, т. е.

$$\mp w_2 (n_2)_{y=0} = D_2 \left(\frac{dn_2}{dy} \right)_{y=0}. \quad (20)$$

Конвективную скорость w_2 найдем из условия постоянства результирующего потока массы q_m (атомов/см²·сек) для всех точек парового пространства

$$\pm D_1 \frac{dn_1}{dy} \pm 2D_2 \frac{dn_2}{dy} + w_1 n_1 + 2w_2 n_2 = q_m = \text{const}. \quad (21)$$

Имея в виду равенства (17), (18) и учитывая, что $D_1=2D_2$ и $w_1=2w_2$, упростим выражение (21)

$$2w_2 n_0 = q_m = \text{const}, \quad (22)$$

поэтому

$$w_2 = \frac{q_m}{2n_0} = \text{const}. \quad (23)$$

Второе граничное условие

$$n_2 \rightarrow n_{2\infty}(T_{n\infty}) \text{ при } y \rightarrow \infty. \quad (24)$$

Итак, нужно решить уравнение

$$D_2 \frac{d^2 n_2}{dy^2} \pm w_2 \frac{dn_2}{dy} + \frac{dn_2}{d\tau} = 0 \quad (25)$$

с граничными условиями (20) и (24). Линеаризуем уравнение (25), используя формулу (9). Вместо (25) получим

$$\frac{d^2 n}{dy^2} \pm \frac{w_2}{D_2} \cdot \frac{dn}{dy} + \frac{B}{D_2} n = 0. \quad (26)$$

Здесь $n = n_2 - n_{2\infty}(T_{n\infty})$ и

$$B = \left\{ \frac{d}{dn_2} \left[k_r \left(n_1^3 - \frac{n_{1\infty}^2}{n_{2\infty}} n_2 n_1 \right) \right] \right\}_{n_2=n_{2\infty}} = k_r \left[3n_{1\infty}^2 + \frac{n_{1\infty}^2}{n_{2\infty}} (n_{1\infty} - n_{2\infty}) \right]. \quad (26')$$

Выражению (26) соответствует характеристическое уравнение

$$\left(\frac{1}{l} \right)^2 \pm \frac{w_2}{D_2} \cdot \frac{1}{l} + \frac{B}{D_2} = 0. \quad (27)$$

Корни этого уравнения

$$\frac{1}{l_1} = \mp \frac{w_2}{2D_2} + \sqrt{\left(\frac{w_2}{2D_2} \right)^2 - \frac{B}{D_2}} > 0; \\ \frac{1}{l_2} = \mp \frac{w_2}{2D_2} - \sqrt{\left(\frac{w_2}{2D_2} \right)^2 - \frac{B}{D_2}} < 0. \quad (28)$$

Общий интеграл уравнения (26) имеет вид

$$n = C_1 e^{y/l_1} + C_2 e^{y/l_2}.$$

При $y \rightarrow \infty$ $n_2 \rightarrow n_{2\infty}$ и $n \rightarrow 0$, поэтому $C_1 = 0$ и $n = C_2 e^{y/l_2}$ или, переходя к прежним обозначениям, $n_2 - n_{2\infty} = C_2 e^{y/l_2}$. При $y=0$ $(n_2)_{y=0} - n_{2\infty} = C_2$ и

$$n_2 - n_{2\infty} = [(n_2)_{y=0} - n_{2\infty}] e^{y/l_2}. \quad (29)$$

Дифференцируем (29):

$$\frac{dn_2}{dy} = [(n_2)_{y=0} - n_{2\infty}] \frac{1}{l_2} e^{y/l_2}$$

и при $y=0$ $\left(\frac{dn_2}{dy} \right)_{y=0} = [(n_2)_{y=0} - n_{2\infty}] \frac{1}{l_2}$. (30)

Но, с другой стороны, согласно граничному условию (20),

$$\left(\frac{dn_2}{dy} \right)_{y=0} = \mp \frac{w_2 (n_2)_{y=0}}{D_2}. \quad (31)$$

Из (30) и (31) следует, что

$$(n_2)_{y=0} = \frac{n_{2\infty}}{1 \pm \frac{w_2 l_2}{D_2}} \quad (l_2 < 0).$$

Из условия постоянства давления (17) следует, что

$$n_{1\infty}(T_{n\infty}) - (n_1)_{y=0} = (n_2)_{y=0} - n_{2\infty}(T_{n\infty}).$$

Введем обозначения:

$$\Delta n_{д. x} \equiv n_{1\infty}(T_{n\infty}) - (n_1)_{y=0};$$

$$\Delta T_{д. x} \equiv T_{n\infty} - (T_n)_{y=0};$$

$$\Delta n_{\Phi} \equiv (n_1)_{y=0} - n_{1\infty}(T_R); \quad \Delta T_{\Phi} \equiv (T_n)_{y=0} - T_R;$$

$$\Delta n = \Delta n_{д. x} + \Delta n_{\Phi} = n_{1\infty}(T_{n\infty}) - n_{1\infty}(T_R);$$

$$\Delta T = \Delta T_{д. x} + \Delta T_{\Phi}.$$

Индекс «д. х» относится к величинам, связанным с диффузионно-химическим сопротивлением. Условный скачок концентраций, возникающий за счет фазового перехода, находим из равенства (14'')

$$\Delta n_{\phi} = \pm \frac{q_m}{2} \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_K}} \approx \pm \frac{q_m}{2} \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_{n\infty}}} \quad (32)$$

Используя зависимость $n_{1\infty}(T_{\infty})$ (см. таблицу), легко перейти от разностей концентраций к соответствующим разностям температур.

Для случая конденсации и испарения натрия при скорости конденсации (испарения) $q_m = 1,5 \cdot 10^{20}$ атомов/см²·сек (тепловой поток $q = 233$ квт/м²) были подсчитаны разности концентраций $\Delta n_{д.х}$, Δn_{ϕ} , Δn и соответствующие им разности температур $\Delta T_{д.х}$, ΔT_{ϕ} , ΔT . В таблице приведены исходные данные, ход и результаты этого расчета.

Диффузионно-химическое сопротивление существенно зависит от кинетики реакции димеризации. Отсутствие надежных данных по кинетике этой реакции, а также возможная зависимость коэффициента конденсации α_2 от степени отклонения от равновесия ($q_m/q_{m\max}$), изменения структуры жидкости с температурой и других неизвестных нам факторов не позволяют более детально проанализировать этот процесс.

Тем не менее можно сказать, что коэффициенты теплоотдачи в области давлений, близких к атмосферному, весьма велики (больше 150 квт/м²·град) даже при учете диффузионно-химического сопротивления (конечно, при условии отсутствия загрязнений, неконденсирующихся газов и других посторонних факторов, связывающих теплоотдачу). Из таблицы видно, что для принятой схемы испарения ($\alpha_2 = 0$) диффузионно-химическое сопротивление должно расти с понижением давления насыщенного пара. Это объясняется резким уменьшением скорости химической реакции при понижении давления. Однако измерения полей температур в паре вблизи поверхности конденсата, проведенные авторами при конденсации паров калия [9] и натрия, показали, что в области низких давлений (1–100 мм рт. ст.) диффузионно-химическое сопротивление отсутствует, несмотря на то, что доля двухатомных молекул при этих давлениях достаточно велика (1–12%).

Значительно меньшие примеси неконденсирующегося газа (аргона) дают в том же диапазоне давлений диффузионные сопротивления, в десятки раз превышающие сопротивление фазового перехода, и приводят к появлению гра-

диента температуры в слое пара у поверхности жидкости. Такие градиенты были измерены авторами настоящей работы в опытах при конденсации ртути и щелочных металлов.

Расчет диффузионно-химических сопротивлений при конденсации и испарении натрия ($q = 233$ квт/м²)

Параметр	Температура насыщенного пара, °K		
	973	1056	1130
$n_{1\infty}$, молекул/см ³	$0,875 \cdot 10^{18}$	$2,09 \cdot 10^{18}$	$4,17 \cdot 10^{18}$
$n_{2\infty}$, молекул/см ³	$0,125 \cdot 10^{18}$	$0,36 \cdot 10^{18}$	$0,82 \cdot 10^{18}$
$\bar{v} \sqrt{8kT/\pi m}$, см/сек	94 500	98 500	102 000
$k_r = v\sigma 4\pi r^3/3$, см ⁶ /сек			
($\sigma = 10^{-15}$ см ² ; $r = 2 \cdot 10^{-8}$ см)	$0,316 \cdot 10^{-32}$	$0,33 \cdot 10^{-32}$	$0,346 \cdot 10^{-32}$
B , сек ⁻¹	-25 900	-132 000	-510 000
D_2 , см ² /сек	8,83	3,75	1,91
$w_2 = q_m/2n_0$, см/сек	75	30,6	15
$w_2/2D_2$, см ⁻¹	4,25	4,08	3,93
$(w_2/2D_2)^2$, см ⁻²	18	16,7	15,4
B/D_2 , см ⁻²	-2 930	-35 200	-267 000
l_2 , см	-0,0187	-0,00535	-0,00194
	(-0,020)	(-0,00544)	(-0,00195)
	-0,145	-0,0437	-0,0152
$w_2 l_2/D_2$	(-0,17)	(-0,0444)	(-0,0153)
$(n_2)_{y=0}$, молекул/см ³	$0,146 \cdot 10^{18}$	$0,377 \cdot 10^{18}$	$0,833 \cdot 10^{18}$
	($0,1068 \cdot 10^{18}$)	($0,345 \cdot 10^{18}$)	($0,807 \cdot 10^{18}$)
$\Delta n_{д.х}$, молекул/см ³	$2,1 \cdot 10^{16}$	$1,7 \cdot 10^{16}$	$1,3 \cdot 10^{16}$
	($-1,82 \cdot 10^{16}$)	($-1,5 \cdot 10^{16}$)	($-1,3 \cdot 10^{16}$)
$\Delta T_{д.х}$	$2,1^\circ$	$0,85^\circ$	$0,4^\circ$
ΔT_{ϕ}	($-1,82^\circ$)	($-0,75^\circ$)	($-0,4^\circ$)
$\Delta T = \Delta T_{д.х} + \Delta T_{\phi}$	$\pm 0,3^\circ$	$\pm 0,15^\circ$	$\pm 0,1^\circ$
Коэффициент теплоотдачи $q/\Delta T$, квт/м ² ·град	97	233	465
	(110)	(260)	(465)

Примечание. Цифры в скобках относятся к скачку испарения.

диента температуры в слое пара у поверхности жидкости. Такие градиенты были измерены авторами настоящей работы в опытах при конденсации ртути и щелочных металлов. Отсутствие диффузионно-химического сопротивления для чистого пара в области низких давлений означает, что в данной области давлений коэффициент конденсации двухатомных молекул близок к единице.

В области низких давлений испарение происходит путем испускания поверхностью жидкости не только одноатомных, но и двухатомных молекул. Если для высоких давлений справедлива принятая схема испарения, согласно которой димеризация происходит в паре, то должна

существовать переходная область, где α_2 меняется от нуля до единицы.

Поступила в Редакцию 20/XI 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. «Жидкометаллические теплоносители». Перев. под ред. А. Е. Шейндлина. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
 2. Э. Э. Шпильрайн, Э. И. Асиновский. «Инж.-физ. ж.», V, № 4 (1962).

3. F. Metzger, E. Miescher. Helv. phys. acta, 16, 205, 323 (1943).
 4. O. Knaacke, I. Stranski. Progr. Metal. Phys., 6, 181 (1956).
 5. Я. Б. Зелдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963, стр. 285.
 6. Р. Я. Кучеров, Л. Э. Рикенглаз. ЖЭТФ, 37, вып. 1 (1959).
 7. Р. Я. Кучеров, Л. Э. Рикенглаз. «Докл. АН СССР», 133, № 5 (1960).
 8. В. И. Субботин и др. «Теплофизика высоких температур», 2, № 4 (1964).

Исследование термических деформаций твэлов

Е. Я. САФРОНОВ, Б. А. БРИСКМАН,
 В. Д. БОНДАРЕВ, В. С. ШИШОВ

УДК 621.039.548

Расчитаны температурные перепады в стенках твэлов кассетного типа в условиях радиального градиента нейтронного потока. Измерены термические деформации стенок в рабочем диапазоне перепадов температур.

уравнение теплопроводности для тонкой пластины (одномерная задача) с внутренними источниками тепла:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \tag{1}$$

Здесь

$$q_v = q_{v1} + q_{v2}; \tag{2}$$

$$q_{v1} = q_{v\text{мин}} \left[1 + \frac{x}{L} (n-1) \right] \tag{3}$$

(градиент тепловыделения примем линейным);

$$q_{v2} = -\alpha \frac{S}{V} (T - t_0), \tag{4}$$

В твэлах ядерных реакторов, расположенных рядом с отражателем, регулируемыми или компенсирующими стержнями, возникает радиальный градиент нейтронного потока, вызванный всплеском в отражателе или поглощением нейтронов в стержнях. Одновременно с градиентом нейтронного потока в твэле создается и радиальный градиент тепловыделения, который при одинаковых условиях теплоотдачи по периметру твэла приводит к появлению перепада температур по радиусу твэла, а следовательно, и термических деформаций рубашек твэла [1]. Аналитическое вычисление деформаций при сложной геометрической конфигурации твэлов крайне затруднительно, поэтому экспериментальный метод определения деформаций в таких случаях оказывается практически единственным*.

где n — степень неравномерности тепловыделения; L — длина полупериметра рубашки макета твэла; λ — коэффициент теплопроводности; α — коэффициент теплоотдачи от стенки к воде; $q_{v\text{мин}}$ — величина минимального тепловыделения; t_0 — средняя температура охлаждающей воды; $\frac{S}{V}$ — отношение поверхности к объему; T — температура рубашки.

При граничных условиях

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = 0; \tag{5}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L} = 0 \tag{6}$$

решением уравнения (1) служит выражение

$$\Delta T = \frac{q(n-1)\delta}{2\alpha} - \frac{q(n-1)\delta}{LaB} \cdot \frac{e^{BL}-1}{e^{BL}+1}, \tag{7}$$

где δ — толщина стенки.

$$\text{Здесь } B^2 = 2 \frac{\alpha}{\lambda \delta}.$$

В исследуемом интервале значений тепловыделения ΔT_0 меняется при $n = 1,5$ от 12,5 до 20,2° С, а при $n = 2$ от 25 до 40,4° С.

Для получения более широкого представления о работе твэлов было проведено исследование термических деформаций макета кассетного твэла, имеющего сечение в виде шестигранника.

Аналитическое определение перепадов температур

Расчет ведется для наружной шестигранной рубашки в виде тонкой пластины. Запишем

* В распоряжении авторов настоящей работы имелись некоторые результаты экспериментального определения деформаций макета твэла, полученные в филиале Ленинградского физико-технического института им. А. И. Иоффе.