

01.1;03.4

Изменение величины испарительного потока в результате объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности

© В.Ю. Левашов¹, В.О. Майоров^{1,2}, А.П. Крюков^{2,1}¹ Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия² Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия

E-mail: vyl69@mail.ru, levashovvy@imec.msu.ru

Поступило в Редакцию 17 февраля 2023 г.

В окончательной редакции 14 марта 2023 г.

Принято к публикации 14 марта 2023 г.

Предложен подход, позволяющий оценить необходимость учета влияния процесса гомогенной нуклеации на интенсивность испарения, а также предсказать направление (увеличение или уменьшение) изменения величины плотности потока массы испаряющегося вещества. Предложен безразмерный параметр, позволяющий определять области увеличения/уменьшения интенсивности испарения при наличии процесса гомогенной нуклеации. Показано, что для ряда веществ (метанол, этанол) направление процесса существенным образом зависит от характера теплообмена между образовавшимися каплями и окружающим каплями паром.

Ключевые слова: гомогенная нуклеация, испарение, степень пересыщения.

Процессы испарения/конденсации наблюдаются в различных природных явлениях и промышленных технологиях. Умение управлять интенсивностью процесса испарения/конденсации может существенно улучшить эффективность реализации таких процессов, как, например, сушка, химическое осаждение паров, вакуумная дистилляция, криовакуумная откачка и др. В работе [1] показано, что пар, движущийся от поверхности испарения, оказывается пересыщенным, т.е. отношение парциального давления пара к давлению насыщенного пара оказывается больше единицы даже при малых интенсивностях испарения, а с увеличением интенсивности процесса степень пересыщения растет. Хорошо известно, что в таких условиях может реализоваться процесс гомогенной конденсации пара [2]. Образование конденсированной фазы в объеме пара приводит к уменьшению плотности и увеличению температуры пара, что влияет на интенсивность испарения [3]. Таким образом, важной особенностью рассматриваемой задачи является взаимное влияние процессов, происходящих в объеме пара и на межфазной поверхности.

Несмотря на то что процессы испарения и гомогенной нуклеации изучаются на протяжении более 100 лет, влияние спонтанного образования капель жидкости вблизи межфазной поверхности на интенсивность испарения в литературе практически не обсуждалось. Представленные в [1] данные получены для расстояний от границы раздела фаз в несколько длин свободного пробега молекул пара, т.е. на внешней границе слоя Кнудсена. Как отмечается в [4,5], при исследовании испарения в парогазовую смесь важной частью этого процесса является этап „удаления“ молекул пара от поверхности за счет диффузии. Формирование же диффузионного потока пара происходит на расстоянии порядка средней длины свободного пробега молекул

пара от поверхности испарения, т.е. в слое Кнудсена. В связи с этим учет гомогенной нуклеации в пределах слоя Кнудсена становится важной задачей. В [6] рассматривается процесс гомогенной нуклеации около малых испаряющихся частиц. Здесь отмечается, что „гомогенная нуклеация пара около испаряющихся капель является важной проблемой для аэрозольной науки и ее промышленного применения“. Образование пересыщенного пара при испарении отмечалось в монографии [7]. Более того, именно наблюдение за образующимися в пересыщенном паре каплями является одним из возможных экспериментальных методов определения скорости нуклеации [8,9].

В [10] предложен упрощенный подход, позволяющий оценить необходимость учета влияния процесса гомогенной нуклеации на течение пара, образовавшегося вблизи межфазной поверхности в результате испарения. Предложенный подход показал, что для некоторых веществ (например, для воды) учет гомогенной нуклеации необходим только для больших степеней пересыщения (интенсивностей испарения). При этом влияние тепла, выделяющегося в результате фазового перехода, не учитывалось. Настоящая работа является развитием [10], но здесь предлагается способ, позволяющий определить (предсказать) направление (увеличение или уменьшение) изменения величины плотности потока массы испаряющегося вещества в результате процесса гомогенной нуклеации с учетом как процесса образования капель, так и тепловыделения.

Как следует из рис. 1, на котором приведены результаты решения задачи об интенсивном испарении, полученные в работе [1], при уменьшении числовой плотности пара на бесконечности n_∞ интенсивность испарения возрастает. С другой стороны, выделяющееся в результате фазового перехода тепло приводит

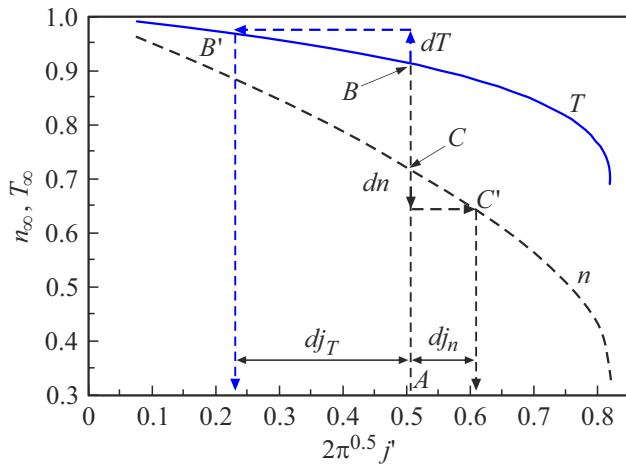


Рис. 1. Взаимосвязь интенсивности испарения j' с параметрами пара n_∞ и T_∞ . Здесь $j' = \frac{j}{\rho_s \sqrt{2RT_s}}$, R — индивидуальная газовая постоянная, ρ_s — плотность, соответствующая по линии насыщения температуре поверхности T_s .

к увеличению температуры пара, что в свою очередь ведет к уменьшению интенсивности испарения. Таким образом, можно считать, что при реализации процесса гомогенной нуклеации на величину испарительного потока влияют два противоположных фактора: с одной стороны, уменьшение плотности пара, а с другой — увеличение его (пара) температуры (T_∞). Таким образом, возникает функциональная зависимость потока массы от двух переменных (плотности и температуры). В этом случае можно записать

$$dj_{GN} = dj_T + dj_n, \quad (1)$$

где dj_{GN} — изменение испарительного потока за счет процесса гомогенной нуклеации, $dj_T = \frac{\partial j}{\partial T_\infty} dT_\infty$ — изменение потока за счет изменения температуры, $dj_n = \frac{\partial j}{\partial n_\infty} dn_\infty$ — изменение потока за счет изменения концентрации. Из рис. 1 следует, что n_∞ и T_∞ являются функциями j , т.е. $n_\infty = n(j)$, $T_\infty = T(j)$. Данные [1] представлены на рис. 1 в безразмерном виде, что позволяет использовать эти зависимости при рассмотрении процесса испарения различных веществ.

Предположим, что реализуется процесс испарения заданной интенсивности, соответствующей некоторой точке по оси абсцисс на рис. 1 — точке А. Как видно из рисунка, этой интенсивности испарения соответствуют некоторые начальные значения плотности и температуры, обозначенные на рисунке точками С и В соответственно. Если в результате процесса нуклеации плотность пара уменьшается на величину dn , то, согласно данным рис. 1, пар вдали от межфазной поверхности переходит в новое состояние, обозначенное на рисунке точкой С', что соответствует новому испарительному потоку, который на величину dj_n больше первоначального. С другой стороны, увеличение температуры пара на величину dT приводит к переходу

системы в состояние В' и уменьшению испарительного потока на величину dj_T . На рис. 1 величины dj_n и dj_T указаны схематично. Очевидно, что в зависимости от соотношения между dj_n и dj_T величина потока может как оставаться неизменной, так и увеличиваться или уменьшаться.

Выражение (1) для произвольной начальной интенсивности испарения можно записать следующим образом:

$$dj_{GN} = \frac{\partial j}{\partial T_\infty} dT_\infty + \frac{\partial j}{\partial n_\infty} dn_\infty. \quad (2)$$

Изменение числовой плотности и температуры пара в результате процесса нуклеации может быть определено соответственно с помощью следующих выражений:

$$m_1 \frac{dn_\infty}{dt} = -\dot{M}, \quad (3)$$

$$m_1 n_\infty c_{p,g} \frac{dT_\infty}{dt} = \alpha L \dot{M}, \quad (4)$$

где

$$\dot{M} = \rho_l \frac{4}{3} \pi r_{cr}^3 J_{CNT}, \quad r_{cr} = \frac{\sigma}{\rho_l R T_\infty \ln S},$$

$J_{CNT} = \beta \frac{\rho_g^2}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_1^3}} \exp\left(-\frac{W_{cr}}{k_B T}\right)$ — скорость гомогенной нуклеации, $W_{cr} = \frac{16\pi\sigma^3 m_1^2}{3(\rho_l R T_\infty \ln S)^2}$ — работа образования капли критического радиуса r_{cr} , L — теплота фазового перехода, α — доля тепла, идущего на нагрев пара ($0 < \alpha \leq 1$), m_1 — масса молекулы пара.

Используя (3) и (4), выражение (2) можно записать в виде

$$dj_{GN} = J_{CNT} \left(\frac{\alpha L}{n_\infty c_{p,g}} \frac{\partial j}{\partial T_\infty} - \frac{\partial j}{\partial n_\infty} \right) \frac{\rho_l \frac{4}{3} \pi r_{cr}^3}{m_1} dt. \quad (5)$$

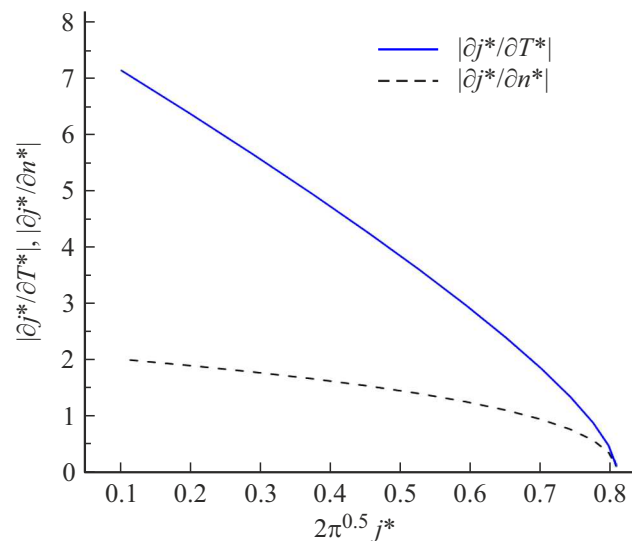


Рис. 2. Значения производных $\left| \frac{\partial j^*}{\partial T^*} \right|$ и $\left| \frac{\partial j^*}{\partial n^*} \right|$ в зависимости от величины j^* .

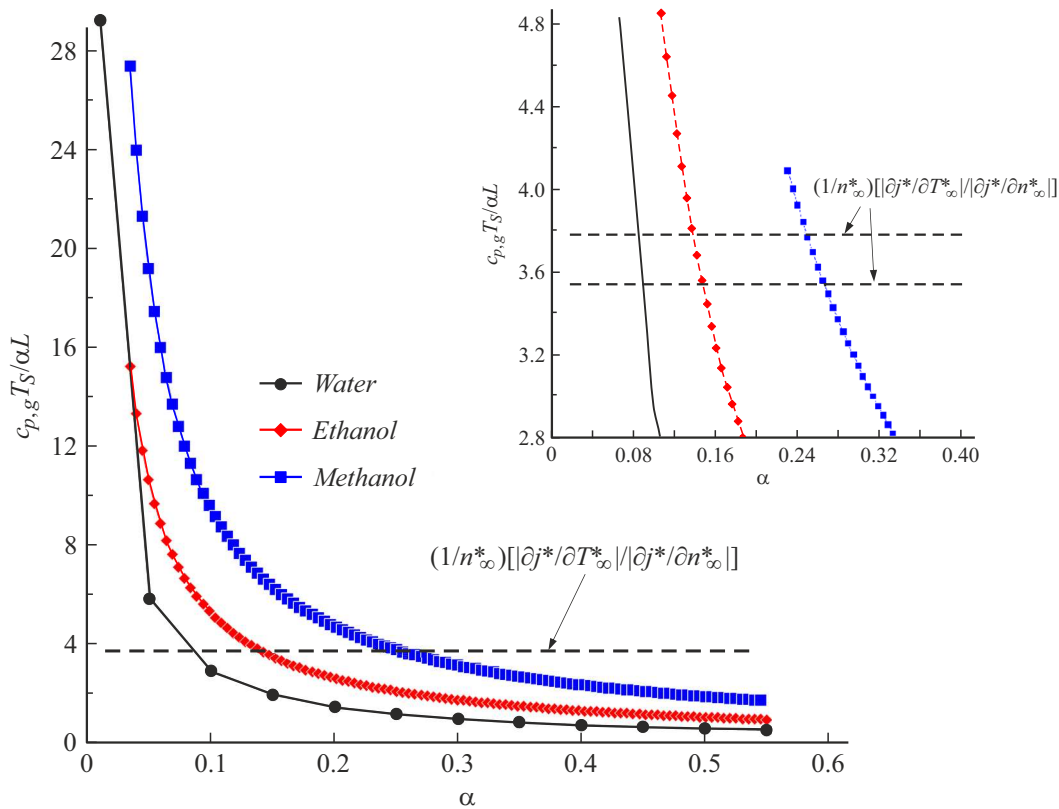


Рис. 3. Зависимости $\frac{c_{p,g}T_S}{\alpha L}$ от α для различных веществ.

Как видно из рис. 1, величины производных $\frac{\partial j}{\partial T_{\infty}}$ и $\frac{\partial j}{\partial n_{\infty}}$ всегда отрицательны, т.е. увеличение температуры и концентрации приводит к уменьшению потока. В этом случае выражение (5) удобнее записать следующим образом:

$$\frac{dj_{GN}}{dt} = J_{CNT} \left(\left| \frac{\partial j}{\partial n_{\infty}} \right| - \frac{\alpha L}{n_{\infty} c_{p,g}} \left| \frac{\partial j}{\partial T_{\infty}} \right| \right) \frac{\rho_l \frac{4}{3} \pi r_{cr}^3}{m_1}. \quad (6)$$

Из последнего выражения можно получить условия уменьшения или увеличения интенсивности испарения при наличии процесса гомогенной нуклеации

$$\begin{aligned} \frac{c_{p,g}T_S}{\alpha L} &> \frac{1}{n_{\infty}^*} \frac{|\partial j^*/\partial T_{\infty}^*|}{|\partial j^*/\partial n_{\infty}^*|}, & \frac{dj_{GN}}{dt} &> 0, \\ \frac{c_{p,g}T_S}{\alpha L} &< \frac{1}{n_{\infty}^*} \frac{|\partial j^*/\partial T_{\infty}^*|}{|\partial j^*/\partial n_{\infty}^*|}, & \frac{dj_{GN}}{dt} &< 0, \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь введены безразмерные переменные (обозначены звездочкой). В качестве базовых величин для T_{∞} и n_{∞} использовались температура поверхности испарения T_S и соответствующая этой температуре числовая плотность по линии насыщения n_S ; плотность потока массы обезразмеривалась следующим образом: $j^* = \frac{j}{m_1 n_S \sqrt{2RT_S}}$. Как показывают оценки, величина безразмерного комплекса $\frac{1}{n_{\infty}^*} \frac{|\partial j^*/\partial T_{\infty}^*|}{|\partial j^*/\partial n_{\infty}^*|}$ изменяется в диапазоне от 3.53

до 3.77. Графики $\left| \frac{\partial j^*}{\partial T^*} \right|$ и $\left| \frac{\partial j^*}{\partial n^*} \right|$, полученные с использованием данных рис. 1, представлены на рис. 2 (индекс ∞ опущен).

На рис. 3 представлены зависимости величины $\frac{c_{p,g}T_S}{\alpha L}$ для различных веществ (вода, метанол, этанол) от доли тепла α , выделившегося в результате фазового перехода и затраченного на нагрев пара (в увеличенном масштабе зависимость представлена на вставке к рис. 3). Штриховыми линиями на вставке к рис. 3 показан диапазон изменений безразмерного комплекса $\frac{1}{n_{\infty}^*} \frac{|\partial j^*/\partial T_{\infty}^*|}{|\partial j^*/\partial n_{\infty}^*|}$. Видно, что для случая, когда даже относительно небольшая часть выделяющегося тепла затрачивается на нагрев пара, реализация процесса гомогенной нуклеации приводит к уменьшению интенсивности испарения для всех рассмотренных веществ. Увеличение испарительного потока возможно лишь в том случае, когда доля тепла α , выделяющегося в результате фазового перехода и затрачиваемого на нагрев пара, не превышает некоторой величины. Так, например, для воды эта величина приблизительно равна 0.08, для этанола — 0.14, а для метанола — 0.25. Если доля поглощенного паром тепла больше этой предельной величины, наблюдается уменьшение испарительного потока. Таким образом, с помощью введенного безразмерного параметра $\frac{c_{p,g}T_S}{\alpha L}$ возможно определить области увеличения/уменьшения интенсивности испарения при наличии процесса гомо-

генной нуклеации. Полученные результаты правомерны лишь для начального этапа объемной конденсации, продолжительность которого значительно меньше времени последующего роста капель при конденсации пара на их поверхностях. При построении графиков использованы данные, представленные в таблице.

Свойства веществ

Вещество	$c_{p,g}$, J/(kg · K)	L , 10^6 J/kg	T_s , K
Вода	2200.0	2.26	300
Метанол	3663.8	1.17	300
Этанол	1605.5	0.92	300

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00044.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.A. Labuntsov, A.P. Kryukov, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **22**, 989 (1979). DOI: 10.1016/0017-9310(79)90172-8
- [2] V.I. Kalikmanov, in *Nucleation theory* (Springer, Dordrecht, 2013), p. 17.
- [3] V.Yu. Levashov, A.P. Kryukov, I.N. Shishkova, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **127**, 115 (2018). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.07.069
- [4] Н.А. Фукс, *Испарение и рост капель в газообразной среде* (Изд-во АН СССР, М., 1958).
- [5] В.Ю. Левашов, А.П. Крюков, *Коллоид. журн.*, **79** (5), 606 (2017). DOI: 10.7868/S002329121705010X [V.Yu. Levashov, A.P. Kryukov, *Colloid J.*, **79** (5), 647 (2017). DOI: 10.1134/S1061933X1705009X].
- [6] S.P. Fisenko, *J. Aerosol Sci.*, **27**, S257 (1996). DOI: 10.1016/0021-8502(96)00201-7
- [7] С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы* (Наука, М., 1970).
- [8] D. Wright, R. Caldwell, C. Moxely, M.S. El-Shall, *J. Chem. Phys.*, **98** (4), 3356 (1993). DOI: 10.1063/1.464108
- [9] D. Kane, M.S. El-Shall, *J. Chem. Phys.*, **105** (17), 7617 (1996). DOI: 10.1063/1.472548
- [10] В.Ю. Левашов, В.О. Майоров, А.П. Крюков, *Письма в ЖТФ*, **48** (21), 6 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.21.53703.19342 [V.Yu. Levashov, V.O. Mayorov, A.P. Kryukov, *Tech. Phys. Lett.*, **48** (11), 4 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.11.54877.19342].