УДК 532.72

ИСПАРЕНИЕ ИЗ СМЕЖНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ ПОПЕРЕЧНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ

В.Л. Малышев, А.В. Шлапаков

На бинарной капиллярной модели теоретически рассмотрено влияние на ход испарения подпитки жидкостью из смежных пор. Процесс осложняется наличием между сообщающимися каналами неоднородного температурного поля.
PACS 47.27.nf;47.56.+r;64.70.F-

Введение

Для пористой среды характерно свойство сообщаемости пор, а пространство, в котором осуществляется массоперенос, представляет собой комплекс каналов, непрерывно переходящих один в другой. Эта ситуация моделируется бинарной системой продольных сообщающихся каналов.

Как известно, при нормальных условиях под действием капиллярных сил устанавливается уровень жидкости тем выше, чем меньше радиус каналаr. В сообщающихся капиллярах$(r_1 \neq r_2)$ быстрее испаряется жидкость из более широкого из них, а капиллярные силы в болееузком не дают менискам в них установиться на одном уровне [1, 2]. Нагревание эти силы уменьшает итолщина поверхностной пленки, например, воды на поверхности кварца, становится пренебрежимо малойуже при $T = 343K$ [3,4], а поверхность фазового перехода в капилляре оказывается практически плоской [5].

После нагревания до температур $T > T_{\text{кип}}$ в заполненных ранее при нормальных условиях сообщающихся капиллярах перетекание жидкости из узкого канала в широкий замедляет испарение из широкого, но ускоряет процесс в узком. Таким образом, при высоких температурах испарение из сообщающихся каналов протекает синхронно, а его время зависит от соотношения между их радиусами.

Испарение из капилляра большего радиуса r_1 происходит интенсивнее, чем из узкого капилляра радиусаr_2, поэтому поверхность фазового превращения сместится на расстояния l' иl'', соответственно. Как следует из закона Паскаля, уровни однородной жидкости в сообщающихся каналах устанавливаются на одной высотеl_x. При этом новое положение межфазной границы определяется из условия несжимаемости жидкости, из которого следует равенство объемов – V_2, перешедшего из малого капилляра, иV_1, поступившего в широкий капилляр (рисунок 1):

$$\pi r_1^2(l' - l_x) = \pi r_2^2(l_x - l''),$$

$$l_x = \frac{r_1^2 l' + r_2^2 l''}{r_1^2 + r_2^2}.$$

В работе рассматриваются температурные условия, соответствующие течениям в режиме сплошной среды$(K_n << 1)$, которые строго выполняются при перегреве жидкостей сверх точки кипения. Эксперименты показывают, что даже при интенсивном парообразовании характерное время испарения жидкости оказывается намного больше времени диффузионной релаксации парогазовой смеси [6,7], что соответствует малым числам Рейнольдса и делает применимым квазистацинарный подход [8, 9], предполагающий, что положение мениска в любой момент времени можно считать установившимся.

Исследуется испарение жидкости из сообщающихся цилиндрических капилляров, находящихся в неоднородном поле температур. Температура в поперечном направлении в пределах капилляра полагается постоянной. В каждом канале по отдельности условия считаются изотермическими(T_1, T_2). Температурный режим в смежных капиллярах вследствие существующего градиента температур отличается$(T_1 > T_2)$.

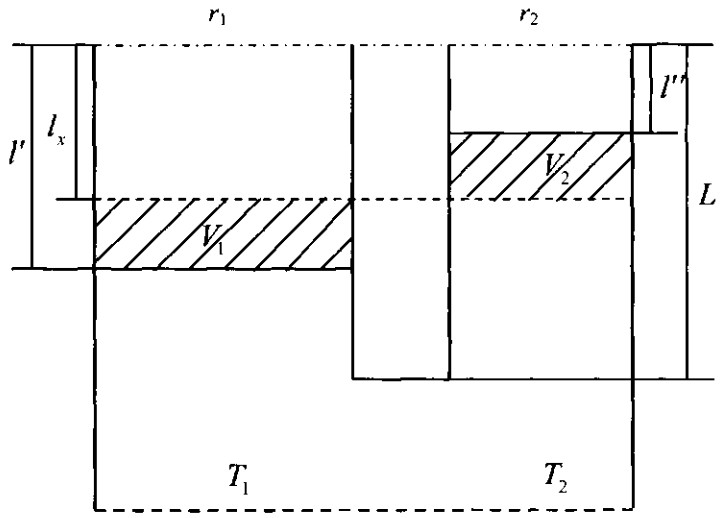

Рисунок 1 – Схема испарения из смежных каналов при наличии поперечного градиента температур

Вязкий режим испарения. Рассматривается испарение жидкости из сообщающихся цилиндрических капилляров$(r_1 \neq r_2)$, находящихся в неоднородном поле температур. Температура в пределах капилляра полагается постоянной. В каждом канале условия считаются изотермическими(T_1, T_2). Температурный режим в смежных капиллярах вследствие существующего градиента температур отличается$(T_1 > T_2)$.

Пусть температура в обоих каналах превышает точку кипения, т.е. в них реализуется вязкий режим течения пара [10], определяемый как

$$M = \frac{r^2(P_s^2 - P_0^2)}{16\eta RTl}, \tag{1}$$

где P_s – давление насыщенного пара при соответствующей температуре;

P_0 – давление окружающей среды;

η– коэффициент динамической вязкости парогазовой смеси [11];

R– универсальная газовая постоянная;

l– координата межфазной поверхности.

Объединяя в (1) зависящие от температуры параметры процесса, получим

$$M = \frac{r^2 P_0^2}{16Rl} \cdot B(T), \tag{2}$$

где $B(T) = \frac{(c_s^2 - 1)}{\eta T}$ – температурный коэффициент испарения,

$c_s = P_s / P_0$ — относительная концентрация насыщенного пара.

Скорость движения межфазной поверхности в процессе испарения определяется из закона сохранения массы:

$$\frac{dl}{dt} = \frac{M\mu}{\rho}, \tag{3}$$

где t - время;

μ- молярная масса пара;

ρ- плотность жидкости.

Подстановка уравнения (2) в выражение (3) дает

$$\frac{dl}{dt}=\frac{r^2P_0^2}{16Rl}B\frac{\mu}{\rho}. \tag{4}$$

Разделяя переменные в (4), получим

$$ldl=\frac{r^2\mu P_0^2}{16R\rho}\cdot Bdt. \tag{5}$$

Введем в рассмотрение молекулярный коэффициент испарения, как комплекс независящих от температуры величин:

$$F=\frac{P_0^2\mu}{16R\rho} \tag{6}$$

Вводя относительную координату мениска $z = l/L$, где L - длина канала, выражение (5) с учетом уравнения (6) можно привести к виду

$$zdz=\gamma^2FBdt. \tag{7}$$

где $\gamma = r^2/L^2$- относительный радиус капилляра.

После интегрирования (7) находим время смещения мениска на глубинуΔz:

$$\Delta t=\frac{1}{\gamma^2FB}\cdot\frac{z^2}{2}\Bigg|_{z_1}^{z_2}. \tag{8}$$

Ввиду различия в температурах, за любой равный малый промежуток времени Δt(8) перемещение менисков в обоих каналах $\Delta z'$и $\Delta z''$ оказывается неодинаковым.

$$\frac{1}{\gamma_1^2FB_1}\cdot\frac{(z')^2}{2}\Bigg|_{z_1'}^{z_2'}=\frac{1}{\gamma_2^2FB_2}\cdot\frac{(z'')^2}{2}\Bigg|_{z_1''}^{z_2''}. \tag{9}$$

После сокращения и подстановки пределов в формуле (9) получается

$$\frac{(z_2')^2-(z_1')^2}{\gamma_1^2B_1}=\frac{(z_2'')^2-(z_1'')^2}{\gamma_2^2B_2}. \tag{10}$$

Поскольку исходный уровень жидкости известен и в смежных капиллярах совпадает, то возможна замена нижнего предела $z_1''=z_1'$

Полагая, что $T_1 > T_2$, зададим произвольное малое перемещение межфазной границы в первом канале z_2' и найдем из формулы (10) соответствующее ему перемещение z_2''во втором, менее нагретом, канале:

$$z_2''=\sqrt{\frac{\gamma_2^2B_2}{\gamma_1^2B_1}(z_2')^2+\left(1-\frac{\gamma_2^2B_2}{\gamma_1^2B_1}\right)(z_1')^2} \tag{11}$$

Следует иметь в виду, что$0\le z\le 1$, где $z=0$ соответствует устью канала, а $z=1$ - его длине.

Ввиду сообщаемости каналов, разница в уровнях z_2' и z_2'' будет устранена, и при $r_1 \neq r_2$ они установятся на отметке с координатой

$$z_x = \frac{\gamma_1^2 z_2' + \gamma_2^2 z_2''}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}, \qquad (12)$$

которую для следующего промежутка времени следует рассматривать как новое исходное положение z_1'.

Согласно формуле (8) время установления уровней z_2' и z_2'' в общем случае зависит от температуры жидкости, длины и радиуса канала:

$$\Delta t_j = \frac{[(z_2')^2 - (z_1')^2]}{2\gamma_1^2 F B_1}, \qquad (13)$$

где j - индекс интервала температуры.

Таким образом, время осушения бинарной системы сообщающихся цилиндрических капилляров, находящихся в неравных температурных условиях(T_1, T_2), превышающих по величине$T_{кип}$ испаряющейся жидкости, определяется решением системы (11) – (13) и последующим суммированием Δt_j.

Диффузионный режим испарения. Рассматривается испарение жидкости из сообщающихся цилиндрических капилляров произвольного сечения$(r_1 \neq r_2)$, находящихся в неоднородном поле температур. Температура в пределах каждого капилляра полагается постоянной и не превышает точки кипения жидкости. Таким образом, в обоих каналах реализуется стефановский (диффузионный) режим течения пара, при этом полагается, что, вследствие поперечного температурного градиента,$T_1 > T_2$.

Плотность потока параM, согласно уравнению Стефана, записывается в виде [12–14]

$$M = \frac{DP_0}{RTl} \ln \frac{1-\varphi}{1-c_s}, \qquad (14)$$

где D - коэффициент взаимной диффузии пара и газа [15],

$\varphi = P_{01}/P_0$ - относительная влажность в среде,

P_{01}- давление паров испаряющейся жидкости в окружающем пространстве.

Введем обозначение комплекса величин, зависящих отT:

$A(T) = \frac{D}{T} \ln \frac{1-\varphi}{1-c_S}$, – термический коэффициент испарения.

Скорость испарения определяется законом сохранения массы.

В этих условиях с учетом (14) найдено время dt смещения мениска на бесконечно малое расстояние dl в процессе парообразования в каждом из каналов может быть найдено из формулы (3):

$$ldl = GA(T)dt, \qquad (15)$$

Где$G = \frac{P_0 \mu}{R\rho}$ – не зависящий от температуры диффузионный коэффициент испарения.

Перейдем в уравнении (15) от переменной l к относительной координате $z = l/L$ $(0 \leq z \leq 1$, $z = 0$- устье, $z = 1$- дно).

$$zdz = \frac{GA}{L^2} dt. \qquad (16)$$

После интегрирования уравнения (16) получим

$$\frac{L^2}{GA} \cdot \frac{(z_2)^2 - (z_1)^2}{2} = \Delta t. \qquad (17)$$

За одинаковый промежуток времени, благодаря отличиям в температурах, в каналах произойдет испарение неодинакового количества жидкости, соответствующего координатам z_2' и z_2''. Положение межфазной границы z_2'' менее нагретого капилляра при выбранном z_2' может быть определено путем синхронизации процессов $\Delta t' = \Delta t''$ на основе уравнения (17):

$$\frac{L^2}{GA_1}\cdot\frac{[(z_2')^2-(z_1')^2]}{2}=\frac{L^2}{GA_2}\cdot\frac{[(z_2'')^2-(z_1'')^2]}{2}. \tag{18}$$

В исходный момент времени уровни жидкости в сообщающихся капиллярах совпадают, т.е. $z_1' = z_1''$. Положение межфазной поверхности z_2'' в менее нагретом канале определяется выражением

$$\frac{A_2}{A_1}(z_2')^2-\frac{A_2}{A_1}(z_1')^2+(z_1')^2=(z_2'')^2,$$

или

$$z_2''=\sqrt{\frac{A_2}{A_1}(z_2')^2+\left(1-\frac{A_2}{A_1}\right)(z_1')^2}. \tag{19}$$

В результате компенсации разницы в уровнях z_2' и z_2'' устанавливается новый общий уровень z_*, определяемый посредством формулы (12), который является очередным исходным для следующего промежутка времени Δt_j.

Интервал времени, необходимого для смещения мениска, определяется выражением

$$\Delta t_j=\frac{L^2}{2GA_1}[(z_2')^2-(z_1')^2]. \tag{20}$$

Таким образом, общее время испарения из системы сообщающихся капилляров произвольных радиусов, находящихся при различных температурах, не превышающих точки кипения испаряющейся жидкости, определяется решением системы (12), (19), (20) с последующим суммированием Δt_j.

Комбинированный режим испарения. Рассматривается испарение жидкости из сообщающихся цилиндрических капилляров произвольного сечения, находящихся в неоднородном поле температур. Температура в пределах каждого капилляра полагается постоянной. Пусть один капилляр находится при температуре $T_1 > T_{кип}$, а другой при $T_2 < T_{кип}$. В этих условиях в первом из них реализуется вязкий режим течения пара, в то время как во втором – стефановский (диффузионный).

Плотность потока пара M_1 для одного из них (r_1) определяется выражением (1), а второго M_2 – формулой Стефана (15).

Скорость движения межфазной поверхности в процессе парообразования задается уравнением (3).

Подстановка в уравнение (3) M_1 и M_2 с последующим разделением переменных приводит к уравнениям движения межфазных поверхностей в относительных координатах z' и z'' для первого уравнения – (7), для второго уравнения – (16).

$$F=\frac{P_0^2\mu}{16R\rho}=\frac{P_0}{16}\cdot G. \tag{21}$$

Подстановкой уравнения (21) в уравнение (7) получим

$$z'dz'=\frac{\gamma_1^2P_0}{16}\cdot GBdt. \tag{22}$$

В данной постановке время смещения мениска испаряющейся жидкости в обоих каналах на малое расстояние dz может быть найдено путем интегрирования уравнений (16) и

(22):

$$\Delta t = \frac{16}{\gamma^2 GBP_0}\cdot\frac{(z')^2}{2}\Big|_{z_1'}^{z_2'}, \tag{23}$$

$$\Delta t = \frac{L^2}{GA}\cdot\frac{(z'')^2}{2}\Big|_{z_1''}^{z_2''} \tag{24}$$

Вследствие различных режимов испарения, реализуемых в сообщающихся каналах, за равные промежутки времени Δt (23, 24) смещение менисков произойдет на неодинаковые расстояния z_2' и z_2'':

$$\frac{16}{\gamma_1^2 P_0 B_1}\cdot[(z_2')^2-(z_1')^2]=\frac{L^2}{A_2}\cdot[(z_2'')^2-(z_1'')^2]. \tag{25}$$

Уравнение (25) при известных начальных уровнях $(z_1'-z_1'')$ и выбранном шаге в одном из каналов (z_2') позволяет определить соответствующее ему положение в другом (z_2''):

$$z_2''=\sqrt{\frac{16A_2}{\gamma_1^2 P_0 B_1 L^2}[(z_2')^2-(z_1')^2]+(z_1')^2}. \tag{26}$$

Уровни z_2' и z_2'' в случае неодинаковых по сечению каналов $(r_1 \neq r_2)$ перераспределятся согласно выражению (12) до значения z_x, которое для следующего промежутка времени следует рассматривать как новое исходное положение $z_1' = z_1''$, для обоих сообщающихся капилляров.

Время установления уровня z_2' зависит от температуры жидкости, длины и радиуса канала. Скорость испарения из второго канала в диффузионном режиме от радиуса напрямую не зависит, а связана лишь с его длиной и температурой. Тем не менее, влияние радиуса r_2 сказывается на установлении нового общего уровня z_x в результате использования формулы (12).

Таким образом, полное время испарения из системы сообщающихся капилляров,отличающихся радиусами и находящихся при различных температурах (выше и ниже точки кипения жидкости) благодаря наличию поперечного температурного градиента, определяется решением системы уравнений (12), (13) и (26) или (12), (26) и (20) с заменой в нем z'на z''.

Полное время испарения определяется суммированием Δt_i.

Заключение

Тепловое воздействие как метод интенсификации массообменных процессов в дисперсных и пористых материалах актуально для многих отраслей производства. Возможность рассчитывать интенсивность массообмена в различных фазах процесса позволяет регулировать тепловую нагрузку на объект, что может быть использовано при разработке адекватных моделей управления технологическими процессами.

Литература

1 Чураев, Н.В. Физикохимия процессов массопереноса в пористых телах/ Н.В.Чураев. –М.: Химия, 1990. – 272 с.

2Гамаюнов, Н.И. Тепломассоперенос в пористых материалах / Н.И.Гамаюнов, В.А.Миронов,С.Н. Гамаюнов.–Тверь: ТвГТУ,2002.– 224 с.

3Дерягин, Б.В. Изотерма расклинивающего давления пленок воды на поверхности кварца /Б.В.Дерягин,

Б.В.Чураев// Доклад АН СССР.– 1972.– Т. 207, № 3.– С. 572.
4Перевертаев, В.Д. Исследование адсорбции паров воды на поверхности кристаллов слюды /В.Д. Перевертаев, М.С. Мецик// Коллоидный журнал. –1966.– № 2.– С. 254.
5Ершова, Г.Ф. Температурная зависимость толщины полимолекулярных адсорбционных пленок воды на поверхности кварца / Г.Ф.Ершова, З.М. Зорин, Н.В. Чураев // Коллоидный журнал. 1975.– Т. 37, № 1. – С. 208.
6Малышев, В.Л. Испарение перегретых жидкостей из тонких капилляров / В.Л.Малышев,Н.И. Гамаюнов // Теплофизика высоких температур.– 1984. –Т. 22, № 1.– С. 184.
7Охлаждение мениска в процессе высокотемпературного испарения жидкостей из капилляров / Н.И.Гамаюнов [и др.] // Промышленная теплотехника. – 1986. -Т. 8, № 2. –С. 49.
8Гамаюнов, Н.И. Испарение жидкостей из капилляров переменного сечения в неоднородном температурном поле / Н.И.Гамаюнов, А.А.Ланков// Теплофизика высоких температур.– 1985.– Т. 23, № 4.–С. 184.
9Хаппель, Дж. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса / Дж. Хаппель, Г. Бреннер.– М.: Мир, 1976. –631 с.
10Ландау, Л. Д. Механика сплошных сред / Л.Д. Ландау,Е. М. Лифшиц.– М.: Гостехиздат, 1954.– 765 с.
11Одинаев, С. Изучение закона соответственных состояний вязких свойств классических жидкостей / С.Одинаев, А. А. Абдурасулов // Теплофизика высоких температур.–2013.–Т. 51, № 4.– С. 524.
12Лыков,А.В. Тепломассообмен:справочник / А.В. Лыков. –М.: Энергия, 1972.– 560 с.
13Гайдуков, М.Н. К теории испарения жидкостей из капилляров при температуре, превышающей температуру кипения / М.Н.Гайдуков, Н.В.Чураев,Ю.И.Яламов// Журнал технической физики. –1976.–Т. 46, № 10.– С. 2142.
14Уварова, Л.А. Математическая теория высокотемпературного парообразования неоднородных жидкостей в капиллярах/Л.А.Уварова, В.Л.Малышев.– Могилев.: МГТИ, 2002. –128 с.

Поступила в редакцию 30.12.2015