

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПАРОВЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ КОЭФФИЦИЕНТА КОНДЕНСАЦИИ

А.К. Ястребов

Московский энергетический институт (технический университет), Москва, Россия

Для некоторых задач о процессах переноса в двухфазных системах характерно существенное отклонение от состояния локального термодинамического равновесия. В частности, к ним относятся задачи о взаимодействии сильно нагретых тел с холодными жидкостями. В данном случае термин «сильно нагретое» означает, что температура этого тела намного больше температуры окружающей жидкости. В различных случаях горячее тело (нагреватель) может быть как твердым, так и жидким (например, капли расплавленного металла), а при определенных условиях на поверхности нагревателя может образовываться паровая пленка. Среди возможных процессов подобного рода можно отметить кипение сверхтекучего гелия (He-II). Теплоперенос в сверхтекучем гелии отличается очень высокой эффективностью, т.е. термическое сопротивление жидкости очень мало. Вследствие этого эффекты, связанные с неравновесностью процессов переноса в паровой пленке и на межфазной поверхности пар–жидкость, могут существенно влиять на теплообмен. Также среди важных задач о взаимодействии горячих тел с жидкостями следует отметить проблему парового взрыва, особенно актуальную для атомной энергетики.

Температуры горячего тела и жидкости могут отличаться в несколько раз, а для кипения гелия II – в несколько десятков раз. В связи с этим процессы переноса в паровой пленке, разделяющей горячее тело и холодную жидкость, протекают в условиях существенного отклонения от локального термодинамического равновесия, так что применение для их описания традиционных методов механики сплошной среды может оказаться не вполне корректным. Таким образом, для получения достоверных данных исследование теплопереноса в паровой фазе должно проводиться на основе методов молекулярно-кинетической теории.

Процессы переноса через поверхность раздела фаз при существенной неравновесности можно описать с помощью достаточно простого подхода, заключающегося в использовании стационарных кинетических соотношений. Такие соотношения, приведенные, например, в работе [1], получены на основе приближенного решения кинетического уравнения Больцмана моментным методом. Однако возможность применения этих соотношений (наличие стационарного или квазистационарного состояния пара) при анализе различных теплофизических проблем требует дополнительного обоснования, для чего требуется решение соответствующих нестационарных задач, что является целью настоящей работы.

В настоящей работе рассматривается задача о нестационарном теплопереносе в паровой пленке, возникающей при взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью. Одна из ограничивающих пленку поверхностей является непроницаемой для потока массы (поверхность нагревателя), другая – проницаемой (межфазная поверхность пар–жидкость). Предполагается, что влиянием массовых сил можно пренебречь, а толщина пленки мала по сравнению с диаметром нагревателя. При этих допущениях любой элемент паровой пленки может рассматриваться как система, изображенная на рис. 1, где T_w – температура поверхности горячего тела (нагревателя), T_i – температура поверхности холодной жидкости, x – координата, L – толщина пленки.

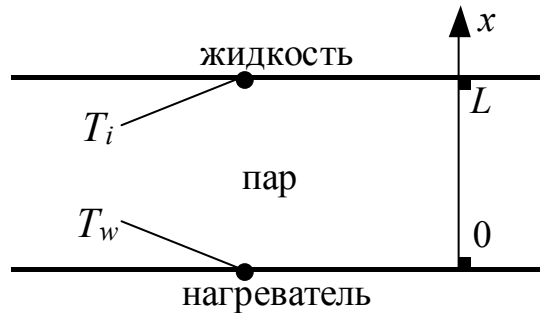


Рис. 1. Схема задачи

Считается, что в начальный момент времени существует паровая пленка заданной толщины. До начала исследуемого нестационарного процесса температуры поверхностей одинаковы и равны T_i , пространство между ними заполнено насыщенным паром, система находится в равновесии. В начальный момент времени температура поверхности нагревателя увеличивается до заданной величины T_w .

На первом этапе исследований решение данной задачи было получено при допущениях о постоянстве толщины паровой пленки и температуры жидкости [2], в дальнейшем исследовалось влияние движения межфазной поверхности пар – жидкость и нагрева жидкости [3]. В этих работах показано, что для паровой пленки, не сообщающейся с пространством над зеркалом жидкости, в исследованном диапазоне ее толщин (для гелия при температуре жидкости 2 К – до 30 мкм) при повышении температуры нагревателя пар конденсируется вследствие роста давления пара, вызванного его нагревом. При этом стационарное состояние характеризуется достаточно малым значением потока массы. Продолжительность рассмотренного нестационарного процесса имеет порядок нескольких микросекунд, поэтому при анализе различных приложений состояние пара в пленке можно рассматривать как квазистационарное, используя для его описания стационарные кинетические соотношения, пренебрегая при этом потоком массы через межфазную границу жидкость – пар.

В работах [2,3] считалось, что коэффициент конденсации β равен единице. Однако величина β для большинства веществ неизвестна с достаточной точностью: по данным различных исследований коэффициент конденсации для воды находится в пределах от 0,04 до 1, для сверхтекучего гелия – от 0,7 до 1. В связи с этим необходимо решение задачи при различных значениях β , чтобы исследовать влияние коэффициента конденсации на продолжительность нестационарного процесса.

Для описания процессов тепломассопереноса в паровой пленке используется кинетическое уравнение Больцмана в одномерной нестационарной постановке [6]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x} = J(f) \quad (1)$$

Здесь f – функция распределения молекул пара по скоростям, t – время, x – координата, ξ_x – проекция скорости молекулы на ось x , J – интеграл столкновений. Расчет пятикратного интеграла столкновений является наиболее сложным при решении уравнения Больцмана, а при численном решении требует значительных затрат времени. В настоящей работе кинетическое уравнение Больцмана (1) решается численно. При этом используется схема расщепления по физическим процессам [4]: на каждом шаге по времени сначала решается уравнение свободномолекулярного разлета

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

а затем уравнение пространственно однородной релаксации

$$\frac{\partial f}{\partial t} = J(f). \quad (3)$$

При этом решение (2) является начальным условием для (3), а решение (3) – начальным условием для (2) на следующем шаге по времени. Для расчета интеграла столкновений применялся консервативный проекционный метод [5], являющийся одним из наиболее точных и строгих. Его использование позволяет обеспечить точное выполнение законов сохранения для каждого отдельного столкновения и точное равенство нулю интеграла столкновений от равновесной функции распределения.

Граничными условиями для уравнения Больцмана являются функции распределения для молекул, движущихся от поверхностей раздела фаз. Считается, что эти молекулы имеют распределение Максвелла, отражение молекул от поверхностей считается диффузным. На поверхности горячего тела ($x = 0, \xi_x > 0$) задается максвелловская функция распределения с параметрами $n = n_w$ и $T = T_w$:

$$f = \frac{n_w}{(2\pi RT_w)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}{2RT_w}\right), \quad (4)$$

на поверхности жидкости ($x = L, \xi_x < 0$) – с параметрами $n = n_i, T = T_i$

$$f = \frac{n_i}{(2\pi RT_i)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}{2RT_i}\right). \quad (5)$$

Здесь f – функция распределения; n – числовая плотность молекул (число частиц в единице объема), движущихся от поверхности; T – температура поверхности (параметры n и T в формулах даны с соответствующими индексами); R – индивидуальная газовая постоянная; ξ_x, ξ_y, ξ_z – проекции скорости молекулы. Значение n_w определяется из условия непроницаемости поверхности нагревателя: при $x = 0$ поток массы должен быть равен нулю.

При коэффициенте конденсации, равном единице, величина n_i равна числовой плотности насыщенного пара при температуре поверхности $n_s(T_i)$, а при $\beta \neq 1$ зависит не только от температуры, но и от других параметров. Для определения n_i при произвольном значении коэффициента конденсации целесообразно рассмотреть потоки массы на границе раздела фаз для трех групп молекул (см. рис. 2): 1) движущиеся к поверхности (поток $j_{пад}$); 2) отражающиеся от поверхности (поток $j_{отр}$); 3) испаряющиеся (поток $j_{исп}$). Следует отметить, что на поверхности жидкости всегда имеет место как испарение, так и конденсация (отражающиеся молекулы существуют при $\beta \neq 1$). При этом направление результирующего потока массы определяется соотношением между потоками молекул, движущихся к поверхности и от нее.

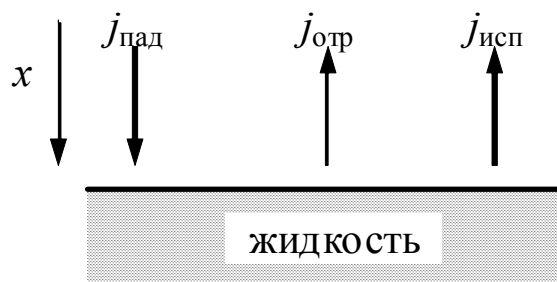


Рис. 2. Потоки массы на поверхности жидкости

Коэффициент конденсации определяется как отношение потока массы конденсирующихся молекул к потоку массы молекул, падающих на поверхность:

$$\beta = \frac{j_{\text{конд}}}{j_{\text{пад}}} \quad (6)$$

Очевидно, что $j_{\text{конд}} = j_{\text{пад}} - j_{\text{отр}}$, тогда формула (6) может быть записана как

$$\beta = 1 - \frac{j_{\text{отр}}}{j_{\text{пад}}} \quad (7)$$

Из (7) следует, что

$$j_{\text{отр}} = (1 - \beta)j_{\text{пад}} \quad (8)$$

Поток массы для испаряющихся молекул определяется следующим образом:

$$j_{\text{исп}} = \beta m n_s(T_i) \sqrt{\frac{RT_i}{2\pi}} \quad (9)$$

Строго говоря, в (9) вместо коэффициента конденсации β должен стоять коэффициент испарения α , однако общепринятой является гипотеза о равенстве этих величин.

Молекулы, движущиеся от поверхности жидкости, имеют распределение Максвелла (5). Поток массы для этих молекул (испаряющихся и отражающихся) можно вычислить, проинтегрировав эту функцию распределения:

$$j_{\text{отр}} + j_{\text{исп}} = m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^0 \xi_x f d\xi_x d\xi_y d\xi_z = m n_i \sqrt{\frac{RT_i}{2\pi}} \quad (10)$$

Интегрирование по проекции скорости ξ_x производится в пределах от $-\infty$ до 0, так как ось x направлена к поверхности. Подстановка (8) и (9) в (10) позволяет получить формулу для расчета числовой плотности молекул, движущихся от межфазной поверхности:

$$n_i = \beta n_s(T_i) + (1 - \beta) \frac{j_{\text{пад}}}{m \sqrt{RT_i/2\pi}} \quad (11)$$

Первое слагаемое в правой части (11) соответствует числовой плотности испаряющихся молекул, второе – отраженных молекул. Следует отметить, что поток $j_{\text{пад}}$ зависит от времени, однако используемый алгоритм численного решения кинетического уравнения Больцмана позволяет на каждом шаге по времени найти поток массы для молекул, движущихся к поверхности, без знания значения n_i на этом же шаге, достаточно знать эту величину на предыдущем шаге по времени.

Полученные результаты представлены в безразмерном виде, безразмерные параметры определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} T^* &= T/T_i \\ \rho^* &= \rho/\rho_s(T_i) \\ p^* &= p/\rho_s(T_i)RT_i \\ x^* &= x/\langle l_i \rangle \\ t^* &= t\sqrt{RT_i}/\langle l_i \rangle \\ j^* &= j/\rho_s(T_i)\sqrt{RT_i} \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $\rho_s(T_i)$ – плотность насыщенного пара при температуре поверхности жидкости,

$\langle l_i \rangle$ – средняя длина свободного пробега при плотности ρ_i и температуре T_i . Плотность ρ и числовая плотность n отличаются постоянным множителем, равным массе молекулы, поэтому в безразмерном виде они равны. В качестве примеров полученных результатов численного решения задачи на рис. 3 и 4 показаны зависимости потока массы на поверхности жидкости и средней плотности пара в пленке от времени при температуре нагревателя $T_w^* = 2,5$, толщине пленки $L^* = 50$ и коэффициенте конденсации от 0,25 до 1.

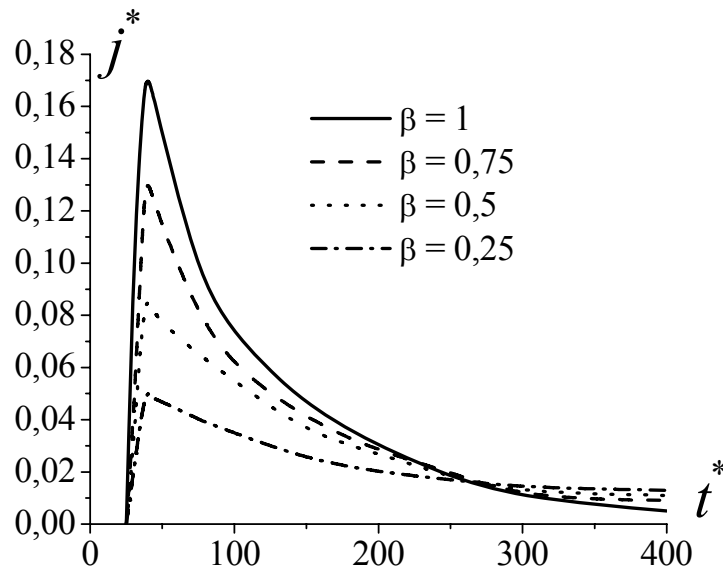


Рис. 3. Зависимость потока массы на поверхности жидкости от времени при различных значениях коэффициента конденсации

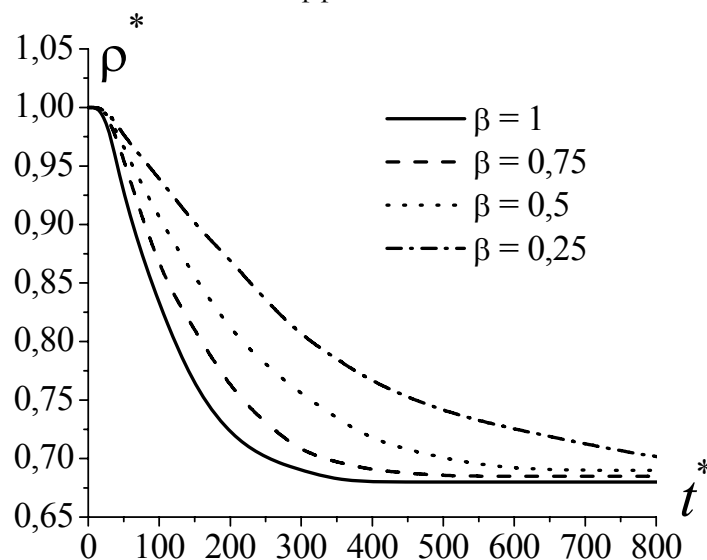


Рис. 4. Зависимость средней плотности пара от времени при различных значениях коэффициента конденсации

При одном и том же начальном возмущении продолжительность нестационарной стадии процесса определяется интенсивностью конденсации пара на поверхности жидкости. При уменьшении коэффициента конденсации поток массы на поверхности жидкости также снижается вследствие увеличения количества отраженных молекул, поэтому продолжительность нестационарного процесса увеличивается примерно в 2,5 раза при уменьшении β с 1 до 0,25. Однако в исследованном диапазоне значений коэффициента конденсации стационарное состояние устанавливается достаточно

быстро. Так, для воды при $\beta = 0,25$, $T_w = 746$ К, $T_i = 373$ К и $L = 3$ мкм продолжительность нестационарной стадии процесса составляет около 0,2 мкс; для гелия при $\beta = 0,25$, $T_w = 4$ К, $T_i = 2$ К и $L = 1,5$ мкм – около 0,5 мкс. Таким образом, основной вывод работ [2,3] о возможности использования стационарных кинетических соотношений при исследовании процессов взаимодействия горячих тел с холодными жидкостями остается справедливым.

Результаты численного решения показывают, что коэффициент конденсации практически не влияет на устанавливающееся через несколько микросекунд стационарное состояние. Стационарные кинетические соотношения, полученные в работе [1], при нулевом потоке массы записываются следующим образом:

$$\frac{p - p_s(T_i)}{p_s(T_i)} = \frac{0,443q}{p_s(T_i)\sqrt{2RT_i}} \quad (13)$$

$$\frac{T - T_i}{T_i} = \frac{1,074q}{p_0\sqrt{2RT_0}} \quad (14)$$

В соответствии с (13) и (14) влияние коэффициента конденсации на стационарные процессы переноса на границе раздела фаз при нулевом потоке массы отсутствует. Таким образом, полученные данные согласуются с результатами решения кинетического уравнения Больцмана моментным методом, представленными в [1].

Результаты решения задачи при различных значениях коэффициента конденсации показывают, что вывод о возможности использования стационарных кинетических соотношений при изучении взаимодействия горячих тел с холодными жидкостями остается справедливым.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №06-08-08201 и №08-08-00638).

Литература

- [1] Муратова Т.М., Лабунцов Д.А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации. Теплофизика высоких температур. 1969. Т. 7. № 5. С. 959-967.
- [2] Крюков А.П., Ястребов А.К. Анализ процессов переноса в паровой пленке при взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью. Теплофизика высоких температур, 2003. Т. 41, № 5. С. 771-778.
- [3] Крюков А.П., Ястребов А.К. Тепломассоперенос через пленку пара с учетом движения межфазной поверхности жидкость–пар и роста температуры границы раздела фаз // Теплофизика высоких температур, 2006. Т 44, №4. С. 560-567.
- [4] Аристов В.В., Черемисин Ф.Г. Прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана. М.: Вычислительный центр РАН, 1992.
- [5] Ф.Г. Черемисин. Дискретная аппроксимация и примеры решения уравнения Больцмана. Вычислительная динамика разреженного газа. М.: Вычислительный центр РАН, 2000. С. 37-74.