

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЙ РАСПАД ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ — ПАР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Витиас А. Ф., Сенцов Ю. И.

Расчет испарительного режима взаимодействия излучения с жидкостью основывается на решении газодинамических уравнений. Фазовый переход учитывается или путем замены уравнения состояния жидкости уравнением состояния пара, когда граница раздела фаз не образуется и применима модель непрерывного состояния среды [1], или посредством введения сильного газодинамического разрыва, заменяющего область фазового перехода [2].

При моделировании фазового перехода разрывом математическая постановка задачи требует задания на нем граничных условий. Эти условия выводятся из рассмотрения кинетики фазового перехода исследуемого вещества и картины течения пара над поверхностью жидкости. К примеру, в случае металла и постоянной интенсивности излучения в [2] предполагалось, что давление в жидкости соответствует давлению фазового равновесия, а скорость истечения равна местной скорости звука. В случае переменной интенсивности или большого противодавления это условие не выполняется, и поэтому скорость должна находиться из анализа структуры течения пара, сложившейся к текущему моменту времени.

В данной работе применительно к диэлектрическим жидкостям (вода) исследуются возможные картины неадиабатического распада границы раздела жидкость — пар под действием импульса излучения, и из их рассмотрения находятся граничные условия на поверхности жидкости.

Пусть на полубесконечную область жидкости, характеризующуюся гидродинамическими параметрами P_1 , ρ_1 , V_1 и граничащую с полубесконечной областью газа с параметрами P_4 , ρ_4 , V_4 в момент времени $t=0$, падает стационарное излучение интенсивностью I . Картина возникающего гидродинамического течения среды изображена на рис. 1. Образующийся слой пара толкает перед собой слой газа, который отделен от пара контактной поверхностью 3, а от невозмущенного газа — ударной волной или волной разрежения 4. В результате реакции отдачи вылетающего пара на поверхность жидкости 2 действует сила, которая возбуждает в жидкости акустическую волну I . Линеаризованные по малым параметрам ρ_2'/ρ_1' , V_1'/c уравнения сохранения массы, импульса и энергии на газодинамическом разрыве (фронте испарения) имеют в принятых на рис. 1 обозначениях следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho_1'(D - V_1') &= \rho_2'V_2', & P_1' &= P_2' + \rho_2'V_2'^2, & \rho_2'V_2'(e_2' + V_2'^2/2 + P_2'/\rho_2') &= I, \\ V_1' &= P_1'/(\rho_1c). \end{aligned} \quad (1)$$

Из анализа (1) нетрудно показать, что при решении задачи скоростью движения границы фазового перехода D можно пренебречь по сравнению со скоростью движения пара V_2' . При этом основная часть энергии уносится испаренным веществом, а жидкость получает импульс отдачи P_1' , равный импульсу улетающих паров. Это позволяет рассматривать процесс испарения и движения паров, не учитывая возмущения жидкости, а затем по вычисленному реактивному давлению рассчитывать возбуждение звука в жидкости.

Система уравнений (1) содержит пять неизвестных, из которых два могут быть найдены из анализа механизма кипения и картины течения пара. В диэлектрических жидкостях, когда глубина поглощения излучения превосходит длину тепловой диффузии, происходит объемное парообразование. Как показано в [3], связь между давлением и температурой кипящей жидкости может быть удовлетворительно описана уравнением спинодали [4]

$$T \approx T_K(0,9 + 0,1P/P_K), \quad (2)$$

где $T_K=647$ К, $P_K=226$ атм — соответственно критическая температура и давление. В случае, когда давление в жидкости больше критического, соотношение (2) становится неприменимым, так как переход жидкости в пар происходит без скачкообразного изменения агрегатного состояния и различие между двумя фазами является условным. Тогда, как отмечалось выше, следует решать чисто газодинамическую задачу в рамках модели непрерывного состояния среды [1]. Однако, следуя [2], в данной работе модель разрыва распространяется на область сверхкритических давлений. Введем плотность ρ^* , при которой пар является прозрачным для излучения. Величину ρ^* , фиксирующую положение правой границы разрыва в области пара, определим из условия сшивки давления отдачи в критической точке, которое имеет вид

$$\rho^* = P_K / [(\kappa + 1)RT_K], \quad (3)$$

где κ — показатель адиабаты.

Если считать, что образующийся пар на границе имеет температуру кипящей жидкости, то соотношение (2) дает дополнительную связь между температурой пара T_2' и давлением в жидкости P_1' . В другом случае эту связь получаем из (3).

Последнее недостающее соотношение определим из рассмотрения газодинамической структуры течения. Будем искать решение в классе автомодельных для адиабатического распада произвольного разрыва [5].

Если скорость V_2' и давление P_2' пара удовлетворяют условию

$$V_2' - V_4 \leq (P_2' - P_4) / \sqrt{\rho_4 \left(\frac{\kappa + 1}{2} P_2' + \frac{\kappa - 1}{2} P_4 \right)}, \quad (4)$$

то возможен режим течения с волной разрежения, распространяющейся к поверхности жидкости против потока. Стационарность газодинамических параметров на границе испарения может быть реализована только при условии равенства скорости пара на границе испарения местной скорости звука. В этом случае получим, как и в [2], автомодельную картину течения, изображенную на рис. 2. а. Совместное решение системы уравнений (1) с дополнительным соотношением (2) или (3) и

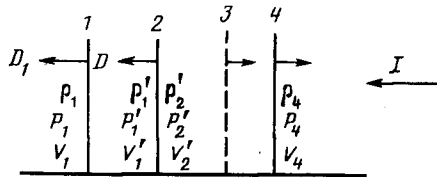


Рис. 1. Одномерная схема движения среды

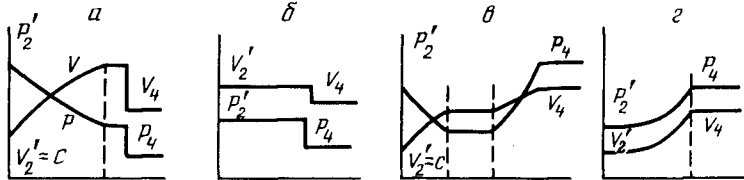


Рис. 2. Возможные автомодельные структуры течения

условием равенства скорости местной скорости звука дает следующие аналитические выражения для граничных значений параметров втекающего пара:

для $P_1' \leq P_K$

$$P_2' = I / \left[\sqrt{\kappa RT_K} \left(\frac{\kappa(\kappa+1)}{2} + \frac{L}{RT_K} \right) \right],$$

$$T_2' = T_K (0,9 + 0,1 P_1' / P_K),$$

$$P_1' = (\kappa + 1) P_2',$$

$$V_2' = (\kappa RT_2')^{1/2};$$

для $P_1' > P_K$

$$P_2' = I^{2/3} \rho^{*1/3} / \left[\kappa \left(\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)} + \frac{L \rho^*}{\kappa P_2'} \right)^{2/3} \right], \quad (5)$$

$$\rho_2' = \rho^*,$$

$$P_1' = (\kappa + 1) P_2',$$

$$V_2' = (\kappa RT_2')^{1/2},$$

где κ — показатель адиабаты паров жидкости; L — скрытая теплота парообразования; R — удельная газовая постоянная пара. Если найденные в (5) значения параметров не удовлетворяют условию (4), то втекание пара со скоростью звука невозможно, так как к поверхности жидкости должна распространяться ударная волна, разрушающая звуковой режим течения. В этом случае решение находится следующим образом. Если формально найденное в (5) давление $P_2' > P_4$, а скорость V_2' не удовлетворяет условию (4), то решение, соответствующее стационарным граничным значениям, ищется для структуры течения, изображенной на рис. 2, б. Эта картина соответствует однородному течению пара с параметрами P_2' , V_2' , T_2' , связанными с параметрами внешней среды P_4 , V_4 , T_4 адиабатой Гюгонио. Значения параметров втекающего пара находятся из совместного решения следующей трансцендентной системы уравнений:

$$\rho_2' V_2' / \left(\frac{\kappa P_2'}{\rho_2' (\kappa - 1)} + L + \frac{V_2'^2}{2} \right) = I,$$

$$T_2' = T_K \left(0,9 + 0,1 \frac{P_1'}{P_K} \right), \quad P_1' \leq P_K,$$

$$V_2' = V_4 + (P_2' - P_4) / \left[\sqrt{\rho_4 \left(\frac{\kappa+1}{2} P_2' + \frac{\kappa-1}{2} P_4 \right)} \right],$$

$$\rho_2' = \rho^*, \quad P_1' > P_{\kappa}, \quad (6)$$

$$P_1' = P_2' + \rho_2' V_2'^2,$$

$$P_2' = \rho_2' R T_2'.$$

Если формально найденные в (5) параметры втекающего пара удовлетворяют условию

$$V_2' \leq V_4 - \frac{2}{\kappa-1} \left(\frac{\kappa P_4}{R} \right)^{1/2} \left(1 - \left(\frac{P_2'}{P_4} \right)^{(\kappa-1)/2\kappa} \right) \quad (7)$$

и при этом $P_2' < P_4$, то реализуется картина течения с двумя волнами разрежения, распространяющимися по потоку и против потока (рис. 2, *е*). В данном случае значения граничных параметров находятся из (5). Если же формально найденное из (5) давление $P_2' < P_4$, а скорость V_2' не удовлетворяет условию (7), то в зависимости от знака неравенства

$$\rho_4 V_4 \left(\frac{\kappa P_4}{(\kappa-1) \rho_4} + \frac{V_4^2}{2} \right) \geq I$$

структура течения будет соответствовать рис. 2, *б* (знак \leq) или рис. 2, *з* (знак $>$). Значения граничных параметров для течения, изображенного на рис. 2, *б* определяются соотношениями (6). Картина течения, показанная на рис. 2, *з*, соответствует распространению волны разрежения вниз по потоку. Значения граничных параметров в этом случае находятся из условия равенства скорости втекая пара скорости движения газа на левой границе волны разрежения

$$\rho_2' V_2' \left(\frac{\kappa P_2'}{(\kappa-1) \rho_2'} + L + \frac{V_2'^2}{2} \right) = I,$$

$$V_2' = V_4 - \frac{2}{\kappa-1} \left(\frac{\kappa P_4}{R} \right)^{1/2} \left(1 - \left(\frac{P_2'}{P_4} \right)^{(\kappa-1)/2\kappa} \right),$$

$$P_1' = P_2' + \rho_2' V_2'^2, \quad P_2' = \rho_2' R T_2' \quad (8)$$

$$T_2' = T_{\kappa} (0,9 + 0,1 P_1' / P_{\kappa}), \quad P_1' \leq P_{\kappa}, \quad \rho_2' = \rho^*, \quad P_1' > P_{\kappa}.$$

Найденные решения (5), (6), (8) исчерпывают возможные режимы газодинамического течения среды, возникающие при облучении поверхности диэлектрической жидкости световым излучением. В вычислительных схемах распад разрыва должен рассчитываться на каждом шаге по времени при значении текущей интенсивности излучения и параметрах внешнего газа, взятыми с предыдущего шага по времени из граничной ячейки сетки. Следует отметить, что данный метод позволяет рассматривать любые временные зависимости интенсивности излучения, включая их скачкообразное изменение. В этом случае наиболее наглядно проявляется изменение граничных условий. К примеру, при скачкообразном уменьшении интенсивности от 10 до 2,5 МВт/см² статическое давление уменьшается от 120 до 55 атм, а скорость снижается от звуковой, равной 598 м/с, до 330 м/с.

Следует отметить, что проведенное рассмотрение неадиабатического распада разрыва применимо для различных сред. Единственное изменение заключается в замене уравнения спинодали на соотношение, отвечающее кинетике фазового перехода. Как показал анализ кинетики объемного кипения жидкости, величина времени установления квазистационарного испарения в слое фазового перехода не превышает нескольких наносекунд [4]. Это значение времени можно принять за предел применимости модели газодинамического разрыва для объемного механизма кипения воды.

Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина

Поступило в редакцию 12.XII.1985

ЛИТЕРАТУРА

1. Feiock F. D., Goodwin L. K. J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 12, p. 5061.
2. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Тр. ФИАН, 1970, т. 52, с. 118.
3. Вигшас А. Ф., Григорьев В. В., Корнеев В. В. и др. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, 23, с. 1442.
4. Скрипов В. П., Синицын Е. Н., Павлов Г. В. и др. Теплофизические свойства жидкости в метастабильном состоянии. Спр. М.: Атомиздат, 1980, с. 208.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. П. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957, с. 788.