

## К РАСЧЕТУ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В ПРОЦЕССЕ ВСКИПАНИЯ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ КИПАЮЩЕЙ ВОДЫ

А. А. ГУРЧЕНОК

(Представлена семинаром кафедры автоматизации теплоэнергетических процессов промышленных предприятий)

Процесс истечения кипящей воды протекает, как известно, неравномерно. При термодинамическом описании процесса поэтому необходимо введение опытных поправок. В данной работе сделана попытка применить для описания процесса метод теории теплопередачи. Составлена и решена при помощи численного метода сеток задача о передаче тепла от жидкости к одиночным пузырькам возникающей паровой фазы [1].

При истечении кипящей воды внутри насадка происходит падение давления. Жидкость становится перегретой, и происходит ее вскипание. Паровая фаза возникает по всему объему в виде одиночных паровых пузырьков. Тепло, необходимое для роста, берется от жидкости, температура которой выше насыщения образующейся паровой фазы. Интенсивность подвода тепла к центрам роста паровой фазы определяет скорость их роста. Процесс роста будет продолжаться до момента установления термодинамического равновесия. Вследствие малого отрезка времени процесс парообразования не успевает полностью завершиться в коротких насадках, и поэтому температура жидкости на выходе из насадка оказывается выше, чем температура насыщения паровой фазы

$$\xi = \frac{t_{s1} - t}{t_{s1} - t_{s2}}$$

Отношение характеризует степень завершения процесса парообразования [2]. Для составления расчетной схемы представим, что объем жидкости разделен на отдельные ячейки, внутри каждой из которых возник и растет, отнимая тепло от соседних слоев жидкости, одиночный паровой пузырек. Количество тепла, которое может быть передано от жидкости, определяется из теплового баланса по значениям параметров потока в начале и конце процесса. С учетом величины степени завершения процесса могут быть определены:

объем, занимаемый паровой фазой

$$V_{\text{п}} = x \cdot v_{\text{п}} \cdot G; \quad (2)$$

объем жидкостной фазы

$$V_{\text{ж}} = (1 - x) \cdot v \cdot G; \quad (3)$$

полный объем ячейки

$$V = V_{\text{п}} + V_{\text{ж}}. \quad (4)$$

Здесь  $x$  — степень сухости двухфазной среды, кг/кг;

$v_{пу}$  — удельный объем пара внутри парового пузырька, м<sup>3</sup>/кг.

По данным о процессе истечения кипящей воды, приведенным в [2], были рассчитаны по (2), (3), (4) геометрические параметры ячейки, исходя из модели в виде шара. В результате получена геометрическая структура ячейки для каждого этапа процесса парообразования объемным вскипанием при истечении кипящей воды (табл. 1).

Таблица 1

$\xi, \%$	$P, \text{ кг/см}^2$	$t_{s1}, \text{ }^\circ\text{C}$	$t_{s1}-t, \text{ }^\circ\text{C}$	$r_n, \text{ м}$	$r_{я}, \text{ м}$	$r_{я}-r_n, \text{ м}$
0,0	2,0	119,62	0,0	0,0	0,5	0,5 <sup>x</sup>
1,0	1,9	119,42	0,2	0,355	0,552	1,197
2,0	1,83	119,22	0,4	0,455	0,603	0,148
3,0	1,77	119,01	0,61	0,514	0,638	0,124
5,0	1,70	118,60	1,02	0,607	0,700	0,093
7,8	1,68	118,0	1,6	0,72	0,800	0,08
16,8	1,61	116,36	3,26	0,936	0,977	0,041
33,5	1,49	112,73	6,86	1,236	1,27	0,034
71,0	1,19	104,25	15,34	1,57	1,59	0,02
100,0	1,0	99,09	20,05	1,965	1,97	0,005

Полученная картина роста паровой фазы в ячейке является идеализированной. Однако из табл. 1 видно, что с ростом паровой фазы объем ее настолько увеличивается, что жидкость может занимать объем только в виде тонких сферических оболочек. Очевидно, что в процессе изменения формы происходит сильное деформирование и хорошее перемешивание слоев, а следовательно, выравнивание температуры по всему объему. Уравнение нестационарной теплопроводности в полярных сетках, если в начальный момент времени распределение температуры является функцией одного радиуса  $r$ , имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (5)$$

при выполнении начального и граничного условий

$$T(r, 0) = f(r), \quad (6)$$

$$T(R, \tau) = F(\tau). \quad (7)$$

Уравнение (5) может быть представлено в виде системы уравнений в конечных разностях

$$\frac{\partial T_{i, \kappa}}{\partial \tau} = \frac{T_{i, \kappa+1} - T_{i, \kappa}}{l}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 T_{i, \kappa}}{\partial r^2} = \frac{T_{i-1, \kappa} - 2T_{i, \kappa} + T_{i+1, \kappa}}{h^2}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial T_{i, \kappa}}{\partial r} = \frac{T_{i+1, \kappa} - T_{i-1, \kappa}}{2h}. \quad (10)$$

Подставляя (8), (9), (10) в (5), получаем расчетное арифметическое соотношение

$$T_{i, \kappa+1} = \left[ 1 - \frac{2al}{h^2} \right] T_{i, \kappa} + \frac{al}{h^2} [T_{i+1, \kappa} + T_{i-1, \kappa}] + \frac{al}{2hr_i} [T_{i+1, \kappa} - T_{i-1, \kappa}]. \quad (11)$$

Применение соотношения (11) позволяет определять значение температуры  $T$  в узлах сетки в плоскости  $r - \tau$ .

Расчеты проводятся следующим образом. Делим радиус сферы ячейки на  $n$  равных частей:

$$r = 0, r = h, \dots, r = ih, \dots, r = n \cdot h = R$$

По оси ординат откладывается значение времени. Величина шага разности по времени по условию получения устойчивых разностных решений должна удовлетворять соотношению

$$l \leq \frac{h^2}{4a}. \quad (12)$$

Приняв условие

$$l = \frac{h^2}{4a}, \quad (13)$$

из (13) получим для  $i$ -го ряда

$$T_{i, \kappa+1} = \frac{1}{2} T_{i, \kappa} + \frac{1}{4} [T_{i-1, \kappa} + T_{i+1, \kappa}] + \frac{1}{8i} [T_{i+1, \kappa} - T_{i-1, \kappa}]. \quad (14)$$

Соотношения, получаемые из (14), были положены в основу расчета нестационарной теплопроводности в ячейке. Расчет проводится по

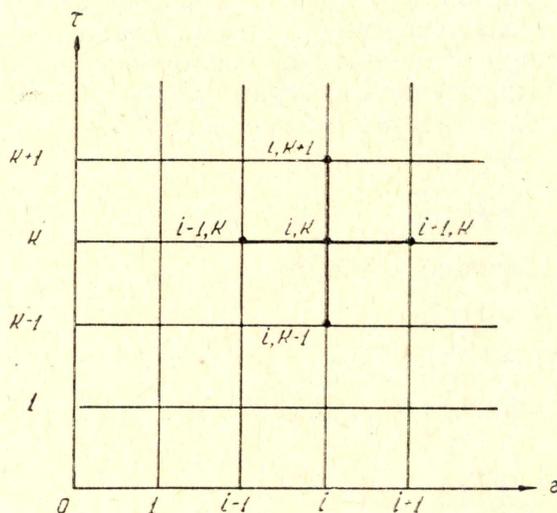


Рис. 1.

шагам. В первом шаге строим сеточную область (рис. 1). Наносим на сетке значения температуры в начальный момент времени ( $\tau = h$ ). Размеры шага сетки выбираем, исходя из условий (12) и (13). Затем из (14) получаем по расчету величины температуры для заданного значения радиуса сферы через отрезок времени  $l$ . Количество тепла, переданное от жидкости, будет определяться по расчету из соотношения

$$\Delta Q = V \cdot c \cdot \rho [T_{i, \kappa} - T_{i, \kappa+1}]. \quad (15)$$

Расчет первого шага итераций закончен. Далее для полученных новых условий снова проводим аналогичный расчет. Расчеты проводятся до тех пор, пока не будут получены конечные параметры.

Результаты проведенного расчета представлены в табл. 2.

Рассчитывалась модель ячейки в виде шара диаметром 1,0 м. В результате расчета получены данные о продолжительности по времени, интервале снижения температуры для каждого шага итерации. Для перехода от расчета на модели к действительному процессу исполь-

зовалось соотношение, получаемое из условия подобия по равенству критерия Фурье

$$\frac{a\tau_n}{L_n^2} = \frac{a\tau_m}{L_m^2} \quad (16)$$

Так как свойства жидкости при расчете на модели были приняты без изменения, то в (16) величины (а) в левой и правой частях уравнения

Таблица 2

№ шага расчета	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Шаг разности по температуре, °C	0,042	0,79	1,44	2,1	1,73	1,87	1,04	1,37	3,0	1,92	5,32
Шаг разности по времени, час	2,2	12,0	1,46	0,85	0,32	0,256	0,091	0,163	0,65	0,36	0,9

будут одинаковыми. Тогда уравнение (16) может быть переписано в виде

$$\tau_n = \tau_m \left[ \frac{L_n}{L_m} \right]^2 \quad (16a)$$

Условие (16 а) позволяет перейти к другим размерам модели и к натуральному процессу. Так, расчетом из указанного условия получено, что размер жидкостной ячейки для условий процесса истечения кипящей воды в [2], [3] равен  $0,75 \times 10^{-3}$  м. Время, в течение которого завершается процесс парообразования, составляет 0,04 секунды. Полученные данные согласуются с результатами скоростной съемки роста паровых пузырьков при кипении в атмосферных условиях [4]).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. П. Юшков. Приближенное решение задач нестационарной теплопроводности методом конечных разностей. Труды института энергетики, вып. 6, АН БССР, 1958.
2. А. А. Гурченко. К расчету параметров в потоке при истечении кипящей воды. Изв. ТПИ, т. 110, 1962.
3. А. А. Гурченко. Об интенсивности процесса парообразования при вскипании при истечении кипящей воды. Изв. ТПИ, т. 245.
4. С. С. Кутателадзе. Теплоотдача при кипении и конденсации. Машгиз, 1952.