

воздушными потоками для областей $\Delta \bar{T} < \Delta \bar{T}_{кр}$ и $\Delta \bar{T} > \Delta \bar{T}_{кр}$ и уравнения для определения $\Delta \bar{T}_{кр}$.

Л и т е р а т у р а

1. Мигуцкий Е.Г. Исследование теплоотдачи в водо-воздушных потоках. – В сб.: Научные и прикладные проблемы энергетики, вып. 1. Минск, 1974. 2. Исаченко В.П. и др. Теплопередача. М., 1975.

УДК 621.1.016.4

В.Ф. Степанчук, докт. техн. наук, М.Л. Гурис

К ТЕОРИИ КИПЕНИЯ

Основные современные представления о физической природе процесса кипения основываются на теории фазовых переходов Я.И. Френкеля [1].

Основное уравнение теории кипения в [1] выводится на базе анализа процесса конденсации.

Для случая конденсации пара полный термодинамический потенциал системы пар (А) – жидкая копия (В) записывается в виде

$$\Phi = N_A \varphi_A + N_B \varphi_B + 4\pi R^2 \sigma, \quad (1)$$

где N_A и N_B – числа частиц в фазах А и В; φ_A и φ_B – потенциалы, отнесенные к одной частице соответствующей фазы (без учета поверхностных эффектов, т.е. при $R \rightarrow \infty$) при заданной температуре T и внешнем давлении, равном давлению пара.

Термодинамическое равновесие рассматриваемой системы определяется условием $d\Phi = 0$ при $N_A + N_B = \text{const}$, что приводит к уравнению

$$\varphi_B - \varphi_A + 4\pi \sigma \frac{dR^2}{dN_B} = 0. \quad (2)$$

Обозначая объем, приходящийся на одну молекулу жидкости, через v_B и, полагая, $N_B = \frac{4\pi}{3} \frac{R^3}{v_B}$, получаем

$$\varphi_B - \varphi_A + \frac{2\sigma}{R} v_B = 0. \quad (1a) \quad [\text{Френкель Я.И., с.337}]$$

Далее выполняется переход к вскипанию, рассматривается система – сферический зародыш пара в объеме жидкости. "Для то-

го, чтобы получить более точный результат, справедливый при сколь угодно малых значениях R , необходимо исходить из дифференциальной формы уравнения (1а), т.е.

$$(s_B - s_A) dT \equiv \lambda \frac{dT}{T} = d \frac{2\sigma v_B}{R} \quad \text{[Френкель Я.И., с.341]}$$

где s - энтропия, равная $\frac{d\varphi}{dT}$.

"Считая скрытую теплоту испарения λ , не зависящей от температуры, получаем

$$\ln \frac{T}{T_s} = \frac{2\sigma v_B}{\lambda R} = \frac{2\sigma k T}{\lambda R P} \quad (3) \quad \text{[Френкель Я.И., с.342]}$$

Очевидно, что применение уравнения (1а) при вскипании жидкости ошибочно, так как при его выводе было принято допущение, что $v_B = \text{const}$, верное только для случая конденсации.

Если учесть зависимость объема пара от давления и температуры $v_B = \frac{kT}{P}$, число молекул в пузырьке определится уравнением

$$N_B = \frac{4}{3} \frac{\pi R^3}{v_B} = \frac{4\pi R^3 P}{3kT}$$

$$\text{или } N_B = \frac{4}{3} \frac{\pi}{kT} R^3 \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R} \right),$$

где P_0 - статическое давление жидкости; $\frac{2\sigma}{R}$ - избыточное капиллярное давление пара.

$$\text{Откуда } \frac{\partial N_B}{\partial R} = \frac{4}{3} \frac{\pi}{kT} R (3R P_0 + 4\sigma)$$

и уравнение (2) должно быть переписано в виде

$$\varphi_A - \varphi_B = \frac{6kT\sigma}{3P_0 R + 4\sigma}.$$

Следовательно, зависимость температуры вскипания жидкости от радиуса зародыша и параметров описывается не выведенным в [1] уравнением (3), а уравнением

$$\ln \frac{T}{T_s} = \frac{6kT\sigma}{r(3P_0 R + 4\sigma)} \quad (4)$$

Скорость вскипания в [1] характеризуется вероятностным мно-

жителем $e^{-\frac{\Delta\varphi_B}{kT}}$.

Согласно расчетам Я.И. Френкеля, значительная скорость вскипания соответствует вероятности

$$e^{-\frac{\Delta\Phi_B}{kT}} = 10^{-20}.$$

Радиус критического зародыша находится из уравнения

$$\frac{\Delta\Phi_B}{kT} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\pi R^2}{kT} \sigma = 20 \cdot 2,3 = 47$$

и равен $R = 10^{-9}$ м.

Такому радиусу, согласно уравнению (3), соответствует перегрев порядка 1000 К, что заставило Я.И. Френкеля признать, что "теория вскипания перегретой жидкости остается пустой схемой, имеющей весьма ограниченное значение для понимания действительных явлений, если не принимать во внимание факторов, облегчающих эти процессы и практически всегда имеющих в наличии" [1].

Согласно уточненному уравнению вскипания (4) радиусу $R = 10^{-9}$ м соответствует перегрев $\Delta T = 45$ К, что достаточно близко к реально осуществляемым величинам.

Резюме. Учет зависимости удельного объема от давления для паровой фазы в известном уравнении Я.И. Френкеля снижает перегрев, обеспечивающий заметную скорость вскипания, до 45°С.

Л и т е р а т у р а

1. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. М. - Л., 1945.

УДК 536.244

А.М. Заватко, Л.И. Тарасевич, канд. техн. наук,
Г. А. Фатеев, канд. техн. наук

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ ПЛОТНОГО СЛОЯ В РЕЖИМЕ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН

Принцип обработки слоя дисперсного материала в режиме резонансных тепловых волн следует из условий реакционного теплообмена, складывающихся в агломерационном процессе [1, 2]. Тепло, подведенное к поверхности тела в первый период процесса