УДК 621.311.22:621.039

ОЦЕНКА НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКЕ

В.С. Логинов, И.П. Озерова

Томский политехнический университет
E-mail: loginov@ped.tpu.ru

Получены расчетные зависимости коэффициента теплоотдачи, скорости движения и трансцендентное уравнение для толщины ламинарной пленки конденсата, справедливые для регулярного теплового режима.

В [1–3] рассмотрены задачи, связанные с расчетом стационарной теплоотдачи при конденсации пара с использования расчетных зависимостей коэффициента теплоотдачи, впервые полученные Нуссельтом. В условиях управления или регулирования, например, отборов пара в отдельных ступенях турбины тепловой электрической станции процесс конденсации имеет нестационарный характер. Поэтому для такого процесса представляет практический интерес оценка нестационарной теплоотдачи при пленочной конденсации пара на стенке.

Постановка задачи

Пусть в процессе пленочной конденсации вся теплота, выделяющаяся на внешней границе пленки, отводится к поверхности охлаждения. В начальный момент времени движение пленки на стенке отсутствует, а вдали от стенки, т.е. на расстоянии $y=\delta_x$ (рис. [2], с. 354) изменение скорости не происходит. Перенос теплоты через пленку осуществляется путем теплопроводности.

Известна температура стенки, которая поддерживается постоянной во времени, и она меньше по величине температуры насыщения – T_s при данном давлении. Принимается также известное допущение [1] о том, что температура частиц на поверхности пленки конденсата равна температуре насыщения. Теплофизические свойства конденсата и пара считаются известными и постоянными величинами.

Система уравнений, описывающая нестационарный одномерный по координате процесс конденсации пара имеет вид:

а) дифференциальное уравнение энергии

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}=a\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \qquad (1)$$

$$\tau>0;\ 0<y<\delta_x;$$

б) уравнение движения несжимаемой вязкой жидкости – уравнение Навье-Стокса

$$\frac{\partial W_x}{\partial \tau}=g_x+\nu\frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \qquad (2)$$

при следующих краевых условиях:

в) начальные условия

$$T(\tau=0,y)=T_0, \qquad (3)$$

$$W_x(0,y)=0, \qquad (4)$$

д) граничные условия

$$T(\tau,y=o)=T_c, \qquad (5)$$

$$T(\tau,\delta_x)=T_s, \qquad (6)$$

$$W_x(\tau,y=0)=0, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial W_x(\tau,\delta_x)}{\partial y}=0. \qquad (8)$$

Здесь использованы известные обозначения [1–3].

Решение задачи теплопроводности (1), (3), (5), (6), следуя [4–7], имеет вид

$$T(\tau,y)=T_c+(T_s-T_c)\frac{y}{\delta_x}+\frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\bar{T}(n,\tau)\sin\mu_n y, \qquad (9)$$

где $\bar{T}(n,\tau)=\frac{1}{n}\left\{\begin{matrix}T_0\left[1-(-1)^n\right]+\\+\left[(-1)^n T_s-T_c\right]\end{matrix}\right\}\exp(-a\mu_n^2\tau),\ \mu_n=n\pi/\delta_x.$

Аналогично находится решение системы уравнений (2), (4), (7), (8), которое запишем в виде

$$W_x(\tau,y)=\frac{g_x}{\nu}\left\{\begin{matrix}y\delta_x(1-\dfrac{y}{2\delta_x})-\\-\dfrac{2}{\delta_x}\displaystyle\sum_{m=1}^{\infty}\frac{1}{\gamma_m^3}\exp(-\nu\gamma_m^2\tau)\sin\gamma_m y\end{matrix}\right\}, \qquad (10)$$

здесь $\gamma_m=(2m-1)\pi/2\delta_x$.

Анализ решений (9), (10). Температура и скорость движения пленки конденсата являются функциями, зависящими от координат и времени. Стадия теплового регулярного режима наступает при числе Фурье $F_0=\alpha\tau/\delta_x^2>0{,}25$. Это означает, что в решении (9) можно пренебречь всеми членами ряда за исключением первого. Пусть максимальная толщина ламинарной пленки конденсата $\delta_x=1\cdot10^{-3}$ м. Температура насыщения $T_s=127$ °C и физические свойства воды [3]: $\lambda=0{,}686$ Вт/(м·K), $\rho_ж=939$ кг/м^3, $a=17{,}1\cdot10^{-8}$ м^2/с. Тогда $F_0=0{,}171\tau$, т.е. процесс выравнивания температуры от T_s до T_c будет проходить в течение 1,5 с. На основе примера [3] можно констатировать, что время наступления регулярного теплового режима будет наблюдаться при $\tau\geq5{,}2\cdot10^{-4}$ с. Иными словами, нестационарный процесс конденсации пара является быстропротекающим процессом (табл. 1).

Таблица 1. *Изменение во времени τ толщины пленки конденсата δ_x и локального коэффициента теплоотдачи α_x при x = 3 м*

τ, c	$1\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{-3}$	$1\cdot10^{-2}$	$5\cdot10^{-2}$	Стационарный режим
$\delta_x, 10^{-5}$ м	1,86954	4,17691	5,89155	12,0618	13,1307
α_x, Вт/(м²К)	12,6	138	388	3535	5224

Для стадии теплового режима изменение температуры конденсата во времени будет подчиняться следующей зависимости:

$$T(\tau, y) = T_c + (T_s - T_c)\frac{y}{\delta_x} - $$
$$-\frac{2}{\pi}(T_s + T_c)\exp(-\frac{a\pi^2}{\delta_x^2}\tau)\sin\frac{\pi y}{\delta_x}. \quad (11)$$

Тогда плотность теплового потока, согласно закону теплопроводности Фурье, будет равна

$$q = -\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{\lambda}{\delta_x}\left[\begin{array}{l} T_s - T_c - \\ -2(T_s + T_c)\exp(-\frac{a\pi^2}{\delta_x^2}\tau) \end{array}\right]. \quad (12)$$

Если привести аналогию с явлением теплопроводности [4], то движение пленки конденсата, согласно решению (10), происходит за счет увеличения во времени скорости движения пленки. При этом на твердой стенке ее скорость во времени равна нулю, а на поверхности, граничащей с паром, она не превосходит скорости невозмущенного потока.

При значениях $\nu\tau\pi^2/(4\delta_x^2)>0,25$ в решении можно пренебречь всеми членами ряда, кроме первого. При этом возникает погрешность, расчет которой оценивается по методу, изложенному в [4]. Для выше рассмотренного примера с использованием данных [3]: $\nu = 0,24\cdot10^{-6}$ м²/с получим $\tau \cong 0,45$ с, т.е. наблюдается быстропротекающий процесс. Для регулярного режима средняя скорость движения пленки конденсата будет равна

$$\overline{W}_x(\tau) = \frac{1}{\delta_x}\int_0^{\delta_x} W_x(\tau, y)\partial y = \frac{g_x\delta_x^2}{\nu}N(\tau);$$

массовый расход конденсата через поперечное сечение пленки шириной в 1 м запишется так:

$$G(\tau) = \rho_ж \overline{W}_x(\tau)\delta_x = \frac{g_x\rho_ж\delta_x^3}{\nu}N(\tau),$$

здесь $N(\tau) = \frac{1}{3} - \frac{32}{\pi^4}\exp\left(-\frac{\pi^2}{4\delta_x^2}\nu\tau\right)$.

Если приравнять количество теплоты, выделяемое при конденсации пара, к теплоте, которая переносится теплопроводностью к твердой поверхности стенки, можно получить уравнение для определения толщины пленки. Оно имеет вид

$$\rho_ж g_x r\delta_x^4 N(\tau) = \lambda\Delta T_x \nu M(\tau), \quad (13)$$

где $\Delta T = T_s - T_c$, $M(\tau) = 1 - 2\left(\frac{T_s + T_c}{\Delta T}\right)\exp\left(-\frac{a\pi^2}{\delta_x^2}\tau\right)$.

Это уравнение решается методом последовательных приближений.

Следуя [2], находим искомый коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{\delta_x}M(\tau). \quad (14)$$

При стационарном тепловом режиме $M(\tau)$=1 и

$$\alpha_x = \lambda/\delta_x,$$

здесь $\delta_x = \sqrt[4]{\frac{3\lambda\Delta T\nu x}{\rho_ж g_x r}}$.

Обсуждение результатов

В качестве примера рассмотрим задачу 8–1 [3].

На поверхности вертикальной трубы высотой H = 3 м происходит пленочная конденсация сухого насыщенного водяного пара. Давление пара P = 2,5·10⁵ Па. Температура поверхности трубы T_c =123 °С. Необходимо определить толщину пленки конденсата δ_x и значение местного коэффициента теплоотдачи α_x в зависимости от расстояния x от верхнего конца трубы. При расчете следует считать режим пленки конденсата ламинарным по всей высоте трубы.

Таблица 2. *Стационарная теплоотдача при конденсации пара на поверхности вертикальной трубы*

Координата x, м		0,1	0,2	0,4	0,6	1,0	1,5	2,0	3,0
Расчет по [3]	δ_x, м	0,06	0,0715	0,0845	0,094	0,107	0,118	0,127	0,140
	$\overline{\alpha}_x$, Вт/(м²К)	11430	9620	8150	7320	6530	5880	5410	4900
Расчет по формуле (13) δ_x, м		0,056105	0,06672	0,079346	0,08781	0,099772	0,11042	0,11865	0,131307
Расчет по формуле (14) α_x, Вт/(м²К)		12227	10281	8645	7812	6875	6213	5782	5224
Погрешность, %		7,0	7,0	6,1	6,7	5,3	5,7	6,98	6,6

В табл. 2 приведено сравнение δ_x, α_x, величины которых рассчитаны по приближенным формулам Нуссельта [1–3] и полученным в работе зависимостям (13) и (14).

Из таблицы видно, что теория Нуссельта дает заниженные значения коэффициентов теплоотдачи по сравнению с соответствующими данными по предлагаемой зависимости (14). Отклонение не превышает 7 %, что можно объяснить заменой истинных значений на среднеинтегральные величины. Следует обратить внимание на "кажущуюся" высокую точность проведенного расчета, особенно для нестационарного процесса. Так, например, при $x = 0,1$ м и $\tau = 1\cdot10^{-3}$ с получены точные значения $\delta_x = 1,8677\cdot10^{-5}$ м, $\alpha_x = 360,4$ Вт/(м$^2\cdot$K) при невязки между правой и левой частью уравнения (13) $\Delta = 1,84\cdot10^{-11}$.

При $\delta_x \approx 1,868.10^{-5}$ м, $\alpha_x \approx 304$ Вт/(м$^2\cdot$K) ($\Delta = -2\cdot10^{-10}$), соответственно; если $\delta_x = 1,87\cdot10^{-5}$ м, $\alpha_x \approx -74,6$ Вт/(м^{2}K) ($\Delta = 8,1\cdot10^{-10}$), что противоречит физическому смыслу. Поэтому все расчеты были приведены при невязке $\Delta \leq 2\cdot10^{-10}$. Результаты расчетов показали, что характер изменения толщины пленки и коэффициент теплоотдачи в стадии регулярного режима по высоте вертикальной трубы ничем не отличается от стационарного режима.

Вывод

Нестационарный процесс конденсации водяного пара при давлении менее 2,5 бар протекает в пределах от 1 до 5 мс. Показано, что в стадии регулярного теплового режима толщина пленки и коэффициент теплоотдачи возрастают в пределах 2–3 порядков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галин Н.М., Кириллов Л.П. Тепломассообмен (в ядерной энергетике): Учебн. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 376 с.
2. Теория тепломассообмена: Учебник для вузов / С.И. Исаев, И.А. Кожинов, В.И. Кофанов и др.; Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высшая школа, 1979. – 495 с.
3. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче. – М.: Энергия, 1980. – 287 с.
4. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 499 с.
5. Гринберг Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. – М.: Изд-во АН СССР, 1948. – 730 с.
6. Карташов Э.М. Метод интегральных преобразований в аналитической теории теплопроводности твердых тел // Изв. РАН. Энергетика. –1993. – № 2. – С. 99–127.
7. Карташов Э.М. Расчеты температурных полей в твердых телах на основе улучшенной сходимости рядов Фурье-Ханкеля (Ч. II) // Изв. РАН. Энергетика. – 1993. – № 3. – С. 106–125.

УДК 669.86:536.21

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ С ЛОКАЛЬНО СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ

Г.В. Кузнецов*, М.А. Шеремет**

* Томский политехнический университет
** Томский государственный университет
E-mail: Mechael@mail2000.ru

Решена пространственная нелинейная нестационарная задача теплопроводности для составного параллелепипеда с локально сосредоточенными источниками тепловыделения и неоднородными граничными условиями. Использован метод конечных разностей и неравномерная разностная сетка. Сделан вывод о существенной неоднородности температурных полей в сечениях, проходящих через источники тепловыделения.

Одной из актуальных проблем настоящего времени является проблема теплоэнергосбережения, решение которой невозможно путём эмпирического анализа различных технологических, проектных, материаловедческих и конструкторских решений и предложений. Эффективным инструментом поиска решений проблемы теплоэнергосбережения может быть только математическое моделирование комплекса процессов, протекающих в реальных системах, потребляющих тепловую энергию, с последующей опытной проработкой наиболее привлекательных решений и схем. Но до настоящего времени не опубликованы результаты исследований по созданию теоретических основ процессов пространственного нестационарного теплопереноса в системах-потребителях тепловой энергии. Целью данной работы является решение задачи пространственного нестационарного теплопереноса в объекте, представляющим собой замкнутый объем с локально сосредоточенными источниками тепловыделе-