

УДК 626.039.553.34

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА И МАССЫ В ИСПАРИТЕЛЬНО-КОНДЕНСАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

С.Ф. Санду

Томский государственный университет
E-mail: ntn@ftf.tsu.ru

Проводится математическое моделирование процессов тепло- и массопереноса в тепловых трубах, применяемых в теплопередающих устройствах и теплообменных аппаратах современных энергетических установок. Представлена математическая модель тепловой трубы в распределенных параметрах, которая учитывает гидродинамику и тепломассообмен в паровой и жидкой фазе теплоносителя и теплоперенос в корпусе трубы. Проведено сравнение результатов расчета области возможной работы, максимального теплопереноса и распределения температуры пара по длине тепловой трубы с известными экспериментальными данными.

Введение

Высокие температуры и плотности тепловых потоков являются определяющими характеристиками прогрессивных направлений современной энергетики. Наиболее эффективным средством переноса тепла большинства высокотемпературных циклов преобразования энергии являются высокотемпературные тепловые трубы (ТТ), представляющие собой испарительно-конденсационные устройства с жидкими металлами в качестве теплоносителей [1]. С другой стороны, уровень безопасности ядерных энергетических установок в значительной степени зависит от характера протекания процессов тепломассообмена в условиях развития аварийной ситуации. Для расхолаживания реакторных установок при авариях, приводящих к серьезным повреждениям активной зоны реактора и к ухудшению радиационной обстановки, предназначены пассивные системы безопасности, которые должны обеспечивать надежный отвод остаточных тепловыделений в течение продолжительного времени. В перспективных конструкциях таких систем [2, 3] в качестве промежуточных теплообменных устройств, надежно разделяющих теплоносители смежных контуров и существенно повышающих экологическую безопасность реакторной установки в аварийной ситуации, могут применяться низкотемпературные тепловые трубы. Широкое промышленное применение тепловых труб сдерживается недостаточной изученностью свойств и особенностей испарительно-конденсационных циклов, обусловленных процессами тепло- и массопереноса и накладывающих ряд ограничений на их характеристики.

Цель данной работы заключается в математическом моделировании процессов тепломассообмена в испарительно-конденсационных системах теплопередачи на основе тепловых труб, применяемых в теплопередающих устройствах и теплообменных аппаратах современных энергетических установок.

Математическая модель

Рассматривается задача о температурном поле типичной ТТ, работающей по принципу замкнутого испарительно-конденсационного цикла, внутри

которой под действием внешнего теплового потока происходит сложный процесс взаимосвязанного тепломассопереноса. Передача тепловой энергии вдоль оси трубы осуществляется путем переноса массы пара из зоны испарения в зону конденсации. При этом в полости трубы создается замкнутый циркуляционный поток теплоносителя, создаваемый капиллярными силами. Физическая схема типичной нерегулируемой тепловой трубы представлена на рис. 1.

Математическая модель работы ТТ, описывающая гидродинамику и тепломассообмен в паровой, жидкой фазах теплоносителя и теплоперенос в корпусе трубы, опирается на следующие допущения:

1. Не учитывается распределение внешнего теплового потока по окружной координате, задача решается в осесимметричной постановке [4].
2. Фитиль представляет собой слой жидкости, движение которой описывается линейным законом фильтрации Дарси несжимаемых жидкостей через пористые среды [4]. Использование закона Дарси в такой форме является обоснованным потому, что скорости фильтрации хладагентов достаточно низкие (не превышают 0,5 м/с) и инерционными составляющими можно пренебречь.
3. Передача тепла через смоченный фитиль осуществляется посредством теплопроводности, и состояние кипения теплоносителя не достигается (режим кипения считается критическим) [5, 6]. Механизм передачи тепла в фитиле по радиаль-

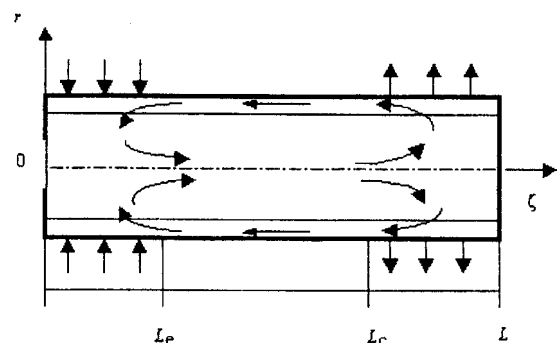


Рис. 1. Физическая схема типичной тепловой трубы

ной координате является основным для штатных режимов работы тепловых труб.

4. Контакты на границе раздела фаз, а также на границе корпус тепловой трубы-смоченный фитиль считаются идеальными [4, 6]. Это допущение является обоснованным потому, что образование пара на поверхности корпуса трубы возможно только в критическом режиме кипения теплоносителя, который в данной работе не рассматривается.
5. Силы трения на границе жидкость-пар пренебрежимо малы по сравнению с силами трения, действующими внутри фитиля [6]. Предполагается, что паровой поток не влияет на движение жидкой фазы в фитиле и не происходит срыва капель на границе раздела "пар-фитиль". Такое состояние типично для большинства тепловых труб, работающих в расчетных режимах.
6. Процессы тепломассопереноса в жидкой и паровой фазе теплоносителя стационарны. Это допущение обосновывается тем, что времена релаксации в паровой и жидкой фазах хладагента существенно меньше, чем времена релаксации для корпуса трубы.
7. Движение пара описывается в рамках модели движения вязкой сжимаемой жидкости в узком канале [7]. Основные положения модели "узкого канала" полностью соответствуют реальной картине течения паровой фазы в полости тепловой трубы.

В соответствии с принятыми допущениями, осесимметричная математическая модель работы ТТ в распределенных параметрах записана в цилиндрических координатах и включает в себя следующие уравнения.

Уравнение теплопроводности для корпуса тепловой трубы:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial \zeta^2} \right);$$

здесь r, ζ – поперечная и продольная координаты в тепловой трубе; 1 – индекс, соответствующий корпусу тепловой трубы.

Уравнения сохранения массы, энергии и уравнение закона фильтрации для жидкой фазы теплоносителя:

$$\frac{\partial(u_2 r)}{\partial \zeta} + \frac{\partial(v_2 r)}{\partial r} = 0,$$

$$c_2 \rho_2 \left(u_2 \frac{\partial T_2}{\partial \zeta} + v_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) = \lambda_2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} \right),$$

$$\frac{dP_2}{d\zeta} = \frac{E \eta_2}{K} u_2(\zeta);$$

здесь u, v – продольная и поперечная составляющие скорости потока; P – давление; E – пористость ка-

пиллярной структуры тепловой трубы; η – динамическая вязкость; K – проницаемость; 2 – индекс, соответствующий жидкой фазе теплоносителя.

Уравнения сохранения импульса, массы, энергии и уравнение состояния для паровой фазы теплоносителя:

$$\rho_3 u_3 \frac{\partial u_3}{\partial \zeta} + \rho_3 v_3 \frac{\partial u_3}{\partial r} = - \frac{\partial P_3}{\partial \zeta} + \eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial r^2} \right),$$

$$\frac{\partial(\rho_3 u_3 r)}{\partial \zeta} + \frac{\partial(\rho_3 v_3 r)}{\partial r} = 0,$$

$$c_3 \rho_3 \left(u_3 \frac{\partial T_3}{\partial \zeta} + v_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} \right) = \lambda_3 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} \right),$$

$$\rho_3 = \frac{P_3 M}{R T_3};$$

здесь M – молекулярный вес; R – универсальная газовая постоянная; 3 – индекс, соответствующий паровой фазе теплоносителя.

Для единственности решения системы уравнений сформулированы условия, которые описываются следующими соотношениями.

Начальное условие:

I

II

$$t = 0; \quad T_1(r, \zeta, t) = T_0(r, \zeta, t).$$

Граничные условия.

1. Теплоизоляции на торцах трубы:

$$\zeta = 0; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial \zeta} = 0;$$

$$\zeta = L; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial \zeta} = 0.$$

2. Теплообмена на внешней поверхности корпуса трубы:

$$r = \delta_1; \quad 0 \leq \zeta \leq L_e; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = -q;$$

$$L_e < \zeta < L_c; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0;$$

$$L_c \leq \zeta \leq L; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = q.$$

3. 4-го рода, "прилипания" и "непроницаемости" на границе корпус-жидкость:

$$r = \delta_2; \quad 0 \leq \zeta \leq L; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}; \quad T_1 = T_2;$$

$$u_2(r, \zeta) = v_2(r, \zeta) = 0.$$

4. 4-го рода и условия массопереноса на границе жидкость-пар:

$$r = \delta_3; \quad 0 \leq \zeta \leq L_e; \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} + G_2 \Delta H;$$

$$u_2(r, \zeta) = u_3(r, \zeta) = 0. \quad L_e < \zeta < L_c;$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r}; \quad T_2 = T_3;$$

$$u_2(r, \zeta) = u_3(r, \zeta) = 0;$$

$$v_2(r, \zeta) = 0; v_3(r, \zeta) = 0.$$

$$L_c \leq \zeta \leq L; \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} + G_3 \Delta H;$$

$$u_2(r, \zeta) = u_3(r, \zeta) = 0.$$

5. На оси симметрии тепловой трубы:

$$r = 0; \quad 0 \leq \zeta \leq L; \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} = 0; v_3(r, \zeta) = 0.$$

Здесь L – линейный размер; q – плотность теплового потока от внешнего по отношению к тепловой трубе источника (стока) тепла; G – массовая скорость испарения (конденсации); δ – радиус; ΔH – удельная теплота парообразования; 0 – индекс, соответствующий начальным условиям; e – индекс, обозначающий конец зоны испарения; c – индекс, обозначающий начало зоны конденсации тепловой трубы.

При определении массовых скоростей испарения и конденсации теплоносителя использовались зависимости, полученные при рассмотрении этих процессов с позиции молекулярно-кинетической теории газов и жидкостей [4, 6]:

$$G = \frac{2f}{2-f} \left(\frac{P_3}{\sqrt{2\pi RT_3/M}} - \frac{P(T_2)}{\sqrt{2\pi RT_2/M}} \right),$$

здесь f – коэффициент конденсации; T_3 – температура пара у поверхности жидкость-пар; T_2 – температура поверхности жидкости; $P(T_2)$ – давление насыщения паров при температуре T_2 . Согласно опытным данным, приведенным в работе [4], коэффициент конденсации аппроксимируется выражением:

$$f = 0,059 \cdot P(T_2)^{-0,5} \text{ при } 4 \cdot 10^2 \leq P(T_2) \leq 10^5 \text{ Па.}$$

Численная реализация сформулированной математической модели переноса тепла и массы в ТТ проводилась методом конечных разностей. Уравнения движения и энергии аппроксимировались с помощью двухслойной неявной шеститочечной схемы [7]. Уравнения неразрывности аппроксимировались по четырехточечной неявной схеме [7]. Граничные условия для температуры и скоростей потоков жидкой и паровой фаз заменялись их конечно-разностными аналогами по схеме, имеющей порядок аппроксимации не ниже, чем во внутренних узлах сетки.

Анализ и обсуждение результатов математического моделирования

Основная особенность работы ТТ заключается в том, что при ее выводе на рабочий режим каждому значению рабочей температуры соответствует некоторое значение предельной передаваемой тепловой мощности, причем в разных диапазонах температур физический механизм ограничения мощности различен. Поэтому расчет тепловых труб для любой си-

стемы теплопередачи заключается в определении предельных тепловых мощностей, передаваемых трубой при разных температурных уровнях в процессе вывода системы на рабочий режим и распределения температур по длине ТТ на каждом из режимов. На практике, чтобы получить максимальную передаваемую трубой мощность, рабочие параметры должны обеспечивать работу ТТ на границе капиллярного ограничения [1, 6]. Расчет капиллярного ограничения представляет собой вычисление предельной мощности ТТ при условии, что сумма потерь давления в паре и жидкости равна максимальному значению развиваемого фитилем капиллярного напора для каждого конкретного вида капиллярной структуры можно определить по предельным значениям кривизны менисков в зонах испарения и конденсации [4, 6].

На рис. 2 представлена температурная зависимость капиллярного ограничения мощности, передаваемой высокотемпературной тепловой трубой с натриевым теплоносителем и корпусом из ниобиевого сплава с диаметром парового канала 0,0104 м, которая была рассчитана в рамках разработанной математической модели для условий эксперимента, приведенного в работе [6]. Сравнение с результатами эксперимента показывает удовлетворительное согласование и позволяет сделать вывод о достоверном определении с помощью представленной математической модели области возможной работы ТТ и максимального теплопереноса.

На рис. 3 представлены результаты расчета распределения температуры пара по длине зон испарения, транспорта и конденсации высокотемпературной тепловой трубы с натриевым теплоносителем и с корпусом из нержавеющей стали, имеющим диаметр парового канала 0,014 м. Проводится сравнение указанных результатов с температурами пара, измеренными экспериментально [8] при помощи подвижной термопары для двух режимов работы ТТ. Передаваемая тепловой трубой мощность составля-

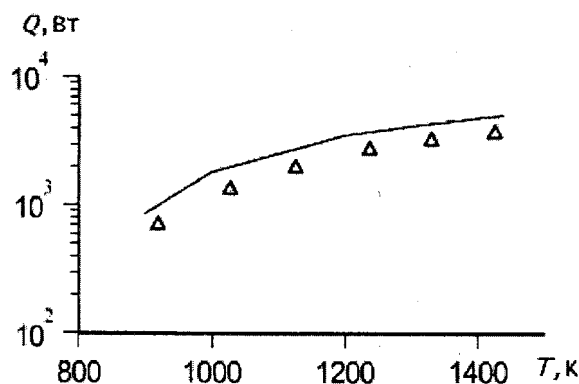


Рис. 2. Температурная зависимость капиллярного ограничения мощности, передаваемой тепловой трубой с натриевым теплоносителем (сплошная линия – расчет, точки – эксперимент [6])

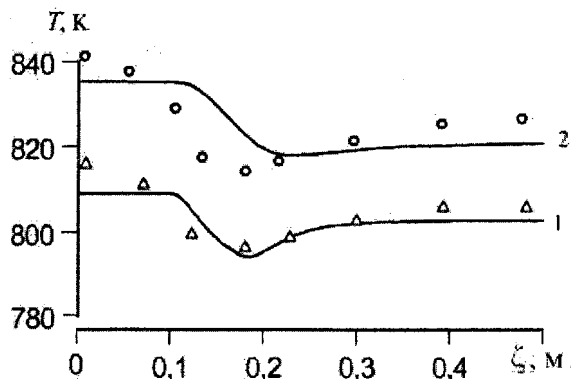


Рис. 3. Распределение температуры пара по длине тепловой трубы (кривые – расчет, точки – эксперимент [8])

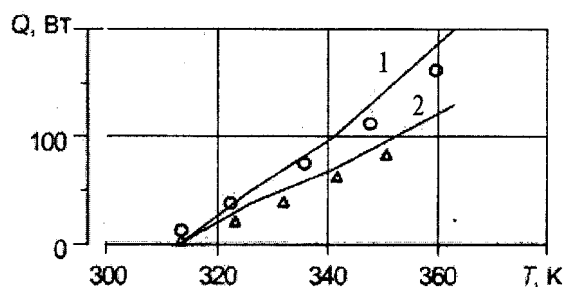


Рис. 4. Зависимость предельной тепловой мощности, передаваемой низкотемпературной водяной тепловой трубой от длины и температуры стенки испарителя (кривая 1 соответствует $L_e = 0,1$ м; кривая 2 соответствует $L_e = 0,05$ м; точки – эксперимент [9])

ла для каждого из режимов 520 (кривая 1) и 1300 Вт (кривая 2) соответственно. Проводя анализ результатов, представленных на рис. 3, следует отметить, что отклонения в значениях температур, полученных в экспериментах и при численном анализе, имеют объективные причины. При проведении вычислений используется ряд исходных данных (теплофизические характеристики теплоносителя в жидком и парообразном состоянии, теплофизические характеристики материала корпуса трубы, термодинамические параметры и вязкость теплоносителя как в жидком, так и в парообразном состоянии и др.).

Определение всех исходных данных проводится с некоторыми погрешностями, обусловленными также объективными причинами проведения экспериментов. Такими причинами, например, являются неконтролируемые в опытах изменения второстепенных параметров, собственные погрешности средств измерений и т.д. Поэтому, даже в очень хорошем эксперименте измерения имеют, как правило, некоторый доверительный интервал в несколько процентов от определяемой величины [6].

На рис. 4 представлены результаты расчетов предельной тепловой мощности, передаваемой низкотемпературной водяной тепловой трубой с диаметром парового канала 0,0237 м и длиной 0,47 м. Проводится сравнение указанных результатов с экспериментально полученными зависимостями предельной передаваемой тепловой трубой мощности, от длины и температуры стенки испарителя при работе трубы в пределах существования испарительного режима и капиллярного ограничения [9]. Согласование расчетных и экспериментальных данных (рис. 3 и 4) можно считать удовлетворительным (расхождение не превышает 15 %).

Таким образом, на основе результатов численных исследований можно сделать вывод о том, что математическое моделирование процессов тепло- и массопереноса в теплопередающих устройствах на основе ТТ позволяет получать информацию, адекватно интерпретирующую протекающие в исследуемых устройствах процессы и позволяющую прогнозировать различные режимы работы тепловых труб в теплопередающих устройствах высокотемпературных циклов преобразования энергии и в теплообменных аппаратах пассивных систем безопасности ядерных энергетических установок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириллов П.Л., Богославская Г.П. Тепломассообмен в ядерных энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 2000. – 420 с.
2. Свириденко И.И. Система аварийного расхолаживания ядерных энергетических установок на основе тепловых труб // Труды третьей российской национальной конференции по теплообмену. – М.: МЭИ, 2002. – Т. 1. – С. 182–185.
3. Кузнецов Ю.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 260 с.
4. Левитан М.М., Перельман Т.Л. Основы теории и расчета тепловых труб // Журнал технической физики. – 1974. – Т. 44, вып. 8. – С. 1569–1581.
5. Богомолов В.Н., Замисусский В.Н. Идентификация режимов с кипением натрия в высокотемпературных

тепловых трубах // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1994. – № 6. – С. 63–69.

6. Быстров П.И., Каган Д.Н., Кречетова Г.А., Шпильраин Э.Э. Жидкометаллические теплоносители тепловых труб и энергетических установок. – М.: Наука, 1988. – 263 с.
7. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. – М.: Наука, 1984. – 310 с.
8. Ивановский М.Н., Сорокин В.П., Ягодкин И.В. Физические основы тепловых труб. – М.: Атомиздат, 1978. – 265 с.
9. Воронин В.Г., Ревякин А.В., Сасин В.Я. Низкотемпературные тепловые трубы для летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1976. – 200 с.