
**НИЗКО-
ТЕМПЕРАТУРНЫЕ
ТЕПЛОВЫЕ
ТРУБЫ**

**ИЗДАТЕЛЬСТВО
«НАУКА И ТЕХНИКА»**

Л. Л. ВАСИЛЬЕВ, С. Л. ВААЗ, В. Г. КИСЕЛЕВ,
С. В. КОНЕВ, Л. П. ГРАКОВИЧ

Низкотемпературные тепловые трубы. Мн., «Наука и техника», 1976, 136 с.

Современная техника все чаще сталкивается с проблемой отвода тепла, выделяющегося при работе различных устройств. Одним из наиболее эффективных способов охлаждения является использование скрытой теплоты испарения различных жидкостей. Этот принцип широко применяется в новых теплопередающих устройствах — тепловых трубах. Высокая надежность, относительная простота изготовления, небольшой вес, способность передавать значительные тепловые потоки при малых градиентах температур создают все большую популярность этим устройствам. С помощью тепловых труб можно осуществить охлаждение ротора электродвигателя, элементов радиоэлектронных приборов.

В книге представлены результаты оригинальных исследований процессов тепло- и массопереноса в низкотемпературных тепловых трубах: гравитационных, газорегулируемых, криогенных, многокомпонентных и тепловых трубах со шнеком. Рассматриваются инженерные методики расчета тепловых труб, а также возможности применения их в радиоэлектронике, металлургии, тракторо- и автомобилестроении.

Рассчитана на научных и инженерно-технических работников, аспирантов, студентов вузов теплотехнических специальностей.

Рецензенты:

кандидат технических наук Ю. Е. Фрайман,
кандидат технических наук Г. М. Волохов

30303—119

Н $\frac{\quad}{\quad}$ 117—76
М316—76

© Издательство «Наука и техника», 1976.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В современных энергетических установках существует настоятельная необходимость повышения теплотехнических параметров, улучшения надежности и долговечности их работы. Одним из актуальных направлений, связанных с улучшением характеристик известных аппаратов и созданием аппаратов нового типа, является разработка, исследование и применение замкнутых испарительно-конденсационных устройств, предназначенных для охлаждения, нагрева или терморегулирования ряда объектов. Все многообразие применяемой человечеством техники так или иначе связано с проблемой передачи тепла. В течение тысячелетий люди использовали традиционные способы охлаждения и нагрева, однако научно-техническая революция в последние годы выдвинула новые требования к транспортировке тепловых потоков значительно большей плотности, достигающих несколько киловатт на 1 см^2 в диапазоне температур -200 — $+2500$ °С. С этой задачей можно успешно справиться, если использовать испарительно-конденсационные устройства — тепловые трубы. Десятилетняя история использования тепловых труб в ряде стран показала, что применение их в народном хозяйстве может дать существенный экономический эффект, исчисляемый десятками и сотнями миллионов рублей.

В настоящее время становятся очевидными неограниченные возможности применения тепловых труб в самых различных отраслях народного хозяйства, там, где в ряде случаев невозможно найти другого решения проблемы. Действительно, до настоящего времени фактически нет конвективных теплообменников, в которых бы неограниченно долго циркулировал теплоноситель, имеющий температуру 2000 °С. В тепловых трубах это возможно осуществить, причем скорость этого теплоносителя (па-

ры металлов) может быть близка к скорости звука. Стоит только, например, наложить высокочастотный электрический разряд на поток пара в тепловой трубе, и получить мощный импульсный генератор света (новый тип лазеров).

Тепловые трубы найдут достойное место при применении в установках для осуществления термоядерного синтеза (токамаки). С их помощью можно будет отводить тепло из расплавленного лития в парогенераторы, а также преобразовывать тепловую энергию непосредственно в электрическую, использовать кинетическую энергию пара внутри трубы для совершения внешней работы (вращение ротора электрического генератора, лопастей насоса и т. д.), выполнить ряд химических реакций, которые практически невозможно осуществлять известными средствами.

По мере развития этих устройств элементарные трубы превращались в уникальные аппараты, так же как МГД-генераторы на эффекте тепловой трубы, оптические квантовые генераторы света на парах металлов, в которых осуществлен замкнутый процесс переноса энергии и вещества, ядерные реакторы, охлаждаемые тепловыми трубами, термоэлектрические генераторы, преобразующие солнечную энергию в электрическую с помощью тепловых труб, морские буйки, парогенераторы, криогенные скальпели для проведения операций по удалению опухолей, тепловые насосы для питания энергией механического сердца, буры для сверхглубокого бурения земной коры, охлаждаемые тепловыми трубами, опоры для нефте- и газопроводов в районах вечной мерзлоты, теплообменники для охлаждения и термостабилизации двигателей внутреннего сгорания и т. д. Модель процесса переноса энергии и вещества в тепловой трубе оказалась очень полезной при описании процесса энергообмена в ряде органов живых существ, в частности в потовых железах, с помощью которых происходит терморегулирование живых организмов. Эта модель может оказаться продуктивной и для описания процесса обмена энергии и вещества в атмосфере Земли и других планет.

В данной монографии сделана попытка описать некоторые конструкции низкотемпературных тепловых труб, созданных в ордена Трудового Красного Знамени

Институте тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова АН БССР, а также кратко изложить основы теории низкотемпературных тепловых труб. Основное внимание уделено процессам переноса в тепловых трубах, особенно к работам тепловых труб в гравитационном поле (термосифоны с капиллярной вставкой), многокомпонентным (смесь жидкостей, жидкость — газ) и криогенным тепловым трубам.

Данная проблема ждет нового приложения творческой энергии научных сотрудников и конструкторов. Известны десятки конструкций тепловых труб, используемых в температурном диапазоне 4,2—2500 °К, однако основные разработки в этом направлении еще впереди.

Глава 1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ И ВЕЩЕСТВА В ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- P — давление;
- T — температура;
- S — площадь;
- V — объем;
- Q — мощность;
- Π — пористость;
- v — скорость;
- R — радиусы;
- d — диаметр;
- ρ — плотность;
- σ — поверхностное натяжение;
- μ — вязкость;
- L — скрытая теплота парообразования;
- q — плотность теплового потока;
- λ — теплопроводность;
- g — ускорение поля тяжести.

Индексы

- ж — жидкость;
- п — пар;
- г — газ;
- и — испаритель;
- к — конденсатор;
- а — артерия.

1. Постановка задачи

Основные направления теоретических исследований по тепловым трубам могут быть разделены на две категории:

1) определение предельных характеристик по переносу энергии в тепловых трубах исходя из анализа гидродинамики переноса пара и жидкости; достижение предельных характеристик по скорости переноса пара (скорость звука), взаимодействие потока пара с поверхностью пленки жидкости в пористом фитиле, возникновение кризиса кипения жидкости в испарительной зоне пористого фитиля;

2) определение термического сопротивления тепловых труб или нахождение температурного поля вдоль их внешней поверхности в зависимости от плотности теплового потока и условий теплообмена на внешней поверхности в зоне испарения и конденсации.

Процесс переноса энергии и вещества в условиях ламинарного несжимаемого потока пара внутри цилиндрической тепловой трубы математически может быть представлен следующим образом [1] (рис. 1).

Уравнения переноса пара

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad \rho_{\text{п}} \vec{v} (\nabla \vec{v}) = -\nabla P_{\text{п}} + \eta_{\text{п}} \nabla^2 \vec{v}, \quad (1.1)$$

$$c_{\text{р}} \rho_{\text{п}} \nabla T_{\text{п}} = \lambda \nabla^2 T_{\text{п}}. \quad (1.2)$$

Уравнения переноса энергии в пористом фитиле, насыщенном конденсатом:

$$c_{\text{ж}} \Pi \rho_{\text{ж}} w_{\text{ж}} \nabla T_{\text{ж}} = \operatorname{div} \vec{q}, \quad (1.3)$$

$$q = \Lambda \operatorname{grad} T,$$

где Λ — тензор теплопроводности капиллярно-пористого фитиля, насыщенного жидкостью, так как теплопроводность λ_z в осевом направлении фитиля отличается от его теплопроводности в радиальном направлении λ_r :

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Система уравнений (1.1) — (1.3) должна быть дополнена уравнением теплопроводности, описывающим

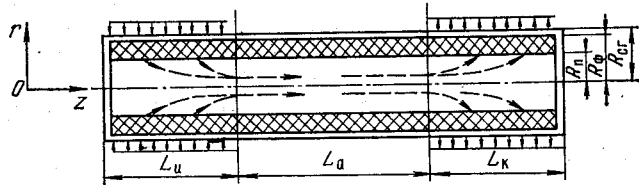


Рис. 1. Схема работы тепловой трубы

перенос энергии в оболочке тепловой трубы, а также уравнением фильтрации жидкости по капиллярно-пористому фитилю.

Максимальное капиллярное давление, развиваемое в пористом фитиле, имеющем эффективный размер пор r_0 :

$$P_k^{\max} = \frac{2\sigma \cos \theta}{r_0}. \quad (1.4)$$

В стационарных условиях компонента импульса в паровой фазе направлена по нормали к поверхности пористого фитиля в зоне испарения и конденсации, что вытекает из равенства

$$P_{\text{п}} + \rho_{\text{п}} v_{\text{п}}^2 = P_{\text{ж}} + \rho_{\text{ж}} \omega_{\text{ж}}^2 + \sigma K', \quad (1.5)$$

где K' — кривизна поверхности раздела жидкость — пар. Уравнение (1.5) справедливо для любых двух точек в зоне испарения и конденсации.

В большинстве случаев можно осуществить только приближенное решение поставленной задачи, в результате чего получим:

1) определение перепада давления вдоль пористого фитиля при движении по нему жидкости;

2) определение перепада давления в паровом канале;
3) определение минимальной величины $\Delta \sigma K'$ как функции двух переменных, соответствующих координатам двух близлежащих точек 1 и 2:

$$\Delta P_{\text{п}} - \Delta P_{\text{ж}} + \Delta(\rho_{\text{п}} \vec{v}_{\text{п}}^2) - \rho_{\text{ж}} \Delta \omega_{\text{ж}}^2 = \Delta \sigma K'; \quad (1.6)$$

4) определение условия

$$\max \{ \Delta P_{\text{п}} - \Delta P_{\text{ж}} + \Delta(\rho_{\text{п}} \vec{v}_{\text{п}}^2) - \rho_{\text{ж}} \Delta \omega_{\text{ж}}^2 \} \leq P_k^{\max}. \quad (1.7)$$

Режим течения пара зависит от тепловой нагрузки, геометрических размеров парового канала, граничных условий в зоне испарения и конденсации. Поток пара может быть ламинарным либо турбулентным, а пар сжимаемым или несжимаемым. Сжимаемый пар позволяет иметь существенные перепады в паровой фазе. Переход от ламинарного режима течения к турбулентному может быть охарактеризован критическим критерием $Re_{\text{крит}}$.

К сожалению, в литературе мало данных, с помощью которых можно было бы определить величину $Re_{\text{крит}}$. В качестве приближения $Re_{\text{крит}} = 1250$. Для оценки скорости течения пара, кроме Re , пользуются еще критерием Маха в адиабатической зоне тепловой трубы:

$$Re = \frac{QR_{\text{п}}}{\pi R_{\text{п}}^2 L_{\text{п}}}, \quad M = \frac{Q}{\pi R_{\text{п}}^2 LP} \sqrt{\frac{c_v}{c_p} R_0 T_{\text{п}}}, \quad (1.8)$$

R_0 — универсальная газовая постоянная.

Перенос жидкости в пористом фитиле в зависимости от вида фитиля определяется либо по закону Дарси, либо Пуазейля, считая, что режим течения жидкости ламинарный.

Кроме поля капиллярных сил на перенос жидкости оказывает влияние гравитационное поле, поэтому в выражение для определения $\Delta P_{\text{ж}}$ необходимо ввести член $\rho_{\text{ж}} g z \sin \alpha$.

Кинетика фазового перехода жидкость — пар, т. е. скорость испарения и конденсации, может быть определена с помощью критерия $K_{\text{п}}$. Максимальный тепловой поток при испарении с плоской поверхности в вакуум

$$q_{\max} = f \frac{LP_{\text{ж}}}{\sqrt{2\pi R_0 T_{\text{ж}}/\mu}}.$$

В ряде случаев перенос энергии и вещества в тепловых трубах может происходить при частичном осушении пористого фитиля.

Таким образом, расчет тепловой трубы должен быть основан на уравнениях динамики потока жидкости и пара, кинетики фазовых переходов на поверхности раздела жидкость — пар, переноса энергии в капиллярно-пористых средах.

2. Структурные характеристики пористого фитиля при расчете конвективного переноса в пористых средах

Поток жидкости в пористом теле может быть определен по закону Дарси

$$m = \rho_{ж} \omega_{ж} = - \frac{K_{ж}}{\mu_{ж}} \text{grad } P, \quad (1.9)$$

$K_{ж}$ — проницаемость.

Интегрируя уравнение (1.9), получаем перепад давления в двух точках фитиля. Проницаемость $K_{ж}$ зависит от пористости Π фитиля и степени его насыщения жидкостью

$$K_{ж} = f(\Pi, b_{ж}), \quad (1.10)$$

$b_{ж}$ — степень заполнения пор жидкостью.

При больших тепловых нагрузках насыщенность пористого фитиля жидкостью изменяется вдоль трубы, т. е. зависит от координаты [20].

Пористый материал может быть охарактеризован следующими параметрами: размером пор d ; линейным размером l пористого тела. В пределах этого размера берется осреднение $\langle \omega \rangle$ по объему пористого тела.

Средняя объемная величина какой-то функции Ψ тензорного типа, характеризующей жидкость в пористом материале, определяется соотношением

$$\langle \Psi \rangle = \frac{1}{V} \int \Psi dV \text{ при } d \ll l, \quad (1.11)$$

где l — характеристическая длина объема V ;

$$\langle\langle \Psi \rangle\rangle = \langle \Psi \rangle. \quad (1.12)$$

Это означает, что средняя величина от среднего равна среднему.

Основное усредненное соотношение для характеристики жидкости в пористом теле имеет вид

$$\langle \text{grad } \Psi \rangle = \text{grad } \langle \Psi \rangle + \frac{1}{V} \int_{S_i} \vec{\Psi} n^1 dS, \quad (1.13)$$

где поверхностный интеграл берется вдоль поверхности жидкости S_i в зоне поверхности раздела жидкость — пар в объеме пористого фитиля; n^1 — единичный вектор по нормали к поверхности элемента dS .

Уравнение (1.13) необходимо для вывода уравнения движения жидкости в пористом теле.

Третьей характеристикой пористого тела является дифференциальная кривая распределения поверхностной проницаемости $f(K)$ (подобно кривой распределения пор по радиусу).

Для однородного материала такая кривая $f(K)$ может быть представлена как δ — функция K или линейная комбинация этих функций:

$$f(K) = \sum_{i=1}^N \delta A_i, \quad (1.14)$$

где A_i — константа, удовлетворяющая условию

$$\sum_{i=1}^N A_i = 1,$$

где N — конечная величина.

Если $f(K)$ не может быть представлена как конечное число функций δA_i — материал неоднородный. Если $f(K)$ представлена одним членом — материал гомогенный. Если материал описывается двумя или более функциями $f(K)$ — он гетерогенный.

В общем случае $f(K)$ зависит от прямоугольных координат x_i ($i=1, 2, 3$) и угловых координат θ и Ψ :

$$P(K_1 \leq K \leq K_2) = \int_{K_1}^{K_2} f(x_i, \theta, \Psi) dx_i d\theta d\Psi. \quad (1.15)$$

Если $f(K)$ не зависит от θ и Ψ , пористый материал является изотропным.

3. Массообмен

Существуют различные механизмы массообмена в пористых средах:

- 1) молекулярная диффузия;
- 2) турбулентный перенос;
- 3) локальные неоднородности и пульсации вследствие неизотропности структуры;
- 4) рециркуляция вследствие локальных пульсаций давления;
- 5) адсорбция жидкости стенками;
- 6) вязкостное, диффузионное и тепловое скольжение и т. д.

Все эти механизмы массообмена могут быть охарактеризованы термином «дисперсия».

В изоэнтропических условиях массообмен описывается дифференциальным уравнением диффузионного типа, включающим конвективный член:

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} = D \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - \omega_z \frac{\partial \omega}{\partial z}, \quad (1.16)$$

где D — коэффициент дисперсии; ω_z — конвективный член, характеризующий скорость жидкости, определяемую по закону Дарси.

Коэффициент D находится из формулы Тейлора — Ариса:

$$D = D_m + \frac{d_0^2 \omega_m^2}{192 D_m}, \quad (1.17)$$

где D_m — коэффициент молекулярной диффузии; ω_m — средняя скорость фильтрации; d_0 — эквивалентный диаметр канала.

Структурный параметр

$$d_0 = D \omega^{-n}, \quad (1.18)$$

n — константа ($1 \leq n \leq 2$).

Теория Тейлора — Ариса применена в случае, когда безразмерное время τ^* меньше определенной величины, определяемой неравенством

$$\tau^* \leq 0,8 \text{Pe}_D^2 [192 + \text{Pe}_D^2]^{-1}, \quad (1.19)$$

Pe_D — диффузионный критерий Пекле.

Для турбулентного потока жидкости через пористый материал уравнение массообмена имеет вид

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + v_i \frac{\partial \omega}{\partial z_i} = \frac{\partial}{\partial z_i} \left(D_{ik} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right), \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (1.20)$$

где коэффициент дисперсии D_{ik} служит тензором второго ранга. Если течение жидкости подчиняется закону Дарси, то D пропорционально скорости жидкости, осредненной по характеристической длине L . Характеристическая длина L в общем случае не скалярная величина, а тензор 4-го ранга (L_{ijkl}).

Для одномерного потока

$$D_{11} = \lambda_1 \bar{\omega}_m, \quad D_{22} = \lambda_2 \bar{\omega}_m, \quad (1.21)$$

где λ_1 и λ_2 — компоненты диффузионного тензора для изотропного пористого материала; $\bar{\omega}_m$ — средняя скорость.

Диффузионное уравнение (1.16) может быть записано как

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \omega}{\partial z} - \omega_z \omega \right), \quad (1.22)$$

предполагая, что скорость ω_z не зависит от z .

Первый член уравнения (1.22) описывает молекулярную диффузию, второй — конвективный перенос массы.

Если использовать формулу Дарси

$$m = \omega \omega_z = - \frac{K_{ж}}{\eta_{ж}} \cdot \frac{\partial P}{\partial z}, \quad (1.23)$$

то вместо (1.22) получим

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} = D \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{K_{ж}}{\eta_{ж}} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial z^2}. \quad (1.24)$$

Применив формулу (1.13), можно написать уравнение фильтрации жидкости через пористое тело:

$$\frac{\nu_{ж}}{K_{ж}} \nabla^2 \bar{\omega}_{ж} - \nabla P - \beta \omega_{ж} = 0, \quad (1.25)$$

β — дополнительная характеристика пористого тела.

4. Исследование по кинетике

Исследование механизма переноса пара при свободномолекулярном течении (кинетическая область массопереноса) в тонком капилляре (микрокапилляре) с учетом кинетики испарения жидкости с боковой поверхности капилляра при наличии температурного градиента проведено в работе [36]. При этом учитывалась также поверхностная диффузия на стенке капилляра и рассматривались случаи зеркального и диффузионного отражения молекул от стенки капилляра.

В результате было установлено, что внутри капилляра, частично заполненного жидкостью, могут одновременно происходить испарение и конденсация. Основными определяющими параметрами являются S^* (произведение безразмерной теплоты испарения на относительный перепад температуры вдоль стенки капилляра) и l^* (отношение длины капилляра к его радиусу). Приближенная оценка величины S^* при испарении в вакуум ($T_0 = 220^\circ\text{K}$, $\Delta T = 10^\circ\text{K}$) дает значение $S^* = 1,3$. В этом случае при $S^* = l^*$ и $l^* > 1$ (длина капилляра больше его радиуса) у мениска жидкости в капилляре происходит конденсация пара, а вблизи выхода на стенках капилляра — испарение. Однако если $l^* < 1$ (длина капилляра меньше его радиуса), то при тех же условиях $S^* = l^*$ на обоих концах капилляра имеет место испарение жидкости. Таким образом, структура пор (величина l^*) существенно влияет на механизм миграции пара. Величина l^* всегда положительна ($l^* > 0$), S^* может быть и отрицательной в зависимости от знака перепада температуры ΔT вдоль капилляра ($S^* \geq 0$). Если $S^* < 0$, то при равенстве $l^* = -S^*$ механизм миграции будет отличен от механизма миграции при $l^* = S^*$. Следовательно, направление температурного градиента влияет на процессы испарения и конденсации в капилляре. Это явление наблюдается только в неизотермических условиях и может быть названо термическим эффектом миграции паровой влаги в капилляре.

Последовательная конденсация и испарение в капиллярно-пористых телах рассматривались и ранее, но считалось, что эти процессы происходят при изотермических условиях. В нашем случае испарение и конденсация влаги в капилляре определяются перепадом температуры

вдоль его длины и геометрической структурой пор и капилляров тела. В работе [36] рассмотрена кинетика переноса пара в пористом теле с учетом диффузного отражения молекул. Получено уравнение переноса молекул с учетом конечной скорости распространения массы. Таким образом, молекулярно-кинетическим методом получено уравнение диффузии с учетом конечной скорости распространения массы, которое приводит к гиперболическому уравнению диффузии. Гиперболические уравнения тепло- и массопереноса могут быть применены для описания движения жидкости при неизотермических условиях (при наличии переноса тепла) в капиллярно-пористых телах [37].

Известно, что при эффузии однокомпонентного газа через тонкий капилляр устанавливается термомолекулярная разность давлений. Если учесть поверхностную диффузию и время адсорбции, то в газовой смеси может иметь место избирательное натекание компонент газовой смеси через пористое тело.

Исследование явлений переноса в капиллярно-пористых телах с анизотропной или неоднородной структурой показало наличие эффекта анизотропии эффузии [36], который сильно зависит от радиуса капилляра, возрастая с его уменьшением, и определяется критерием $Gr = D_s \tau / R^2$, где D_s — коэффициент поверхностной диффузии; R — радиус капилляра и τ — время адсорбции.

5. Ограничения, налагаемые на предельные величины теплового потока, передаваемого вдоль тепловой трубы

Предел капиллярного впитывания. Предел по капиллярному впитыванию ограничивает возможности улучшения гидродинамики потока жидкости и пара в тепловых трубах. При увеличении тепловой нагрузки капиллярное давление должно увеличиваться, так как увеличивается перепад давления в жидкой и паровой фазах вследствие увеличения скорости циркуляции.

В общем случае предел капиллярного впитывания устанавливается для тепловой трубы определенной конструкции путем интегрирования уравнения для перепада давления вдоль трубы и путем сравнения суммы потерь давления во всех точках с локальным максимальным ка-

пиллярным напором. Так как максимальный капиллярный напор и внешние силы (гравитация) обычно не зависят от нагрузки, пределы по капиллярному впитыванию можно определить следующим образом:

$$\Delta P_{\kappa}^{\max} \pm \Delta P_{\text{в.с}} \geq \Delta P_{\text{ж}} + \Delta P_{\text{п}}. \quad (1.26)$$

До тех пор, пока тепловая нагрузка не достигнет величины, при которой правая часть уравнения сравнивается с левой, тепловая труба должна работать нормально. Это справедливо для любой точки вдоль тепловой трубы.

Принцип использования баланса давления в пределах возможностей капиллярного впитывания справедлив для различных видов тепловых труб, имеющих несколько испарителей и конденсаторов, а также различную геометрию пористых фитилей. В ряде случаев нет необходимости в численной оценке ΔP_{κ}^{\max} . Так, для цилиндрической трубы классического типа с равномерно расположенной нагрузкой в испарителе и конденсаторе и при отсутствии перепада давления из-за инерционных сил можно получить следующее аналитическое решение для определения ΔP_{κ}^{\max} :

$$\Delta P_{\kappa}^{\max} = \frac{2\sigma \cos \theta}{r_{\text{п}}} = \frac{Q(l + l_{\text{а}})\mu_{\text{ж}}}{2\pi K\rho_{\text{ж}}L(R_{\phi}^2 - R_{\text{п}}^2)} + \frac{4Q(l + l_{\text{а}})\mu_{\text{п}}}{\pi\rho_{\text{п}}LR_{\text{п}}^4} + \rho_{\text{ж}}g(D_{\phi} \sin \theta + l \cos \theta). \quad (1.27)$$

Решая его относительно максимальной тепловой нагрузки, передаваемой по трубе, получаем

$$Q_{\kappa}^{\max} = \frac{\pi L}{(l + l_{\text{а}})} \frac{[\Delta P_{\kappa}^{\max} - \rho_{\text{ж}}g(D_{\phi} \sin \theta + l \cos \theta)]}{\left[\frac{\mu_{\text{ж}}}{2K\rho_{\text{ж}}(R_{\phi}^2 - R_{\text{п}}^2)} + \frac{4\mu_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}R_{\text{п}}^4} \right]}. \quad (1.28)$$

Предел по взаимодействию пара с жидкостью. В обычных тепловых трубах классического типа пар и жидкость движутся в противоположных направлениях. В связи с этим при больших скоростях движения возникает их взаимодействие, что приводит к торможению жидкости и образованию волн, при этом капли жидкости могут увлекаться потоком пара и, следовательно, ни-

когда не попадут в испаритель, что приведет к уменьшению передаваемой мощности. Однако они будут участвовать в циркуляции жидкости и увеличивать перепад давления вдоль трубы.

Таким образом, максимальный тепловой поток, переносимый вдоль трубы, не будет соответствовать потоку жидкости, умноженному на скрытую теплоту парообразования. Он будет меньше на величину того количества жидкости, которое уносится паром в виде капель.

Условие отрыва капель при взаимодействии потока пара и жидкости в терминах отношения инерционных сил пара к силам поверхностного натяжения жидкости определяется критерием Вебера:

$$We = \frac{\rho_{\text{п}} v_{\text{ср}}^2 z}{\sigma}, \quad (1.29)$$

где $v_{\text{ср}}$ — средняя скорость пара; z — характерный размер, связанный с поверхностью жидкости.

Небольшое число экспериментальных данных по исследованию процесса взаимодействия пара с жидкостью в сеточных фитилях при $We=1$ показало, что характерный размер z равен диаметру проволоки в сетке. Это говорит о том, что если использовать тонкую сетку, то взаимодействие можно уменьшить. Другие авторы считают, что в качестве характерного размера z лучше использовать расстояние между проволочками. Особенно чувствительны к взаимодействию пара с жидкостью тепловые трубы с открытыми канавками.

Когда We берется равным 1, предельный осевой поток тепла, при котором начинается отрыв капель жидкости потоком пара, можно определить следующим образом:

$$q_x = \left[\frac{\rho_{\text{п}} \sigma L^2}{z} \right]^{1/2}. \quad (1.30)$$

При высоких температурах значительно понижается поверхностное натяжение жидкости, поэтому предел по взаимодействию пара с жидкостью уменьшается. В критической точке σ и L стремятся к нулю.

Предел из-за достижения скорости звука. Имеется аналогия между потоком в тепловой трубе постоянного сечения с вводом массы (испарение) и отводом (кон-

денсация) и постоянным потоком массы в конвергентно-дивергентном сопле. Конец секции испарителя в тепловой трубе соответствует горловине сопла. Соответственно если имеется ограничение по скорости звука ($M=1$) в соплах, то подобное ограничение по скорости пара должно быть на выходе испарителя тепловой трубы.

Для заданной температуры на выходе испарителя и выбранной рабочей жидкости это условие возникновения ударной волны — фундаментальное ограничение возможности осевого переноса тепла. Чтобы увеличить осевой перенос тепла в тепловых трубах, нужно увеличить площадь поперечного сечения парового канала.

Звуковой предел подсчитывается, полагая, что скорость потока пара в уравнении неразрывности имеет величину, равную скорости звука:

$$q_x = L \rho_{\text{п}} v_{\text{зв}}, \quad (1.31)$$

где $v_{\text{зв}}$ — скорость звука.

При использовании этой формулы для определения предела тепловой трубы по скорости звука нужно находить параметры в зоне ударной волны (на выходе из испарителя). Однако часто удобнее проводить расчет этого предела при наличии известных параметров в начальной зоне испарителя. Это можно делать, используя уравнение Леви:

$$q_x = \frac{L \rho_{\text{п}} v_{\text{зв}}}{\sqrt{2(K+1)}}, \quad (1.32)$$

где $K = \frac{c_p}{c_v}$.

6. Теплообмен в тепловых трубах

Испарение или кипение жидкости в тепловых трубах, а также конденсация пара происходят при подводе и отводе тепла через стенку. Перепад температуры в местах подвода и отвода тепла — основной перепад температур в тепловой трубе. Существуют также перепады температуры в паровой фазе и на поверхности раздела жидкость — пар, но они пренебрежимо малы по сравнению с перепадом температуры в пористом фитиле. Во многих случаях перенос тепла через пористый фитиль тепловых труб происходит путем теплопроводности в ис-

парительной и конденсационной частях трубы. Перенос тепла конвекцией внутри пористого фитиля мал по сравнению с переносом теплопроводностью. Поэтому перепад температуры в тепловых трубах пропорционален локальной величине теплового потока, толщине пористого фитиля и обратно пропорционален эффективной теплопроводности пористого фитиля и материала корпуса фитиля.

Перенос тепла может иметь место как при наличии поверхностного испарения жидкости из пор фитиля, так и при ее кипении в порах. Кипение жидкости в порах служит причиной ограничения по передаваемой мощности через тепловую трубу вследствие наступления кризиса кипения. В тепловых трубах пар находится в насыщенном состоянии. Жидкость в испарительной части тепловой трубы перегрета относительно пара из-за кривизны поверхности раздела жидкость — пар в порах при наличии радиального температурного поля. Максимальная зона перегрева жидкости находится на стыке фитиля с корпусом тепловой трубы. Если этот перегрев становится большим, возможно начало кипения жидкости внутри пористого тела.

В тех случаях, когда пористые фитили позволяют иметь устойчивое кипение, механизм переноса тепла становится более сложным, при этом можно достичь существенно больших величин теплового потока. Предел по переносу тепла определяется наступлением кризиса кипения внутри пористого тела. К сожалению, при этом трудно воспользоваться математическим аппаратом, описывающим наступление кризиса кипения в большом объеме, так как структура пористого тела изменяет гидродинамику движения пара и жидкости.

Для пористых фитилей с заданным распределением пор по радиусу (металлокерамика, спеченные порошки, металлический войлок и т. д.) характерно то, что предел по переносу теплового потока вследствие возникновения кризиса кипения определяется появлением тонкой пленки пара между греющей поверхностью и капиллярно-пористым телом. Толщина слоя пара определяется не толщиной пористого тела, а размером пор или частиц, из которых сделан пористый материал фитиля. Из-за сложной структуры пористого фитиля и тонкой пленки жидкости трудно определить степень перегрева жидкос-

ти, при которой наступает образование пузырей. Также сложно предсказать момент возникновения пленки пара в зоне нагрева, поскольку выход пузырей пара может быть улучшен различными способами, в частности путем создания пароотводящих каналов в пористой структуре (канавки, регулярно расположенные отверстия, нарезка и т. д.). Пузырьковое кипение жидкости в пористом фитиле значительно улучшает процесс теплообмена в пористой структуре по сравнению с передачей тепла теплопроводностью и конвекцией (теплообмен в фитиле конденсационной зоны тепловой трубы). Это легко определить по температурным перепадам в зонах кипения и конденсации. Если предположить наличие пленки пара в капиллярно-пористом фитиле, то можно сделать вывод, что основное термическое сопротивление фитиля будет определяться этой пленкой приблизительно постоянной толщины. Следовательно, коэффициент теплообмена будет вести себя консервативно при изменении теплового потока в достаточно широких пределах.

В настоящее время все более очевидны достоинства использования пористой структуры для интенсификации процесса теплообмена при кипении по сравнению с процессом кипения на гладкой поверхности. Кипение жидкости в пористой структуре может быть достигнуто при очень малых разностях температур и позволяет снимать высокие тепловые потоки в термодинамически выгодных условиях.

Упрощенная математическая модель процесса кипения жидкости в пористой структуре, расположенной на непроницаемой греющей стенке, описана в работе [2]. Предполагается, что на греющей поверхности стенки в окрестности зоны нуклеации поддерживается тонкая пленка жидкости. По капиллярам происходит подача жидкости к греющей поверхности. Отвод пара, образующегося при кипении, происходит по крупным порам или специальным пароотводящим каналам. На одну крупную пору приходится m пор, заполненных жидкостью.

Авторами [2] получена следующая зависимость удельного теплового потока от температурного напора:

$$q = \frac{64,8(1-\Pi)}{d} \left[\left(\sqrt{\frac{1}{\Pi} - 1} \right) \lambda_{ж} \lambda_{кл} \right]^{0,5} (\Delta T - \Delta T^*) \frac{m}{m+1}, \quad (1.33)$$

$\lambda_{ж} \lambda_{кл}$ — теплопроводность жидкости и капиллярной структуры; m — число капилляров, заполненных жидкостью;

$$\Delta T = T_{ст} - T_{н}; \quad \Delta T^* = 9,75 \frac{\sigma T_{п}}{r_{п} d}$$

Процесс теплообмена при фильтрационной подаче жидкости через пористую структуру, нагреваемую сверху (против потока жидкости) с наличием кипения жидкости внутри пористой стенки, рассмотрен в работе [3].

В исследовании [4] данная задача распространена на случай объемного тепловыделения в пористом теле (электрический нагрев), когда фазовый переход происходит внутри пористой структуры.

Эксперименты по исследованию теплообмена при кипении жидкости в капиллярно-пористых телах и тонкопленочных испарителях канавочного типа [5, 6] показали, что есть возможность достигать удельных тепловых потоков до 100 Вт/см^2 на воде, $40-50 \text{ Вт/см}^2$ на ацетоне, причем в тепловых трубах чаще всего кризис кипения возникает в первую очередь из-за ограничений по капиллярному впитыванию пористых фитилей.

Критический тепловой поток [6] при кипении воды или других низкокипящих жидкостей в металлокерамических или войлочных фитилях плоских тепловых труб может быть определен по формуле

$$q_{крит} = \frac{g [h_{\max}(T_1) \frac{\sigma_{ж}}{\sigma_{ж}(T_1)} \rho_{ж}(T_1) - \rho_{ж} l \sin \alpha]}{\frac{l_{и} \mu}{\rho_{ж} K L \varepsilon B} (l_{и}/2 + l_a)}$$

$l_{и}$ — длина испарителя; l_a — длина адиабатической зоны; l — длина тепловой трубы; h_{\max} — максимальная высота капиллярного поднятия жидкости.

7. Гидродинамика пара в паровой зоне тепловых труб

Одной из основных и наиболее сложных задач, возникающих при теоретическом исследовании тепловых труб, является гидродинамическая задача течения пара в полости трубы. Течение пара в испарительной и кон-

денсационной секциях можно моделировать течением в пористой трубе (плоском канале) с вдувом и отсосом на пористых стенках соответственно [7].

Обратимся к постановке задачи. Рассматривается стационарное, ламинарное, осесимметричное движение несжимаемой жидкости в пористом канале. В этом случае уравнения Навье — Стокса записываются в следующем виде:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial s} = - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left[\frac{1}{s^j} \cdot \frac{\partial}{\partial s} \left(s^j \frac{\partial u}{\partial s} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right], \quad (1.34)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial s} = - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial s} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{v}{s} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right]. \quad (1.35)$$

Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial x} (us^j) + \frac{\partial}{\partial s} (vs^j) = 0. \quad (1.36)$$

В этих уравнениях u и v — аксиальная и радиальная составляющие скорости соответственно; $j=0$ для плоского канала, $j=1$ для круглой трубы.

Рассмотрим граничные условия следующего вида:

$$v = \frac{\partial u}{\partial s} = 0 \text{ при } s = 0,$$

$$u = 0, \quad v = v_w(x) \text{ при } s = R. \quad (1.37)$$

Система уравнений (1.34) — (1.36) с граничными условиями (1.37) рассматривалась Яном и Финкельштейном [8] для цилиндрических тепловых труб. Метод по существу заключается в том, что отсос (вдув) рассматривался как возмущение течения Пуазейля, а переменные разделялись. Авторы предположили, что функция тока имеет вид $\Psi = (\alpha + \beta x) f(\eta)$, $\eta = (r/R)^2$ (α и β — постоянные). Поскольку при этом подразумевается, что поперечная составляющая скорости не зависит от x , то предложенная теория неизбежно должна ограничиваться случаем малого отсоса. Обратим внимание на то, что полученные выражения для функций течения были справедливы достаточно далеко от входа, чтобы профиль скорости был параболическим.

Буссе [9], вероятно, был первым, кто рассмотрел ламинарное течение в пористой трубе для получения некоторых рабочих характеристик тепловых труб. Он решает уравнения пограничного слоя с соответствующими граничными условиями на основе предположения, что аксиальная скорость имеет вид полинома четвертой степени по r :

$$u(x, r) = 2\bar{u}(x) \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \left[1 + a(x) \left(\frac{r^2}{R^2} - \frac{1}{3} \right) \right], \quad (1.38)$$

где $a(x)$ — произвольная функция, представляющая поправку к параболическому профилю Пуазейля.

Отметим, что введением поправочной функции $a(x)$ автор пытается уйти от автомодельности; теперь $u(r, x)/\bar{u}(x) = f(r, x)$. Эта поправочная функция определяется из условия постоянства по сечению аксиального градиента давления. Используя это условие, получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$\bar{u} \left(\frac{7s}{22} - a \right) \frac{da}{dx} - \left(a^2 - \frac{7s}{11} a + \frac{4s}{11} \right) \frac{d\bar{u}}{dx} + \frac{540\mu}{11\rho R^2} a = 0. \quad (1.39)$$

В испарителе тепловой трубы течение пара можно моделировать течением в пористой трубе со вдувом на стенках. Решение уравнения (1.39), имеющее физический смысл, таково:

$$a = \frac{15}{22} \left\{ 5 + \frac{18}{\text{Re}_w} - \left[\left(5 + \frac{18}{\text{Re}_w} \right)^2 - \frac{44}{5} \right]^{1/2} \right\} = A. \quad (1.40)$$

Исследуя эту функцию, получаем, что поправка профиля скорости возрастает в зависимости от Re_w с $a=0$ при $\text{Re}_w=0$ до $a=0,665$ при $\text{Re}_w \rightarrow \infty$. Перепад давления в испарителе легко найти, подставляя выражение (1.38) в уравнение пограничного слоя и интегрируя полученное уравнение:

$$P(x) = P(x=0) - \frac{4\mu \bar{u}_n}{R^2} \times \left[1 + \text{Re}_w \left(\frac{7}{9} - \frac{8}{27} A + \frac{23}{40s} A^2 \right) \right] \frac{x^2}{l_n^2}. \quad (1.41)$$

Выражение в круглых скобках монотонно уменьшается с увеличением вдува от 0,78 при $Re_w = 0$ до 0,61 при $Re_w = \infty$. В предельных случаях чисел Рейнольдса на стенке ($Re_w \ll 1$ и $Re_w \gg 1$) выражение в квадратных скобках стремится к $1 + 0,7 Re_w$ и $1 + 0,61 Re_w^{-1}$ соответственно, что хорошо согласуется с результатами Яна и Финкельштейна [8].

В конденсаторе тепловой трубы течение пара можно моделировать течением в пористой трубе с отсосом на стенке. В этом случае поправка профиля скорости дается трансцендентным выражением, справедливым для $-2,26 \leq Re_w < 0$. При $Re_w < -2,26$ решения уравнения (1.39) расходятся в конце зоны конденсации ($a(x) \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow l_k$). Таким образом, аппроксимация скорости полиномом четвертой степени по радиусу справедлива лишь для $(Re_w) \leq 1$. Это, видимо, происходит в силу предположения независимости радиальной составляющей скорости от аксиальной координаты. Выражение для перепада давления в рассматриваемом случае получается аналогично (1.41). Оказалось, что с увеличением отсоса минимум давления сдвигается от конца конденсатора к началу его.

Галовин и Баркер [10] рассматривают ламинарное течение в канале в приближении пограничного слоя. Скорость на стенке $v_w(x)$ рассматривается как функция аксиальной координаты. Для решения данной задачи используется интегральный метод Кармана — Польгаузена. Профиль аксиальной компоненты скорости берется в виде полинома четвертой степени по s :

$$u = (a\eta + b\eta^2 + c\eta^3 + d\eta^4)U(x), \quad (1.42)$$

где a, b, c, d — функции x , а $\eta = s/R$. Коэффициенты находятся из условий на оси и стенке канала. После их определения выражение (1.42) подставляется в интегральное уравнение пограничного слоя. В результате громоздких, но довольно несложных преобразований получается нелинейное дифференциальное уравнение для $f = \frac{R^2}{2\mu} \rho U$:

$$\begin{aligned} f f'' [C_1 f f' + C_2 f + C_3] + f^2 [C_4 (f')^2 + C_5 f' + C_6] + \\ + f [C_7 (f')^3 + C_8 (f')^2 + C_9 f' + C_{10}] + C_{11} (f')^2 + \\ + C_{12} f' + C_{13} = 0, \end{aligned} \quad (1.43)$$

где коэффициенты $C_1 - C_{13}$ — функции x . Численное решение уравнения (1.43) проводилось для следующих частных случаев: а) $v_w = \text{const}$; б) $v_w = v_0 > 0$ при $0 \leq x \leq l$ и $v_w = -v_0 < 0$ при $l \leq x \leq 2l$; в) $v_w = v_0(1 - x/l)$; можно его решить и для любого профиля v_w .

Рассмотрим исследование Бэнкстона и Смита [11, 12] ламинарного течения пара в цилиндрических тепловых трубах. Общие уравнения Навье — Стокса записываются через функцию тока и вихрь, и вновь полученные уравнения решаются численно. Отметим, что скорость на стенке считается произвольной функцией аксиальной координаты. Найдено, что при равномерном испарении и конденсации движение в испарителе (вдув) в обоих предельных случаях ($Re_w \rightarrow 0$, $Re_w \rightarrow \infty$) хорошо описывается подобными решениями. В конденсаторе (отсос) же, если число Рейнольдса больше 2, имеют место обратные течения, занимающие значительную область конденсаторной секции. Далее авторы предлагают аналитическое решение задачи в случае медленного течения. Уравнение Навье — Стокса упрощается вследствие пренебрежения инерционными членами и затем решается методом разделения переменных. Аналитические результаты подтверждаются численными решениями для малых чисел Рейнольдса.

8. Механизм тепло- и массообмена в пористых фитилях низкотемпературных тепловых труб

Следуя А. В. Лыкову [13], для описания совместного протекающего процесса тепло- и массообмена в пористом фитиле тепловой трубы необходимо использовать термодинамические движущие силы: ∇u — градиент концентрации жидкости (пара), ∇T — градиент температуры и ∇P — градиент общего давления. Тогда система дифференциальных уравнений тепло- и массообмена примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = K_{11} \nabla^2 T + K_{12} \nabla^2 u + K_{13} \nabla^2 P, \quad (1.44)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = K_{21} \nabla^2 T + K_{22} \nabla^2 u + K_{23} \nabla^2 P, \quad (1.45)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = K_{31} \nabla^2 T + K_{32} \nabla^2 u + K_{33} \nabla^2 P. \quad (1.46)$$

Кинетические коэффициенты K_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) определяются как коэффициенты тепло- и массообмена и термодинамические свойства [14].

Градиент общего давления ∇P_n в пористом теле (помимо градиента концентрации жидкости, вызванного полем капиллярных сил) возникает обычно при интенсивном испарении или кипении жидкости. Его можно определить в виде

$$\varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = \operatorname{div} (K_p \nabla P_n), \quad (1.47)$$

где ε — безразмерный коэффициент испарения ($0 < \varepsilon < 1$); ρ_0 — плотность сухого фитиля; K_p — коэффициент фильтрации.

Из (1.47) следует, что при интенсивном нестационарном парообразовании внутри пористого тела пар, двигаясь по порам, преодолевает силы трения. В [15] дано экспериментальное подтверждение этого факта.

Если предположить, что температуры пара и стенок пор равны, то

$$c \rho_0 \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div} (\lambda \Delta T) + L \operatorname{div} (K_p \nabla P_n), \quad (1.48)$$

c — теплоемкость фитиля, насыщенного жидкостью.

Дифференциальное уравнение переноса жидкости под действием поля капиллярных сил и поля тяжести

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \operatorname{div} [a_{mж} (\nabla u + \delta_{ж} \nabla T)] + \rho_0 \operatorname{div} (K_p \nabla P_n). \quad (1.49)$$

Для стационарного случая $\left(\frac{\partial P}{\partial \tau} = \frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial T}{\partial \tau} = 0 \right)$ имеет место аналогия между полями температуры, давления и концентрации жидкости.

Наличие градиента общего давления по пару, находящемуся в порах при кипении жидкости внутри пористого тела, часто вызывает вылет капель жидкости из пор в паровой канал тепловых труб.

Обычно для описания процесса переноса энергии по пористому фитилю, насыщенному жидкостью, использу-

ют уравнение Фурье — Кирхгоффа. Его применение отдельно для жидкости и для скелета пористого тела (символ 0) приводит к следующей форме записи:

$$\begin{aligned} & [P \rho_{ж} c_{ж} + (1 - P) \rho_0 c_0] \frac{\partial T}{\partial \tau} + c_{ж} \rho_{ж} \operatorname{div} [P \bar{T} \bar{v}_{ж}] = \\ & = \lambda_{ж} \operatorname{div} [\nabla (P \bar{T})] + \lambda_0 \operatorname{div} [\nabla (1 - P) \bar{T}] + \operatorname{div} q^*, \end{aligned} \quad (1.50)$$

где \bar{T} — средняя температура, определяемая зависимостью

$$\bar{T} = \frac{1}{1 - P} \bar{T}_0 = \frac{1}{P} \bar{T}_{ж};$$

$\bar{v}_{ж}$ — средняя линейная скорость жидкости в порах ($\bar{v}_{ж} = \frac{\bar{j}_{ж}}{\rho_{ж}}$); q^* — вектор теплового потока:

$$q^* = \rho_{ж} c_{ж} [\bar{v}_{ж} \bar{T}_{ж} - \overline{v_{ж} T_{ж}}] + (\lambda_{ж} - \lambda_0) \frac{1}{V} \int_{A_i} T \bar{n}^i dA; \quad (1.51)$$

\bar{n}^i — единичный вектор, нормальный к поверхности A_i , окружающей объем V . Интегрирование проводится вдоль поверхности жидкости A_i , контактирующей с порами.

Из (1.50) следует, что в отличие от обычного уравнения теплопроводности Фурье в капиллярно-пористом теле, насыщенном жидкостью, энергия передается не только теплопроводностью

$$q = - [P \lambda_{ж} + (1 - P) \lambda_0] \operatorname{grad} \bar{T}, \quad (1.52)$$

но и путем контактного теплообмена между пористым телом и жидкостью (интегральный член в уравнении (1.51)), а также путем «турбулентного» теплообмена (выражение в скобках уравнения (1.51)).

Действительно, тепловой поток $\rho_{ж} c_{ж} [\bar{v}_{ж} \bar{T}_{ж} - \overline{v_{ж} T_{ж}}]$ является аналогом турбулентного теплового потока движущейся жидкости:

$$q_{тур} = c_p \rho (\bar{T} \bar{v} - \overline{T v}) = c_p \rho \overline{T' v'}. \quad (1.53)$$

9. Минимально допустимый предел теплопередачи в тепловых трубах

Процесс переноса тепла из зоны теплоподвода к зоне теплоотвода тепловой трубы, т. е. в ее осевом направлении, определяется конвективной составляющей паровой фазы и кондуктивной составляющей твердой (оболочка, фитиль) и жидкой фаз (жидкость в порах).

Если тепловая труба изготовлена из металла, имеющего высокую теплопроводность (медь, алюминий), и содержит фитиль, насыщенный высокотеплопроводной жидкостью (жидкие металлы), то в ряде случаев конвективная составляющая паровой фазы может быть соизмерима с кондуктивной составляющей. В связи с этим часто необходимо произвести определенные оценки вклада указанных составляющих, что неизбежно приводит к анализу сопряженной задачи тепло- и массообмена в тепловых трубах [91].

Распространение тепла по корпусу цилиндрической тепловой трубы описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = 0. \quad (1.54)$$

Если предположить наличие хорошего теплообмена в пористом фитиле тепловых труб, когда температура жидкости близка температуре стенок пор, что имеет место при ламинарном движении жидкости в мелкопористой структуре [17]

$$\alpha = C \frac{\lambda_{ж}}{d_{поры}},$$

где $d_{поры}$ — диаметр поры, то уравнение переноса энергии вдоль капиллярной структуры тепловой трубы можно представить в виде

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[r \left(\bar{j}_{жж} h_{ж} - \lambda_{ж}^{\Phi} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\bar{j}_{жж} h_{ж} - \lambda_{ж}^{\Phi} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] = 0, \quad (1.55)$$

$\bar{j}_{ж}$ — компонента вектора плотности потока жидкости; $\lambda_{ж}^{\Phi}$ — эффективная теплопроводность фитиля, насыщенного жидкостью.

Когда эффект осевого переноса энергии по оболочке и пористой структуре соизмерим с конвективным переносом, не существует изотермической (адиабатической) зоны, температура которой выше температуры зоны конденсации.

В работах [18, 19] даны оценки влияния эффекта продольного кондуктивного переноса энергии по корпусу и фитилю, нужные для определения минимального предельного теплового потока. Предложенный авторами метод численного решения уравнения сохранения массы и момента количества движения с использованием функции тока и вихря имеет вид

$$a_{\Phi} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\Phi \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) \right\} - a_{\Phi} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\Phi \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ b_{\Phi} r \frac{\partial}{\partial x} (c_{\Phi} \Phi) \right\} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ b_{\Phi} r \frac{\partial}{\partial r} (c_{\Phi} \Phi) \right\} + r d_{\Phi} = 0, \quad (1.56)$$

где Φ — переменная (вихрь, функция тока, энтальпия, масса); Ψ — функция тока; a, b, c, d — функции переменной Φ .

10. Термическое сопротивление тепловой трубы

Тепловые трубы в принципе — это устройства, обладающие переменным термическим сопротивлением R . Однако классические тепловые трубы (с капиллярной структурой) при наличии фазовых переходов на поверхности пленки, постоянства теплофизических свойств теплоносителей и небольших перепадов температуры ($\Delta T = 5-10^{\circ}\text{C}$) между испарителем и конденсатором в ряде случаев имеют мало изменяющееся термическое сопротивление, т. е. соблюдается пропорциональность между потоком тепла и перепадом температуры [53]. В этом случае перепад температуры между испарителем и конденсатором плоской трубы

$$\Delta T \approx \Delta T_{и} + (T_{и} - T_{нас}) + (T_{нас} - T_{к}) + \Delta T_{к} = \\ = Q \left(\frac{\delta_{ст}}{bl_{и}\lambda_{ст}} + \frac{\delta_{\Phi}}{bl_{и}\lambda_{\Phi}^{\Phi}} + \frac{\delta_{\Phi}}{bl_{к}\lambda_{\Phi}^{\Phi}} + \frac{\delta_{ст}}{bl_{к}\lambda_{ст}} \right). \quad (1.57)$$

При использовании тепловых труб в режиме кипения теплоносителя или жидкости конвекции данная пропорциональность может быть нарушена и тепловые трубы приобретают нелинейную зависимость R от Q . Нелинейную зависимость R от Q имеют, например, тепловые трубы с наличием неконденсирующегося газа. Этот эффект используется для поддержания постоянства температуры объектов при переменной тепловой нагрузке.

11. Нестационарные режимы работы низкотемпературных тепловых труб

При подведении энергии к испарителю тепловой трубы, находящейся первоначально при постоянной температуре (в частности, при замороженном состоянии теплоносителя), возникает нестационарный тепловой режим, когда происходит перераспределение температурного поля и поля концентраций массы в пористом фитиле [68].

Процесс переноса энергии в пористом фитиле тепловой трубы, разбитом на ряд элементарных объемов, в этом случае описывается уравнением теплового баланса с наличием источников или стоков

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = -\operatorname{div} q \pm I, \quad (1.58)$$

где τ — время; I — источник, или сток тепла.

Численное поэлементное интегрирование уравнения с использованием теоремы Гаусса позволяет определить распределение температурного поля во времени.

Поле концентраций массы в фитиле при нестационарном режиме работы тепловой трубы описывается уравнением

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_m \nabla^2 u + a_m^T \nabla^2 T, \quad (1.59)$$

где a_m — коэффициент гидравлической диффузии массы в пористом теле; a_m^T — коэффициент термодиффузии; u — концентрация жидкости.

В основе данного параболического уравнения диффузии лежит предположение, что скорость распростра-

нения жидкости (ω_{rm}) бесконечно велика. Поскольку в действительности она конечна, то уравнение (1.59) более правильно представить в виде гиперболического уравнения капиллярной диффузии

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + \tau_{rm} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = a_m (\nabla^2 u + \delta' \nabla^2 T), \quad (1.60)$$

где $\delta' = \frac{a_m^T}{a_m}$ — термоградиентный коэффициент;

$\tau_{rm} = \frac{a_m}{\omega_{rm}^2}$ — время релаксации градиента концентрации жидкости.

Вопрос о замене параболического уравнения (1.59) на гиперболическое (1.60) определяется величиной диффузионного критерия Верона Ve_m , впервые предложенного А. В. Лыковым [68]:

$$Ve_m = \frac{a_m}{\omega_{rm} l'}, \quad (1.61)$$

где l' — характерный размер тела. Критерий Ve_m для ряда пористых структур может изменяться в пределах $0,05 < Ve_m < 1$.

Вопрос о необходимости использования гиперболического уравнения энергии вместо параболического уравнения (1.58) обычно не возникает для пористых металлических структур, так как время релаксации градиента температуры для металлов (алюминий) $\tau \approx 10^{-11}$ сек, $a \approx 0,8 \cdot 10^{-4}$ м²/сек и при толщине фитиля $l = 1$ мм тепловой критерий Верона:

$$Ve_q = \frac{a}{\omega_q l} \approx 3 \cdot 10^{-6}. \quad (1.62)$$

12. Безразмерный анализ работоспособности тепловых труб

Использование безразмерных критериальных зависимостей оказалось очень перспективным для характеристики процесса переноса тепла в тепловых трубах [16].

Поток тепла в трубе Q — это функция параметров $D, L, \mu_{\text{п}}, \sigma, \dot{V}, \Delta P, h, r, \rho_{\text{п}}, \rho_{\text{ж}}$ и g , которые можно объединить в девять безразмерных групп:

$$\begin{aligned} \pi_1 &= \frac{L}{V^2}, & \pi_2 &= \frac{u_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}} \dot{V} D}, & \pi_3 &= \frac{\Delta P}{\rho_{\text{п}} \dot{V}^2}, \\ \pi_4 &= \frac{h}{D}, & \pi_5 &= \frac{r}{D}, & \pi_6 &= \frac{\sigma}{\rho_{\text{п}} \dot{V}^2 D^2}, \\ \pi_7 &= \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}}, & \pi_8 &= \frac{Dg}{V^2}, & \pi_9 &= \frac{Q}{V^3 \rho_{\text{п}} D^2}. \end{aligned}$$

Количество тепла, передаваемого по трубе:

$$Q = \frac{\pi D^2}{4} V \rho_{\text{п}} L. \quad (1.63)$$

Если подставить значение Q в π_9 , то можно получить следующие критерии:

$$\begin{aligned} \text{Re} &= \frac{1}{\pi_2} = \frac{\rho_{\text{п}} \dot{V} D}{\mu_{\text{п}}}; & \text{Ew} &= \pi_3 = \frac{\Delta P}{\rho_{\text{п}} \dot{V}^2}; \\ \text{Bo} &= \frac{\pi_4 \pi_5 \pi_7 \pi_8}{\pi_6} = \frac{hr \rho_{\text{ж}} g}{\sigma}; \\ \text{Nr} &= \frac{\pi^2}{\pi_6} = \frac{\mu_{\text{п}} \dot{V}}{\sigma}; \end{aligned}$$

Nr — критерий тепловой трубы, характеризующий отношение вязкости сил паровой фазы к капиллярным силам;

$$Q = \frac{\text{Nr} D^2 L \rho_{\text{п}} \sigma}{\mu_{\text{п}}}. \quad (1.64)$$

Комбинируя (1.63) и (1.64) для Q , получаем

$$\text{Nr} = \text{Re} \left(\frac{\mu_{\text{п}}}{D \rho_{\text{п}} \sigma} \right)$$

или

$$\text{Nr} = \text{Re} \text{Ew} \text{Br} \frac{\mu_{\text{п}}^2 \dot{V}^2}{D \Delta P h r \rho_{\text{ж}} g}. \quad (1.65)$$

Согласно А. В. Лыкову [37], теплообмен потока пара с пористой стенкой можно оценить критерием Бруна:

$$\text{Br}_x = \frac{\lambda_{\text{ж}}}{\lambda_s} \cdot \frac{\delta_{\text{ст}}}{x} \text{Pr}^m \text{Re}_x^n, \quad (1.66)$$

$\delta_{\text{ст}}$ — толщина стенки; для ламинарного потока $m=1/3$, $n=0,5$.

Если $\text{Br}_x < 0,1$, то можно использовать обычные формулы теплообмена с применением Nu_x . Если $\text{Br}_x > 0,1$, нужно пользоваться сопряженной задачей теплообмена.

В первом приближении для расчета теплообмена можно использовать формулу [37]

$$\frac{\text{Nu}_x - \text{Nu}_{x_0}}{\text{Nu}_{x_0}} = A \text{Br}_x^K, \quad (1.67)$$

где Nu_{x_0} — локальное значение Nu при $\text{Br}_x = 0$, K — константа.

Например, для пластины при изменении скорости потока пара ($0 < \text{Br}_x < 0,7$) $A = 0,4$; $K = 1$.

13. Классификация тепловых труб

В настоящее время существует несколько десятков различных конструкций тепловых труб, которые можно классифицировать следующим образом:

а) по температурному диапазону: криогенные тепловые трубы $T < 200^\circ\text{K}$; низкотемпературные тепловые трубы $200^\circ\text{K} < T < 550^\circ\text{K}$; тепловые трубы умеренного температурного диапазона $550^\circ\text{K} < T < 750^\circ\text{K}$; высокотемпературные тепловые трубы $T > 750^\circ\text{K}$;

б) по виду теплоносителей обычно различают металлические (натрий, калий, литий, цезий, серебро и т. д.) и неметаллические теплоносители (вода, аммиак, ацетон, фреоны, спирты, четыреххлористый углерод, бензины, а также криогенные жидкости, высокотемпературные органические теплоносители — дифенил, даутерм, сера с добавками галогенов, расплавы солей, азотный тетраоксид, смеси жидкостей, смеси жидкостей и твердых частиц);

в) по параметрам, характеризующим работу тепловых труб:

термическое сопротивление

$$R = (0,01 + 1^\circ\text{K}/\text{Вт});$$

плотность теплового потока через поперечное сечение трубы

$$q = 10 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} + 15 \frac{\kappa\text{Вт}}{\text{см}^2};$$

плотность радиального теплового потока

$$q_{\text{рад}} = 0,1 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} + 1,5 \frac{\kappa\text{Вт}}{\text{см}^2};$$

диапазон рабочих температур

$$T_{\text{раб}} = 4 + 2300^\circ\text{K};$$

длина несколько сантиметров — десятки метров; диаметр 2—3 мм — несколько метров;

г) по роду материала оболочек и фитилей тепловых труб: алюминиевые тепловые трубы с сетчатым фитилем из нержавеющей стали или алюминиевой металлокерамикой; медные трубы с фитилем из медной сетки, войлока, керамики; трубы из нержавеющей стали с сетчатым фитилем или керамикой из того же (W—26% Re/Ag) материала; тепловые трубы из никеля или вольфрама — рения с металлокерамикой или сеткой из никеля или нержавеющей стали; тепловые трубы с продольными канавками различного профиля (медь, никель, сталь, алюминий) и с канавками, покрытыми сеткой; тепловые трубы с винтовой нарезкой и сетчатой артерией из того же или другого металла; стеклянные или керамические тепловые трубы с фитилями из стекла или кремнезема; тепловые трубы с эластичными полимерными вставками (полиэтилен, полиамид, фторопласт и т. д.) и эластичными кремнеземными фитилями;

д) по виду насосов для переноса жидкости из зоны конденсации в зону испарения: тепловые трубы с капиллярными фитилями; гравитационные термосифоны; центробежные тепловые трубы; электрогидродинамические и электростатические тепловые трубы; тепловые трубы, работающие на эффекте пароструйных насосов; тепловые трубы, работающие в электромагнитном поле; тепловые трубы, в которых используется эффект R-лифта;

е) по принципу действия: собственно тепловые трубы; тепловые трубы переменного термического сопротивления, в частности газорегулируемые тепловые трубы; тепловые диоды; тепловые переключающие устройства; тепловые трубы с закрученным потоком пара (с помощью шнеков-завихрителей); тепловые трубы с отдельными каналами для пара и жидкости; тепловые трубы с гидрозатворами;

ж) по форме оболочек и фитилей: цилиндрические тепловые трубы; плоские тепловые трубы; паровые камеры; коаксиальные, кольцевые и другие виды тепловых труб; сложные теплообменные устройства.

14. Применение тепловых труб

Применение тепловых труб может быть таким же многообразным, как и их форма. Можно с уверенностью считать, что эти теплотехнические аппараты имеют крупное межотраслевое значение. Трудно отдать предпочтение какой-либо отрасли народного хозяйства. Покажем это на ряде примеров: внедрение теплообменников, работающих на принципе тепловых труб в нефтяной и газовой промышленности страны, позволит решить фундаментальную проблему прокладки нефте- и газопровода в районах вечной мерзлоты, охлаждать горячий газ после компрессорных станций, утилизировать тепло отходящих газов, газифицировать сжиженный газ в местах его потребления, термостабилизировать почву вдоль газо- и нефтепроводов, предотвращая ее размораживание и деградацию, создавать ледовые понтоны через болота и фундаменты буровых вышек, а также дороги в районах вечной мерзлоты.

В США и других ведущих капиталистических странах широко ведутся работы по применению низкотемпературных тепловых труб для нефтяной и газовой промышленности. Так, например, одна из американских фирм уже приступила к серийному выпуску тепловых труб длиной в 10—15 м для термостабилизации земли в районе прокладки нефтепроводов из Аляски в метрополию. В США также занимаются разработкой бура для сверхглубокого бурения скважин в виде миниатюрного ядерного реактора на быстрых нейтронах, охлаждаемого тепловыми трубами (рис. 2). Создаются лазе-

ры на принципе жидкометаллической тепловой трубы (рис. 3) [100].

Большие возможности имеются для успешного использования тепловых труб в энергетике и электротехнике. Так, например, центробежные тепловые трубы могут быть эффективно использованы в качестве теплообменника для подогрева воздуха, охлаждения жидкости, двигателей автобусов, валов и роторов машин, вентиляторов, подшипников газовых турбин (рис. 4), вентиляторов печей. Центробежные тепловые трубы с успехом применяются для охлаждения асинхронных двигателей с короткозамкнутым литым ротором [20]. Такие двигатели применяются преимущественно в машино-

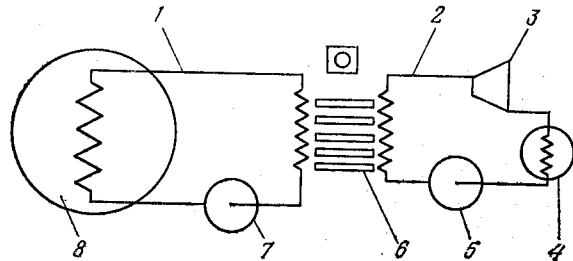


Рис. 2. Ядерный реактор на быстрых нейтронах с применением тепловых труб: 1 — жидкий металл; 2 — парогенератор; 3 — турбина; 4 — конденсатор; 5, 7 — насос; 6 — тепловые трубы; 8 — реактор на быстрых нейтронах

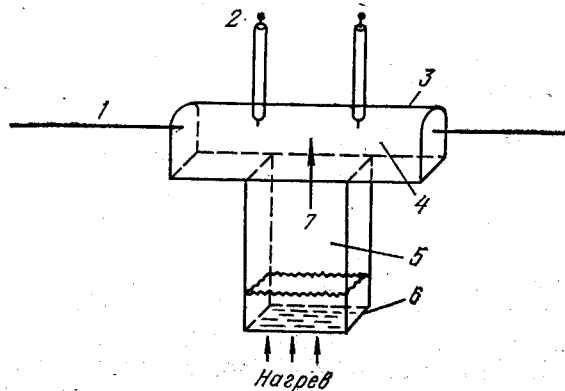


Рис. 3. Лазер на принципе жидкометаллической тепловой трубы: 1 — луч света; 2 — электроды; 3 — конденсатор; 4 — канал лазера; 5 — бойлер; 6 — теплоноситель; 7 — поток пара

строении. Благодаря использованию центробежной тепловой трубы в роторе возникли возможности электрического регулирования скорости вращения двигателя, отпала необходимость в сложных коробках передач и редукторах. Асинхронный двигатель (рис. 5) становится конкурентом двигателю постоянного тока, а стоимость его в несколько раз дешевле.

Успешно применяется центробежная тепловая труба в качестве массивного ротора в ряде специальных электрических асинхронных двигателей. Термическое сопротивление такого ротора снижено в 10-раз, а тепловой поток от статора к ротору значительно увеличился, что привело к существенному уменьшению температуры об-

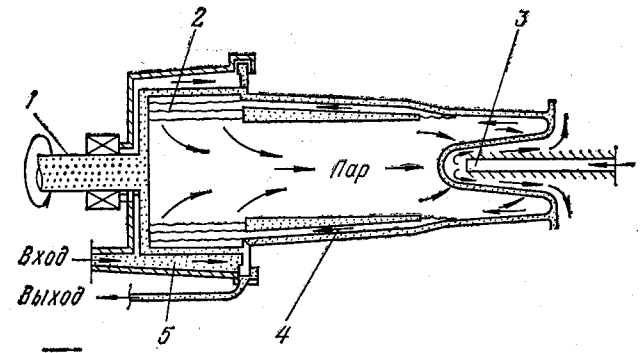


Рис. 4. Газовая турбина: 1 — вращающийся вал; 2 — жидкость; 3 — охладитель; 4 — канал для возврата конденсата; 5 — нагретое топливо

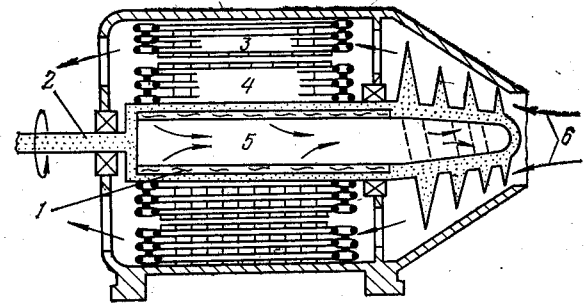


Рис. 5. Асинхронный двигатель: 1 — жидкость; 2 — вращающийся вал; 3 — статор; 4 — ротор; 5 — пар; 6 — воздух

мотки статора (на 15—20 °С). Температура ротора при этом понизилась более чем на 30 °С. Кроме осесимметричной центробежной трубы, для аналогичных целей используются центробежные трубы с околоосевым вращением, расположенные на каком-то расстоянии от оси ротора. Находят применение и классические тепловые трубы с капиллярным насосом для охлаждения обмоток статоров электрических машин.

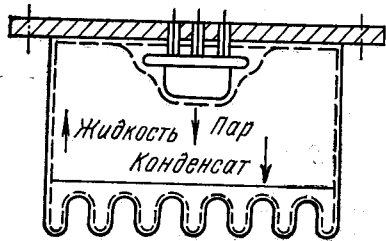


Рис. 6. Устройство для охлаждения полупроводниковых приборов

В электротехнической промышленности тепловые трубы успешно применяются не только для охлаждения электрических машин, но и для охлаждения высокоскоростных медных контактных выключателей. В качестве материала труб используется медь, теплоноситель — вода. Такие трубы снижают температуру движущегося контакта на 40—50 °С, а температуру неподвижных контактов на 30 °С. Передаваемая мощность 200—300 Вт.

В СССР в настоящее время проводятся исследования с целью выяснения возможностей применения тепловых труб для охлаждения трансформаторов как воздушных, так и маслонаполненных, миниатюрных и большой мощности, охлаждения электрических шинопроводов.

Проводятся исследования по применению тепловых труб в силовоточной электротехнике и электронике (рис. 6) (охлаждение полупроводниковых приборов — тиристоры, выпрямителей электрического тока) [21]. Так, например, западногерманская фирма «Браун Бовери Корпорейшн» разработала системы электронных приборов с помощью тепловых труб:

а) системы тиристоров мощностью более 1 кВт (термическое сопротивление тепловой трубы 0,035 °К/Вт, скорость обдува воздухом $v=6$ м/сек);

б) устройство для подвижных систем выпрямителя тока (700 Вт, термическое сопротивление 0,055 °К/Вт, скорость охлаждения воздуха $v=6$ м/сек).

В английской лаборатории (Signal Research and Development Establishment) созданы тепловые трубы в виде электрических изоляторов плоской формы, трубы очень малого диаметра, различные сочетания тепловых труб и термоэлектрических модулей.

Стандартизация тепловых труб позволяет в настоящее время создавать регенеративные и рекуперативные теплообменники для охлаждения или нагрева самых разнообразных устройств, начиная от электронных приборов и кончая воздухоподогревателями на электрических станциях, в системах отопления и кондиционирования. Появились возможности создания статических аккумуляторов и преобразователей тепловой энергии на базе тепловых труб, тепловых диодов, паровых камер и т. д. и материалов, изменяющих свое агрегатное состояние (расплавы солей, металлы и т. д.), мощностью 10—100 кВт/час (рабочая температура 600—800 °С), материал тепловых труб — нержавеющая сталь, теплоноситель — натрий. Высокотемпературные тепловые трубы на щелочных металлах могут быть успешно использованы в качестве электродов в генераторах плазмы.

В энергетике появились тенденции к созданию электрических станций, работающих на принципе утилизации солнечной энергии и термальных вод. В настоящее время на юге США строятся электрические станции мощностью 100 кВт и выше, представляющие собой батареи высокотемпературных тепловых труб, нагреваемых солнцем и оканчивающихся водяными парогенераторами или термоэлектрическими преобразователями. Такие батареи, совмещенные с аккумуляторами тепла, позволяют вырабатывать электроэнергию круглосуточно. Имеются проекты использования тепловых труб в качестве электрических кабелей и шинопроводов.

Тепловые трубы вместе с аккумуляторами тепловой энергии позволяют полностью решить проблему энергообеспечения и охлаждения автономных метеорологических радиостанций, работающих на батареях в труднодоступных местах (Крайний Север, Антарктида и т. д.). Такие радиостанции в режиме передачи могут временно потреблять энергию до 2 кВт, при этом вы-

деляемая тепловая энергия с помощью тепловых труб отдается в тепловые аккумуляторы, заполненные веществом, претерпевающим фазовый переход (октадекан). При работе станции в режиме приема потребляемая мощность составляет не более 100 Вт. В этом случае необходимо дополнительно подогревать батареи от тепловых аккумуляторов с помощью тепловых труб.

Тепловые трубы позволяют создавать дешевые термостатирующие ячейки для хроматографов, машины для скоростной сушки бумаги и тканей, термообработки медикаментов, пастеризации молока и фруктовых соков. В автомобильной и тракторной промышленности теплообменники на тепловых трубах позволяют успешно охлаждать масло в картерах, термостатировать жидкость в системах охлаждения двигателей и трансмиссий, создавать условия для климатизации кабин и т. д.

По данным английской национальной инженерной лаборатории в Глазго (East Kilbride), тепловые трубы и термосифоны успешно применяются в двигателях внутреннего сгорания для парообразования бензина, скопившегося в нижней части карбюратора с целью однородной подачи паров бензина в цилиндры двигателя. Для этого используется тепло отходящих газов, что приводит к существенной экономии топлива. Лаборатория использует теплообменники на базе тепловых труб для отопления кабин автомобилей и других видов промышленного транспорта, в качестве рекуператоров для утилизации тепла и т. д.

Фирма «Филлипс» успешно использует коаксиальные тепловые трубы из нержавеющей стали на жидком натрии в системах двигателей внешнего сгорания (Стирлинг, Эриксон) (электрически нагреваемые системы и теплообменные системы с использованием тепла горящих пламен). Фирмой разработаны коаксиальные тепловые трубы, которые используются в качестве изотермических втулок в печах. Рабочие температуры калиевых тепловых труб составляют 450 °С, а натриевых — от 700 до 850 °С.

Сотрудниками института в Уэльсе созданы тепловые трубы на органических теплоносителях, способные передавать несколько киловатт тепловой мощности на расстояние 3—4 м при рабочей температуре 300 °С. Оболочкой таких тепловых труб является нержавеющая

сталь, а в качестве теплоносителя используется термакс (эвтектическая смесь 73,5% окиси дифенила и 26,5% дифенила). Для фитилей используются сетки из нержавеющей стали с внутренней медной оболочкой и медным фитилем, которые имеют ресурс работы более 10 000 час при температуре 250 °С и выше. В настоящее время этой фирмой создаются конструкции тепловых труб, работающих в температурном диапазоне 50 — 2500 °С. Для лучшей смачиваемости нержавеющей стали водой последняя используется с добавками 0,05% диоктилнатрийсульфосахариата. Это поверхностно-активное вещество значительно улучшает смачиваемость поверхности трубы водой. Фирма «Фиат»

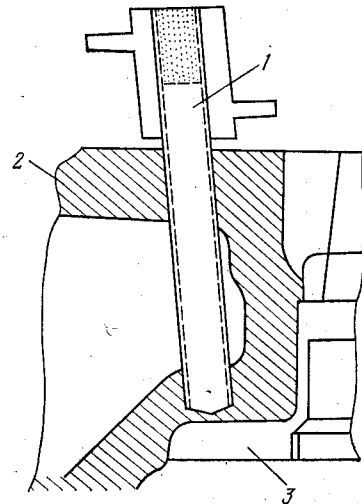


Рис. 7. Охлаждение кокиля с помощью тепловой трубы: 1 — тепловая труба; 2 — корпус кокиля; 3 — расплавленный металл

проводит широкий круг исследований по применению водяных тепловых труб в автомобильной и авиационной промышленности.

В СССР для нужд автомобильной и тракторной промышленности ведутся исследования параметров теплообменников на тепловых трубах с целью создания радиатора-термостата на газорегулируемых тепловых трубах, теплообменников масло — вода, масло — воздух, вода — газ и т. д. Представляет большой интерес использование теплообменников на тепловых трубах для подогрева масла в картерах тракторов и автомобилей, работающих в зимнее время, охлаждения или подогрева масла в трансмиссиях, подогрева топлива в заправочных цистернах и т. д.

Теплообменники на базе тепловых труб могут успешно использоваться для охлаждения кокилей для литья различных деталей двигателей [22] (рис. 7).

Большой интерес может представить использование охлаждающего эффекта тепловых труб для конструирования режущего инструмента.

Теплообменники, состоящие из термосифонов, начинают находить применение при создании холодильных и морозильных аппаратов [23].

Теплообменники на тепловых трубах типа воздух — воздух, жидкость — газ, жидкость — жидкость являются компактными, хорошо работают даже при небольших перепадах температур в противоточном режиме. При отношении потоков 1 : 1 можно передавать до 75 % тепла. Такие теплообменники могут быть созданы в температурном диапазоне —200—800 °С.

Большие перспективы применения в технике имеют тепловые трубы, содержащие теплоноситель с магнитовосприимчивыми частицами, управляемый магнитным полем [24].

Таким образом, для всех указанных конструкций тепловых труб имеются общие признаки (наличие фазовых переходов в зоне испарения и конденсации, потоков пара и жидкости, равенство между движущими силами и силами трения и инерции и т. д.), однако есть и существенные различия в механизме процесса переноса (ламинарное, турбулентное или переходное течение пара и жидкости); использовании движущих сил (капиллярное, гравитационное, центробежное, магнитное, электрическое, акустическое поля, а также их комбинация), вида теплоносителей (чистые жидкости, их смеси, смеси жидкостей и газов, жидкостей и твердых частиц, например ферромагнетиков в виде коллоидных растворов, и т. д.).

При конструировании устройств и аппаратов с использованием тепловых труб необходимо выбрать наиболее оптимальную конструкцию тепловой трубы и произвести расчет теплообмена с учетом граничных условий на ее внешней поверхности.

15. Капиллярные системы для тепловых труб

Основное назначение капиллярно-пористых фитилей в испарителях и конденсаторах — распределение жидкости на поверхности теплообмена в виде тонкой пленки и поддержание этой пленки с помощью капил-

лярных сил в широком диапазоне тепловых нагрузок. Для уменьшения термического сопротивления фитиля его выполняют из металла, обладающего высокой теплопроводностью, при этом стремятся добиться как можно лучшего теплового контакта между фитилем и греющей поверхностью. Существенную роль в уменьшении термического сопротивления пористого фитиля играет толщина пленки жидкости.

С одной стороны, желательно, чтобы она была как можно меньше, с другой, необходимо иметь достаточное количество жидкости, чтобы снять тепловой поток путем испарения.

В тепловых трубах и паровых камерах капиллярно-пористые фитили используются еще и как транспортные системы для перемещения жидкости из конденсатора в испаритель. Таким образом, капиллярно-пористые фитили служат насосами для перекачки жидкости против сил трения и тяжести, трубопроводами для перемещения жидкости из конденсатора в испаритель, поверхностями тепло- и массообмена в зоне испарения и конденсации, а также позволяют создавать наилучшие условия для смачивания греющей поверхности. Условия смачивания поверхности — один из наиболее важных критериев для отвода больших тепловых потоков во всех процессах испарения.

К фитилям тепловых труб и паровых камер предъявляются противоречивые требования: для уменьшения гидродинамического сопротивления фитиля при перемещении жидкости вдоль тепловой трубы необходимо увеличить размер пор и толщину фитиля, а для увеличения капиллярного напора и улучшения условий теплообмена необходимо уменьшить размер пор и толщину фитиля.

Эти противоречивые требования удовлетворяются различными способами, в частности путем помещения артерий в паровой канал, создания асимметричного фитиля и т. д.

К числу классических фитилей тепловых труб можно отнести:

1) сеточный фитиль, состоящий из двух-трех слоев металлической сетки, прижатой к внутренней поверхности трубы;

2) систему продольных капиллярных каналов, расположенных непосредственно в корпусе тепловой трубы;

3) пористые фитили из изотропной металлокерамики;
4) фитили из изотропного пористого материала (спеченные волокна, расположенные вдоль тепловой трубы, металлический войлок и т. д.);

5) фитили из гофрированной фольги;

6) комбинированные фитили (продольные каналы в корпусе трубы, закрытые сеткой, металлокерамика с сеткой и т. д.);

7) винтовую нарезку с продольной сетчатой артерией, прикрепленной либо к стенке трубы, либо расположенной по центру парового канала и соединяющейся пористыми ребрами с винтовой нарезкой;

8) асимметричные фитили из спеченного металлического волокна, металлокерамики, у которых утолщенная часть фитиля используется для продольного перемещения жидкости, а тонкая — поверхность теплообмена;

9) фитили полигонного типа, представляющие собой многоугольники, сделанные из металлической сетки и вставленные внутри трубы.

Наиболее часто используются сетки с размерами ячеек 0,05—0,5 мм. Фитиль, составленный из нескольких слоев сетки, имеет структуру, близкую к изотропной. Пористость сетчатых фитилей обычно достигает 0,6—0,7.

Один из методов крепления сетки к корпусу тепловой трубы — точечная сварка. Сварка, однако, возможна только в том случае, когда корпус и фитиль изготовлены из одного и того же материала или материалов, близких по свойствам (например, никель и нержавеющая сталь, медь и латунь и т. д.).

В работе [25] описан способ сварки сетки из нержавеющей стали в алюминиевом корпусе. Поверхность алюминия была предварительно покрыта слоем никеля, нанесенного гальваническим способом. В ИТМО АН БССР разработан способ надежного крепления сетки к стенке при внешнем обжатии труб.

Наряду с сетчатыми фитилями широкое распространение получили фитили в виде продольных капиллярных канавок на внутренней поверхности трубы.

Фитили канавочного типа имеют более высокую проницаемость по сравнению с фитилем сетчатого типа [26—28].

Форма поперечного сечения капиллярных пазов может быть различной в зависимости от условий работы

тепловой трубы. Препятствием для изготовления тепловых труб канавочного типа со сложной формой канавки, отличной от прямоугольной, является технологическая сложность их изготовления, хотя такие тепловые трубы могут оказаться более эффективными, чем трубы с канавками прямоугольной формы.

Промежуточное положение между сетчатыми фитилями и фитилями в виде канавок с точки зрения конструкции занимают гофрированные фитили [29].

Гофр может иметь прямоугольный, круглый или треугольный профиль. Для материала гофра можно использовать сетки или перфорированную фольгу.

В качестве критерия для сравнения пористых фитилей с точки зрения их транспортных свойств обычно пользуются произведением высоты капиллярного поднятия на проницаемость. Этот критерий $M = h_{\max} K$ характеризует величину капиллярного давления материала и трение жидкости при ее движении в порах. Чем больше величина критерия, тем производительнее система. При использовании капиллярных насосов в гравитационном поле нужно их сравнивать не только по критерию M , но и по величине h_{\max} .

Благоприятно воздействуют на транспортные свойства пористых фитилей окисление их поверхности при нагревании в воздухе [30]. Однако эффекты окисления металла оказывают положительный эффект при смачивании металлов далеко не всеми жидкостями.

В основном окисление металла件лезно для улучшения его смачивания водой, спиртом и ацетоном. Окисление поверхности приводит к увеличению h_{\max} , но, с другой стороны, снижает проницаемость пористого фитиля [31]. Эксперименты с ацетоном по смачиванию различных окисленных и неокисленных металлов не дали положительных результатов, т. е. высота и скорость поднятия жидкости не зависели от окисления поверхности металла.

Для криогенных тепловых труб на жидком азоте и кислороде очень перспективным оказался пористый фитиль с направленной капиллярной структурой, разработанный в США [32]. У этого фитиля капилляры направлены вдоль оси тепловой трубы, расположены в монолите меди или алюминия и не соединяются друг с другом. Для создания развитой межфазной поверхности в

зоне испарения и конденсации фитиля имеются конические срезы, в результате чего открывается большое количество капилляров на единицу площади. Например, в тепловой трубе диаметром 23 мм на длине конической части фитиля 40 мм открывается 49 500 капилляров.

Основные преимущества материала с направленной капиллярной структурой следующие:

1) высокая эффективная теплопроводность, приближающаяся к теплопроводности монолита;

2) хорошая проницаемость по жидкости, так как отсутствует извилистость пути;

3) устранение трения между противоположно направленными потоками пара и жидкости;

4) технология его производства позволяет получить заданную пористость и диаметр капилляров.

Наиболее простой способ получения материала с направленной капиллярной структурой — спекание параллельно расположенных металлических нитей.

Один из наиболее перспективных путей снижения термического сопротивления низкотемпературных тепловых труб — создание фитилей в виде винтовых нарезок с продольно расположенными артериями.

Простейшей артерией является коаксиальный капиллярный зазор, образуемый корпусом тепловой трубы и перфорированной цилиндрической стенкой [33, 34]. Отверстия в цилиндрической стенке в зоне испарения и конденсации позволяют осуществлять испарение жидкости и конденсацию пара, а также создают необходимый капиллярный напор.

Преимущество данной артерии — малое сопротивление трению жидкости, отсутствие трения между встречными потоками пара и жидкости. Недостаток — большое термическое сопротивление пленки жидкости в зоне испарения и конденсации, невысокая надежность работы при больших тепловых потоках вследствие осушения зазора при образовании пузырей пара в зоне испарения.

В настоящее время большее распространение получили артерии в виде трубы из сетки, прикрепленной к внутренней стенке тепловой трубы с винтовой нарезкой [53]. Артерии могут иметь самую разнообразную форму. Чаще всего они вынесены в паровой канал тепловой трубы и служат для осевого перемещения жидкости.

В тех случаях, когда теплообменная поверхность занимает только часть периметра тепловой трубы в зоне испарения и конденсации, оставшуюся часть периметра и теплоизолированную зону можно использовать для расположения там артерии. Часто это можно сделать просто за счет утолщения слоев сетки в этом месте [35]. Например, фитиль тепловой трубы [88] состоит из одного слоя сетки, занимающей 1/4 периметра трубы, там, где происходит теплообмен с приваренным радиационным экраном, и восемь слоев сетки из 3/4 периметра, где нет теплообмена. В работе [75] описана артерия, размещенная в центральной части алюминиевой тепловой трубы, имеющей внутренний диаметр 11,2 мм. Вокруг металлического стержня диаметром 1,58 мм спирально намотана сетка из нержавеющей стали с ячейкой 0,149 мм.

Зазор между витками сетки равен 0,33 мм и фиксируется с помощью продольных проволок этого же диаметра, расположенных в нескольких сечениях. Проволоки привариваются к сетке перед скручиванием ее в спираль. После скрутки спираль помещается в цилиндрический кожух из сетки с ячейкой 0,149 мм. Наружный диаметр кожуха равен 7,93. Центровка и крепление артерии внутри тепловой трубы, а также связь ее с винтовой нарезкой в зоне испарения и конденсации осуществляется посредством четырех жгутов из стеклоткани, равномерно расположенных по окружности вдоль тепловой трубы.

Жгуты составлены из трех слоев стеклоткани, одетых один на другой чулком. Хорошая смачиваемость артерии ацетоном создает необходимые условия для транспортировки рабочей жидкости вдоль трубы. Профиль треугольной нарезки в испарителе и конденсаторе трубы с углом при вершине 20°, глубиной 0,178 и 0,33 мм и шагом 0,254 и 0,31 мм соответственно. Такая конструкция артерии и зон теплообмена позволила получить минимальное термическое сопротивление тепловой трубы.

Тепловые трубы, используемые на земле в различных отраслях промышленности и, в частности, для бытовых целей, нуждаются в более простой технологии изготовления фитилей. В настоящее время имеется потребность в тепловых трубах, располагающихся горизонтально, длиной до 5 м и транспортирующих тепловые потоки до 5 кВт [90]. В таких тепловых трубах можно использо-

вать фитили полигонного типа, изготовленные в виде многоугольника из сетки, вставленного внутрь цилиндрической трубы.

Сегменты, образуемые сторонами многогранника и цилиндрической стенкой трубы, в свою очередь образуют артерии для транспорта жидкости вдоль оси.

Таким образом, основой успешной работы низкотемпературных тепловых труб является совершенство ее капиллярной структуры. Предельную производительность капиллярного насоса можно определить из равенства максимально развиваемого структурой капиллярного давления сумме потерь давления в жидкости и паре, при этом потери давления в жидкости являются основными.

Потери давления можно определить:

1) для металлокерамических, сетчатых или волоконистых структур

$$\Delta P_{\text{ж}} = \frac{\mu_{\text{ж}} Q_{\text{тр}}^{\text{эф}}}{K_{\text{пр}} \rho_{\text{ж}} P b \delta L} \pm l_{\text{тр}} \rho_{\text{ж}} g \sin \alpha,$$

$$l_{\text{тр}}^{\text{эф}} = \frac{l_{\text{и}} + l_{\text{к}}}{2} + l_{\text{а.з.}}$$

b — ширина; δ — толщина фитиля;

2) для системы продольных каналов треугольной, прямоугольной трапециевидальной или другой формы

$$\Delta P_{\text{ж}} = - \frac{32 \mu_{\text{ж}} Q_{\text{тр}}^{\text{эф}}}{\rho_{\text{ж}} L A D^2} \pm l_{\text{тр}} \rho_{\text{ж}} g \sin \alpha,$$

$$D = \frac{4A}{\text{смоченный периметр канавки}},$$

A — площадь поперечного сечения канавки.

U фитилей в виде многогранников с числом сторон N гидравлический диаметр

$$D = \frac{d_{\text{тр}} \left(\frac{\pi}{N} - 0,5 \sin \frac{360}{N} \right)}{\left(\frac{\pi}{N} + \sin \frac{180}{N} \right)}.$$

Капиллярное давление в фитилях

$$\Delta P_{\text{кап}} = 2\sigma \left(\frac{\cos \theta_1}{r_1} - \frac{\cos \theta_2}{r_2} \right),$$

θ_1 и θ_2 — контактные углы смачивания; r_1 и r_2 — радиусы кривизны поверхности раздела жидкость — пар в испарителе и конденсаторе.

Для пористой структуры эффективный радиус приблизительно равен [25] $r_{\text{эф}} = r_{\text{поры}}$, для канавок и пазов

$$r_{\text{эф}} = \frac{2A}{\text{смоченный периметр} - b}.$$

В соответствии с [92] эффективный радиус для треугольных канавок

$$r_{\text{эф}} = \frac{\delta_1}{\text{cces} \left(\frac{\alpha}{2} \right) - 1}$$

(δ_1 — высота канавок), полукруглых канавок

$$r_{\text{эф}} = \frac{\pi \delta_1}{\pi - 2},$$

квадратных канавок

$$r_{\text{эф}} = \delta_1.$$

Наиболее эффективными для теплообмена являются фитили в виде продольных канавок и винтовых нарезок с артериями, а также металлокерамические и войлочные фитили. Большими потенциальными возможностями обладает алюминиевый войлок, напеченный на алюминиевую стенку трубы.

16. Выбор теплоносителя тепловых труб

Для выбора теплоносителя конкретных видов тепловых труб необходимо проанализировать его теплофизические, термодинамические и химические свойства. При выборе жидкости большую роль играют высокие значения $\lambda_{\text{ж}}$, σ , L , $\rho_{\text{ж}}$. Жидкость должна быть химически стойкой и инертной по отношению к фитилю и кор-

пусу трубы, хорошо их смачивать, иметь низкую вязкость.

Один из важных факторов для выбора жидкости — давление ее насыщенных паров. Как известно, тепловые трубы могут быть использованы в температурном диапазоне между $T_{тр}$ и $T_{крит}$. Желательно, чтобы в рабочем диапазоне тепловой трубы давление насыщенных паров жидкости было умеренным.

Низкое парциальное давление отрицательно сказывается на величине критического теплового потока при кипении жидкости в испарителе, повышается скорость течения пара, его взаимодействие с обратным потоком жидкости, появляется перепад температур на границе раздела жидкость — пар. Все это отрицательно сказывается на работе тепловой трубы. С другой стороны, чрезмерно высокое давление пара требует наличия толстых стенок тепловой трубы, ограничивает выбор материалов из соображений прочности конструкции, увеличивает термическое сопротивление стенок.

Способность теплоносителя перемещаться по фитилю с помощью капиллярных сил обычно оценивается параметром $N_{ж} = \frac{\sigma \rho_{ж} L}{\mu_{ж}}$. Чем выше этот параметр, тем лучше транспортные свойства жидкости.

Свойства капиллярных насосов тепловых труб также принято представлять в виде параметра N_w , включающего геометрические размеры фитиля, его проницаемость, пористость и т. д. В работе [93] приведено выражение для максимально передаваемой мощности по тепловой трубе в виде функции произведения двух параметров $N_{ж} N_w$

$$Q_{max} = \Psi N_{ж} N_w \left(\frac{b}{l_{эф}} \right).$$

Для пористого тела

$$N_w = \frac{2K_p \Pi \delta}{r_{эф}}$$

Для канальной структуры

$$N_w = \frac{AD^2}{16l_w r}, \quad \Psi = 1 - \frac{r_{эф} l \rho_{ж} g \sin \alpha}{2\sigma}$$

Глава 2

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

В настоящее время проявляется значительный интерес к испарительно-конденсационным устройствам, передающим тепло в направлении, противоположном направлению поля тяжести. Это объясняется тем, что использование устройств для стабилизации температуры фундамента здания [38], предотвращения обмерзания навигационных буйков [39], охлаждения отдельных блоков вычислительных машин [40] и в различных конструкциях теплообменников [39] позволяет решить ряд серьезных проблем, связанных с надежным обеспечением требуемых температурных режимов работы перечисленных объектов. Кроме того, использование в теплообменниках тепловых труб с неконденсирующимся газом дает возможность осуществлять регулируемый теплообмен между теплоносителями, причем регулирование производится без дополнительных устройств, т. е. такие теплообменники обладают качественно новым свойством.

Обычно для передачи тепловой мощности в направлении, противоположном направлению поля тяжести, используется замкнутый испарительный термосифон. Непрерывность работы этого испарительно-конденсационного устройства обеспечивается течением пленки сконденсированной жидкости по его боковым стенкам под действием сил гравитации. Так как обычно конденсатором является часть этой стенки, то стекающая пленка создает термическое сопротивление тепловому потоку в радиальном направлении. Увеличение передаваемой мощности приводит к росту толщины пленки и, следовательно, к увеличению термического сопротивления в области конденсации. Перепад температуры по термо-

сифону становится нежелательно большим, что, например, снижает эффективность теплообменника. Эффективность теплообменника при использовании термосифона снижается также вследствие того, что конструкция не всегда позволяет заправить в него оптимальное количество рабочей жидкости. Как показали эксперименты [41], повысить эффективность теплопередачи можно, если в термосифон вставить капиллярно-пористый фитиль из спеченного металлического порошка высокой теплопроводности или артерию.

Широкое применение тепловых труб в условиях действия сил гравитации требует создания надежной инженерной методики расчета. Использование для расчета предельной мощности методик, предполагающих номинальное заполнение фитиля (под номинальным понимается количество жидкости, необходимое для насыщения фитиля и образования паровой фазы), может привести к значительным ошибкам. Поэтому в данной главе сделана попытка получить соотношения, которые позволили бы с достаточной степенью точности рассчитать предельную мощность для гравитационных тепловых труб, работающих в широком диапазоне температур.

С изменением рабочей температуры изменяется плотность пара и рабочей жидкости, а объем пор практически остается неизменным. В результате этого может образоваться излишек жидкости

$$\Delta m_{ж} = \pi (R_{\phi}^2 - R_{п}^2) \Pi l \frac{d\rho_{ж}}{dT} \Delta T. \quad (2.1)$$

Если образование этого излишка компенсируется увеличением массы паровой фазы, изменение которой запишется как

$$\Delta m_{п} = \pi R_{п}^2 l \frac{d\rho_{п}}{dT} \Delta T, \quad (2.2)$$

то при достаточно тщательной заправке тепловой трубы для расчета предельной мощности могут быть использованы существующие соотношения. В противном случае в условиях гравитации будет образовываться пленка жидкости, создающая дополнительный массовый поток из конденсатора в испаритель, что увеличит предельную мощность.

Изменение плотности жидкости и пара при изменении температуры может привести и к недосыщению фитиля, в результате чего предельная мощность, передаваемая тепловой трубой, уменьшится.

Таким образом, если масса излишка жидкости равна увеличению массы пара, т. е. если выполнено условие

$$B = \frac{V_{\phi}}{V_{нап}} \Pi \frac{\rho'_{ж}(T)}{\rho_{п}(T)} = \left(\frac{R_{\phi}^2}{R_{п}^2} - 1 \right) \Pi \frac{\rho'_{ж}(T)}{\rho_{п}(T)}, \quad (2.3)$$

то при номинальной заправке тепловой трубы могут быть использованы существующие методики. Если при увеличении температуры $B > 1$, то будет происходить образование пленки жидкости на поверхности фитиля, которая создаст не только дополнительное термическое сопротивление, но и увеличит теплосъем в испарителе. Если $B < 1$, то фитиль будет недосыщен рабочей жидкостью и предельная нагрузка уменьшится. При уменьшении рабочей температуры знаки неравенства изменяются на противоположные.

Таким образом, безразмерный комплекс B может быть использован для оценки влияния изменения рабо-

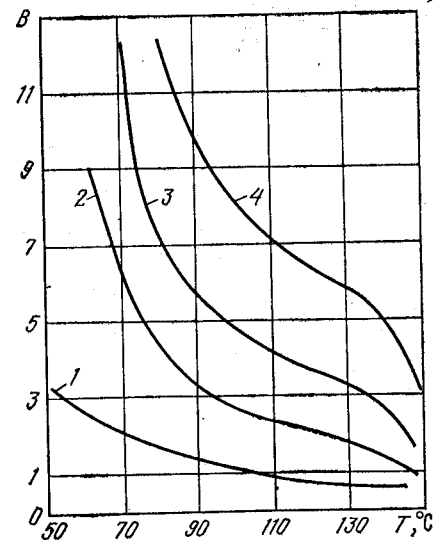


Рис. 8. Зависимость параметра B от температуры для тепловых труб на этаноле, $R_{\phi}/R_{п}$: 1 — 1,1; 2 — 1,25; 3 — 1,42; 4 — 1,66

чей температуры тепловой трубы на передаваемую ею предельную мощность. На рис. 8, 9 представлена зависимость параметра B от температуры для различных соотношений внешнего радиуса фитиля и радиуса парового канала.

По своему физическому смыслу параметр B представляет соотношение изменения масс жидкой и паровой фаз при изменении температуры в заданной области, т. е. кривые, приведенные на рис. 8, 9, позволяют судить

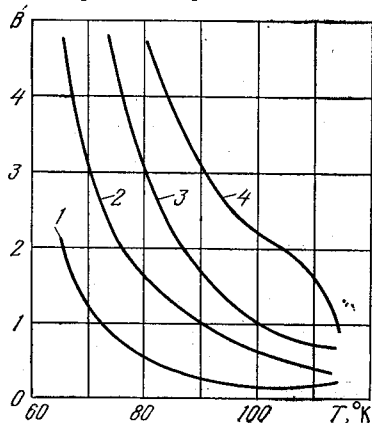


Рис. 9. Зависимость параметра B от температуры для тепловых труб на жидком азоте, $R_{\phi}/R_{п}$: 1—1,1; 2—1,25; 3—1,42; 4—1,66

о характере изменения соотношения фаз при незначительном отклонении от заданной температуры. Это позволяет выбрать то соотношение внешнего радиуса фитиля к радиусу

парового канала, при котором $B \approx 1$, что обеспечивает неизменность свойств тепловой трубы при работе в области заданной температуры. Полагая, что режим работы тепловой трубы, при котором фитиль недосыщен рабочей жидкостью, недопустим, с учетом приведенных кривых может быть определено количество жидкости, которое необходимо заправить в тепловую трубу, предназначенную для работы в широком диапазоне температур. В этом случае строится кривая зависимости параметра B от температуры для конкретной тепловой трубы, из которой определяется характер изменения соотношения фаз в рабочем диапазоне температур и определяется минимальное количество рабочей жидкости, не приводящее еще к недосыщению фитиля при изменении температуры во всем заданном диапазоне.

1. Гидродинамическая граница работы тепловой трубы с фитилем из спеченного металлического порошка

Использование тепловой трубы более целесообразно по сравнению с термосифоном, если выполняются следующие условия: термическое сопротивление тепловой трубы меньше термического сопротивления термосифона такой же геометрии, величина предельной мощности достаточна для использования тепловой трубы в заданной конструкции и технология изготовления тепловых труб проста. С этой точки зрения определенный интерес представляют тепловые трубы с фитилем из спеченного металлического порошка. Технология изготовления позволяет не только изготовить фитиль, но и спечь его со стенкой тепловой трубы. Это в свою очередь позволяет получить достаточно малое термическое сопротивление устройства и обеспечить высокую механическую прочность.

Для получения расчетных соотношений сделаем следующие допущения: фитиль имеет постоянную по длине толщину; поверхность раздела жидкость — пар в любой точке может быть охарактеризована одним радиусом кривизны; жидкость и пар рассматриваются при одной и той же температуре T_n ; плотность теплового потока по длине испарителя постоянна; диаметр парового канала намного больше толщины фитиля.

Если в тепловую трубу заправлено номинальное количество рабочей жидкости и при изменении температуры $B \approx 1$, то для расчета может быть использовано выражение

$$Q_{\max} = \frac{KS_{\phi}}{l} \left(\frac{9,75}{D_r} + \frac{\rho g l \sin \alpha}{\sigma} \right) \frac{\rho \sigma L}{\sigma} \quad (2.4)$$

Следует отметить, что выражение (2.4) в данном случае может быть использовано, так как частицы порошка, из которых изготавливается фитиль, как правило, имеют форму, близкую к сферической.

Если при номинальной заправке $B < 1$, т. е. фитиль недосыщен рабочей жидкостью, то ее перенос будет осуществляться по фитилю и только под действием сил гравитации. Поэтому для нормальной работы устройства необходимо, чтобы выполнялось соотношение

$$\Delta P_g \geq \Delta P_{ж} \quad (2.5)$$

Учитывая, что создаваемый напор давления запишется как

$$\frac{\Delta P_{ж}}{\Delta l} = -\rho g \quad (2.6)$$

и что течение жидкости в фитиле подчиняется закону Дарси, максимальная мощность, передаваемая тепловой трубой, запишется в виде

$$Q_{\max} = \frac{K(b)\rho^2 g L S_{\phi}}{\mu} \quad (2.7)$$

Если $B > 1$, то при увеличении температуры будет происходить образование пленки жидкости, создающей дополнительный массовый поток в испаритель. При горизонтальном и наклонном положениях получение простых расчетных соотношений затруднительно из-за несимметричного расположения пленки относительно оси тепловой трубы. Поэтому в данной главе выбрано вертикальное положение тепловой трубы, рассмотрение которого представляет интерес из практических соображений. Образование пленки в этом случае начнется не с самой верхней точки конденсатора, а с определенной его длины, которая определяется транспортной способностью фитиля. Это объясняется тем, что на данной длине фитиль справляется еще с переносом жидкости и пленка не образуется.

Длина участка конденсатора, на которой отсутствует стекающая пленка жидкости, может быть найдена из выражения (2.7) с учетом того, что $Q = 2\pi q_n l_0 R_{II}$:

$$l_0 = \frac{K\rho^2 g \delta_{\phi} L}{q_n \mu} \quad (2.8)$$

На данной длине конденсатора происходит перенос жидкости только в фитиле и под действием сил гравитации.

С появлением излишка жидкости образовавшаяся в нижней части конденсатора пленка начинает стекать вниз к испарителю, в результате чего эффективная длина фитиля, на которой происходит перенос рабочей жидкости как под действием гравитационных, так и капиллярных сил, будет уменьшаться. Уменьшение будет происходить до тех пор, пока не выделятся три участка: на

первом, длина которого может быть найдена из выражения (2.8), происходит перенос жидкости в фитиле под действием сил гравитации; на втором перенос жидкости осуществляется под действием сил гравитации как в пленке, так и в фитиле; на третьем перенос жидкости происходит только в фитиле под действием как капиллярных, так и гравитационных сил.

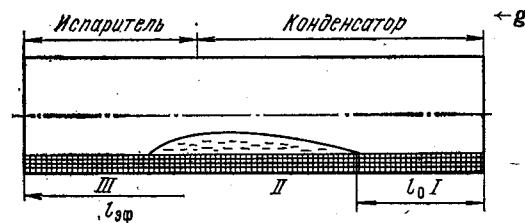


Рис. 10. Схема вертикальной гравитационной тепловой трубы

Массовый поток жидкости на участке II (рис. 10)

$$\dot{m} = 2\pi R_{II} \bar{\delta}_{ж} \bar{W} \rho + \frac{K\rho^2 g S_{\phi}}{\mu} \quad (2.9)$$

должен быть равен массовому потоку на участке III

$$\dot{m} = \frac{2\sigma K \rho S_{\phi}}{\mu r_{\min} l_{\text{эф}}} + \frac{K\rho^2 g S_{\phi}}{\mu} \quad (2.10)$$

Из этого условия

$$l_{\text{эф}} = \frac{2\sigma K \delta_{\phi}}{\mu r_{\min} \bar{\delta}_{ж} \bar{W}} \quad (2.11)$$

Предельная мощность, передаваемая тепловой трубой, в этом случае может быть найдена из соотношения (2.4), в котором за длину тепловой трубы берется эффективная длина, определяемая выражением (2.11).

Для проведения расчета предельной мощности необходимо определить среднюю толщину пленки и среднюю скорость жидкости в ней. Сделаем следующие упрощающие предположения:

1) течение в пленке носит ламинарный характер, капиллярные волны на поверхности пленки отсутствуют и силы поверхностного натяжения не влияют на течение;

2) влиянием потока пара на движение жидкости пренебрегаем, в связи с чем на поверхности раздела жидкость — пар касательные напряжения равны нулю;

3) диаметр трубы намного больше толщины пленки, поэтому рассматривается случай конденсации на плоскую поверхность.

Уравнение движения жидкости в пленке имеет вид

$$\mu \frac{d^2 w_y}{dx^2} = -\rho g. \quad (2.12)$$

Так как течение жидкости в пленке осуществляется на поверхности капиллярно-пористого фитиля, в котором также происходит перенос жидкости с определенной скоростью, то можно предположить, что будет происходить взаимодействие этих однонаправленных потоков. При этом взаимодействие будет тем сильнее, чем больше пористость капиллярной структуры. В результате такого взаимодействия скорость течения жидкости в пленке на поверхности фитиля не равна нулю, а будет функцией скорости течения жидкости в фитиле. Тогда граничные условия для уравнения (2.12) будут следующие:

$$x = 0, w_y = w_0 = f(v_{\text{ф}}), \quad (2.13)$$

$$x = \delta, \frac{dw}{dx} = 0. \quad (2.14)$$

Решение уравнения (2.12) с граничными условиями (2.13) и (2.14) дает зависимость скорости в пленке от координаты x

$$w = w_0 + \frac{\rho g \delta x}{\mu} - \frac{\rho g x^2}{2\mu}. \quad (2.15)$$

Средняя скорость течения слоя конденсата на расстоянии

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} w dx = w_0 + \frac{\rho g \delta^2}{3\mu}. \quad (2.16)$$

Из этого выражения видно, что средняя скорость жидкости в пленке по сравнению со скоростью, полученной для пленочной конденсации при ламинарном стекании по вертикальной стенке Нуссельтом, будет больше.

Найдем теперь зависимость толщины пленки от осевой координаты y . Для этого рассмотрим перенос тепла через пленку. Предположим, что температура на поверхности пленки равна температуре пара рабочей жидкости, конвективный перенос тепла не учитывается, учитывается только изменение теплопроводности вдоль оси x (поперек пленки), а изменение теплопроводности вдоль пленки во внимание не принимается.

Если в конденсаторе тепловой трубы выделить элемент dy , то конденсация пара на поверхности пленки этого элемента приводит к увеличению количества жидкости в пленке на выходе по сравнению с количеством на входе. Выражение для нахождения этого увеличения в единицу времени можно записать в виде

$$dm = d(\rho_{\text{ж}} \bar{w} \delta) = \rho w_0 d\delta + \frac{\rho^2 g \delta^2}{\mu} d\delta. \quad (2.17)$$

Выделяемое при конденсации тепло передается через пленку жидкости. По закону Фурье количество тепла, переданное через слой конденсата, можно записать как

$$|q| = \frac{\lambda}{\delta} (T_{\text{н}} - T_{\text{ст}}). \quad (2.18)$$

Если пренебречь переохлаждением конденсата, то, разделив плотность теплового потока на теплоту испарения L , получим количество конденсата в единицу времени

$$dm = \frac{\lambda}{\delta L} (T_{\text{н}} - T_{\text{ст}}) dy. \quad (2.19)$$

Тогда из уравнений (2.17) и (2.19) получим

$$\frac{\lambda}{\delta L} (T_{\text{н}} - T_{\text{ст}}) dy = \rho w_0 d\delta + \frac{\rho^2 g \delta^2}{\mu} d\delta. \quad (2.20)$$

После интегрирования этого уравнения с учетом того, что при $z = 0, \delta = 0, z = y - l_0$, имеем

$$\delta = \sqrt{\sqrt{\frac{\mu^2 w_0^2}{\rho^2 g^2} + \frac{4\lambda\mu}{\rho^2 Lg} (T_{\text{н}} - T_{\text{ст}}) z} - \frac{\mu w_0}{\rho g}}. \quad (2.21)$$

Следует отметить, что интегрирование уравнения (2.20) производилось в предположении, что температура стенки $T_{\text{ст}}$ не зависит от координаты.

Из описанной физической картины работы вертикально расположенной тепловой трубы видно, что излишек жидкости может быть и преднамеренно заправлен в нее с целью увеличения предельной мощности. Так как часть поверхности фитиля в конденсаторе и вся его поверхность, в испарителе свободны от пленки жидкости, то термическое сопротивление тепловой трубы при достаточно высокой эффективной теплопроводности фитиля может быть меньше термического сопротивления термосифона. Пленка жидкости, которая покрывает поверхность фитиля в адиабатической зоне, выполняет функции артерии.

При описанном режиме работы гравитационной тепловой трубы заправленная масса рабочей жидкости m идет на насыщение фитиля m_1 , образование паровой фазы m_2 и пленки жидкости m_3 :

$$m = m_1 + m_2 + m_3. \quad (2.22)$$

Когда пленка жидкости на поверхности фитиля образуется вследствие изменения температуры от T_1 до T_2 , m_3 может быть определено из выражения

$$m_3 = \bar{B} \Delta \rho_{\text{п}} V_{\text{п}}, \quad (2.23)$$

где $\bar{B} = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_1}^{T_2} B dT$ определяется из кривых, представленных на рис. 8,9. Эта масса связана со средней толщиной пленки соотношением

$$m_3 = 2\pi R_{\text{п}} \bar{\delta}_{\text{ж}} (l - l_0 - l_{\text{эф}}) \rho_{\text{ж}}. \quad (2.24)$$

Из выражений (2.23) и (2.24)

$$\bar{\delta}_{\text{ж}} = \frac{\bar{B} \Delta \rho_{\text{п}} V_{\text{п}}}{2\pi R_{\text{п}} (l - l_0 - l_{\text{эф}}) \rho_{\text{ж}}}. \quad (2.25)$$

Если в тепловую трубу преднамеренно заправляется излишек жидкости, то из (2.22) и (2.24) с учетом того, что $m_1 = 2\pi R_{\text{п}} \delta_{\text{ф}} \rho_{\text{ж}} l$, а $m_2 = \pi R_{\text{п}}^2 \rho_{\text{п}} l$, получим

$$\bar{\delta}_{\text{ж}} = \frac{m - \pi R_{\text{п}} l (2\delta_{\text{ф}} \rho_{\text{ж}} + \rho_{\text{п}} R_{\text{п}})}{2\pi R_{\text{п}} \rho_{\text{ж}} (l - l_0 - l_{\text{эф}})}. \quad (2.26)$$

Таким образом, анализ работы гравитационной вертикально расположенной тепловой трубы с фитилем из

спеченного металлического порошка показывает, что при изменении рабочей температуры могут наблюдаться три режима работы: с недосыщением фитиля, номинальным заполнением тепловой трубы и образованием на поверхности фитиля пленки жидкости. В каждом из перечисленных режимов работы используются для расчета предельной мощности свои соотношения. Критерием для выбора расчетного соотношения может служить безразмерный параметр B .

2. Гидродинамическая граница работы гравитационной артериальной тепловой трубы с нарезкой

Как уже отмечалось, увеличение передаваемой мощности приводит к росту толщины пленки стекающей по стенке жидкости и увеличению термического сопротивления тепловому потоку в радиальном направлении. Для избежания этого эффекта, кроме тепловых труб с фитилями из спеченного металлического порошка, могут быть использованы артериальные тепловые трубы с нарезкой.

Эффективность работы таких тепловых труб в том, что сконденсированная на стенках рабочая жидкость под действием капиллярных сил, создаваемых винтовой нарезкой, отсасывается в артерию. В артерии эта жидкость под действием гравитационных сил перемещается в область испарения, где распределяется по поверхности с помощью такой же нарезки, как и в испарителе. Увеличение тепловой нагрузки в этом случае приведет к увеличению капиллярного напора и скорости перекачки жидкости в испаритель (если не превышает предельно возможная нагрузка). Термическое сопротивление не изменится, так как заполнение канавок нарезки рабочей жидкостью практически не зависит от передаваемой тепловой нагрузки.

Различие в движущих силах при движении рабочей жидкости в нарезке и артерии приводит к тому, что расчет гидродинамической границы работы артериальной гравитационной трубы невозможен с использованием общепринятых аналитических моделей испарительно-конденсационных устройств.

Для нормальной работы таких тепловых труб необходимо, чтобы потери давления на каждом участке (канавки-нарезки на стенках испарителя и конденсатора и артерия) не превышали создаваемых на этих участках движущих напоров давления, т. е. в отличие от горизонтально расположенных тепловых труб для нормальной работы гравитационной артериальной трубы требуется одновременное выполнение соотношений:

$$\Delta P_{\text{ж}}^{\text{н}} \leq \Delta P_{\text{кап}}^{\text{н}}, \quad (2.27)$$

$$\Delta P_{\text{ж}}^{\text{к}} \leq \Delta P_{\text{кап}}^{\text{к}}, \quad (2.28)$$

$$\Delta P_{\text{ж}}^{\text{а}} \leq \Delta P_{\text{г}}. \quad (2.29)$$

Нарушение хотя бы одного из этих условий приведет к тому, что на внутренней стенке трубы (если это позволит количество жидкости, заправленной в тепловую трубу) появится стекающая пленка жидкости, которая будет создавать дополнительное термическое сопротивление, что не всегда желательно.

В дальнейшем будем предполагать, что тепловая труба имеет только две зоны: испарения и конденсации; плотность теплового потока в испарителе и конденсаторе постоянна; глубина нарезки намного меньше диаметра парового канала; перепад температуры в радиальном направлении достаточно мал, чтобы пренебречь зависимостью свойств рабочей жидкости от температуры; влияние зон испарения и конденсации друг на друга не принимается во внимание; движение жидкости по артерии подчиняется закону Дарси; в артерии капиллярный потенциал по сравнению с гравитационным пренебрежимо мал; тепловая труба работает в испарительном режиме.

Так как гидродинамическая граница работы артериальной гравитационной тепловой трубы определяется не одним неравенством, а несколькими, члены которых связаны между собой, то величина предельной тепловой мощности, которую способно передать устройство, будет определяться соотношением между шириной канавки и радиусом пор в артерии. Это соотношение определяющее, так как от него зависит перенос жидкости на участках: испаритель, конденсатор, артерия.

Сначала рассмотрим случай, когда $\delta_0 > r_0 \cos \alpha$. Ширину канавки рассматривается в соотношении с удвоенным

радиусом поры, так как в артерии мениск двумерный в отличие от канавки, где его, ввиду того что $R_n \gg \delta_0$, можно считать одномерным.

В конденсаторе, когда передаваемая тепловой трубой мощность близка к максимальной, в наиболее удаленных от места отсоса жидкости точках (точка А на рис. 11) мениски становятся плоскими. Для переноса

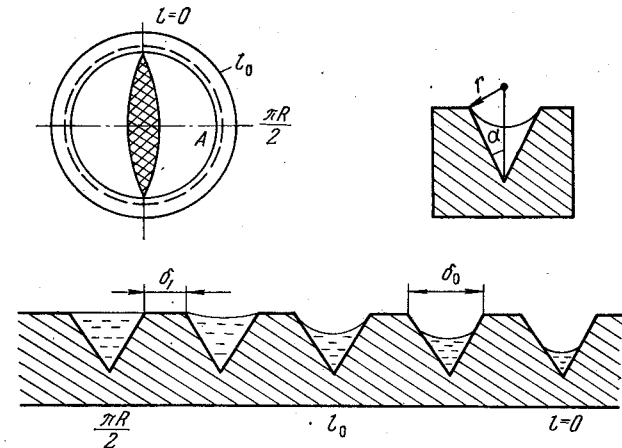


Рис. 11. Артериальная гравитационная тепловая труба с нарезкой

скоонденсированной жидкости по канавке необходимо наличие градиента давления, который будет возникать вследствие изменения кривизны мениска. По мере течения жидкости по канавке к артерии кривизна мениска будет увеличиваться до тех пор, пока не достигнет максимальной для данной смоченной ширины канавки величины. То расстояние, на котором кривизна становится равной $\frac{1}{r_0}$, условно обозначим l_0 . Дальнейшее увеличе-

ние кривизны мениска, которое обеспечивает движение жидкости к артерии, происходит за счет втягивания этих менисков в резьбовую канавку. При этом минимальный радиус кривизны мениска в канавке не может быть меньше удвоенного радиуса кривизны мениска в артерии, так как в месте контакта артерии со стенкой имеет место непрерывность давления. На рис. 9 схематически изображено развитие мениска при течении жидкости по

канавке. Используя принципы анализа, проделанного Морицом [42], найдем предельное значение перекачивающей способности канавок в конденсаторе.

Если в конденсаторе гравитационной тепловой трубы выполняется соотношение $\delta_0 > r_a \cos \alpha$, то уравнения, описывающие движение жидкости в канавке нарезки, должны быть записаны для двух участков: от $\frac{\pi R}{2}$ до l_0 , где происходит движение при неизменной смоченной ширине канавки, и от l_0 до $l=0$, где смоченная ширина канавки изменяется.

Массовый расход \dot{m} при $q = \text{const}$ уменьшается пропорционально l , откуда следует

$$\dot{m}(l) = \dot{m}_0 \left(1 - \frac{2l}{\pi R} \right), \quad (2.30)$$

где

$$\dot{m}_0 = \frac{q(\delta_0 + \delta_1)\pi R}{4L}; \quad (2.31)$$

δ_0 — ширина канавки; δ_1 — расстояние между канавками.

Этому массовому расходу соответствует поперечное сечение потока жидкости на участке от l_0 до $l=0$ с площадью

$$S_{ж} = \frac{\delta^2(l)}{4} \left[\text{tg} \alpha + \text{ctg} \alpha - \frac{(\pi/2 - \alpha)}{\cos^2 \alpha} \right] \quad (2.32)$$

и гидравлическим диаметром

$$d(l) = \frac{\delta(l)}{2} \left[\text{tg} \alpha + \text{ctg} \alpha - \frac{(\pi/2 - \alpha)}{\cos^2 \alpha} \right] \sin \alpha. \quad (2.33)$$

Поскольку гидравлический диаметр в практических случаях достаточно мал, чтобы считать течение жидкости по канавке ламинарным, то в соответствии с законом Пуазейля можно записать

$$\Delta P_{ж} = - \frac{32 \dot{m}(l) \mu}{S_{ж}(l) d^3(l) \rho} \Delta l. \quad (2.34)$$

Из уравнений (2.30) — (2.34) получим

$$\Delta P_{ж} = - \frac{128 q (\delta_0 + \delta_1) \pi R \left(1 - \frac{2l}{\pi R} \right) \mu}{\delta^4(l) L \rho C(\alpha)}. \quad (2.35)$$

Капиллярный напор на участке от l_0 до $l=0$ будет определяться и изменением кривизны мениска, а так как кривизна мениска здесь меняется только за счет заглупления, то

$$\Delta P_{кап} = \frac{\sigma \cos \theta}{r^2} \Delta r. \quad (2.36)$$

При записи этого соотношения учитываем, что мениски в канавках искривлены только в одной плоскости, так как радиус парового канала намного больше ширины канавки.

Принимая во внимание, что

$$\Delta r = \frac{d\delta}{dl} f(\alpha) \Delta l, \quad (2.37)$$

$$r^2 = \frac{\delta^2(l)}{4} f(\alpha), \quad (2.38)$$

из уравнения (2.36) получим

$$\Delta P_{кап} = \frac{4\sigma \cos \theta}{\delta^2(l)} \cdot \frac{d\delta}{dl} \Delta l. \quad (2.39)$$

Подставив выражения (2.35), (2.39) в соотношение (2.28), запишем уравнение для нахождения зависимости смоченной ширины канавки от координаты

$$\delta^2(l) d\delta = K (\delta_0 + \delta_1) (\pi R - 2l) dl, \quad (2.40)$$

где

$$K = \frac{32 q \mu}{\sigma L \rho C(\alpha) \cos \theta}. \quad (2.41)$$

Интегрируя выражение (2.40) с учетом того, что при $l = l_0$ $\delta(l) = \delta_0$, находим

$$\delta^3(l) = \delta_0^3 - 3K (\delta_0 + \delta_1) (l_0 - l) (\pi R - l - l_0). \quad (2.42)$$

По мере движения жидкости по канавке к артерии радиус кривизны мейска уменьшается, но он не может стать меньше удвоенного радиуса кривизны, которую имеет в артерии поверхность раздела жидкость — пар. Таким образом, при $l=0$ $\delta(l) = r_a \cos \alpha$ и из уравнения (2.42) можно записать

$$K = \frac{\delta_0^3 - r_a^3 \cos^3 \alpha}{3(\delta_0 + \delta_1)l_0(\pi R - l_0)}. \quad (2.43)$$

Приравнивая правые части уравнений (2.41) и (2.43), получаем выражение для максимальной тепловой нагрузки, которая может отводиться поверхностью конденсатора:

$$q_{\max} = \frac{(\delta_0^3 - r_a^3 \cos^3 \alpha) \cos \theta C(\alpha)}{96(\delta_0 + \delta_1)l_0(\pi R - l_0)} \cdot \frac{\sigma L \rho}{\mu}, \quad (2.44)$$

где

$$C(\alpha) = \left[\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{ctg} \alpha - \frac{(\pi/2 - \alpha)}{\cos^2 \alpha} \right]^3 \sin^2 \alpha. \quad (2.45)$$

Так как в уравнение (2.44) входит величина l_0 , которая зависит от процессов переноса на участке от $\pi R/2$ до l_0 , то для ее нахождения рассмотрим соотношение сил в этой части канавки. Для записи соотношений принимается следующее упрощающее предположение: площадь поперечного сечения потока и гидравлический диаметр на участке от $\pi R/2$ до l_0 постоянны и равны среднеарифметическим из их значений в сечениях на концах. Исходя из сказанного, запишем выражение для падения давления под действием сил трения в виде

$$\Delta P_{\text{ж}} = - \frac{32 \dot{m}_{\text{ср}} (\pi R/2 - l_0) \mu}{S_{\text{ж}} d^2 \rho}, \quad (2.46)$$

где

$$S_{\text{ж}} = \frac{\delta_0^2}{4} \left[\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{ctg} \alpha - \frac{(\pi/2 - \alpha)}{\cos^2 \alpha} \right], \quad (2.47)$$

$$d = \frac{\delta_0}{2} \left[\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{ctg} \alpha - \frac{(\pi/2 - \alpha)}{\cos^2 \alpha} \right] \sin \alpha, \quad (2.48)$$

$$\dot{m}_{\text{ср}} = \frac{\dot{m}_0}{2} \left(1 - \frac{2l_0}{\pi R} \right), \quad (2.49)$$

или, используя уравнения (2.47) — (2.49), перепишем (2.46)

$$\Delta P_{\text{ж}} = - \frac{128 q (\pi R/2 - l_0)^2 \mu (\delta_0 + \delta_1)}{\delta_0^4 \rho L C(\alpha)}. \quad (2.50)$$

Капиллярный напор на участке от l_0 до $\pi R/2$ определяется так:

$$\Delta P_{\text{кап}} = \frac{2\sigma \cos \theta \cos \alpha}{\delta_0}. \quad (2.51)$$

Из уравнений (2.50), (2.51) получим выражение для l_0 :

$$l_0 = \frac{\pi R}{2} - \sqrt{\frac{\sigma \delta_0^3 \cos \theta \cos \alpha \rho L C(\alpha)}{64 q (\delta_0 + \delta_1) \mu}}. \quad (2.52)$$

Тогда предельная тепловая нагрузка, снимаемая конденсатором тепловой трубы, может быть вычислена из уравнения

$$q_{\max}^k = \frac{(3\delta_0^3 \cos \alpha + 2\delta_0^3 - 2r_a^3 \cos^3 \alpha) C(\alpha) \cos \theta}{48 \pi^2 R^2 (\delta_0 + \delta_1)} \cdot \frac{\rho L \sigma}{\mu}. \quad (2.53)$$

Сконденсированная на боковых стенках жидкость под действием капиллярных сил отсасывается канавками в артерию, где уже под действием сил гравитации перемещается в область теплоподвода — испаритель. В процессе отсоса и переноса жидкости артерией ее насыщенность рабочей жидкостью будет меняться в зависимости от расстояния до верхнего конца трубы. Для обеспечения нормальных рабочих характеристик тепловой трубы необходимо, чтобы артерия достигала полного насыщения жидкостью на границе испаритель—конденсатор. Если это условие не будет выполнено и насыщение артерии жидкостью наступит выше этой границы, то отсос жидкости с участка внутренней стенки, соединенного с полностью насыщенной частью артерии, прекратится. Это вызовет образование пленки жидкости, стекающей по внутренней стенке трубы, и, следовательно, увеличение термического сопротивления.

Таким образом, для нормальной работы тепловой трубы необходимо, чтобы гравитационные силы обеспечили прокачку через сечение артерии на границе испаритель — конденсатор всей сконденсированной массы

жидкости с необходимой скоростью, иначе говоря, должно выполняться соотношение (2.29).

Массовая скорость движения жидкости по артерии из закона Дарси может быть записана в виде

$$\dot{m} = \frac{\rho S_a K}{\mu} \cdot \frac{\Delta P}{\Delta h}, \quad (2.54)$$

где

$$\dot{m} = \frac{Q}{L}. \quad (2.55)$$

Так как движение происходит под действием гравитационных сил, то

$$\frac{\Delta P}{\Delta l} = \rho g, \quad (2.56)$$

и выражение для предельной передаваемой мощности, которая определяется транспортными способностями артерии, запишется как

$$Q_{\max} = \frac{\rho^3 K L S_a g}{\mu}. \quad (2.57)$$

Сконденсированная жидкость по артерии перекачивается в область испарения и с помощью канавок распределяется по внутренней стенке испарителя, к которой подводится тепло. Для нормальной работы испарителя тепловой трубы требуется, чтобы капиллярный напор, возникающий за счет различия кривизны менисков в артерии и канавках, не превышал потерь при движении жидкости в последних. Так как с самого начала предполагалось, что капиллярными силами в артерии по сравнению с гравитационными можно пренебречь, то считаем, что кривизна мениска в артерии постоянна по ее длине. Таким образом, в точке испарителя $l=0$ кривизна мениска в канавке равна $r_a \cos \alpha$. Ввиду того что рассматривается случай, когда $\delta_0 > r_a \cos \alpha$, течение жидкости будет происходить при неполном заполнении канавок и с изменением радиуса кривизны менисков от $r_a \cos \alpha$ до r_{\min} за счет изменения глубины. Интегрированные уравнения (2.40) с учетом сказанного и того, что при $l=0$, $\delta = r_a \cos \alpha$, дает

$$\delta^3(l) = r_a^3 \cos^3 \alpha - 3K(\delta_0 + \delta_1)(\pi R - l). \quad (2.58)$$

Таким образом, получено выражение для смоченной ширины канавки, которая уменьшается с увеличением l . Это уменьшение, как показано Морицом [42], не может происходить бесконечно. Предельное значение смоченной ширины канавки может быть записано в виде

$$\delta_{\min} = \frac{q^2 \delta_0^2}{\rho L^2 \sigma \cos \theta} f(\alpha). \quad (2.59)$$

Но при практическом использовании оказывается, что минимальное значение смоченной ширины канавки настолько меньше $r_a \cos \alpha$, что им можно пренебречь. Тогда из уравнений (2.41) и (2.58) с учетом того, что при $l = \pi R/2$, $\delta(l) = 0$, получим

$$q_{\max}^i = \frac{r_a^3 \cos^3 \alpha C(\alpha) \cos \theta}{24(\delta_0 + \delta_1) \pi^2 R^2} \cdot \frac{\sigma \rho L}{\mu}. \quad (2.60)$$

Рассмотрим теперь случай, когда $\delta_0 = r_a \cos \alpha$. При этом в канавках конденсатора будет происходить течение рабочей жидкости с постоянной смоченной шириной канавки, и радиус кривизны мениска будет изменяться от ∞ в точке $\pi R/2$ до $r_a \cos \alpha$ в точке $l=0$. Тогда из уравнений (2.50) и (2.51) получим выражение для предельной тепловой нагрузки конденсатора

$$q_{\max}^k = \frac{\delta_0^3 \cos \alpha \cos \theta C(\alpha)}{16\pi^2 R^2 (\delta_0 + \delta_1)} \cdot \frac{\sigma \rho L}{\mu}. \quad (2.61)$$

Течение жидкости по артерии при данном соотношении размера пор и ширины канавки, как и в далее рассматриваемом случае, ничем не отличается от рассмотренного.

Течение жидкости в канавках испарителя тепловой трубы будет происходить только за счет изменения кривизны поверхности раздела жидкость — пар вследствие ее заглубления. Тогда, принимая во внимание тот факт, что при $l = \pi R/2$, $\delta = \delta_{\min}$ и $\delta_{\min} \ll \delta_a$, выражение для предельной нагрузки испарителя вследствие ограничения по перекачке примет вид

$$q_{\max}^i = \frac{\delta_0^3 \cos \theta C(\alpha)}{24\pi^2 R^2 (\delta_0 + \delta_1)} \cdot \frac{\sigma \rho L}{\mu}. \quad (2.62)$$

Возможен и случай, когда $\delta_0 < r_a \cos \alpha$. Как и раньше, в точке А радиус кривизны мениска в пределе будет

равен ∞ . Так как для обеспечения непрерывного оттока жидкости в артерию необходимо наличие градиента давления, возникающего вследствие различия кривизны менисков, то, исходя из того, что в точке $l=0$ радиус кривизны не будет меньше r_a и что $r_a \cos \alpha > \delta_0$, можно заключить: течение жидкости по канавке будет происходить при постоянной смоченной ширине, но с изменением радиуса кривизны мениска от ∞ до r_a .

Тогда вместо уравнений (2.47), (2.48) и (2.49) имеем

$$S_{ж} = r_a^2 \arcsin \frac{\delta_0}{2r_a} - \frac{\delta_0}{2} \left(\sqrt{r_a^2 - \frac{\delta_0^2}{4}} + \frac{\delta_0}{2} \operatorname{ctg} \alpha \right), \quad (2.63)$$

$$d = \left[r_a^2 \arcsin \frac{\delta_0}{2r_a} - \frac{\delta_0}{2} \times \right. \\ \left. \times \left(\sqrt{r_a^2 - \frac{\delta_0^2}{4}} + \frac{\delta_0}{2} \operatorname{ctg} \alpha \right) \frac{\sin \alpha}{\delta_0} \right], \quad (2.64)$$

$$\dot{m}_{ср} = \frac{\dot{m}_0}{2}. \quad (2.65)$$

Эти выражения для площади и гидравлического диаметра сложные для дальнейшего анализа, поэтому с целью упрощения будем полагать, что $r_a \gg \delta_0$. Уравнения (2.63) и (2.64) могут быть записаны как

$$S_{ж} = \frac{\delta_0 r_a}{2}, \quad (2.66)$$

$$d = \frac{r_a \sin \alpha}{2}. \quad (2.67)$$

Подставляя полученные выражения в уравнение Пуазейля

$$\Delta P_{ж} = \frac{16\pi \dot{m}_{ср} R \mu}{S_{ж} d \rho} \quad (2.68)$$

и учитывая, что выражение для капиллярного напора также записывается в ином по сравнению с приведенным виде

$$\Delta P_{кап} = \frac{\sigma \cos \theta}{r_a}, \quad (2.69)$$

получаем

$$q_{\max}^k = \frac{\delta_0 r_a^2 \cos \theta \sin^2 \alpha}{16\pi^2 R^2 (\delta_0 + \delta_1)} \cdot \frac{\sigma \rho L}{\mu}. \quad (2.70)$$

Как уже отмечалось, перенос жидкости по артерии будет происходить так же, как и в первом случае. Поэтому перейдем к описанию процессов переноса в испарителе, помня, что изменения мениска по артерии не происходит.

Предположение, что $r_a \gg \delta_0$, позволяет считать радиус кривизны мениска в точке $l=0$ испарителя равным ∞ . Тогда при движении жидкости по канавке, как и в первом случае для конденсатора, можно выделить два участка. На первом перепад давления создается за счет изменения кривизны мениска при неизменной смоченной ширине, на втором напор давления создается благодаря изменению кривизны мениска вследствие его заглупления.

Учитывая, что минимальное значение смоченной ширины канавки в точке $\pi R/2$ намного меньше ширины канавки, выражение для предельной тепловой нагрузки испарителя на втором участке из уравнения (2.44) может быть переписано в виде

$$q_{\max}^n = \frac{\delta_0^3 \cos \theta C(\alpha)}{96 (\delta_0 + \delta_1) l_0 (\pi R - l_0)} \cdot \frac{\sigma \rho L}{\mu}. \quad (2.71)$$

Принимая во внимание, что для испарителя средний массовый расход запишется как

$$\dot{m}_{ср} = \dot{m}_0 \left(1 - \frac{l_0}{\pi R} \right), \quad (2.72)$$

запишем вместо уравнения (2.50)

$$\Delta P_{ж} = \frac{64q (\delta_0 + \delta_1) (\pi R - l_0) (\pi R/2 - l_0) \mu}{\delta_0 \rho C(\alpha)}. \quad (2.73)$$

Тогда из (2.51) и (2.73) получим предельную тепловую нагрузку на первом участке в зависимости от его длины

$$q_{\max}^n = \frac{\delta_0^3 \cos \alpha \cos \theta C(\alpha)}{64 (\delta_0 + \delta_1) (\pi R - l_0) (\pi R/2 - l_0)}. \quad (2.74)$$

Так как предельные тепловые нагрузки, определяемые уравнениями (2.71) и (2.74), записаны для двух различных участков одного и того же испарителя, то они будут равны между собой, откуда $l = \pi R/5$ и выражение для предельной тепловой нагрузки в испарителе примет вид

$$q_{\max}^n = \frac{2,5\delta_0^3 \cos \alpha \cos \theta C(\alpha)}{76,8(\delta_0 + \delta_1)\pi^2 R^2} \cdot \frac{\sigma \rho L}{\mu}. \quad (2.75)$$

При практическом применении для улучшения рабочих характеристик тепловой трубы, работающей в вертикальном положении, можно использовать артерию, имеющую в верхней части один размер пор, а в нижней другой, в верхней части артерию, а в нижней фитиль из спеченного металлического порошка. Во всех случаях значение предельной тепловой мощности, которую способна передать тепловая труба, может быть рассчитано исходя из проделанного выше анализа.

Таким образом, самым простым испарительно-конденсационным устройством для передачи тепловой мощности в направлении, противоположном направлению поля тяжести, является замкнутый испарительный термосифон. Термосифон иногда при практическом применении не может обеспечить передачу тепла с достаточной эффективностью. Для этого с успехом могут быть использованы различные конструкции гравитационных тепловых труб, термическое сопротивление которых меньше, чем у термосифонов.

Глава 3

РЕГУЛИРУЕМЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

1. Описание процессов в газорегулируемых тепловых трубах

С появлением тепловой трубы начались разработки ряда уникальных теплообменных устройств, создание которых ранее не представлялось возможным. К ним следует отнести:

1. Тепловой проводник (собственно тепловая труба) $q_c/q_{\text{ист}} \approx 1$.

2. Тепловой трансформатор $q_c/q_{\text{ист}} \neq 1$ (рис. 12). Тепловыми трансформаторами называются теплопередающие устройства, позволяющие трансформировать плотность теплового потока без существенных потерь. Характерный параметр теплового трансформатора — коэффициент трансформации теплового потока $K_{\text{тр}} = q_c/q_{\text{ист}} = \frac{S_{\text{ист}}}{S_c}$. При $K_{\text{тр}} \approx 1$ он превращается в тепловой проводник. Если $K_{\text{тр}} > 1$, тепловой трансформатор называют концентратором теплового потока, если $K_{\text{тр}} < 1$ — деконцентратором.

3. Стабилизатор теплового потока представляет собой устройство, реализующее функцию $T(q_c) \approx \text{const}$. Этим термином будем называть теплопередающие устройства, позволяющие стабилизировать один из тепловых параметров при изменении другого, например температуру стока тепла при изменении величины теплового потока. Один из основных параметров теплового стабилизатора — коэффициент чувствительности $\sigma^* = dQ/dT$.

4. Тепловой диод $Q_{\text{прям}}/Q_{\text{обр}} \gg 1$. На рис. 12, в представлены некоторые варианты тепловых диодов, которыми будем называть устройства, обладающие односторонней проводимостью тепла. Характеристика теплового диода —

коэффициент $K_{\text{тд}} = \frac{Q_{\text{прям}}}{Q_{\text{обр}}}$. Если $K_{\text{тд}} \approx 1$, то тепловой

диод превращается в тепловой проводник. Тепловой диод может найти применение в системах, где необходимо осуществлять автоматический поиск более нагретых источников для отбора от них тепла.

5. Тепловой триод $Q_{\text{упр}} \ll Q_{\text{прям}}$ — теплопередающее устройство, позволяющее с помощью малого теплового потока управлять большим [57].

В перспективе приведенную классификацию предполагается расширить как за счет самостоятельных теплообменных устройств, так и путем создания сложных схем из более простых теплопередающих элементов (например, тепловые триггеры, генераторы тепловых импульсов и т. д.).

Теплопередающие устройства на основе тепловой трубы могут создаваться различными способами. Здесь в первую очередь речь идет о двух классах систем — управляемых и неуправляемых тепловых трубах.

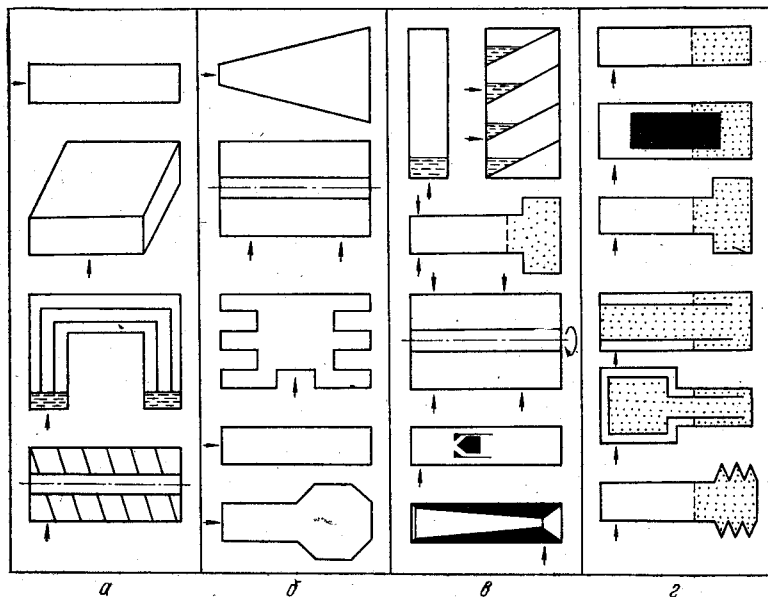


Рис. 12. Испарительно-конденсационные устройства на базе тепловой трубы: а — различные типы тепловых труб; б — тепловые трансформаторы; в — тепловые диоды; г — тепловые стабилизаторы

Управляемыми тепловыми трубами, или системами, называем такими, где есть зависимость выходного теплового потока (или температуры) от управляющего воздействия. Управление (регулирование) можно производить как автоматически, так и вручную. Автоматическое управление может осуществляться компенсирующим способом или по принципу обратной связи. Компенсирующее регулирование — это разомкнутая система, которую применительно к тепловым трубам называют системой пассивного регулирования. Систему регулирования (управления) по принципу обратной связи называют системой активного регулирования.

В управляемых тепловых трубах и системах, кроме функции управления, может осуществляться функция интенсификации процессов тепло- и массопереноса. Функцию регулирования можно реализовать с помощью тепловой трубы, содержащей неконденсирующийся газ.

Принцип работы газорегулируемой тепловой трубы. В одной из первых работ по тепловым трубам [48] исследователи столкнулись с эффектом накопления неконденсирующегося газа в холодной части тепловой трубы, т. е. с эффектом блокирования конденсатора. В ряде случаев он вреден и с ним приходится бороться. Первым, обратившим внимание на положительные стороны этого эффекта, был С. Кацев [49], предложивший идею регулирования передачи тепла тепловой трубой, действующей как теплопровод с переменной проводимостью, если в паровое пространство введено некоторое количество неконденсирующегося газа.

Принцип работы регулируемой тепловой трубы, содержащей неконденсирующийся газ, заключается в следующем. При подводе тепла жидкость начинает испаряться из фитиля в центральный канал тепловой трубы, который перед этим заполнен газом и парами жидкости. По мере испарения концентрация пара в области испарителя повышается, часть пара переходит в более холодную зону и там конденсируется. В зависимости от гидродинамики течения пара и уровня давления внутри тепловой трубы изменяется интенсивность захвата молекул газа молекулами пара, вследствие чего происходит своеобразная очистка пространства в испарителе от газа и выталкивание газа в холодную зону, где он накапливается. При определенных условиях

между циркулирующим паром и газом установится относительно резкая граница раздела.

В обычной тепловой трубе рабочая температура пара находится в логарифмической зависимости от давления. Если же в паровом канале имеется подвижная блокированная зона с неконденсирующимся газом, то давление практически не зависит от теплового потока, следовательно, и температура пара будет оставаться постоянной. Благодаря этому свойству регулируемые тепловые трубы с неконденсирующимся газом нашли широкое применение в качестве автоматических терморегуляторов, термостатов в электронике, ядерной и космической технике, химической технологии и т. д. [89, 94].

Математическая модель. Воспользуемся моделью, показанной на рис. 13, а—в, сделав следующие допущения:

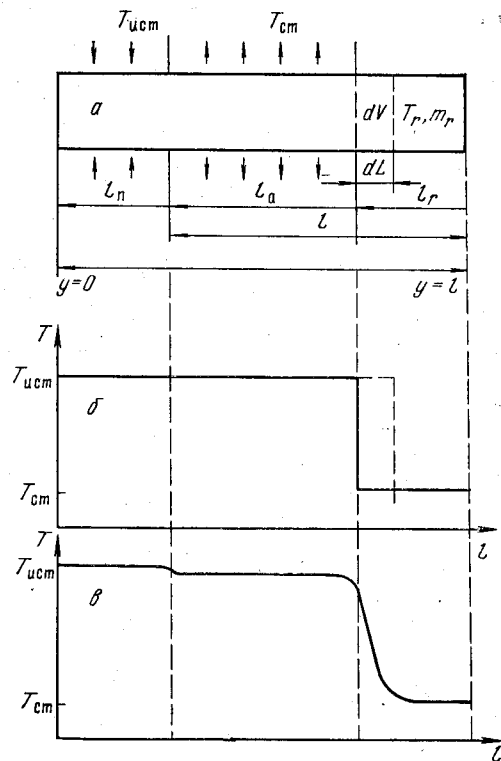


Рис. 13. Модель газорегулируемой тепловой трубы

ния: 1) неконденсирующийся газ рассматривается как идеальный; 2) граница раздела пар — газ бесконечно резкая; 3) режим работы стационарный [50].

При увеличении теплового потока Q на dQ в тепловой трубе повышается давление пара, которое приводит к сжатию газа на $dV_г$ и увеличению поверхности активной зоны конденсатора на dS_a . Так как при сжатии газа давление в тепловой трубе увеличилось на dP , то и температура пара возрастает на определенную величину dT_a .

Изменение давления в соответствии с законом идеального состояния имеет вид

$$\frac{dP}{P} = \frac{dT_г}{T_г} + \frac{dV_г}{V_г}. \quad (3.1)$$

Изменение рабочей температуры происходит в соответствии с уравнением Клаузиуса — Клайперона

$$\frac{dT_п}{T_п} = \frac{R_0 T_п}{L} \cdot \frac{dP}{P}. \quad (3.2)$$

Из уравнений (3.1) и (3.2) находим связь между изменением температуры пара и изменением объема и температуры газа

$$\frac{dT_п}{T_п} = \frac{R_0 T_п}{L} \left[\frac{dT_г}{T_г} + \frac{dV_г}{V_г} \right]. \quad (3.3)$$

Цель термостабилизации заключается в поддержании температуры пара на постоянном уровне при изменяющемся тепловом потоке, т. е.

$$\frac{dT_п}{T_п} \ll \frac{dQ}{Q}. \quad (3.4)$$

Для оценки термостабилизации вводится понятие коэффициента температурной чувствительности

$$\sigma^* = \frac{dQ}{dT} \gg \frac{Q}{T_п}. \quad (3.5)$$

Условие изменения $dV_г$ при изменении dQ можно получить, разделив приращение объема на приращение теплового потока:

$$\frac{dV_{\Gamma}}{dQ} = \frac{S_{\Pi}}{\Pi} \cdot \frac{1}{q} \quad (3.6)$$

Анализ уравнения (3.6) показывает, что лучшая термостабилизация достигается при малых отношениях площади поперечного сечения пар — газ к периметру и больших плотностях теплового потока. Первое достигается введением вытеснительного объема, второе — высоким коэффициентом теплообмена в конденсаторе [51], например вынужденная конвекция или испарительное охлаждение.

Рассмотрим тепловой баланс при отсутствии адiabатической зоны

$$\int_0^{l_{\kappa}} PK_{\kappa} (T_{\text{исп}} - T_{\Pi}) dx = \int_0^{l_{\kappa}} PK_{\kappa} (T_{\Pi} - T_c) dx \quad (3.7)$$

Если $l_{\Pi-\Gamma} \rightarrow 0$, а α_{κ} постоянен по длине конденсатора, можно записать выражение для теплового потока

$$Q_{\kappa} = \Pi \alpha_{\kappa} K_{\kappa} (T_{\Pi} - T_c) \quad (3.8)$$

Число молей газа в заблокированной зоне определяется по формуле

$$n = \int_{l_a}^{l_{\kappa}} \frac{P_{\Gamma}}{R_0 T_{\Gamma}} dV = \frac{P_{\Gamma} (l_{\kappa} - l_a) S_{\Pi}}{R_0 T_{\Gamma}} \quad (3.9)$$

Теплопередача в зоне конденсации (3.8) при условии $P_{\Pi} = P_{\Gamma}$ находится из выражения

$$Q_{\kappa} = PK_{\kappa} (T_{\Pi} - T_c) \left[l_{\kappa} - \frac{n R_0 T_c}{S_{\Pi} P_{\Pi}} \right], \quad (3.10)$$

которое с учетом парциального давления пара в газе можно представить в виде

$$Q_{\kappa} = PK_{\kappa} (T_{\Pi} - T_c) \left[l_{\kappa} - \frac{n R_0 T_c}{S_{\Pi} (P_{\Pi}^a - P_{\Pi}^c)} \right] \quad (3.11)$$

Анализируя это уравнение, можно сказать, что более высокая степень термостабилизации достигается при минимальном значении $\frac{dV_{\Gamma}}{V_{\Gamma}}$, или иначе, при большом

значении V_{Γ} . Конструктивно это можно получить введением дополнительного резервуара с газом. Выражение для теплопередачи такой тепловой трубы будет иметь вид

$$Q = KP (T_{\Pi} - T_c) \left[l_{\kappa} + \frac{V_p}{S_{\Pi}} - \frac{n R_0 T_c}{S_{\Pi} (P_{\Pi}^a - P_{\Pi}^c)} \right], \quad (3.12)$$

с бесфитильным резервуаром

$$Q = KP (T_{\Pi} - T_c) \left[l_{\kappa} + \frac{V_p}{S_{\Pi}} \cdot \frac{T_c}{T_p} - \frac{n R_0 T_c}{S_{\Pi} (P_{\Pi}^a - P_{\Pi}^c)} \right] \quad (3.13)$$

Введением внутреннего коаксиального резервуара с газом также можно достичь высокой степени температурной стабилизации. Выражение для теплопередачи при допущении $T_{\Gamma} = 0$ будет совпадать с формулой (3.13).

2. Экспериментальное исследование низкотемпературных регулируемых тепловых труб

В ИТМО АН БССР проведены исследования газорегулируемых тепловых труб в широком диапазоне температур.

В качестве экспериментальной выбрана конструкция регулируемой тепловой трубы с бесфитильным резервуаром. Для этой тепловой трубы парциальное давление пара не соответствует температуре, что позволяет термостатировать резервуар при температурах более высоких, чем температура пара.

Тепловая труба была рассчитана на максимальную величину теплового потока $Q = 100 \text{ Вт}$. Материалом стенки взята нержавеющая сталь из-за малого коэффициента теплопроводности. Это сделано для того, чтобы уменьшить осевой тепловой поток по стенке в зоне пар — газ, который значительно снижает термостабилизирующие характеристики регулируемой тепловой трубы вследствие изменения температуры стенки в газовой части тепловой трубы.

Для интенсификации отвода тепла в зоне конденсации при определенном уровне температуры использовано ребрение — набор медных дисков, рассчитанных на охлаждение свободной конвекцией воздуха. Расстоя-

ние между дисками выбиралось таким, чтобы теплопроводностью по стенке можно было подвести тепло, выделившееся в результате конденсации пара на внутренней стенке конденсатора в зоне одного ребра. Таким образом, в оребренной регулируемой тепловой трубе удалось совместить два казалось бы несовместимых параметра: малый коэффициент теплопроводности вдоль стенки и большое значение λ поперек стенки.

В результате расчета определен также объем резервуара с неконденсирующимся газом при условии поддержания температуры на стенке конденсатора с точностью $\pm 0,75^\circ\text{K}$. По выражению [51]

$$\frac{V_{\text{п}}}{V_{\text{р}}} = \left[\frac{P_{\text{п(max)}}^a - P_{\text{п(max)}}^c}{P_{\text{п(min)}}^a - P_{\text{п(min)}}^c} \cdot \frac{T_{\text{с(min)}}}{T_{\text{р(min)}}} \right] - \frac{T_{\text{с(min)}}}{T_{\text{р(min)}}} \quad (3.14)$$

вычислен объем газового резервуара, который при соотношении $\frac{V_{\text{п}}}{V_{\text{р}}} = 0,053$ имел величину $1,5 \text{ дм}^3$.

Тепловая труба (рис. 14) имела следующие параметры: корпус: материал — нержавеющая сталь; $l_{\text{тт}} = 845 \text{ мм}$;

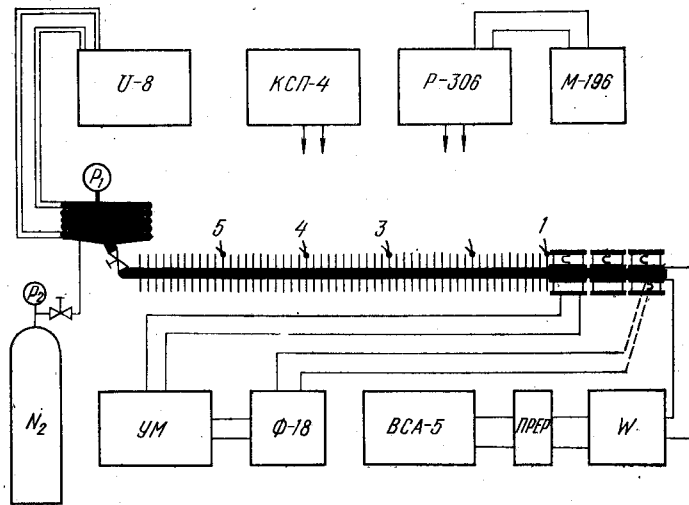


Рис. 14. Схема экспериментальной установки по исследованию низкотемпературных газорегулируемых тепловых труб

$d_{\text{тт}} = 14 \text{ мм}$; $d_{\text{ф}} = 11 \text{ мм}$; $l_{\text{исп}} = 90 \text{ мм}$; резервуар: $h_{\text{р}} = 95 \text{ мм}$; $d_{\text{р}} = 140 \text{ мм}$; $V_{\text{р}} = 1,462 \text{ дм}^3$; оребрение: материал — медь; $n_{\text{д}} = 57 \text{ шт.}$; $h_{\text{д}} = 62 \text{ мм}$; $\delta_{\text{д}} = 0,5 \text{ мм}$; $\Delta l_{\text{д}} = 11 \text{ мм}$; фитиль: материал — нержавеющая сталь, сетка с квадратной ячейкой, очищенная и окисленная, прижималась пружиной; $\varepsilon = 0,7$; $n_1 = 100 \text{ меш}$; $K = 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$. Рабочая жидкость — этиловый спирт. Неконденсирующийся газ — азот. Источник тепла — трехсекционный нагреватель (константановая фольга). Для точного контроля теплового потока каждый нагреватель имел адиабатическую оболочку.

Распределение температуры по длине тепловой трубы измерялось 18 медь-константановыми термопарами с диаметром провода $0,15 \text{ мм}$. В качестве регистрирующей аппаратуры использовались: в режиме нестационарной работы — электронный автоматический потенциометр, при точном измерении в стационарном состоянии — образцовый низкоомный потенциометр.

Резервуар с неконденсирующимся газом термостатировался с помощью водяного теплообменника, температура на входе которого поддерживалась ультратермостатом.

Первый этап — исследование эксплуатационных характеристик регулируемой тепловой трубы при наличии и отсутствии неконденсирующегося газа (рис. 15, а, б). Как видно из рисунка, величина передаваемого теплового потока выше расчетной величины ($Q_{\text{расч}} \approx 100 \text{ Вт}$). Это связано с тем, что тепловая труба была расположена под углом $\alpha = 1^\circ$ к горизонту. Второй график получен при подключении к тепловой трубе резервуара с неконденсирующимся газом, в котором находится азот под давлением 1 атм . Вторая кривая практически не имеет наклона. Коэффициент температурной чувствительности для регулируемой тепловой трубы ($\sigma_{\text{рт}}^* = 110 \text{ Вт}/^\circ\text{K}$) намного превышает значение этого же коэффициента для нерегулируемой ($\sigma^* = 3 \text{ Вт}/^\circ\text{K}$).

Распределение избыточной температуры по длине тепловой трубы для нескольких значений тепловых потоков представлено на рис. 15, б. Граница раздела представляет собой зону определенной ширины ($l_{\text{п-к}} = 50 \text{ мм}$). Какого-либо существенного изменения ширины зоны при изменении передаваемого теплового потока замечено не было.

Таким образом, расчетные и экспериментальные коэффициенты температурной чувствительности хорошо согласуются между собой. При малых величинах теплового потока коэффициент для выбранной регулируемой тепловой трубы резко падает и при некотором значении теплового потока (7 Вт) становится равным коэффициенту температурной чувствительности тепловой трубы без неконденсирующегося газа. Эту величину теплового потока следует считать пороговой, или минимальным

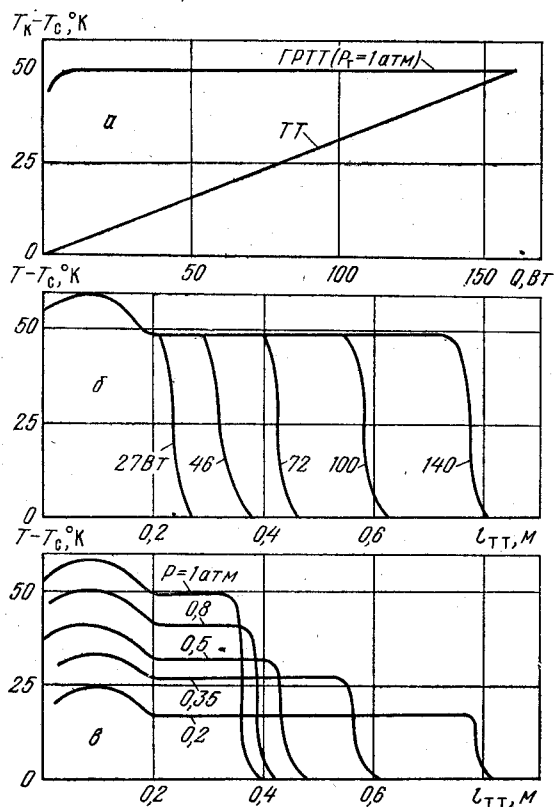


Рис. 15. Экспериментальные результаты исследования термостабилизирующих параметров низкотемпературных газорегулируемых тепловых труб: а — зависимость $T_k - T_c$ от величины передаваемого теплового потока; б — распределение температуры вдоль внешней поверхности стенки; в — распределение температуры вдоль внешней стенки для различных давлений неконденсирующегося газа

пределом термостабилизации. Данное явление было описано в работе [51] и позднее подтверждено различными авторами [52].

Величина минимального предела термостабилизации, т. е. величина теплового потока, с которого начинается процесс термостабилизации, включает теплопередачу по стенке и теплопередачу за счет концентрационной и термической диффузии. При оценке стабилизирующих характеристик регулируемой тепловой трубы, содержащей неконденсирующийся газ, следует пользоваться не только коэффициентом температурной чувствительности, но и величиной минимального предела термостабилизации.

В большинстве случаев при решении проблемы термостабилизации стремятся увеличить интегральный коэффициент температурной чувствительности

$$\sigma^* = \frac{Q_{\max} - Q_{\min}}{\Delta T} \quad (3.15)$$

Здесь перепад температуры задается параметрами газа. Один из вариантов повышения значения коэффициента температурной чувствительности — увеличение значения числителя при поддержании на постоянном уровне ΔT , равном локальному значению в области стабилизированной температуры. Величина максимального теплового потока, передаваемого тепловой трубой, ограничена стабилизируемой температурой, поверхностью и коэффициентом теплообмена в зоне конденсации. Таким образом, единственный резерв повышения коэффициента температурной чувствительности — уменьшение Q_{\min} , что имеет большое значение для стабилизации температуры при малых значениях теплового потока, например, в системах, где тепло подводится и отводится излучением. Существует несколько вариантов уменьшения Q_{\min} . Первый — уменьшение передачи тепла по стенке тепловой трубы из зоны испарения. Это достигается уменьшением $\lambda_{ст}$ и $S_{ст}$, кроме того, необходимо использовать дополнительную тепловую изоляцию в адиабатической зоне. Второй — уменьшение переноса тепла за счет диффузии молекул пара через блокированную зону. Третий — несколько иной подход к выбору рабочей жидкости для регулируемой тепловой трубы с некон-

денсующимся газом. Этот подход заключается в выборе жидкости с минимальным значением скрытой теплоты парообразования для заданного уровня стабилизируемой температуры, что приводит к высоким скоростям пара при малых тепловых потоках, а следовательно, и к лучшему разделу смеси пар — газ. Например, для стабилизации температуры в диапазоне 100—110 °С при малых тепловых потоках целесообразнее использовать толуол ($L=300$ Дж/кг), чем воду ($L=540$ Дж/кг).

Второй этап исследования — изучение влияния изменения параметров газа (P, V, T).

Влияние давления газа (азота) на работу регулируемой тепловой трубы исследовалось на конструкции с постоянным объемом ($V_p \approx 1,5$ дм³). Как и следовало ожидать, при повышении давления газа растет температура стабилизации, которая соответствует температуре на кривой насыщения рабочей жидкости для заданного давления газа. При этом уменьшается длина активной зоны в соответствии с условием передачи тепла от пара через стенку к окружающей среде. Полученные результаты хорошо согласуются с выражением для теплопередачи, полученным в работе [51], и очень важны при выборе жидкости и давления газа для определенного уровня стабилизируемой температуры.

Коэффициент газового контроля (регулирования) зависит от температуры, поэтому для заданного уровня температуры необходимо выбирать жидкость, имеющую максимальное значение такого коэффициента.

В программу работ входило экспериментальное исследование влияния температуры газа на рабочие характеристики регулируемой тепловой трубы. Рабочая температура активной зоны тепловой трубы с бесфитильным резервуаром зависит от температуры газа так же, как и от его давления.

Как было отмечено ранее, величина объема газа оказывает существенное влияние на термостабилизирующие характеристики регулируемой тепловой трубы, в частности на коэффициент температурной чувствительности. Это явление подтверждено экспериментально и результаты представлены в работе [51]. Наибольшее влияние на коэффициент температурной чувствительности сказывается при относительно малых его величинах.

Третий этап исследования — оценка влияния изменений условий стока тепла в конденсаторе на стабилизирующие свойства регулируемой тепловой трубы. В первую очередь исследовалось влияние изменения коэффициента теплообмена в зоне конденсации при постоянной величине передаваемого теплового потока. Коэффициент теплообмена изменял свое значение за счет скорости

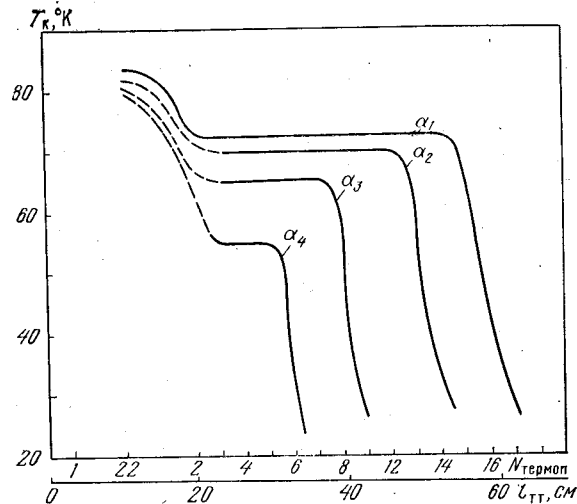


Рис. 16. Температурное поле вдоль внешней поверхности газорегулируемой тепловой трубы при различных значениях коэффициента теплообмена на внешней поверхности конденсатора: $\alpha_1=12$ Вт/м²·°К; $\alpha_2=15$; $\alpha_3=24$; $\alpha_4=40$ Вт/м²·°К

потока обтекающего воздуха в зоне конденсатора. Все измерения производились при тепловом потоке $Q=105$ Вт (рис. 16). При увеличении скорости обдувающего потока воздуха уменьшается рабочая температура и длина активной зоны конденсатора. Следовательно, стабилизация температуры при изменении коэффициента теплообмена затруднена по сравнению со стабилизацией при изменении теплового потока.

3. Динамика регулируемой тепловой трубы

Основное применение тепловые трубы находят в системах, работающих в стационарном или медленно меняющемся режиме. Однако область использования

значительно расширится, если они окажутся пригодными для работы и в динамическом режиме. К сожалению, исследованию динамики работы тепловой трубы посвящено очень мало работ [53, 54].

Динамический режим работы тепловых труб может создаваться разными способами. Одним из самых распространенных режимов работы следует считать такой, который возникает под действием нестационарных условий подвода и отвода тепла (одноразовый запуск и прекращение функционирования тепловой трубы, периодическая работа и т. д.), а также вследствие периодического и одноразового воздействия определенных полей и сил на процессы тепло- и массообмена, протекающие в тепловой трубе (например, механические удары, линейные перегрузки, вибрации, центробежные и магнитные поля и т. д.). Эти воздействия по отношению к тепловой трубе могут быть естественными, связанными с внешними условиями работы, и искусственными (например, управляемые тепловые трубы). В данной работе исследуется динамика низкотемпературных регулируемых тепловых труб. Для этого использовалась регулируемая тепловая труба, представленная на рис. 14. В качестве рабочей жидкости взят этиловый спирт, а неконденсирующегося газа — азот под давлением 1 атм. Тепловой поток в испарителе создавался омическим нагревателем, блок питания которого позволял создавать прямоугольные импульсы тока длительностью от 1 сек до 24 час с любым интервалом. Основная особенность термометрии данной системы в том, что показания медь-константановых термопар записывались с малым интервалом времени. Цель эксперимента — исследование изменения температурных полей по длине тепловой трубы в динамическом режиме работы.

Изменение во времени температурного поля по поверхности регулируемой тепловой трубы, работающей на метиловом спирте, для различной длительности теплового импульса представлено на рис. 17. Из рисунка видно, что основное отличие одноразового запуска от динамики периодической работы тепловой трубы — стационарное температурное поле вдоль тепловой трубы. Для исследуемой тепловой трубы оно наступило через 11 мин, поэтому для данной серии эксперимента длительность теплового импульса выбрана 12 мин. Как и

следовало ожидать, запуск регулируемой тепловой трубы с неконденсирующимся газом происходит постепенно по мере продвижения фронта раздела пар—газ при постоянной температуре активной зоны конденсатора в отличие от динамики старта нерегулируемой тепловой трубы, где запуск производится при непрерывном возрастании температуры по всей ее длине. Таким образом, динамику старта регулируемой тепловой трубы можно

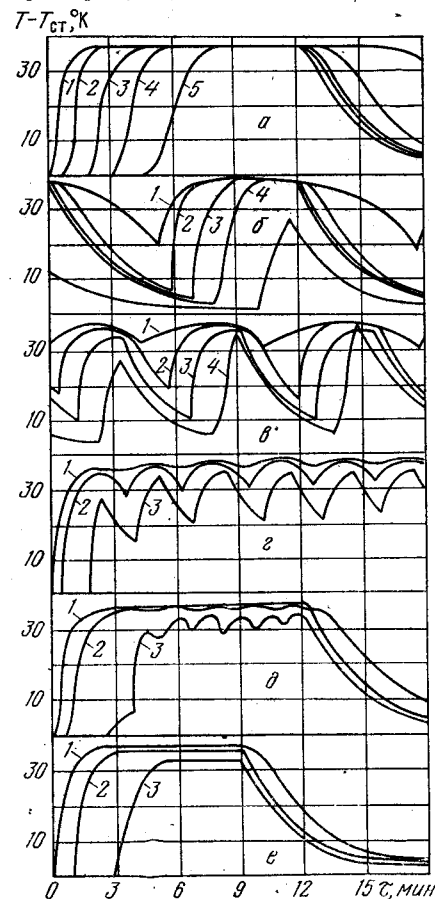


Рис. 17. Изменение температуры поверхности конденсатора в четырех точках поверхности конденсатора во времени: а — $\tau_a = 12$ мин; б — 6; в — 3; г — 1,5; д — 0,75; е — $\tau_a = 0,25$ мин. 1, 2, 3, 4, 5 — номер термопар

разделить на две части: возрастание температуры испарителя и передвижение фронта раздела при постоянной температуре в активной зоне конденсатора.

Прекращение функционирования регулируемой тепловой трубы вследствие прекращения подвода тепловой энергии к зоне испарения показано на рис. 17. При анализе этого графика видна аналогия с динамикой обычной тепловой трубы без неконденсирующегося газа. Эта аналогия — следствие малой интенсивности отвода тепла в зоне конденсатора ($\alpha_k \approx 10 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{°К}$).

Для изучения динамики работы регулируемой тепловой трубы при периодическом изменении теплового потока ($\tau = t/2$) длительность теплового импульса изменялась в меньшую сторону, начиная с 12 мин (рис. 17, б—е). Анализ показал, что по мере уменьшения длительности теплового импульса уменьшается величина пульсации температуры на поверхности активной зоны конденсатора. Практическое исчезновение пульсаций температуры наступало при длительности теплового импульса $\tau = 0,25 \text{ мин}$. Изменение величины пульсаций в зависимости от длительности теплового импульса представлено на рис. 18, а. Вид этой кривой для каждой конкретной конструкции тепловой трубы отличается. Критерий $В$ для большинства тепловых труб — величина намного меньше 1, поэтому нагрев и охлаждение тепловой трубы можно считать происходящим по закону Ньютона, т. е. по экспоненте. С учетом сказанного для всех случаев анализа динамики работы тепловой трубы следует пользоваться параметром $K = \frac{\alpha S}{C\rho v}$, от которого зависит

величина пульсации температуры при изменении длительности теплового импульса.

При уменьшении длительности теплового импульса уменьшается длина активной зоны конденсатора (рис. 17, 18), при этом температура ее остается практически постоянной. Это одно из существенных отличий динамики периодической работы регулируемой тепловой трубы от такого же режима тепловой трубы без газа, где при постоянной активной длине ($l_a = l_k$) изменяется температура в соответствии с изменением длительности теплового импульса. При определенной длительности теплового импульса коэффициент температурной стабилизации

трубы резко возрастает (рис. 18, б). Таким образом, можно считать, что исследуемая конструкция позволяет стабилизировать температуру пара при длительности теплового импульса $\tau \approx 1,5 \text{ мин}$.

Анализируя сказанное, можно сделать вывод, что при оценке поведения температурных полей в динамическом режиме работы регулируемых тепловых труб следует пользоваться динамическим коэффициентом температурной чувствительности

$$\sigma_{\text{дин}}^* = \frac{\tau_{\text{имп}}}{\Delta T}, \quad (3.16)$$

который вычисляется для одной и той же величины теплового потока.

Определенный интерес представляет динамический режим запуска регулируемой тепловой трубы при перио-

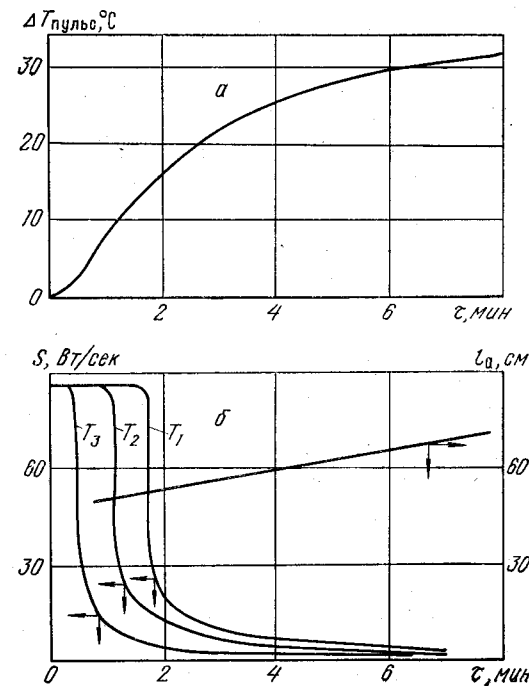


Рис. 18. Зависимости величины пульсации температуры стенки от величины длительности теплового импульса (а) и коэффициента температурной чувствительности и длины активной зоны l_a конденсатора от длительности теплового импульса (б)

дическом изменении теплового потока, который наиболее характерно проявляется для величин длительности теплового импульса, намного меньших длительности импульса одноразового запуска (см. рис. 17).

Для практики большое значение имеет исследование динамики работы тепловой трубы при воздействии различных полей и сил. Из рис. 19 видно, что при изменении

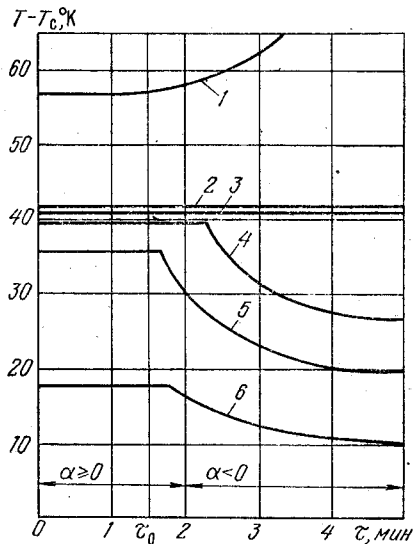


Рис. 19. Динамика прекращения функционирования газорегулируемой тепловой трубы ГРТТ-5 при изменении наклона: 1, 2, 3, 4, 5, 6 — номер термопар (см. рис. 14)

угла наклона резко снижается тепловой поток, вследствие чего уменьшается длина активной зоны конденсатора.

Регулируемые тепловые трубы имеют определенные преимущества перед обычными тепловыми трубами в динамическом режиме работы: определенный диапазон длительности теплового импульса, поддержание постоянного уровня температуры в конденсаторе.

Данные, полученные в результате экспериментального исследования, позволяют рекомендовать регулируемые тепловые трубы для использования в таких ди-

намических режимах, как пульсирующий нагрев и охлаждение (в двигателях, при охлаждении литейных форм и т. д.).

4. Тепловые трубы активного регулирования

Тепловыми трубами активного регулирования называются такие, в которых выходной тепловой поток зависит от управляющего воздействия (электрическое, магнитное или поле массовых сил, ультразвук, тепловой поток и т. д.). К ним можно отнести электрогидродинамические, электроосмотические и другие виды тепловых труб. Управляющим процессом в тепловой трубе чаще всего может быть движение жидкости по фитилю, движение пара или кинетики испарения (конденсации) (рис. 20). Воздействие электрическим полем на движение жидкости по фитилю — наиболее эффективный способ управления [58]. Он может успешно использоваться при охлаждении электронных приборов, например ЛБВ, ЛОВ, магнетронов и т. д. Как известно, при погружении твердой фазы в жидкость на поверхности раздела возникает скачок энергетического потенциала, вследствие чего появляется электрический слой, образованный Штерновским потенциалом, расположенным вблизи поверхности твердой фазы, и ζ -потенциалом, расположенным на расстоянии нескольких дебаевских радиусов от нее. Напряженность поля в этой области достигает 10^6 Вт/см, что обуславливает огромное влияние двойного слоя на механизм и кинетику процессов, происходящих на границе раздела фаз. Поверхность твердого тела, помещенного в жидкость, приобретает заряд, противоположный заряду близлежащих слоев жидкости, при этом электроположительной становится та фаза, которая имеет большую диэлектрическую постоянную.

Типичная электрокинетическая ячейка представлена на рис. 21. При наложении электрического поля на такую ячейку наблюдается перемещение жидкости, направление движения которой определяется кулоновскими силами. При выборе ячейки необходимо исходить из того, что диаметр капилляра соизмерим с толщиной диффузионной части двойного слоя. Таким образом, перемещение жидкости под действием электрического поля наиболее полно проявится в капиллярных и капил-

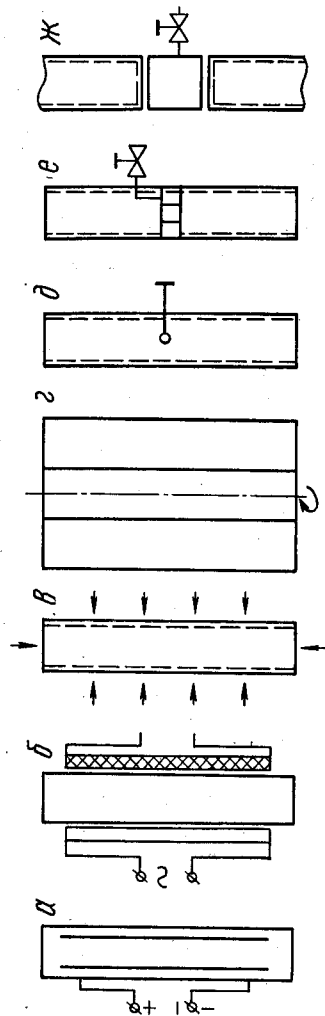


Рис. 20. Управляемые тепловые трубы с помощью: а — электрического поля; б — магнитного поля; в — ультразвука; г — поля центробежных сил; д — изменения сечения парового канала; е — трубки Бурдона; ж — изменения термического сопротивления между двумя тепловыми трубами

лярно-пористых телах. Этот эффект применительно к капиллярно-пористым телам называется электроосмосом.

Для скелета капиллярно-пористого тела следует использовать материалы с высокой диэлектрической постоянной, например полимеры, стекло, окислы и различного рода диэлектрическую керамику. Конструктивно управление может осуществляться с помощью электроосмотической ячейки, расположенной в кольцевом фитиле и артерии (рис. 21). При анализе процессов тепло- и массопереноса в управляемых тепловых трубах сделаем предположение о незначительности перепада давления по паровой фазе и скачка давления при конденсации и испарении. Баланс давлений

$$\Delta P_{ж} + \Delta P_m + \Delta P_{в.о} \leq \Delta P_{кап}. \quad (3.17)$$

При допущении однородности материала фитиля и стенки выражение (3.17) можно записать в виде

$$\frac{\mu_{ж} G_{ж} l}{K \rho_{ж}} \pm \rho_{ж} g l \sin \alpha \pm \frac{2ED\xi}{\pi R^2} \leq \frac{2\sigma \cos \theta}{R}. \quad (3.18)$$

Выражение для максимального передаваемого теплового потока

$$Q = \frac{KL\rho_{ж}}{\mu l} \left(\frac{2\sigma \cos \theta}{R} \pm \frac{2ED\xi}{\pi R^2} \mp \rho_{ж} g l \sin \alpha \right). \quad (3.19)$$

Здесь знак минус перед вторым и третьим членом в скобках соответствует условию, когда электроосмос и поле тяжести препятствуют движению жидкости к испарителю.

Для горизонтального положения величина напряженности электрического поля, соответствующая запираению фитиля:

$$E = \pi \frac{R\sigma \cos \theta}{D\xi}. \quad (3.20)$$

Анализ выражения (3.19) показывает, что путем изменения величины напряженности электрического поля можно регулировать максимальную величину передаваемого теплового потока. Кроме того, управление можно осуществлять и в диапазоне тепловых потоков выше оптимального, т. е. интенсифицировать процесс тепло-

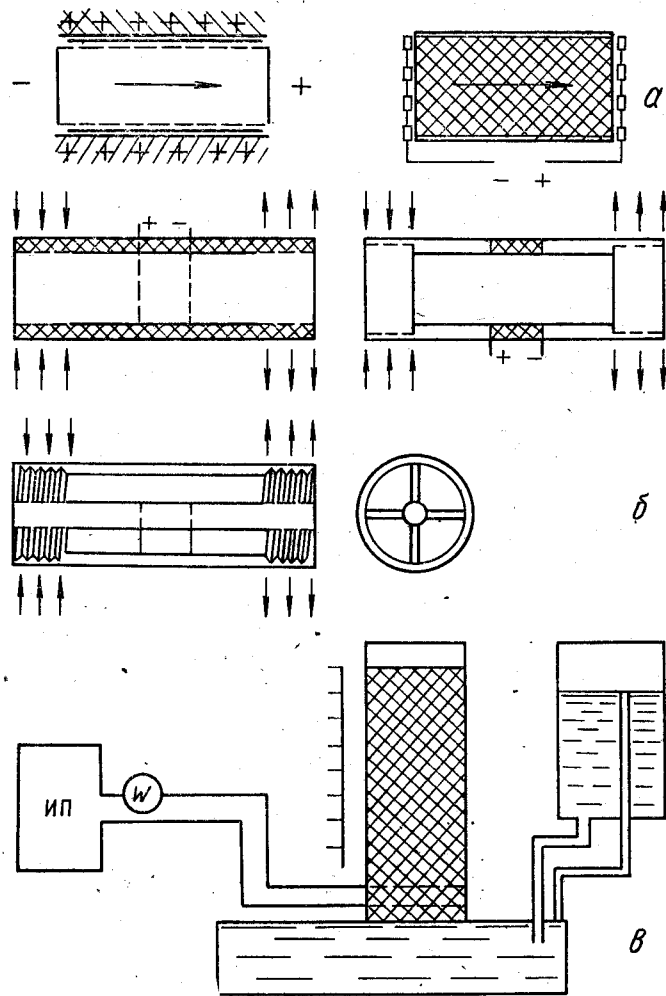


Рис. 21. Управление процессов тепло- и массообмена в тепловых трубах с помощью электрического поля: а — виды электроосмотических ячеек; б — конструкции тепловых труб, управляемых с помощью электрического поля; в — схема экспериментальной установки по исследованию электроосмотических эффектов

массообмена. Степень интенсификации теплообмена определяется отношением оптимального теплового потока к максимальному:

$$\frac{Q_{\text{опт}}}{Q_{(\text{max})\text{э.о}}} = 1 + \frac{\pi R \sigma \cos \theta}{ED \xi} \quad (3.21)$$

Интерес представляет использование электрокинетических эффектов в фитиле тепловой трубы для подъема жидкости против силы тяжести.

Для простоты анализ проведем на одиночном капилляре. По Вашборну [59], скорость проникновения жидкости в одиночный капилляр цилиндрической формы под влиянием некоторого гидростатического давления имеет вид

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{\pi}{8} \cdot \frac{\Sigma P}{\mu l} (R^4 + 4\epsilon' R^3), \quad (3.22)$$

где ϵ' — коэффициент скольжения, который для смачивающей жидкости равен нулю. Полагая $dV = \pi R^2 dl$, запишем уравнение (3.22) в форме

$$\frac{dl}{d\tau} = \frac{\Sigma P}{8\mu l} R^2, \quad (3.23)$$

где $\Sigma P = P + P_{\text{кап}} + P_{\text{гд}}$, $P_{\text{гд}}$ — гидростатическое давление для нашего случая. Экспериментальная установка состоит из стеклянной колонки $d = 30$ мм, заполненной капиллярно-пористым материалом (рис. 21), в нижней части которой находятся два сетчатых электрода: верхний — размер ячеек электрода больше диаметра частиц, а нижний — меньше. На электроды подавалось стабилизированное постоянное напряжение. Для поддержания постоянного уровня жидкости в резервуаре, куда помещался нижний конец пористого фитиля, применялась система доливки. В качестве жидкости использовался этиловый спирт, $\mu' = 1,7 \cdot 10^{-18}$ эл.ст.ед/см; капиллярно-пористого тела — засыпка из частиц этикрила, $d_r = 0,3$ мм и частиц Al_2O_3 , $d_r = 0,02$ мм.

При исследовании процесса движения спирта по пористому телу при наличии электрического поля и без него регистрировалось перемещение границы раздела жидкость — воздух внутри пористого фитиля.

На рис. 22, а, б показаны зависимости скорости впитывания от величины, обратной высоте поднятия жидкости $\frac{dh}{d\tau} = f\left(\frac{1}{h}\right)$, полученные путем графического дифференцирования кривых впитывания. Скорость капилляр-

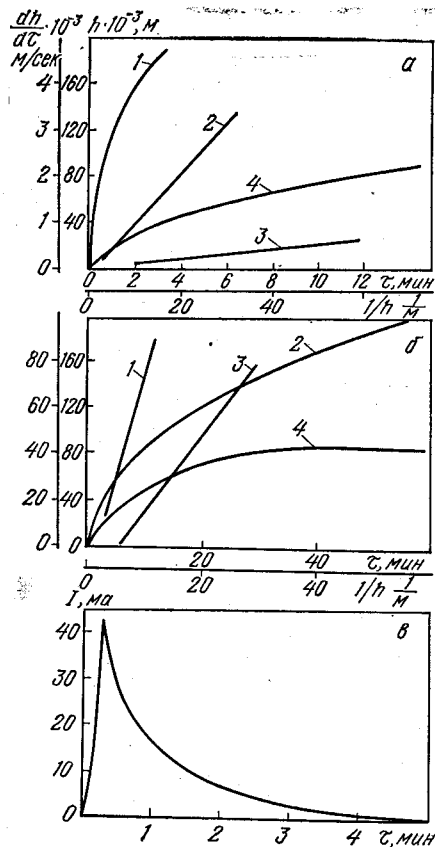


Рис. 22. Экспериментальные данные по кинетике впитывания с использованием электрического поля: а—этакрил (1— h ($E=2000$ в/см); 2— $\frac{dh}{d\tau}$ ($E=2000$ в/см); 3— $\frac{dh}{d\tau}$ ($E=0$); 4— h ($E=0$)); б— Al_2O_3 (1— $\frac{dh}{d\tau}$ ($E=2000$ в/см); 2— h ($E=2000$ в/см); 3— $\frac{dh}{d\tau}$ ($E=0$); 4— h ($E=0$)); в— $I=f(T)$ (этакрил)

ного впитывания этанола при наличии электрического поля возрастает примерно на порядок, а высота капиллярного поднятия увеличивается в 2—4 раза. Для этакрила эффект интенсификации проявляется в большей степени. Используя электроосмос для целей интенсификации процессов тепло- и массообмена в тепловых трубах, можно в несколько раз увеличить длину тепловых труб, работающих против поля гравитации, или увеличить на порядок максимальный передаваемый тепловой поток по сравнению с тепловой трубой без управления.

Исследовано влияние положительной и отрицательной полярности электрического поля на процесс движения жидкости по пористому фитилю. В первом случае оно интенсифицировало процесс переноса, а во втором тормозило капиллярное впитывание вплоть до его полного прекращения.

Таким образом, с помощью электрического поля возможно эффективное управление процессов тепло- и массообмена в тепловой трубе.

Как отмечалось выше, основной особенностью описываемого способа управления является его экономичность. Из рис. 22, в видно, что в стационарном состоянии величина потребляемого тока равна 0,25—0,5 ма. Электрическая мощность, затрачиваемая на процесс регулирования термического сопротивления тепловой трубы, составляет доли процента от тепловой мощности, передаваемой по трубе.

При преодолении сил сцепления в начальный момент действия сил электроосмоса выделяется значительное количество тепла, которое идет на нагревание материала системы (например, для системы этакрил—этанол температура возрастала до 55 °С). Таким образом, по амплитуде потребляемого тока в начальный момент можно судить о степени связи жидкости с капиллярно-пористым телом.

Экспериментальная установка послужила базой для исследования потенциала течения при движении слабо полярной жидкости по пористому фитилю. Для проведения исследования источник питания заменялся высокоомным мостом. Эксперимент проводился на системе этиловый спирт—этакрил или SiO_2 , при этом был обнаружен потенциал течений $e=200$ мВ для этакрила и $e=$

= 140 мВ для SiO₂. Результаты качественно согласуются с выражением для потенциала течения

$$e = \frac{P_s \varepsilon' \xi}{4\pi \kappa} \quad (3.24)$$

На основании проведенных исследований можно рекомендовать данную систему для контроля скорости движения жидкости в фитиле, что соответствует регулировке величины передаваемого теплового потока.

Электрогидродинамические, магнитогидродинамические и электроосмотические регулируемые тепловые трубы, безусловно, в будущем найдут широкое применение в технике.

Глава 4

МОДИФИКАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

1. Тепловая труба с двухкомпонентным теплоносителем

Большой интерес, проявляющийся в последнее время к тепловым трубам, использующим в качестве теплоносителей смеси различных жидкостей, объясняется возможностью расширить температурный диапазон работы тепловой трубы (за счет понижения температуры плавления теплоносителя), создания тепловых труб с отличными теплопередающими характеристиками. Использование смесей различных жидкостей позволит еще больше расширить класс теплоносителей, получать в тепловых трубах произвольные профили температуры.

Качественная теория функционирования двухкомпонентных тепловых труб рассматривалась еще в первых работах, посвященных изучению процессов в тепловых трубах [1, 49]. Было распространено мнение, что в установившемся режиме в тепловой трубе должно происходить полное разделение компонент, причем компонента с меньшей температурой насыщения займет область ближе к конденсатору, а менее летучая компонента соберется в области испарителя. При этом предполагалось, что между областями чистых компонент должна находиться переходная зона, в которой существуют обе компоненты, а профиль температуры на поверхности двухкомпонентной тепловой трубы должен иметь вид ступени, вызванной наличием полного разделения компонент (рис. 23). Таким образом, заранее считалось, что из-за полного разделения компонент двухжидкостная тепловая труба будет обладать температурным градиентом заведомо большим, чем у однокомпонентных тепловых труб. Этот градиент должен существенно зависеть от используемых композиций смесей. Чем дальше отстоят друг от друга кривые насыщения жидкостей, тем больше будет пере-

пад температур между зонами, занятыми разными компонентами.

Тьен указывал, что полное разделение компонент внутри тепловой трубы возможно лишь при определенных условиях ее работы [60]. Степень же разделения зависит от геометрии трубы, температурных условий, первоначального состава смеси. Давление внутри тепловой трубы зависит от многих параметров системы.

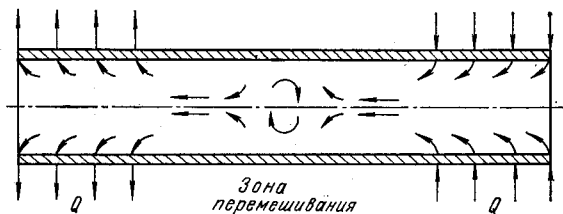


Рис. 23. Схема работы двухкомпонентной тепловой трубы

Тьен и Рохани [61] упростили способ расчета двухкомпонентных тепловых труб. Степень разделения компонент они предлагают определять в соответствии с общепринятым методом, применяемым в дистилляционных колоннах. Авторы получили хорошее согласие расчетных и экспериментальных результатов для смеси вода — этиловый спирт. Однако отсутствие данных для большинства смесей затрудняет использование предложенной методики расчета. Точно предсказать поведение тепловых труб с многокомпонентными теплоносителями пока невозможно, так как предложенные теории имеют очень много допущений, а рассуждения носят в основном качественный характер.

Для любого сечения тепловой трубы выполняется условие сохранения массы [49, 61]

$$G + L_1 = 0. \quad (4.1)$$

Здесь G и L_1 — массовые расходы пара и жидкости.

Если принять для двухкомпонентной тепловой трубы, что x — среднемассовая доля более летучей компоненты в жидкости смеси, а y — в паровой, то

$$Gy + L_1x = 0. \quad (4.2)$$

Таким образом, для любого поперечного сечения тепловой трубы существует равенство

$$x = y. \quad (4.3)$$

Для бесконечно малого отрезка dz длины тепловой трубы может быть записано изменение молярного расхода более летучей компоненты

$$Gdy = \pi dK (y^* - y) dz, \quad (4.4)$$

где d — диаметр парового канала; K — коэффициент массопередачи; y^* — равновесная среднемассовая мольная доля.

Соотношение между y и z можно получить интегрированием уравнения (4.4)

$$\int_{y_i}^y \frac{dy}{y^* - y} = \int_0^z \frac{\pi dK}{G} dz. \quad (4.5)$$

Уравнение сохранения массы при пренебрежении паровой фазой можно представить в виде

$$x_0 = \frac{1}{\rho_{ж} V_{\phi}^e} \int \rho_{ж} S_{\phi} X dz. \quad (4.6)$$

Передача тепла в осевом направлении осуществляется за счет превращения скрытой теплоты испарения в процессах испарения и конденсации вдоль тепловой трубы. Если пренебречь теплопроводностью в осевом направлении, то можно записать баланс энергии для элемента dz

$$dQ = h_1 d(Gy) + h_2 d[G(1 - y)]. \quad (4.7)$$

Индексы 1 и 2 относятся к двум компонентам.

Тепловой поток также можно выразить через коэффициент теплопередачи

$$dQ = \pi d\alpha [T(z) - T_c]; \quad (4.8)$$

α учитывает все термические сопротивления между паром и внешней средой.

Интегрирование уравнений (4.7) и (4.8) по длинам испарителя и конденсатора дает

$$Q_{\text{подв}} = Q_{\text{разд}} = Q_{\text{отв}}. \quad (4.9)$$

Зная количество подводимого или отводимого тепла, окружающие условия и состав теплоносителя, принципиально возможно получить всю информацию о работе тепловой трубы [61], однако вычисления затруднены из-за недостаточности информации о равновесии бинарных смесей, сложности соотношений между различными величинами.

Основные результаты, полученные в настоящее время для двухкомпонентных тепловых труб, носят в основ-

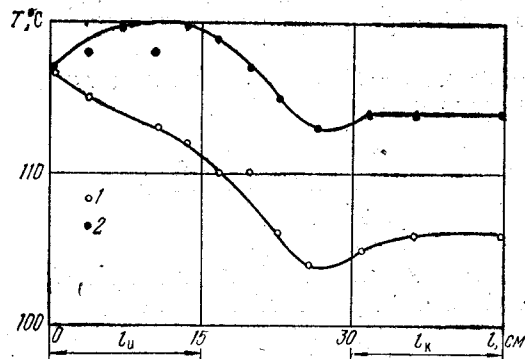


Рис. 24. Температурные профили поверхности тепловой трубы при разных теплоносителях для мощности 47,5 Вт: 1 — 100% воды; 2 — 75% воды и 25% метанола

ном экспериментальный характер, и многие из них могут объясняться только качественно.

Большой практический интерес представляют спирто-водяные смеси [62]. Добавка 25% метилового спирта позволила сгладить температурную характеристику водяной тепловой трубы и успешно использовать ее без возникновения проблем запуска при температурах ниже 0 (рис. 24).

В качестве теплоносителей можно использовать смеси любых жидкостей, не вступающих между собой в химическую реакцию. Некоторые кривые насыщения в виде $P(T)$ для различных жидкостей, используемых в качестве теплоносителей для низкотемпературных тепловых труб, имеют между собой общие точки (например, этиловый спирт и четыреххлористый углерод при температуре 95 °С) (рис. 25). Исследование поведения тепловой тру-

бы со смесью четыреххлористый углерод — этиловый спирт вблизи общей точки их кривых насыщения проводилось на двух тепловых трубах: медной с фитилем из латунной сетки и из тонкостенной нержавеющей стали. Диаметр труб соответственно 12 и 19 мм, длина 500 мм. Трубы оснащались электрическими нагревателями и жидкостными теплообменниками. Все замеры производились в стационарном состоянии.

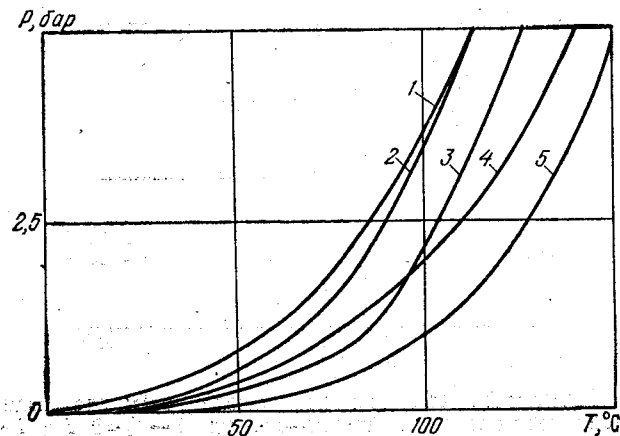


Рис. 25. Кривые насыщения некоторых теплоносителей: 1 — ацетон; 2 — метанол; 3 — этанол; 4 — CCl_4 ; 5 — вода

На первой стадии (с медной трубой) исследовалось поведение трубы при заправке ее смесью ацетона и этилового спирта в различных количественных сочетаниях. Ацетон и этиловый спирт как теплоносители в испарительных теплообменниках имеют приблизительно одинаковые характеристики, поэтому интересно было проверить работу тепловой трубы с их смесью.

В большинстве случаев, особенно для небольших передаваемых мощностей, термическое сопротивление двухкомпонентной тепловой трубы больше, чем однокомпонентной, причем наибольшее сопротивление появляется в том случае, когда доля ацетона составляет приблизительно 20%. Очевидно, это связано с тем, что ацетон как более летучий компонент скапливается в конденсационной части трубы и затрудняет конденсацию паров

этилового спирта. Происходит не просто конденсация паров спирта, а сложный процесс массообмена с передачей тепла испаряющемуся ацетону с перемешиванием паров. Дальнейшее уменьшение термического сопротивления можно объяснить перемещением зоны активного перемешивания в адиабатическую зону тепловой трубы и освобождением конденсатора от смеси. Из рис. 26 видно, что термическое сопротивление тепловой трубы зависит от

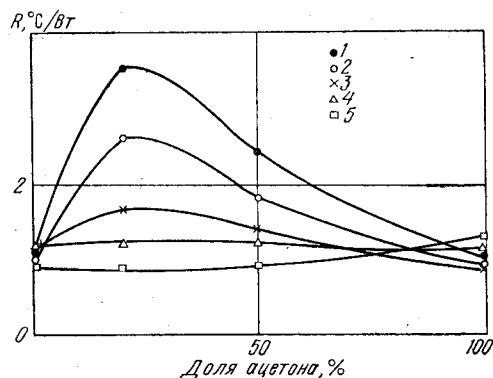


Рис. 26. Термическое сопротивление тепловой трубы для различных комбинаций теплоносителей ацетон—этанол: 1 — $Q=8$ Вт; 2 — 12; 3 — 22; 4 — 38; 5 — $Q=48$ Вт

передаваемой мощности. При передаче 38 и 48 Вт это сопротивление остается практически неизменным, по-видимому, из-за отсутствия зон чистых компонент, обеспечивающих большие градиенты температуры в паровом канале. Таким образом, эффективность двухкомпонентной тепловой трубы (в частности, на смеси ацетона и этилового спирта) увеличивается с ростом передаваемой мощности, однако, согласно полученным данным, не превосходит эффективности тепловых труб на чистых компонентах.

Сравнение профилей температуры без учета общих изменений температурного уровня трубы показывает, что температурные профили двухкомпонентной тепловой трубы для различных сочетаний компонент отличаются от однокомпонентной только появлением почти постоянного градиента температуры в адиабатической зоне, слабо зависящего от концентрации компонент (рис. 27). Однако

при передаваемой мощности 8 Вт картина несколько иная. При 20% ацетона градиент температуры в адиабатической зоне заметно больше, чем в остальных случаях. На профилях, приведенных на рис. 27, отсутствует граница раздела между компонентами, т. е. в паровом канале тепловой трубы присутствует диффузионная смесь, обогащаемая при приближении к конденсатору более летучей компонентой (ацетоном). В испарителе, как и

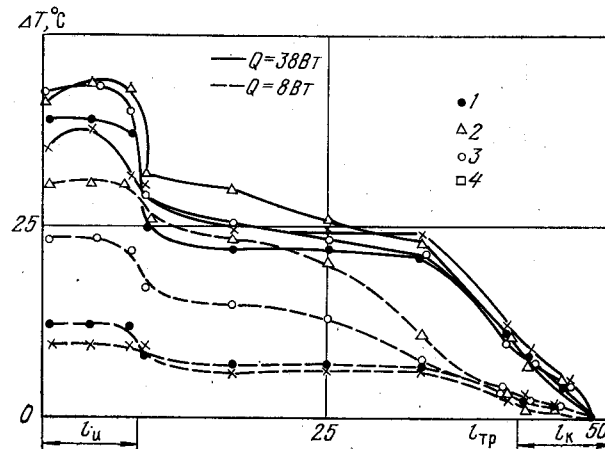


Рис. 27. Температурные профили поверхности тепловой трубы при различных сочетаниях компонент: 1 — 100% этанол; 2 — 80% этанол, 20% ацетон; 3 — 50% этанол, 50% ацетон; 4 — 100% ацетон

следовало ожидать, никаких заметных изменений в распределении температуры не происходит, поскольку там основную массу жидкости постоянно составляет этиловый спирт. Профили же температуры в конденсаторе и прилегающем к нему участке зависят от концентрации компонент и переносимых тепловых потоков. При исследовании зависимости средней температуры, стенки конденсатора тепловой трубы от состава смеси для различных передаваемых тепловых потоков температура и расход жидкости в теплообменнике конденсатора поддерживались постоянными (рис. 28). Увеличение температуры конденсатора означает увеличение термического сопротивления на этом участке. Коэффициенты теплопроводности этилового спирта и ацетона отличаются незна-

чительно, поэтому объяснить увеличение температуры изменением теплопроводности нельзя. Причину необходимо скорее всего искать в изменении характера процессов тепло- и массопереноса внутри тепловой трубы, так как при полной замене теплоносителей температура конденсатора возвращается к прежнему уровню. Кроме того, температура изменяется для всех без исключения мощностей. Добавка второй компоненты в тепловую трубу

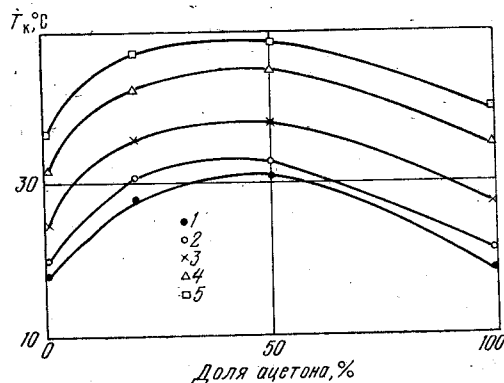


Рис. 28. Зависимость температуры конденсатора от состава смеси: 1 — $Q=8$ Вт; 2 — 12; 3 — 22; 4 — 38; 5 — $Q=48$ Вт

приводит к увеличению общего термического сопротивления конденсатора, хотя в некоторых случаях и не влияет на общее термическое сопротивление тепловой трубы. Это явление можно использовать для изменения уровня рабочих температур труб, у которых заранее заданы внешние условия. Для сравнения на рис. 29 приводятся кривые изменения температуры испарителя тепловой трубы в зависимости от количества добавки ацетона. Температура испарителя уже зависит от передаваемой мощности и имеет наибольшую величину при малых тепловых нагрузках. Однако температура испарителя растет медленнее, чем конденсатора, что и обеспечивает сохранение почти неизменного термического сопротивления всей тепловой трубы (см. рис. 26).

Таким образом, эксперименты показали, что двухкомпонентные тепловые трубы вполне пригодны для решения тех задач теплопередачи, которые в настоящее

время решают однокомпонентные трубы. Добавка второй компоненты дает возможность в некоторых пределах изменять рабочую температуру тепловой трубы, правда, только в сторону ее повышения.

На второй тепловой трубе из нержавеющей стали исследовались теплопередающие характеристики при использовании таких теплоносителей, как этиловый спирт и четыреххлористый углерод, метиловый спирт и вода.

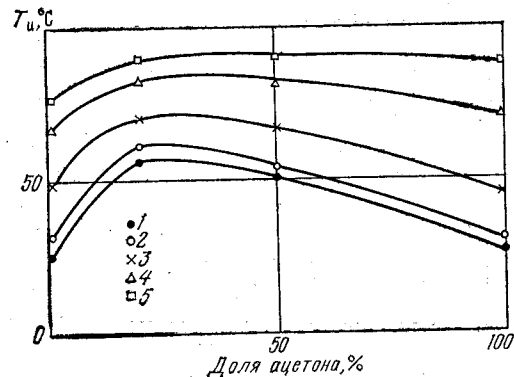


Рис. 29. Зависимость температуры испарителя от состава смеси: 1 — $Q=8$ Вт; 2 — 12; 3 — 22; 4 — 38; 5 — $Q=48$ Вт

Кривые насыщения этих жидкостей приведены на рис. 25. Температурные зависимости давления насыщенных паров этилового спирта и четыреххлористого углерода очень схожи и располагаются недалеко друг от друга. Особенность поведения кривых в том, что они имеют одну общую точку при температуре 95°C и давлении около 1 бар. Исследование поведения тепловой трубы со смесью этилового спирта и четыреххлористого углерода вблизи этой точки для изучения возможности создания устройства, способного переключать передаваемые тепловые потоки, проводилось по обычной методике. В качестве рабочих смесей применялись пять композиций: 100% спирта; 100% четыреххлористого углерода; 80% спирта, 20% CCl_4 ; 50% спирта, 50% CCl_4 ; 20% спирта, 80% CCl_4 .

Результаты, полученные на этой тепловой трубе, сильно отличаются от полученных ранее для смеси эти-

ловый спирт — ацетон. Зависимость термического сопротивления от количественного состава смеси показала значительное ухудшение параметров такой тепловой трубы (рис. 30). Ее термическое сопротивление увеличивается более чем в 4 раза, в основном за счет роста температуры испарителя. Снижается и передаваемая мощность. В данном случае выявилась некоторая зависимость термического сопротивления трубы от условий на

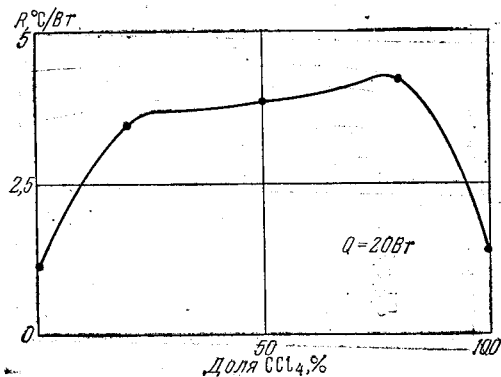


Рис. 30. Термическое сопротивление тепловой трубы для различных комбинаций теплоносителя

конденсационном конце, свидетельствующая о небольших улучшениях параметров при повышении температуры. Эксперименты говорят об отсутствии разделения компонент. При приближении к точке пересечения кривых насыщения эффекта увеличения проводимости получить не удалось, а наоборот, резко увеличивался градиент температуры и характеристики трубы еще более ухудшались. Кроме того, наблюдалась коррозия металла. После длительных испытаний тепловой трубы без перезаправки (около 1 месяца) в испарителе обнаружен слой твердого осадка, из-за которого труба вышла из строя. При работе трубы из нержавеющей стали с чистыми жидкостями таких явлений не отмечалось. Известны и другие несовместимые пары жидкостей [63]. Например, водо-фреоновые смеси начинают разлагаться уже при температуре 20—150 $^{\circ}\text{C}$.

Таким образом, далеко не все смеси химически не реагирующих при обычных условиях жидкостей могут ис-

пользоваться как теплоносители в испарительных теплообменниках. Большое значение с точки зрения перспектив использования имеют тепловые трубы, использующие водо-спиртовые смеси. Они сочетают в себе высокие теплопередающие свойства водяных тепловых труб и возможность работы в условиях пониженных температур без возникновения проблем запуска из замороженного состояния.

Для выяснения теплопередающих способностей таких тепловых труб была предпринята серия экспериментов с использованием смесей воды и метилового спирта разного количественного состава. Эксперименты проводились на тепловой трубе из нержавеющей стали, вопрос газыделения не рассматривался из-за небольшой продолжительности эксперимента, после которого производилась перезаправка новым составом теплоносителя. Тепловая труба вскрывалась для выявления возможных загрязнений, однако никаких осадков или следов коррозии не обнаружено.

Проведенные опыты показали некоторое ухудшение теплопередающих свойств тепловой трубы при добавке в воду метанола, однако при температурах до 80 $^{\circ}\text{C}$ тепловая труба с составом 70 или 80% воды и 30 или 20% метанола имеет примерно те же теплопередающие параметры (общее термическое сопротивление), что и труба на воде. В то же время тепловая труба на смесях превосходит по своим данным трубу на чистом метаноле. Из анализа термических сопротивлений испарительного и конденсационного участков можно сделать вывод об обогащении смеси водой в области испарения и метанолом в области конденсации, однако, как и в предыдущих случаях, из температурных распределений нельзя выявить местонахождение области раздела компонент. Линейные участки в профиле распределения температуры на адиабатическом участке отсутствуют. Зависимости термического сопротивления тепловой трубы от температуры испаряющейся жидкости не отличаются от аналогичных зависимостей при использовании чистых жидкостей.

Эксперименты с двухкомпонентными тепловыми трубами продемонстрировали в некоторых случаях хорошие теплопередающие свойства, не уступающие свойствам однокомпонентных тепловых труб (например, спирто-ацетоновые, водо-метаноловые). У тепловых труб отсут-

ствуется изотермичность, кроме того, не обнаружена граница раздела компонент.

Тепловая труба на смеси спирта и ацетона продемонстрировала неплохие теплопередающие характеристики, особенно при больших передаваемых мощностях. Такие трубы, меняющие свои параметры от добавок и передаваемых тепловых потоков, могут в дальнейшем применяться при создании различных переключающих устройств. По уровню передаваемых мощностей эта труба не превосходит трубу на чистых компонентах.

Смесь четыреххлористого углерода и этилового спирта не может быть рекомендована в качестве теплоносителя для тепловых труб из нержавеющей стали. Наряду с плохими теплопередающими параметрами наблюдается интенсивное химическое взаимодействие теплоносителя с материалом корпуса и фитиля тепловой трубы.

2. Тепловые трубы со шнеками

Интенсификация процессов тепло- и массообмена в низкотемпературной тепловой трубе достигается введением в паровой канал тепловой трубы шнека с переменным шагом закрутки [64, 65]. Шнек может быть неподвижным или вращаться под действием потока пара [96].

Поскольку низкотемпературные тепловые трубы передают сравнительно небольшие потоки, течение пара у них преимущественно ламинарное и может переходить в турбулентное лишь в специальных конструкциях (при создании очень узкого парового канала). Известно, что процессы тепло- и массопереноса протекают гораздо интенсивнее в турбулентных пограничных слоях, чем в ламинарных, и шнек выполняет роль турбулизатора потока пара. Закрутка пара с помощью центробежных сил между ребрами шнека значительно улучшает протекание процессов испарения и конденсации. Данные об увеличении коэффициента теплообмена при кипении при турбулизации потока пара с каплями жидкости приводятся также в работах [66, 67].

Под действием центробежных сил происходит разделение сухого пара и капель жидкости, вырвавшихся с поверхности испарения. Возвращаемая жидкость способствует равномерному смачиванию фитиля и тем самым устраняет возникновение сухих пятен, появившихся из-за

кризиса кипения. В области конденсации турбулизация паров способствует увеличению коэффициента теплообмена. Кроме того, если внутрь трубы попал неконденсирующийся газ, то он оттесняется от внутренней стенки тепловой трубы и не препятствует процессам конденсации. Для дополнительной интенсификации этих процессов целесообразно делать шнек с переменным шагом закрутки, вызывающим увеличение скорости движения пара и центробежных сил при приближении к области конденсации.

Введение в паровой канал шнека вызывает движение пара по спирали и в несколько раз может увеличивать расстояние между испарителем и конденсатором при уменьшении проходного сечения. Это должно сказаться на увеличении перепада давления по пару $\Delta P_{\text{п}}$, т. е. на возникновении дополнительного температурного градиента $\Delta T_{\text{п}}$. Однако для низкотемпературных тепловых труб такое увеличение обычно незначительно и не оказывает заметного влияния на их основные параметры. Выполнение шнека из пористого материала позволит увеличить количество подводимой к испарителю жидкости и распределить ее по поверхности испарения [95].

Для определения теплопередающих характеристик тепловой трубы с закрученным потоком пара и их сравнения с характеристиками обычной тепловой трубы была создана экспериментальная установка. Тепловая труба изготавливалась из нержавеющей стали и имела наружный диаметр 40 мм и длину 190 мм. Энергия подводилась от электрического нагревателя и отводилась жидкостным теплообменником, адиабатическая зона отсутствовала. Фитиль состоял из двух слоев сетки из нержавеющей стали с ячейкой 0,1 × 0,1 мм и прижимался к сеткам спиральной пружины или ребрами шнека. Шнек для опытов был выполнен монолитным и имел переменный шаг закрутки с уменьшением шага в сторону конденсатора (рис. 31). Из-за шнека длина парового канала увеличивалась от 19 до 70 см и в несколько раз уменьшилось его проходное сечение, однако для расчетной передаваемой мощности 100 Вт эти изменения оказались несущественными, градиент температуры в паровом канале практически отсутствовал.

В качестве рабочих жидкостей были выбраны ацетон и фреон II, имеющие различные теплофизические свой-

ства. Для передачи одинаковых тепловых потоков необходимо обеспечивать различные расходы, т. е. можно провести исследования процессов течения пара при различных скоростях его течения.

Кроме того, большой интерес представляет изучение тепловой трубы при наличии в ней неконденсирующегося газа, который может попасть при некачественной заправке или в процессе длительной работы из-за натекаания

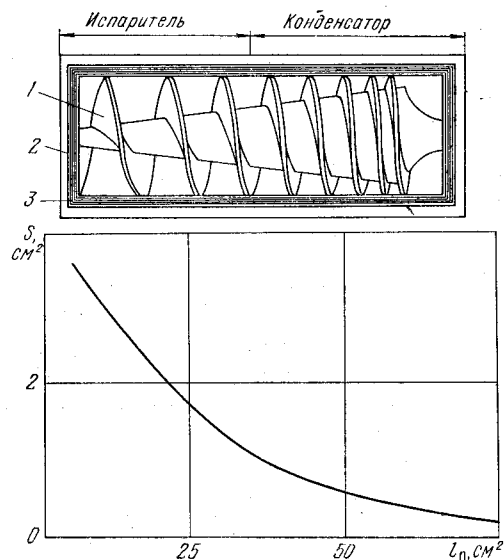


Рис. 31. Схема тепловой трубы со шнеком и сечение ее правого канала: 1 — шнек; 2 — корпус тепловой трубы; 3 — фитиль

или образования продуктов химических реакций при взаимодействии теплоносителя с материалами стенки и фитиля. Для этого исследовалась работа обычной тепловой трубы, снимались распределения температур на наружной стенке и в паровом потоке при фиксированных нагрузках, а затем при этих же условиях испытывалась тепловая труба со шнеком и сравнивались измеренные параметры.

Температурный перепад в зонах отвода и подвода тепла складывается из изменения температуры в насыщенном пористом фитиле (из-за малой эффективной тепло-

проводности таких систем это основная часть) и скачка температуры на границе фазового перехода жидкость — пар. Поскольку теплофизические свойства фитиля остаются неизменными для обоих типов тепловых труб, то изменения в распределении температуры в паре и на стенке трубы можно отнести к изменениям на границе фазовых переходов. Эти различия связаны в первую очередь с изменением скорости течения пара и интенсифика-

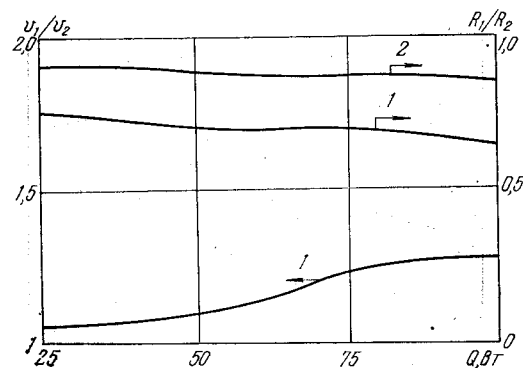


Рис. 32. Относительные изменения термического сопротивления конденсатора: v_1 и R_1 — скорость и сопротивление для тепловой трубы со шнеком; v_2 и R_2 — скорость и сопротивление для тепловой трубы без шнека; 1 — теплоноситель — фреон II; 2 — теплоноситель — ацетон

цией процессов тепло- и массообмена в пограничных слоях.

На рис. 32 приводятся относительные изменения радиальной скорости течения пара фреона у поверхности раздела жидкость — пар при введении шнека от передаваемой мощности. Скорость пара вычислялась по формуле (предполагалось, что конденсация осуществляется равномерно по всей поверхности конденсатора)

$$v = \frac{Q}{L(T_{\text{п}}) S_{\text{нр}}(T_{\text{п}})}$$

На рисунке показаны также относительные изменения термического сопротивления конденсатора. Берется отношение параметров для трубы со шнеком к трубе без шнека. В качестве определяющих использовались температуры пара и наружной стенки конденсатора. С увели-

чением передаваемого теплового потока, т. е. при увеличении скоростей течения пара, увеличивается эффект снижения термического сопротивления конденсатора и понижается температура пара. Изменение термического сопротивления для ацетона оказывается менее значительным, чем для фреона. Это можно объяснить тем, что центробежные силы, появляющиеся в закрученном потоке, оказывают более сильное воздействие на тяжелые пары

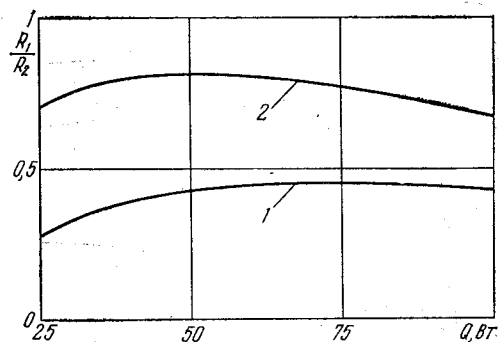


Рис. 33. Относительные изменения термического сопротивления испарителя: v_1 и R_1 — скорость и сопротивление для тепловой трубы со шнеком; v_2 и R_2 — скорость и сопротивление тепловой трубы без шнека; 1 — теплоноситель — фреон 22; 2 — теплоноситель — ацетон

фреона и менее на ацетон. Фреон обладает существенно меньшей скрытой теплотой парообразования, и для передачи одинаковых тепловых потоков при его использовании необходимо создавать массовый поток большей плотности за счет увеличения скорости течения пара и жидкости, что еще более усиливает центробежный эффект.

Еще заметнее влияние шнека в области испарения. При введении шнека термическое сопротивление также определялось исходя из температуры пара и стенки испарителя (рис. 33). Как и в конденсационной части трубы, эффект закрутки паров сильнее проявляется при использовании в качестве теплоносителя фреона. Из-за меньшей скрытой теплоты парообразования массовый расход паров фреона более чем в 2 раза превосходит расход паров ацетона, т. е. более вероятен захват капель жидкости при испарении и кипении фреона. Фреон при

испарении может выдерживать меньшие тепловые нагрузки, а при возникновении пузырькового кипения возможен также выброс капель жидкости в паровой канал. Возврат вылетевших капель под действием возникающих при закрутке центробежных сил способствует более равномерному смачиванию поверхности испарения, устранению сухих пятен.

В работе [53] приводятся результаты исследования аналогичной тепловой трубы со шнеком при использовании в качестве теплоносителя воды. Полученные данные хорошо согласуются с приведенными в настоящей работе и свидетельствуют о преимуществах тепловой трубы со шнеком даже при использовании таких высокоэффективных теплоносителей, как вода. При введении шнека общее термическое сопротивление трубы уменьшилось более чем в 1,5 раза, причем в основном также в испарительном участке.

Интересные результаты получены при исследовании параметров тепловой трубы с наличием в паровом канале посторонних газов. Показания снимались при напуске воздуха при атмосферном давлении. На рис. 34 показаны

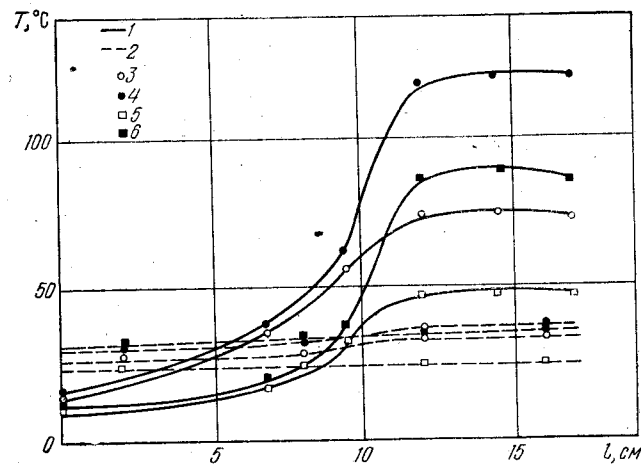


Рис. 34. Распределение температуры в тепловой трубе, теплоноситель — фреон II, $Q=100$ Вт: 1 — температура поверхности; 2 — температура пара; 3 — со шнеком и с воздухом; 4 — без шнека с воздухом; 5 — со шнеком без воздуха; 6 — без шнека, без воздуха

температурные поля на поверхности и в паровом канале тепловой трубы при различных условиях ее испытаний. Труба была заправлена фреоном. Как и следовало ожидать, попадание воздуха значительно увеличило термическое сопротивление тепловой трубы. Перепад температуры в паровом канале одинаков для трубы со шнеком и без шнека, однако термическое сопротивление конденсатора при наличии шнека гораздо меньше. Следовательно, шнек способствует отделению паров теплоносителя от неконденсирующегося газа, оттесняя последний от поверхности конденсации. В этом случае воздух не запирает часть площади конденсатора, как в обычных тепловых трубах, и не препятствует массопереносу. Существование же измерительного перепада температуры в паровом канале можно объяснить тем, что датчик был помещен у поверхности шнека и измерял температуру не пара, а оттесненного воздуха. В испарительной части трубы профиль температуры пара линейный. Значит, есть основания утверждать, что воздух в этой зоне отсутствует.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод об очевидных преимуществах введения шнека. Температурный перепад на поверхности тепловой трубы со шнеком заправленной без всякой предварительной откачки паровой полости и обезгаживания теплоносителя меньше, чем у обычной тепловой трубы без неконденсирующегося газа. Однако вывод, естественно, нельзя распространять на любую рабочую жидкость в произвольную температуру.

Таким образом, помещение в паровой канал тепловой трубы шнека уменьшает ее общее термическое сопротивление. Выполнение же шнека из пористого материала, например из металлокерамики, даст возможность использовать также положительные качества артериальных тепловых труб по гидродинамическому пределу. Закрутка пара при попадании неконденсирующегося газа в некоторых случаях исключает даже необходимость в предварительной откачке внутренней полости тепловой трубы и в обезгаживании рабочей жидкости.

Использование энергии вращающегося под действием потока пара шнека позволяет совершать внешнюю работу, например вырабатывать электроэнергию, перекачивать газ или жидкость и т. д. Шнек можно использовать

и в двухфазных термосифонах с гладкими стенками для закрутки пленки жидкости, стекающей сверху вниз под действием поля тяжести. Закрученный поток жидкости равномерно смачивает по всему периметру испарительный участок термосифона и поддерживает устойчивую пленку жидкости на его поверхности.

В зоне конденсации закручивания пленка жидкости способствует интенсификации процесса теплообмена при конденсации пара на холодной поверхности конденсатора, в результате чего суммарное термическое сопротивление термосифона уменьшается.

3. Криогенные тепловые трубы

Криогенные тепловые трубы находят применение в качестве теплообменных устройств для охлаждения и термостатирования баков с криогенными жидкостями [70], датчиков инфракрасного и радиоактивного излучения [77, 81], лазеров и магнитных систем [81, 85], криогенных хирургических скальпелей [83, 84]. Особенностью этих труб является узкий рабочий температурный диапазон (10—30°), поскольку в них используются криогенные жидкости, как например этан, метан, азот, кислород, водород, гелий и т. д., у которых температурный интервал от тройной точки до критической составляет несколько градусов [98, 99]. Криогенные тепловые трубы должны обладать незначительным термическим сопротивлением $R \approx 0,01—0,03 \text{ } ^\circ\text{K}/\text{Вт}$, что достигается использованием в них капиллярных структур высокой теплопроводности.

Анализ известных типов пористых фитилей (металлические сетки, керамика, войлок), а также канальных капиллярных структур (продольные канавки, винтовая нарезка с артерией) показал, что наиболее предпочтительны структуры в виде продольных канавок, винтовых нарезок с артериями туннельного типа [71, 72], медная и алюминиевая металлокерамика и войлочная структура. Особенно интересен алюминиевый войлок, имеющий малый вес, высокую теплопроводность, проницаемость и капиллярный потенциал.

Криогенные тепловые трубы чаще всего необходимо выполнять изогнутыми, чтобы из них можно было конструировать многосекционные радиаторы и теплообмен-

ники. С этой точки зрения комбинация винтовой нарезки или продольных капиллярных канавок на стенке трубы с пористой артерией, плотно соприкасающейся с ними, является предпочтительней, особенно в условиях невесомости. По данным американской фирмы «Perkin elmer», радиаторы, состоящие из четырех секций криогенной тепловой трубы длиной 640 см, позволяют излучать в окружающую среду ($T_{\text{ср}}=80$ или 20°K) более 30 Вт, при этом перепад температуры на концах трубы составляет менее 1°K . Данная тепловая труба 4 раза изогнута на 180° . Материал стенки — алюминий. Артерия выполнена из стальной сетки (80×590 меш), обернутой в виде 10 слоев вокруг стального стержня диаметром 0,3 см. Артерия соединяется с винтовой нарезкой на внутренней стенке трубы с помощью четырех перемычек, выполненных также из сетки и плотно прижатых к стенке [101]. Пластина из медного войлока или керамики с сеточной артерией на внешней поверхности, помещенная внутри трубы и соприкасающаяся с винтовой нарезкой, может хорошо осуществлять осевой перенос жидкости, как и артерия из сетки.

Теоретический анализ процесса переноса энергии и вещества в криогенных тепловых трубах должен учитывать резкую температурную зависимость теплофизических и термодинамических свойств жидкостей, малую величину скрытой теплоты парообразования, большие скорости перемещения газа и жидкости (влияние вязкостных и инерционных сил). В связи с этим особую актуальность имеет использование решения сопряженной задачи тепло- и массообмена пара с фитилем, заполненным жидкостью [91], для расчета криогенных тепловых труб.

Из-за значительного изменения плотности от температуры и величины коэффициента температурного расширения жидкости оптимальное заполнение пор фитиля при данной температуре может оказаться неоптимальным при другой [5].

Второй существенной особенностью криогенных тепловых труб является очень высокое давление теплоносителя при комнатных температурах (сотни атмосфер). В связи с этим необходимо использовать толстостенные трубы или применять дополнительный газовый резервуар для понижения общего давления [99].

Экспериментальная установка для исследования параметров тепловой трубы на жидком азоте состоит из трубы, заключенной в криостат I, в котором температура может изменяться от 4,2 до 300°K . Для охлаждения конденсационной части тепловой трубы используется жидкий азот или газообразный гелий. Трубы расположены горизонтально, нагреваются омическим нагревателем (рис. 35). Исследованы параметры трех типов криоген-

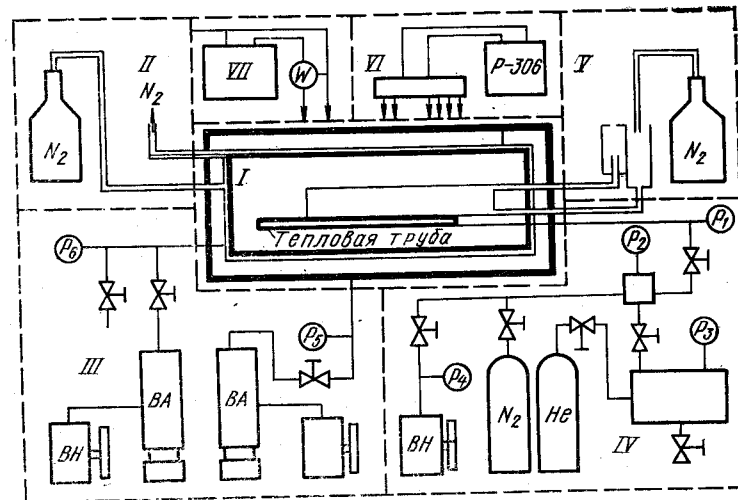


Рис. 35. Схема экспериментальной установки по исследованию криогенных тепловых труб: I — криостат; II — система питания криостата жидким азотом; III — вакуумная система; IV — блок заправки теплоносителем и неконденсирующимся газом тепловой трубы; V — блок питания конденсатора тепловой трубы жидким азотом; VI — блок термометрии; VII — блок питания электрическим током нагревателя ТТ

ных тепловых труб (см. таблицу). Первые два типа тепловых труб изготовлены из нержавеющей стали. В одной пористый фитиль выполнен из стальной сетки 200 меш (3 слоя), второй — из медной сетки 200 меш (5 слоев). Первая труба охлаждалась через медный тепловой мост, погруженный в жидкий азот, вторая — жидким азотом, циркулирующим вдоль поверхности конденсатора. Фитиль третьей трубы выполнен из спеченного медного порошка. Для каждой серии экспериментов методика отличалась незначительно. Резервуар системы заправки

Тепловая труба	Материал стенки	Материал фитиля	Конструкция	Крепление
ТТ-1	Нержавеющая сталь	Сетка, нержавеющая сталь, 200 меш	3 слоя	Пружина
ТТ-2	»	Сетка, медь, 200 меш	5 слоев	»
ТТ-3	Медь	Порошок бронзы	—	—

заполнялся газообразным азотом до определенного давления ($P=4 \text{ атм}$), после чего открывались вентили и по падению давления в резервуаре определялась масса газа, сконденсировавшегося в тепловой трубе. Процесс конденсации сопровождался резким уменьшением перепада температуры вдоль трубы и регистрировался с помощью самопишущего электронного потенциометра ЭПП-09. После установления стационарного состояния вентиль перекрывался и включался электрический нагреватель. Мощность нагревателя увеличивалась ступенями, по $0,25 \text{ Вт}$. Выход на режим после подачи очередной ступени также регистрировался с помощью ЭПП-09, затем регистрировалась температура более точным низкоомным потенциометром Р-306. В течение всего эксперимента давление в тепловой трубе фиксировалось по образцовому манометру. После снятия всех параметров во всем диапазоне тепловых нагрузок тепловая труба охлаждалась и в нее вводилось дополнительное количество газообразного азота, который конденсировался в фитиле. Максимальный тепловой поток, передаваемый по трубе, определяется по формуле

$$Q_{\max} = \frac{\pi L}{l + l_a} \left[\frac{\Delta P_{\text{нап}} - \rho_{\text{ж}} g (d \sin \theta + l \cos \theta)}{\frac{\mu_{\text{ж}}}{2\pi \rho_{\text{ж}} (R_{\text{ф}}^2 - R_{\text{п}}^2)} + \frac{4\mu_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}} R_{\text{п}}^4}} \right], \quad (4.10)$$

которая учитывает поле массовых сил.

Расчетные величины Q_{\max} для криогенных тепловых труб, работающих в горизонтальном положении, не превышают нескольких ватт, поэтому некоторые исследователи используют избыток жидкости [87], уменьшая тем

Теплоноситель	Газ	$\alpha_{\text{ТТ}}$	$d_{\text{ф}}$	$d_{\text{п}}$	$l_{\text{ТТ}}$	$l_{\text{к}}$	$l_{\text{и}}$
		мм					
Азот	—	8	6	5	500	147	90
»	Гелий	11,5	9,5	7,5	360	75	30
»	—	12	10	8	500	30	40

самым потери на трение. Расчет Q_{\max} для оптимальной заправки ($m_{\text{ж}}=5 \text{ г}$), т. е. когда нет избытка жидкости, составляет 2 Вт для ТТ-1 и $4,2 \text{ Вт}$ для ТТ-3. Избыток жидкости в виде «лужи» служит артерией, обладающей малыми потерями давления при течении жидкости из конденсатора в испаритель.

Как видно из рис. 36, предельная тепловая мощность при заправке в тепловую трубу количества рабочей жидкости, необходимого только для насыщения фитиля, была близка к расчетной. Это говорит о том, что аналитическая модель, используемая для расчета среднетемпературных тепловых труб, может быть с успехом применена и для криогенных тепловых труб. Заправка в тепловую трубу меньшего количества жидкости приводит к прекращению работы устройства. Если в тепловую трубу заправлено рабочей жидкости больше, чем необходимо для насыщения фитиля, величины предельной мощности значительно выше. Благодаря этому могут быть использованы тепловые трубы в условиях гравитации, когда перенос жидкости осуществляется не только фитилем, но и пленкой,

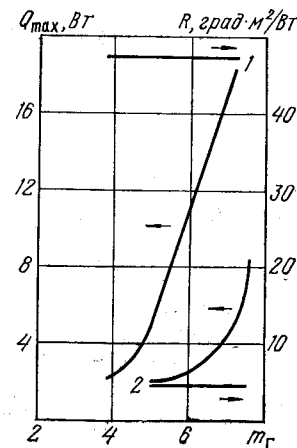


Рис. 36. Зависимость величины предельной мощности и термического сопротивления от количества заправленной жидкости: 1 — ТТ-2; 2 — ТТ-3

текущей по нижней части поверхности фитиля, обращенной к паровому каналу. С другой стороны, это объясняет и большое различие в величинах предельной тепловой нагрузки [69—87]. Такое различие может быть вызвано погрешностью заправки, которая возникает в результате ошибки при измерении пористости, толщины фитиля или определении количества заправленной в тепловую трубу жидкости, а также при изменении температурного режима работы тепловой трубы. Объем заливаемой в тепловую трубу рабочей жидкости равен объему пор материала фитиля только для одного определенного температурного режима. Изменение температурного режима работы устройства вызовет изменение плотности рабочей жидкости, в результате чего изменится ее объем. Так как объем пор при этом не меняется, в тепловой трубе образуется излишек или недостаток жидкости. Чем больше диапазон температурных изменений, тем значительнее погрешность заполнения тепловой трубы. Так, например, плотность жидкого азота при изменении температуры от плавления до критической уменьшается в 2 раза.

Для криогенной тепловой трубы ТТ-3 на рис. 36 представлена зависимость термического сопротивления от количества теплоносителя. Термическое сопротивление тепловой трубы определялось как отношение перепада температуры по ее стенке к плотности теплового потока, усредненной по площади испарителя и конденсатора.

4. Газорегулируемые криогенные тепловые трубы

Как отмечалось, параметром, характеризующим термостабилизирующие свойства теплоносителей, является коэффициент газового контроля $K_{гк} = LM/R_0$, величина которого для криогенных теплоносителей намного ниже, чем для теплоносителей, используемых в низкотемпературных тепловых трубах, вследствие малого значения скрытой теплоты парообразования L .

Если представить изменение температуры пара $\Delta T_{п}$ в газорегулируемой тепловой трубе при изменении теплового потока Δq в виде

$$\Delta T_{п} = \frac{R_0 \bar{T}_{п}^2}{LM} \cdot \frac{V_{к}}{V_{р}} = f(\Delta q), \quad (4.11)$$

то можно сделать вывод, что изменение температуры пара $\Delta T_{п}$ находится в квадратной зависимости от изменения рабочей температуры трубы.

На основании сказанного можно сделать вывод, что уменьшение $K_{гк}$ для криогенных теплоносителей компенсируется уменьшением температуры пара $T_{п}$, вследствие чего увеличивается коэффициент температурной чувствительности для криогенных газорегулируемых тепловых труб.

Особенность теплоносителей, используемых в криогенных газорегулируемых тепловых трубах, в снижении коэффициента концентрационной диффузии при уменьшении температуры. Следовательно, криогенные теплоносители имеют преимущество перед высокотемпературными вследствие уменьшения протяженности парогазовой зоны.

Криогенные теплообменники, в том числе и криогенные тепловые трубы, при заправке, хранении или при эксплуатации могут находиться при температурах выше критической, что приводит к высоким давлениям (сотни и тысячи атмосфер). Появление таких давлений в криогенных тепловых трубах резко снижает надежность конструкции, а в ряде случаев может привести к взрыву. Надежность обеспечивается повышением толщины стенки или введением дополнительного резервуара для увеличения удельного объема паров в тепловой трубе. Повышение толщины стенки увеличивает термическое сопротивление и снижает эффективность теплопередачи. Температура дополнительного резервуара должна быть выше температуры активной зоны конденсатора для предотвращения перекачки теплоносителя в резервуар и конденсации пара на его холодных стенках. С другой стороны, помещение резервуара в среду с высокой температурой увеличивает теплопритоки к тепловой трубе. Так как большинство газорегулируемых тепловых труб имеет дополнительный резервуар, то в криогенных трубах он используется не только как аккумулятор неконденсирующегося газа, но и для снижения давления в трубе при комнатной температуре.

Если предположить, что скрытая теплота парообразования не зависит от температуры, то активную длину конденсатора газорегулируемой тепловой трубы можно определить по формуле

$$l_a = \left[l_k - 4 \frac{m_r RT_r}{M_r d_n^2 \exp\left(\frac{A}{T_n} + B\right)} \right]. \quad (4.12)$$

Для граничных условий третьего рода на внешней поверхности тепловой трубы тепловой поток, рассеиваемый активной частью конденсатора, равен:

$$Q = \frac{\Pi_c (T_n - T_c)}{R_a} \left[l_k - \frac{m_r RT_r}{M_r S \exp\left(\frac{A}{T_n} + B\right)} \right]. \quad (4.13)$$

Если предположить, что для малых перепадов температуры вдоль трубы справедлива запись

$$\frac{P'_v}{P'_v} = \frac{K'}{\Delta T}, \quad (4.14)$$

то коэффициент температурной чувствительности трубы

$$\sigma^* = Q_{\max} [1 - V_k/V_p] K^{-1}. \quad (4.15)$$

Это выражение получено при допущении, что температурная стабилизация начинается при $Q_{\min} = 0$. На самом деле газорегулируемые тепловые трубы работают как терморегуляторы, начиная с определенной тепловой нагрузки $Q_{\min} \neq 0$:

$$Q_{\min} = \lambda \kappa Q'' S + L \frac{DM_n P}{(P - P_n) RT} \cdot \frac{dP_n}{dy}. \quad (4.16)$$

Влияние термического сопротивления конденсатора тепловой трубы на температурную чувствительность можно определить по соотношению

$$\sigma_1 = \frac{R'_1}{R'_2} \sigma_2. \quad (4.17)$$

Для увеличения σ^* нужно свести к минимуму величины Q_{\min} и радиус R_a .

Исследование параметров криогенной газорегулируемой тепловой трубы ТТ-3 (см. рис. 35) проводилось следующим образом: в качестве теплоносителя был выбран

азот, неконденсирующийся газ — гелий. Труба сделана из нержавеющей стали длиной 510 мм, $d_{\text{нар}} = 11,5$ мм; $d_{\text{вн}} = 9,5$ мм; $d_{\text{ф}} = 7,5$ мм; $l_n + l_a + l_k = 0,27 + 0,15 + 0,09$ м. Пористый фитиль — медная сетка (200 меш), 5 слоев. Газовый резервуар объемом $V_r = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м³ присоединен к торцу конденсатора с помощью капиллярной трубки, выполненной из нержавеющей стали. На рис. 37 по-

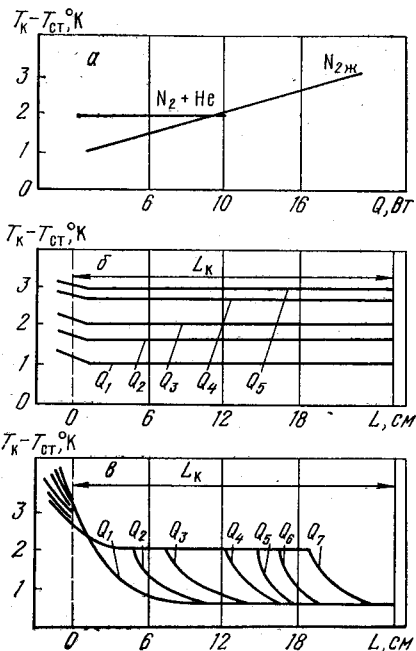


Рис. 37. Экспериментальные данные по исследованию криогенной газорегулируемой тепловой трубы: $Q_1 = 2$ Вт; $Q_2 = 6$; $Q_3 = 8$; $Q_4 = 11$; $Q_5 = 13$; $Q_6 = 15$; $Q_7 = 17$ Вт

казана зависимость перепада температуры между T_c и температурой жидкого азота в криостате ($T_c - T_{\text{стона}}$) от длины активной зоны трубы и тепловой нагрузки. Коэффициент температурной чувствительности $\sigma^* = 90$ Вт/°К, что соизмеримо с σ^* газорегулируемых тепловых труб умеренного температурного диапазона.

5. Центробежные тепловые трубы

В центробежных тепловых трубах процесс переноса жидкости из испарителя в конденсатор осуществляется с помощью центробежного поля. В центробежных тепловых трубах возможно достижение значительно больших плотностей тепловых потоков при кипении жидкости (до 260 Вт/см^2 на воде) по сравнению с обычными трубами; имеющими капиллярно-пористые насосы. Известны центробежные трубы с осевым [53] и радиальным переносом тепла [96]. В первом случае имеется непрерывная движущаяся пленка жидкости между конденсатором и испарителем, во втором жидкость из конденсатора в испаритель попадает в виде капель, разбрызгиваемых центробежным полем. Особенно эффективно использование центробежных тепловых труб для охлаждения и термостатирования роторов электрических машин, валов турбин, подшипников, для создания эффективных теплообменников газ — газ, газ — жидкость, жидкость — жидкость.

В настоящее время известно более десятка различных конструкций центробежных тепловых труб как постоянного, так и переменного термического сопротивления. К сожалению, теория отстает от практического применения тепловых труб. Известные варианты анализа работы таких труб в основном базируются на теории Нуссельта о теплообмене при конденсации пара на ламинарной пленке жидкости.

6. Коаксиальные тепловые трубы

Коаксиальные тепловые трубы находят широкое применение в качестве термостатов с высокой изотермичностью поверхности (до $0,001 \text{ }^\circ\text{C}$) для охлаждения и терморегулирования цилиндрических тепловыделяющих элементов (ТВЭЛы, кристаллы и т. д.). В коаксиальных тепловых трубах испаритель и конденсатор имеют различный диаметр и расположены коаксиально друг другу, теплообмен происходит в радиальном или радиально-осевом направлении. Жидкость из конденсатора в испаритель транспортируется с помощью пористых перегородок, соединяющих друг с другом капиллярные структуры испарителя и конденсатора. Поскольку перегородки не

влияют на процесс теплообмена в испарителе и конденсаторе, они могут быть выполнены из материала с низкой теплопроводностью (стекловолокно, пористый полимер и т. д.).

Кроме обычных коаксиальных тепловых труб, используются газорегулируемые коаксиальные тепловые трубы с резервуаром для неконденсирующегося газа [94].

ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Luikov, L. L. Vasiliev. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 18, p. 177—190, 1975.
2. О. Н. Маньковский и др. ИФЖ, 1976, 30, № 2.
3. A. V. Luikov, L. L. Vasiliev, V. A. Majorov. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 18, p. 863—874, 1975.
4. В. А. Майоров, Л. Л. Васильев. Аналитическая модель двухфазного охлаждения пористого тепловыделяющего элемента. В сб. «Интенсификация процессов переноса энергии и вещества в пористых средах при низких температурах». Минск, 1975.
5. L. L. Vasiliev, L. P. Grakovich, A. N. Abramenko, O. G. Rasin, P. A. Vityaz, M. A. Litvinets, V. G. Kiselev. *Abstracts of II Int. Heat Pipe Conferens*, p. 130—132. Bologna, Itali, 1976.
6. H. M. Winston, J. K. Ferrell, R. Davis. *Abstracts of II Int. Heat Pipe Conferens*, p. 121—123. Bologna, Itali, 1976.
7. T. P. Cotter. *Report LA-3246-MS*, 1965.
8. S. W. Yuan, A. B. Finkelstein. *Trans. ASME*, v. 78, 4, p. 719—724, 1956.
9. C. A. Busse. Pressure drop in the vapor phase of long heat pipes. *Thermoionic Conversion Specialist Conference*, Palo Alto, California, 1967.
10. L. S. Galovin, V. A. Barker. *ASME Paper*, 69-HT-22, 1969.
11. C. A. Bankston, H. J. Smith. *ASME Paper*, 71-WA/HT-155, 1971.
12. Бэнкстон, Смит. «Теплопередача», 1973, № 3.
13. А. В. Лыков. Явления переноса в капиллярно-пористых телах. М., 1954.
14. А. В. Лыков. Теплообмен. Справочник. М., 1972.
15. А. В. Лыков, Л. Л. Васильев. Тепло- и массообмен капиллярно-пористых тел при обдувании их потоком разреженного газа. В сб. «Тепло- и массообмен при низких температурах». Минск, 1970.
16. V. Muthuveerappan, M. Ramalingam, M. A. Rasheed, V. Prabhakara Rao. *Indian Journal of Technology*, v. 13, p. 99—102, March 1975.
17. В. М. Кейс. Конвективный тепло- и массообмен. М., 1972.
18. A. R. Rohani, C. L. Tien. *Journal of Heat Transfer*, v. 95, p. 337—382, 1973.
19. A. R. Rohani, C. L. Tien. *AIAA Journal*, v. 13, N 4, p. 530—532, 1975.
20. А. Г. Шашков, Л. Л. Васильев. Авторское свидетельство СССР, № 461295, 1975.
21. Л. Л. Васильев, В. В. Сенин. Авторское свидетельство СССР, № 306320, 1971.
22. Л. Л. Васильев и др. Авторское свидетельство СССР, № 455799, 1975.
23. В. Ф. Степанчук, В. Е. Соболев, А. И. Стрельцов. Двухкамерный бытовой холодильник с тепловой трубой. Реф. инф. ЦНИИТЭИлегпищепрома, № 8, 1973.
24. А. В. Лыков, Л. Л. Васильев. Авторское свидетельство СССР, № 461283, 1975.
25. C. L. Tien, K. N. Sun. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 14, p. 1953, 1971.
26. A. T. Calimbas, R. H. Hullet. *ASME Paper*, NHT-16, 1969.
27. P. Joy. *ASME Paper*, NHT/SpT-7, 1970.
28. N. Kosowski, R. Koosson. *AIAA Paper*, N 409, 1971.
29. C. A. Busse. III Int. conference of space Technology. Rome, May, 1971.
30. R. A. Freggens. *Proc. of 4 Interson. Ener. Conv. Engineer Conf.*, 15—17, 1973.
31. P. E. Birnbreier, G. Gammel. *Int. Heat Pipe Conf.*, 1973.
32. P. E. Eggers, A. W. Serkin. *ASME Paper*, NWA/Ener-1, 1970.
33. Патент США, № 3528494, 1968.
34. Патент США, № 3537514, 1969.
35. J. P. Kirkpatrick, B. D. Marcus. *AIAA Paper*, N 411, 1971.
36. A. V. Luikov. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 17, N 9, 1974.
37. A. V. Luikov. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 17, N 2, 1974.
38. B. S. Larkin, G. H. Johuston. *Congress of Int. Institute of Canada*. Monreal, 1973.
39. B. S. Larkin. *Transaction CSME EIC-73*, 1973.
40. B. S. Larkin. *Transaction CSME EIC-71*, 1971.
41. Л. Л. Васильев и др. Тепло- и массоперенос в вертикально расположенной тепловой трубе с фитилем из спеченного металлического порошка. В сб. «Тепло- и массообмен криогенных жидкостей в пористых теплообменниках». Минск, 1974.
42. Мориц. Влияние геометрии капилляров на максимальную тепловую нагрузку тепловой трубы. В сб. «Тепловые трубы». М., 1972.
43. K. N. Sun, C. L. Tien. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 18, N 13, 1975.
44. Лаймен, Хуанг. Анализ распределения температуры в фитилях тепловой трубы. В сб. «Тепловые трубы». М., 1975.
45. J. H. Cosgrove, J. K. Ferrell. *J. of Nuclear Energy*, v. 21, N 7, 1967.

46. Л. П. Гракович, С. В. Конев. Исследование тепловых трубок на легкокипящих теплоносителях. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 2. Минск, 1972.
47. В. Я. Сасин, В. Н. Федоров. Экспериментальное исследование тепловых труб на легкокипящих теплоносителях. Доклады научно-технической конференции МЭИ. М., 1969.
48. G. M. Grover, T. P. Cotter, G. E. Erickson. J. Appl. Phys., 35, N 6, 1964.
49. S. Katzoff. AIAA Paper, N 310, 1967.
50. W. B. Vienert. Proc. 4th IECEC, p. 1033, 1969.
51. R. Schlitt. Research Report EUR-4634d. Euratom, 1971.
52. B. D. Marcus. NASA Contractor Report NCR-2018, 1972.
53. Л. Л. Васильев, С. В. Конев. Теплопередающие трубки. Минск, 1972.
54. П. А. Мирзоян, О. М. Шаля. Труды МЭИ, вып. 198. М., 1974.
55. P. Zimmelman. Forsch. Int. Wes., 37, N 2, 1971.
56. Н. В. Мекее. McDennel Douglas Astronautics Company East. Paper, 1974.
57. O. Brost, K. P. Schubert. 1th Int. Heat Pipe Conference. Stuttgart, W. G., 1973.
58. С. В. Конев. Исследование электрокинетических эффектов в процессах капиллярного впитывания. В сб. «Тепло- и массообмен при низких температурах». Минск, 1970.
59. K. S. Washburg. Phys. Rev., 17, 276, 1921.
60. C. L. Tien. Application to Thermal Design of Spaceraft. Academic Press. N. Y., 1970.
61. Тьен, Рохани. Теория тепловых труб с двухкомпонентным рабочим телом. Труды ASME, серия C, № 4, 1972.
62. Фельдман, Витлов. Эксперимент с двухжидкостной тепловой трубой. В сб. «Тепловые трубы». М., 1972.
63. Д. Д. Колофати, В. В. Игнатов, В. В. Попалов. «Энергетика», 1974, № 10.
64. Л. Л. Васильев. Авторское свидетельство СССР, № 313041, 1971.
65. Л. Л. Васильев. Авторское свидетельство, № 313040, 1971.
66. A. E. Bergles, W. D. Fuller, S. I. Huneck. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 14, 1971.
67. A. E. Bergles, W. D. Fuller, S. I. Huneck. Advance in cryogenic ing., v. 19, 1971.
68. А. В. Лыков. О системах дифференциальных уравнений тепломассопереноса в капиллярно-пористых телах. ИФЖ, 1974, 2в, 18.
69. S. W. Shi, T. A. Cygnarowiz. ASME Paper N 70-HT/SpT-6, 1970.
70. W. L. Haskin. Cryogenic Heat Pipe. Technical Report, AFFDITR-GG-228, 1967.
71. G. L. Kissner. Development of Cryogenic Heat Pipe. 1th Int. Heat Pipe Conference. Stuttgart, W. G., 1973.
72. B. E. Nelson, W. Petril. Experimental Evaluation of Cryogenic Heat pipe/Radiator in Vacuum Chamber. 1th Int. Heat Pipe Conference. Stuttgart, W. G., 1973.
73. F. Murray, W. G. Fasser. A Cryogenic Heat Pipe for Satellite sensor Cooling. ASME-73, 1973.
74. B. F. Armaly, J. Dudheker. ASME-71-WA/HT-28, 1971.
75. P. Brennan, D. Trimme, A. Sherman. ASME-71-WA/HT-42, 1971.
76. P. Joy. ASME-70-HT/SpT, 1971.
77. U. P. Wright, W. R. Pence. ASME-ENAS-47, 1973.
78. P. Dominquer, R. Kosson. AIAA-73-729, 1973.
79. E. J. Kroliczek, P. J. Brennen. ASME-73-ENAS-48, 1973.
80. B. F. Armaly. Cryogenics, May 1973.
81. T. H. Sun, R. C. Prager. AIAA Paper, N 751, 1974.
82. P. E. Eggers, A. W. Sorkiz. ASME, Paper, N 7, WA-ENER-1, 1970.
83. S. Kuo. The Proceedings of the 5th Int. Conference of Medical End Session, 1969.
84. S. Kuo. Heat Pumping by Thermoelectric Coolers through a low-temperature Heat Pipe, 8th Int. Congress of refrigeration. Washington, 1971.
85. H. Quack, P. Grassmann. A helium thermosifon as thermal valve for a magnittical refrigeration, 8th Int. Congress of refrigeration. Washington, 1971.
86. R. Ewald, P. Perrond. The flooding phenomenon in Cryogenic Heat Pipe with vertical Countercurrent two-phase flow, ICEC-3. Berlin, 1970.
87. P. J. Brennan, E. A. Skrabek. NASA-21191, 1972.
88. T. R. Scollon. AIAA Paper, N 412, 1971.
89. P. D. Dunn, C. Rice. Reactor Fuel Test Rig Using Heat Pipe Control, First Int. Heat Pipe Conference. Stuttgart, 1973.
90. A. Brown, K. J. Morris. Heat Pipe for domestic use 1th Int. Heat Pipe Conference. Stuttgart, W. G., 1973.
91. М. М. Левитан, Т. Л. Перельман. Основы теории и расчета тепловых труб. ЖТФ, 1975, 11, вып. 8, 1975.
92. R. G. Bressler, P. W. Wyatt. Transaction ASME, Feb., 1970.
93. F. C. Yip. AIAA Paper, N 1266, 1974.
94. C. A. Busse, J. P. Labrande, C. Bassani. Inst. Phys. Conf. Ser., N 25, 1975, Chapt. 7, Euroatom CCR, Italy.
95. А. Г. Шашков, Л. Л. Васильев, Л. П. Гракович. Тепло- и массообмен во фреоновых тепловых трубах. Труды 4-го Международного конгресса ХИСА-72. Прага, 1972.
96. А. Г. Шашков, Л. Л. Васильев. Регулируемые тепловые трубы. Труды 4-го Международного конгресса ХИСА-72. Прага, 1972.

97. Л. Л. Васильев. Регулируемая тепловая трубка. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 2. Минск, 1972.
98. А. Г. Шашков, Л. Л. Васильев, Л. П. Гракович, С. В. Конев. Экспериментальное исследование процессов тепло- и массообмена в тепловых трубах с низкокипящими теплоносителями. Труды IV Международной конференции по криогенной технике (ICEC). Голландия, 1972.
99. L. L. Vasiliev, S. V. Konev, A. M. Marchenko, A. D. Shnyryov, I. S. Desyukevich, V. V. Gill. Heat and Mass Transfer in Cryogenic gas-loaded Heat Pipes, Abstracts of II Int. Heat Pipe Conference. Bologna, Italy, 1976.
100. J. E. Deverall, J. R. Phillips. Metal vapor laser cell. Abstracts of II Int. Heat Pipe Conference. Bologna, Italy, 1976.
101. A. A. Cenkler, B. E. Nelson and W. Petrie. Extended cryogenic performance of lobar wick heat pipe/radiator. 1th Int. Heat Pipe Conference. Bologna, Italy, 1976.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Условные обозначения	6

Глава 1

Теоретические основы процесса переноса энергии и вещества в тепловых трубах	7
1. Постановка задачи	7
2. Структурные характеристики пористого фитиля при расчете конвективного переноса в пористых средах . .	10
3. Массообмен	12
4. Исследование по кинетике	14
5. Ограничения, налагаемые на предельные величины теплового потока, передаваемого вдоль тепловой трубы	15
6. Теплообмен в тепловых трубах	18
7. Гидродинамика пара в паровой зоне тепловых труб	21
8. Механизм тепло- и массообмена в пористых фитилях низкотемпературных тепловых труб	25
9. Минимально допустимый предел теплопередачи в тепловых трубах	28
10. Термическое сопротивление тепловой трубы	29
11. Нестационарные режимы работы низкотемпературных тепловых труб	30
12. Безразмерный анализ работоспособности тепловых труб	31
13. Классификация тепловых труб	33
14. Применение тепловых труб	35
15. Капиллярные системы для тепловых труб	42
16. Выбор теплоносителя тепловых труб	49

Глава 2

Гравитационные тепловые трубы	51
1. Гидродинамическая граница работы тепловой трубы с фитилем из спеченного металлического порошка . .	55
2. Гидродинамическая граница работы гравитационной артериальной тепловой трубы с нарезкой	61

Глава 3	
Регулируемые тепловые трубы	73
1. Описание процессов в газорегулируемых тепловых трубах	73
2. Экспериментальное исследование низкотемпературных регулируемых тепловых труб	79
3. Динамика регулируемой тепловой трубы	85
4. Тепловые трубы активного регулирования	91

Глава 4	
Модификации тепловых труб	99
1. Тепловая труба с двухкомпонентным теплоносителем	99
2. Тепловые трубы со шнеками	110
3. Криогенные тепловые трубы	117
4. Газорегулируемые криогенные тепловые трубы	122
5. Центробежные тепловые трубы	126
6. Коаксиальные тепловые трубы	126
Литература	128

*ВАСИЛЬЕВ ЛЕОНАРД ЛЕОНИДОВИЧ
 ВААЗ СЕРГЕЙ ЛЕОНИДОВИЧ
 КИСЕЛЕВ ВЛАДИМИР ГРИГОРЬЕВИЧ
 КОНЕВ СЕРГЕЙ ВЛАДИМИРОВИЧ
 ГРАКОВИЧ ЛЕОНИД ПАВЛОВИЧ*

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Редактор Т. П. Ткачева
 Обложка Г. А. Репинского
 Художественный редактор Ю. С. Сергачев
 Технический редактор И. Ц. Тихонова
 Корректор А. М. Логинович

Печатается по постановлению РИСО АН БССР.
 АТ 15005. Сдано в набор 26.VIII 76 г. Подписано
 в печать 9.XI 1976 г. Формат 84×108¹/₃₂. Бумага тп.
 № 3. Печ. л. 4,25. Усл. печ. л. 7,14. Уч.-изд. л. 6,5.
 Изд. зак. 314. Тип. зак. 1002. Тираж 1450 экз.
 Цена 65 коп. Издательство «Наука и техника».
 Минск, Ленинский проспект, 68. Типография им.
 Франциска (Георгия) Скорины издательства «На-
 ука и техника» АН БССР и Госкомитета СМ БССР
 по делам издательств, полиграфии и книжной тор-
 говли. Минск, Ленинский проспект, 68.

Н61 **Низкотемпературные тепловые трубы.** Под ред.
Л. Л. Васильева. Мн., «Наука и техника», 1976.

136 с. с ил.

На обороте тит. л. авт.: Л. Л. Васильев, С. Л. Вааз, В. Г. Киселев,
С. В. Конев, Л. П. Гракович.

В книге представлены результаты оригинальных исследований процессов тепло- и массопереноса в низкотемпературных тепловых трубах: гравитационных, газорегулируемых, криогенных, многокомпонентных и тепловых трубах со шнеком.—Список лит.: с. 128—132(101 назв.).

30303—119

Н 117—76

М316—76

6П2.2