

643

Т 34

# Тепловые трубы

*Перевод с английского и немецкого*

*Под редакцией проф., д-ра техн. наук Э. Э. ШПИЛЬРАЙНА*

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва 1972

За последние годы все большее применение находят тепловые трубы — важнейшие элементы теплоэнергетических установок, способные переносить большие тепловые потоки при незначительных разностях температур. Они особенно перспективны для теплонапряженных аппаратов новой техники, где приходится сочетать компактность, автономность и высокую надежность.

В сборнике отражены основы теории тепловых труб и анализ процессов тепло- и массообмена в них: характеристики тепловых труб как теплопередающих элементов, включая предельные тепловые нагрузки; рассмотрены типичные конструкции тепловых труб и фитилей, наиболее интенсивные технические устройства, использующие тепловые трубы.

Сборник рассчитан на инженеров-теплофизиков, студентов теплофизической и теплоэнергетической специальностей. Он окажется также полезным для теплофизиков, интересующихся проблемами теплообмена при фазовых переходах, а также специфическими вопросами гидродинамики.

БИБЛИОТЕКА  
УНЦ  
АН СССР

116527

*Редакция литературы по новой технике*

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Тепловая труба, как специфическое теплообменное устройство, была предложена сравнительно недавно. Вначале она рассматривалась как автономное теплопередающее устройство, способное передавать большие тепловые мощности на расстояния порядка метра при весьма малых разностях температур. Работа тепловой трубы происходит без участия силы тяжести или каких-либо механических устройств. Ее эффективная теплопроводность, т. е. передаваемая трубой тепловая мощность, отнесенная к площади поперечного сечения и падению температуры на единицу длины, оказалась в десятки раз больше, чем у меди или серебра — наиболее теплопроводных из известных материалов. Эти свойства тепловой трубы в сочетании с ее высокой надежностью определили интерес к ней прежде всего инженеров и ученых, работающих в области космической техники.

Однако очень скоро стало ясно, что область применения тепловых труб значительно шире. Обнаружились новые свойства тепловых труб; при некоторых усовершенствованиях трубы могут использоваться как термостатирующие устройства, обеспечивая постоянство температуры термостатируемого объекта в широком диапазоне изменения выделяемой в нем мощности. Это привлекло внимание специалистов в области электроники, которые нуждаются в простых и надежных устройствах для термостатирования различных электронных приборов.

Есть основания полагать, что тепловые трубы найдут применение и в других областях техники — в энергетике, химической технологии, — везде, где возникают те или иные проблемы, связанные с интенсификацией процессов переноса тепла.

Уже на самой ранней стадии изучения тепловых труб наметились основные проблемы, подлежащие более тщательному исследованию. К ним в первую очередь относится исследование возможностей передачи максимальных тепловых мощностей и процессов, лимитирующих максимальную тепловую мощность. Эти вопросы изучались как экспериментально, так и теоретически на основе различных моделей, схематизирующих процессы в реальной тепловой трубе. Следует отметить, что в настоящее время для многих характерных случаев между экспериментом и теорией достигнуто удовлетворительное соответствие, что позволяет достаточно уверенно рассчитывать тепловые трубы для различных конкретных условий.

При изучении тепловых труб пришлось столкнуться и с проблемой обеспечения больших тепловых нагрузок в зоне нагрева тепловой трубы. Казалось бы, эта проблема уже разрешена в связи с изучением теплообмена при кипении. Однако выяснилось, что сведения о процессе кипения, и в первую очередь о кипении в большом объеме, далеко не всегда применимы к анализу процесса кипения в капиллярных структурах тепловых труб.

Создателям и исследователям тепловых труб пришлось столкнуться и со специфическими материаловедческими вопросами. Надлежащий выбор рабочего тела и конструкционного материала трубы и фитиля с точки зрения их совместимости и коррозионной стойкости оказался чрезвычайно важным, особенно когда речь зашла о высокотемпературных трубах, работающих на жидких металлах при ресурсе, превышающем 10 000 час. Следует отметить, что данные коррозионных исследований, проведенных на тепловых трубах, а также разработанные принципы подхода к обеспечению стойкости материалов зачастую имеют более общий интерес, не ограничивающийся специфическими проблемами тепловых труб.

Учитывая возросший в последние годы интерес советских инженеров и ученых к тепловым трубам, а также недостаточное количество литературы по этому вопросу на русском языке, при подборе материала особое внимание уделялось тому, чтобы в сборнике хотя бы вкратце были отражены все основные аспекты проблемы. В соответствии с этим сборник построен следующим образом.

Около половины статей посвящено исследованию различных физических процессов, протекающих в трубе, и их влиянию на ее характеристики. Далее следуют статьи, в которых рассмотрены рабочие тела, конструкционные материалы и проблемы коррозии. Наконец, последнюю часть сборника представляют статьи, иллюстрирующие возможные применения тепловых труб в конкретных технических устройствах.

При редактировании сборника мы стремились обеспечить единство терминологии, что в ряде случаев было затруднительно в связи с тем, что в этой сравнительно молодой области еще нет установившихся терминов. Перевод статей осуществлен коллективом переводчиков Института высоких температур АН СССР.

*Э. Э. Шпильрайн*

## МЕХАНИЗМ ТЕПЛОБМЕНА В ИСПАРИТЕЛЬНОЙ ЗОНЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ<sup>1</sup>

Феррелл, Джонсон

### Обозначения

- $A$  — поверхность обогреваемого участка,  $m^2$ ;  
 $B$  — высота фитиля,  $m$ ;  
 $D_p$  — диаметр частицы,  $m$ ;  
 $G$  — массовый расход,  $kg/m^2 \cdot сек$ ;  
 $g$  — ускорение силы тяжести,  $m/сек^2$ ;  
 $g_c$  — постоянная,  $9,81 \text{ кг} \cdot m / \text{кг} \cdot сек^2$ ;  
 $H$  — равновесное капиллярное поднятие в вертикальном фитиле,  $m$ ;  
 $h$  — энтальпия,  $ккал/кг$ ;  
 $K$  — проницаемость фитиля,  $m^2$ ;  
 $L$  — длина,  $m$ ;  
 $P$  — давление,  $кг/м^2$ ;  
 $Q$  — тепловой поток,  $ккал/час$ ;  
 $T$  — температура,  $^{\circ}C$ ;  
 $U$  — осредненный коэффициент теплоотдачи,  $ккал/м^2 \cdot час \cdot ^{\circ}C$ ;  
 $V$  — объем,  $m^3$ ;  
 $W$  — ширина фитиля,  $m$ ;  
 $\theta$  — угол наклона;  
 $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $кг/м$ ;  
 $\rho$  — плотность,  $кг/м^3$ ;  
 $\varepsilon$  — пористость;  
 $\mu$  — коэффициент динамической вязкости,  $кг \cdot сек/м^2$ ;

<sup>1</sup> Ferrell J. K. (Department of Chemical Engineering, North Carolina State Univ., Raleigh, North Carolina), Johnson H. R. (West Virginia Pulp and Paper Co., N. Charleston, South Carolina), *Chemical Engineering Progress Symp. Ser.* (1970).

## И н д е к с ы

- $l$  — относится к условиям, при которых проведены измерения свойств;  
 $A$  — адиабатический участок;  
 $a$  — см. фиг. 1;  
 $E$  — испарительный участок;  
 $f$  — жидкость;  
 $g$  — пар;  
 $S$  — поверхность;  
нас — насыщение.

## ВВЕДЕНИЕ

За последние годы разработка и применение тепловых труб вызывают значительный интерес. Для того чтобы рационально спроектировать и оптимизировать тепловую трубу, необходимо знать механизм ее работы. Излагаемые здесь результаты главным образом касаются механизма процесса испарения, происходящего на участке испарителя тепловой трубы. В статье Феррелла и Олливитча [5] изложены результаты исследования механизма переноса тепла при испарении жидкости от обогреваемой поверхности к пористому материалу фитиля, находящегося в контакте с этой поверхностью. Предметом настоящего исследования является изучение механизма теплообмена при испарении жидкости в фитиле, покрывающем поверхность нагрева рабочего участка. Так же как в тепловой трубе, жидкость подсасывается к обогреваемой поверхности за счет действия капиллярных сил. Были исследованы условия нормальной работы и условия возникновения кризиса в тепловой трубе.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

Некоторые особенности тепловых процессов, происходящих в тепловой трубе, усложняют исследование теплообмена в испарительной зоне трубы. Давление и температура в тепловой трубе зависят от количества подводимого тепла, количество жидкости, необходимое для пропитки фитиля, определяется температурой, а наличие неконден-

сирующихся газов, которые скапливаются в зоне конденсатора, ухудшает эффективность работы конденсатора. Удаление неконденсирующихся газов без уменьшения количества находящейся в тепловой трубе жидкости представляет определенную трудность.

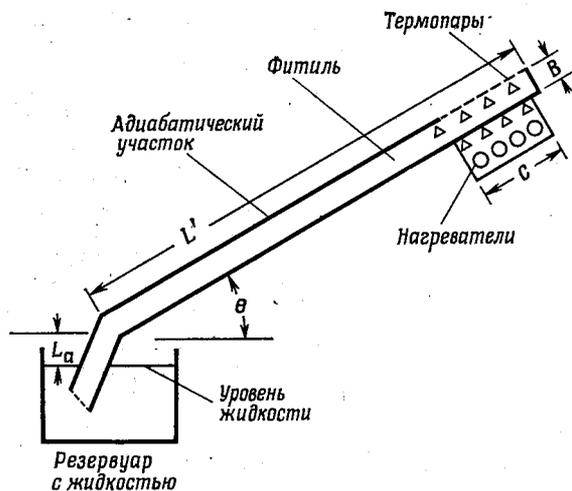
В силу этих причин в опытах использовалась специальная конфигурация тепловой трубы, которую мы будем называть тепловой трубой с регулируемыми условиями окружающей среды. Тепловая труба, работающая по открытому циклу, размещалась в большой стеклянной трубе, заполненной паром от вспомогательного сосуда с рабочей жидкостью для обеспечения постоянства температуры и давления окружающей среды. Для сохранения постоянных условий окружающей среды производилась продувка и конденсация избыточного количества пара.

В опытах, результаты которых излагаются в данной работе, давление поддерживалось равным одной атмосфере, а в качестве рабочей жидкости использовалась вода. Схема тепловой трубы показана на фиг. 1.

Тепловая труба, работающая по открытому циклу, состояла из двух участков: адиабатического и испарительного. Адиабатический участок представлял собой наклонный прямоугольный канал, изготовленный из нержавеющей стали 304, полностью заполненный частицами, образующими фитиль. Для удержания частиц в фитиле один конец канала закрывался сеткой, размер ячеек которой равен размеру частиц. Этот конец канала погружался в объем рабочей жидкости, которая за счет капиллярных сил подтекала к испарительному участку, где она испарялась.

Основание и одна сторона испарительного участка являлись продолжением канала, образующего адиабатический участок. Другая сторона и торец испарительного участка были изготовлены из плоского стекла для проведения визуальных наблюдений процессов, происходящих в фитиле. Верхняя часть фитиля в испарительном участке покрывалась сеткой для предотвращения перемещения частиц под действием сил, вызываемых движением потока пара. Поперечные размеры сечения фитиля этого участка были такими же, как и в адиабатическом участке. Конструкция опорного узла позволяла менять угол на-

клона трубы (от  $-3^\circ$  до  $+45^\circ$ ) по отношению к горизонтальной плоскости. Таким образом, влияние гравитационных сил на режим работы тепловой трубы можно было изучать путем изменения угла наклона. Кроме того, конструкция установки позволяла легко производить замену шариков



Ф и г. 1. Схема экспериментальной установки.

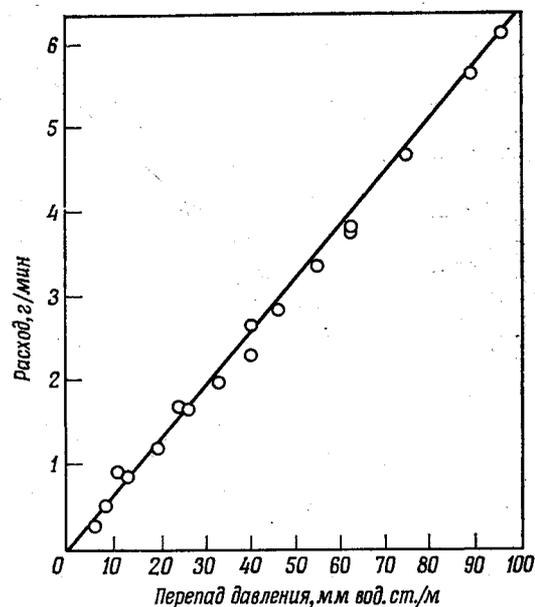
Окружающая среда — насыщенный пар;  $B = 12,7$  мм;  $C = 61,9$  мм;  
 $W = 28,6$  мм;  $L' = 512,8$  мм.

и заполнение жидкостью фитиля между опытами. Тепловой поток подводился к испарительному участку с помощью четырех нагревателей, вставленных в медный блок, который непосредственно крепился к основанию канала. Каждый нагреватель имел мощность 300 *вт* при напряжении на входе 120 *в*.

Измерение расхода рабочей жидкости через фитиль производилось с помощью протарированного дифференциального датчика давления, работающего в узком диапазоне перепадов давлений (от 0 до 51 мм вод. ст.), сигнал от которого подавался к пневматическому самописцу. Датчик подключался к двум отборам давления, располо-

женным на расстоянии 365 мм друг от друга на одной стенке адиабатического участка тепловой трубы.

Измерение температур производилось с помощью медь-константановых термопар, которые устанавливались в трех точках испарительного участка, в одной точке адиабатического участка и четырех точках обогреваемого

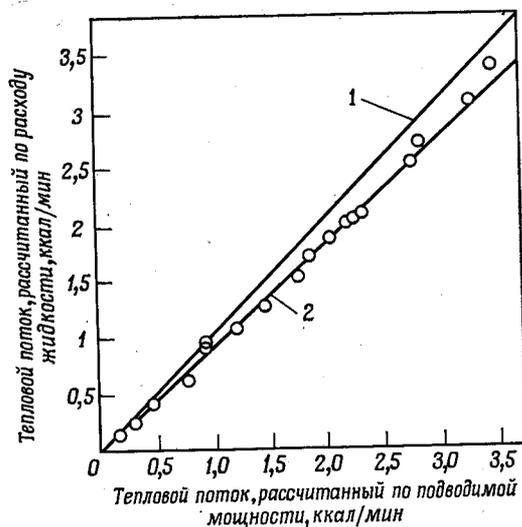


Ф и г. 2. Тарировка расходомера.  
— уравнение (1).

блока. Расположение термопар в обогреваемом блоке и испарительном участке показано на фиг. 1. Термопары в фитиле были установлены на расстоянии 6,35 мм от поверхности нагрева, выполненной из нержавеющей стали. Термопары в обогреваемом блоке были расположены на расстоянии 1,6 мм ниже поверхности раздела нержавеющей стали — медный блок.

Э. д. с. термопар непрерывно записывалась многоотечным самописцем, а также измерялась в стационарных условиях с помощью прецизионного потенциометра.

Расход воды через адиабатический участок тепловой трубы и соответственно скорость испарения определялись по методу, описанному выше. Тарировочная кривая



Ф и г. 3. Тепловой баланс.

1 — тепловые потери отсутствуют; 2 — 8% тепловых потерь.

этой системы показана на фиг. 2. Приведенная на фиг. 2 кривая соответствует уравнению Дарси в виде

$$K = \frac{\mu G}{\rho (dP/dL)}, \quad (1)$$

где проницаемость  $K$  определялась независимо по методу, описанному ниже.

Тепловой поток на обогреваемой поверхности измерялся двумя независимыми способами путем измерения мощности, подводимой к нагревателям, и измерения расхода испарившейся жидкости.

Приведенное на фиг. 3 сопоставление результатов показывает, что тепловые потери в опытах составляли

~8%. Поскольку для всех измерений потери тепла оказались одинаковыми, значения тепловых потоков определялись на основе измерения расхода жидкости. В опытах в диапазоне тепловых потоков ниже критического все четыре термопары, установленные в обогреваемом блоке, показывали одинаковые температуры, что свидетельствовало о равномерности теплового потока на поверхности нагрева. Температуры на поверхности определялись по уравнению теплопроводности на основе известных физических свойств материалов греющего блока и пластины из нержавеющей стали, а также измеренного теплового потока. Контактное термическое сопротивление между обогреваемым блоком и поверхностью пластины не учитывалось. Все термопары тарировались по месту.

Температура фитиля в обоих участках тепловой трубы оставалась постоянной и равной температуре насыщения до тех пор, пока увеличение подводимой мощности не приводило к внезапному возрастанию показаний термопары, установленной на расстоянии 12,7 мм от верхнего конца испарительного участка. Такое резкое увеличение температуры соответствовало достижению критического

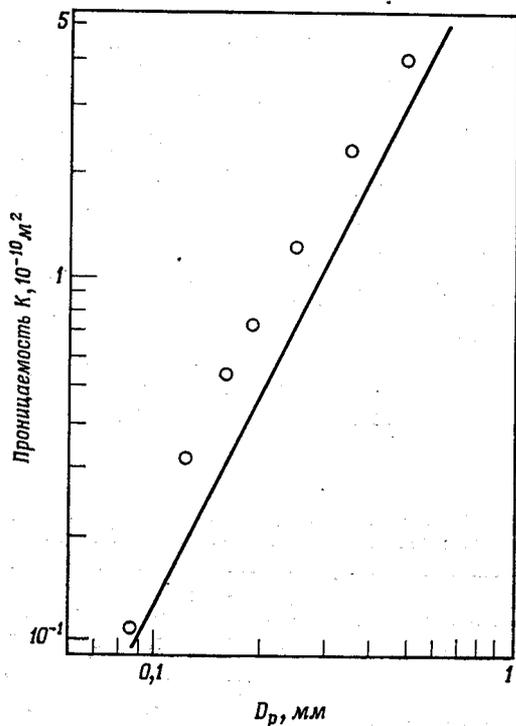
Таблица 1

Геометрические размеры и характеристики фитилей, изготовленных из слоев шариков из моноля (пористость слоя 0,40)

Размер, меш	Размер в свету, мм	Средний диаметр частицы, мм	Проницаемость, 10 <sup>-10</sup> м <sup>2</sup>	Равновесное капиллярное поднятие, м
20—30	0,840—0,590	0,705		0,117
30—40	0,590—0,421	0,507	4,120	0,145
40—50	0,421—0,297	0,358	2,310	0,204
50—70	0,297—0,210	0,254	1,250	0,287
70—80	0,210—0,177	0,194	0,775	0,396
80—100	0,177—0,149	0,163	0,560	0,485
100—140	0,149—0,105	0,127	0,328	0,647
140—200	0,105—0,075	0,089	0,110	0,750

теплового потока. Четыре термопары, установленные в обогреваемом блоке, показали аналогичные результаты.

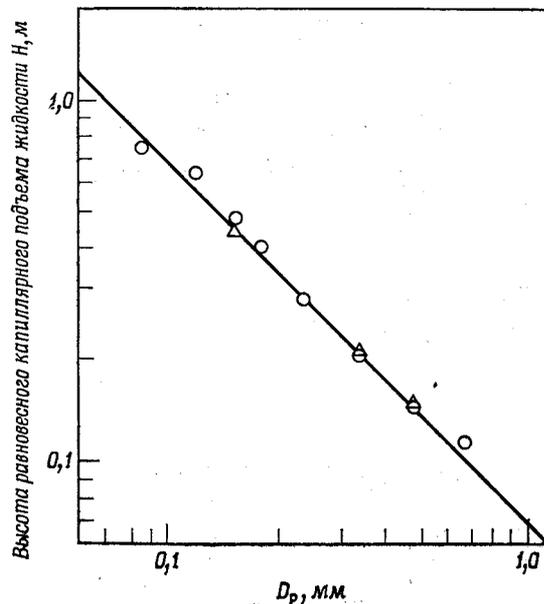
Для изготовления фитилей использовались частицы из монеля и стекла. Эти частицы, имеющие форму, близкую к сферической, тщательно сортировались с помощью



Ф и г. 4. Зависимость проницаемости от диаметра частицы.  
—— уравнение Блейк — Козены (2).

сит с различными размерами ячеек. Каждой группе отсортированных частиц приписывался размер, соответствующий среднему размеру отверстий сита. Физические свойства и геометрические размеры материалов, использованных для изготовления фитиля, приведены в табл. 1.

Частицы тщательно очищали от всех поверхностных загрязнений. Частицы из монеля несколько раз промывали в толуоле и ацетоне, а затем погружали в метиловый спирт для окончательной очистки от загрязнений. Кроме того, частицы в течение часа кипятили в двух различных сосудах с дистиллированной водой. Частицы из стекла



Ф и г. 5. Равновесное капиллярное поднятие.  
○ — шарики из монеля; △ — шарики из стекла; —— уравнение (3).

промывали приблизительно в течение часа в теплом (70 °С) моющем растворе. Затем эти частицы кипятили в дистиллированной воде так же, как и частицы из монеля.

Пористость, проницаемость и высоту равновесного капиллярного поднятия жидкости измеряли по методу, описанному в работах [4, 5]. Результаты приведены на фиг. 4 и 5. На фиг. 4 приведен также расчет проницае-

мости по уравнению Блейк — Козены, преобразованному Бёрдом, Стюартом и Лайтфутом [2],

$$K = \frac{D_p^2 \epsilon^3}{150(1-\epsilon)^2}. \quad (2)$$

Сплошная линия на фиг. 5 соответствует расчету по уравнению, выведенному в работе [5],

$$N = \frac{0,7 \cdot 10^{-4}}{D_p}. \quad (3)$$

### АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОТДАЧИ

На фиг. 6 показаны данные трех опытов, проведенных с использованием шариков из монеля размером 40—50 меш для трех различных углов наклона  $\theta$  тепловой трубы с регулируемыми условиями окружающей среды. Эти данные относятся к области ниже критического теплового потока и описываются прямой с наклоном, равным единице, что указывает на постоянство коэффициента теплоотдачи. Для сравнения приведены данные Феррелла и Олливитча [5], полученные при кипении в большом объеме на поверхности из нержавеющей стали, имеющей одинаковую чистоту поверхности.

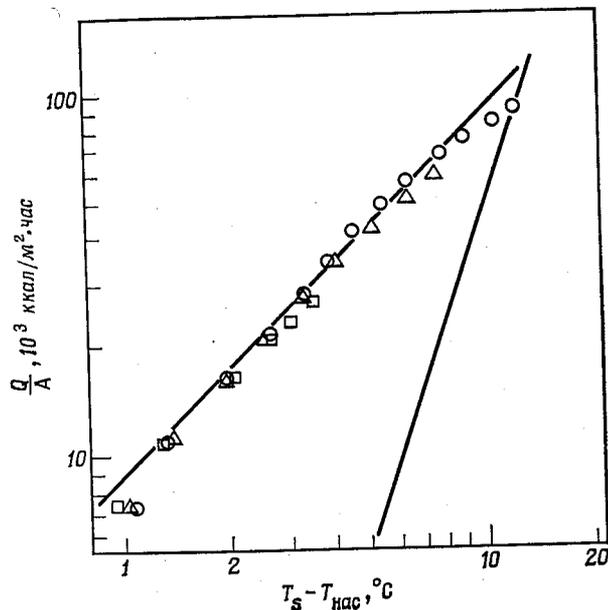
Среднее значение коэффициента теплоотдачи можно определить из следующего соотношения:

$$\frac{Q}{A} = U(T_S - T_{\text{нас}}), \quad (4)$$

которое на фиг. 6 описывается прямой с наклоном, равным 1.

Объяснение опытных данных можно получить на основе анализа последовательности процессов, происходящих по мере возрастания теплового потока на поверхности. Последующее обсуждение и модель (фиг. 7) основаны на рассмотрении процесса переноса тепла в слое, образованном сферическими шариками. При увеличении теплового потока жидкость и шарики, находящиеся в контакте с поверхностью, постепенно перегреваются, т. е. приобретают температуру, превышающую температуру насыщения

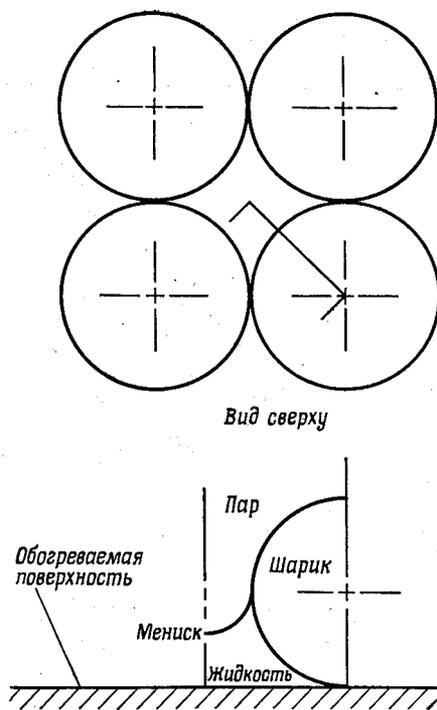
системы. В конце концов перегрев слоя, состоящего из жидкости и шариков, у поверхности нагрева возрастает настолько, что образуется граница раздела жидкость — пар. Наиболее вероятным местом образования такой границы раздела фаз является область минимального диаметра поры, образованной слоем шариков, находящихся



Фиг. 6. Результаты опытов по теплообмену для фитиля из шариков из монеля размером 40—50 меш. Углы наклона  $\theta$ :  $\circ$  — 7,3°;  $\triangle$  — 12,2°;  $\square$  — 26,9°; — уравнение (5).

в контакте с поверхностью. Тепловой поток от поверхности проходит через слой шарики — жидкость к границе раздела фаз, расположенной у минимального диаметра поры в первом слое шариков. Движение жидкости сквозь небольшие поры в слое шариков носит ламинарный характер в отличие от турбулентного конвективного течения, возникающего вследствие отрыва пузырей пара при кипении жидкости в большом объеме.

В результате сопротивления при течении через пористый материал на обогреваемой поверхности образуется относительно неподвижный слой жидкости. Этот слой непрерывно пополняется за счет подкасывающего эффекта,



Ф и г. 7. Модель слоя, используемого при анализе.

вызываемого действием капиллярных сил, компенсируя потерю жидкости при испарении.

В работе Чэнга [3] показано, что действие капиллярных сил не зависит от интенсивного испарения жидкости на границе раздела фаз жидкость — пар, поэтому движущий напор можно рассчитать на основе экспериментальных данных по подъему жидкости в капилляре с уче-

том влияния изменения температуры на поверхностное натяжение и плотность.

Механизм образования границы раздела жидкость — пар в слое шариков, находящихся в контакте с поверхностью, неизвестен. Граница раздела фаз может возникать в процессе парообразования на обогреваемой поверхности или на поверхности шариков или может образовываться вблизи вершины фитиля и затем перемещаться к своему окончательному положению. В любом случае из опытов следует, что положение границы раздела фаз, коль скоро она локализовалась, остается фиксированным вплоть до возникновения критического теплового потока. Кроме того, полученные данные свидетельствуют о полном отсутствии процессов, которые являются определяющими при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме. При пузырьковом кипении число активных центров парообразования существенно зависит от температуры поверхности, поэтому коэффициент теплоотдачи зависит от температуры поверхности или теплового потока. Полученные в опытах данные со всей очевидностью свидетельствуют об отсутствии такой зависимости. Однако попытка проверить эти выводы с помощью визуальных наблюдений через стеклянную часть тепловой трубы оказалась безуспешной.

На основе предложенного механизма процесса теплообмена была решена численными методами трехмерная стационарная задача теплопроводности для двух областей: жидкой и твердой (шарики). Модель кубической единичной ячейки и положение границы раздела фаз жидкость — пар показаны на фиг. 7. Задавались следующие граничные условия: температура поверхности стенки принималась постоянной, температура на границе раздела фаз жидкость — пар равна температуре насыщения, а значения температур и тепловые потоки непрерывны на границах областей. Величина контактного термического сопротивления между шариками и поверхностью определялась экспериментально путем изменения площади контакта каждого шарика с поверхностью при условии идеального контакта этой площади (табл. 2). Подробное описание уравнений и особенностей численного метода можно найти в работе [6].

Результат расчета среднего значения коэффициента теплоотдачи при условии точечного контакта между частицами и поверхностью и осреднения двух исследован-

Таблица 2

Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от диаметра частицы

Материал фитиля	Форма мениска	Доля площади контакта от площади поверхности сферы	$UD_p$ ккал/м <sup>2</sup> .час.°С
Монель	Полусферический	0	10,23
	»	1/400π	10,91
	»	5/400π	13,30
	Плоский	0	9,76
	»	1/400π	10,26
Стекло	»	5/400π	12,66
	Полусферический	0	4,82
	»	1/400π	4,82
	»	5/400π	4,76
	Плоский	0	4,29
	»	1/400π	4,14
	»	5/400π	4,09

ных форм менисков для шариков из монеля сводится к уравнению

$$\frac{Q}{A} = \frac{3,06}{D_p} (T_S - T_{\text{нас}}), \quad (5)$$

а для стеклянных шариков

$$\frac{Q}{A} = \frac{1,38}{D_p} (T_S - T_{\text{нас}}). \quad (6)$$

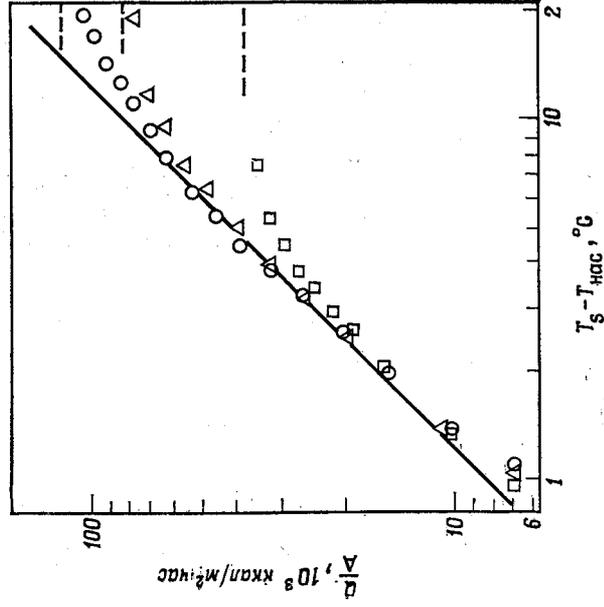
Влияние контакта шарик — поверхность и формы мениска на коэффициент теплоотдачи на основе результатов расчета показано в табл. 1.

Полностью данные для шариков из монеля размером 40—50 меш и из стекла размером 30—40 меш приведены на фиг. 8 и 9. Экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными в области тепловых потоков ниже критического. Для частиц наименьшего размера (80—100 меш) наблюдается худшее совпадение. Результаты такого сопоставления приведены на фиг. 10 и 11. В обоих случаях данные первого опыта хорошо согласуются с результатами теоретического расчета, а затем наблюдается значительное расхождение. После первоначального смещения опытные точки последующих опытов ложатся на одну и ту же прямую.

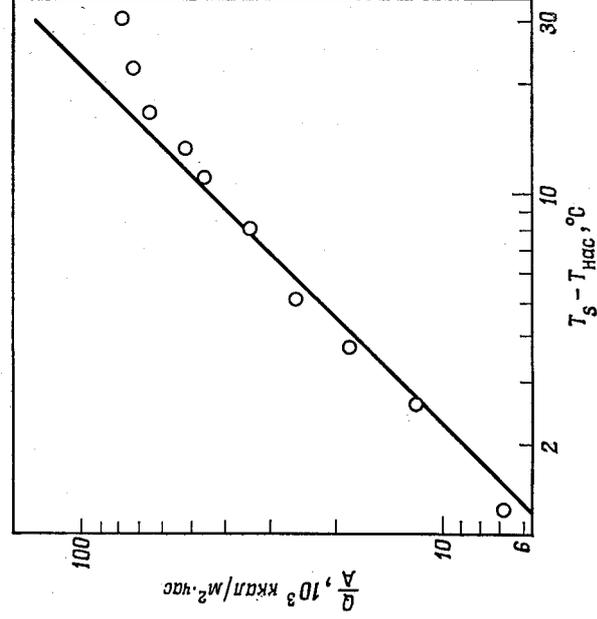
Как видно из фиг. 10 и 11, хотя опытные данные и не согласуются с расчетными значениями, они хорошо описываются прямой с наклоном, равным единице, что свидетельствует о постоянстве коэффициента теплоотдачи и справедливости предложенного механизма теплообмена. Наиболее вероятное объяснение такого расхождения заключается в том, что граница раздела жидкость — пар находится не в первом слое шариков, а в слое, расположенном дальше от поверхности, что приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи.

При осмотре этих слоев шариков после проведения опытов были обнаружены загрязнения вблизи поверхности нагрева, которые могли оказать определенное влияние на результаты, однако причина образования этих загрязнений в настоящее время неизвестна.

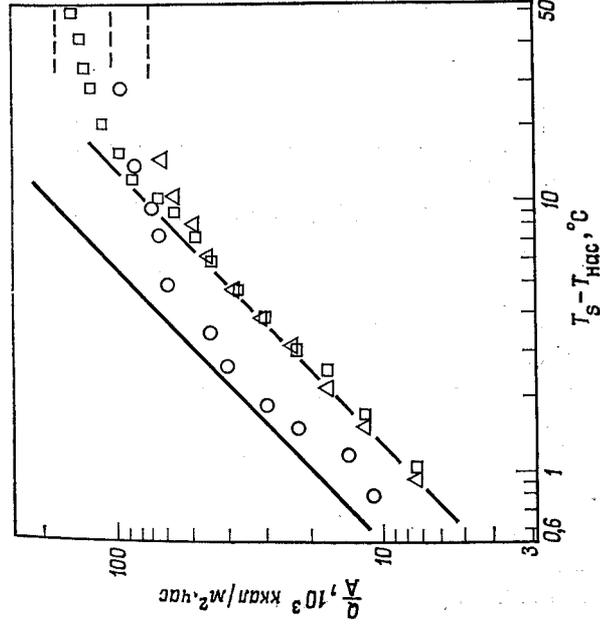
Сравнение данных, представленных на фиг. 8, с данными Феррелла и Олливитча [5] для шариков из монеля размером 40—50 меш приведено на фиг. 12. Даже в этих двух различных установках, на которых были получены опытные данные, механизм процесса, по-видимому, был одинаковым. Расхождение в количественных результатах опытов можно объяснить разной степенью воздействия, которое оказывает удерживающая сетка в этих двух различных конфигурациях тепловой трубы, что проявляется в степени контакта между частицами и поверхностью. Влияние контакта на коэффициент теплоотдачи показано в табл. 2. Характер контакта между фитилем и обогреваемой поверхностью вносит основную неопределенность при расчете величины коэффициента теплоотдачи.



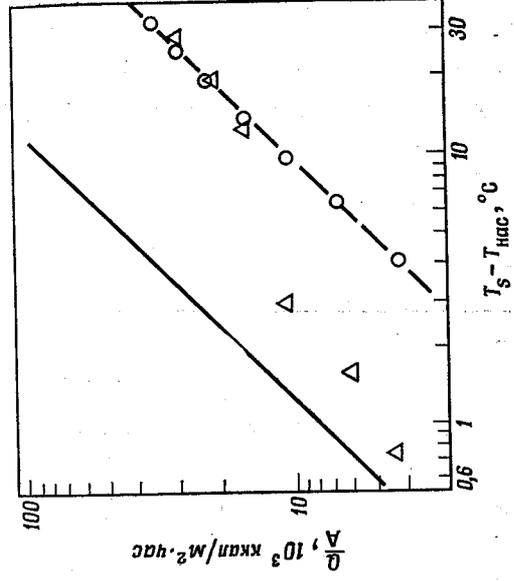
Ф и г. 8. Результаты опытов по теплообмену для фитиля из шариков из монеля размером 40—50 меш. Углы наклона  $\theta$  — те же, что и на фиг. 6. — — — уравнение (5); — — — критическое значение.



Ф и г. 9. Результаты опытов по теплообмену для фитиля из шариков из стекла размером 30—40 меш.  $\theta$  —  $\theta = 1,3^\circ$ ; — — — уравнение (6).



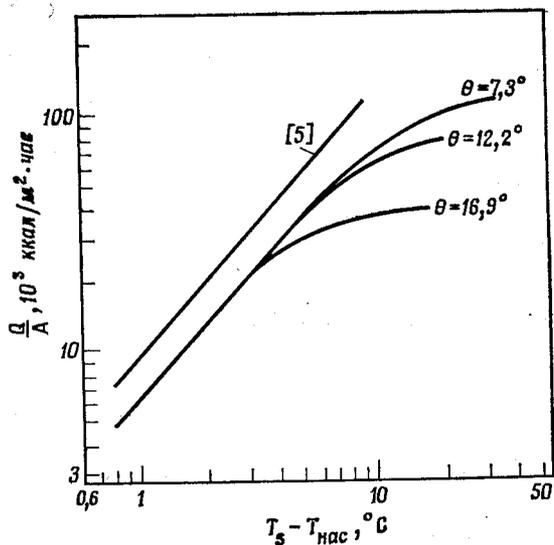
Ф и г. 10. Результаты опытов по теплообмену для фитиля из шариков из монеля размером 80—100 меш. Первая серия опытов:  $\square$  —  $\theta = 0,3^\circ$ ;  $\circ$  —  $\theta = 15,1^\circ$ .  $\Delta$  —  $\theta = 30,2^\circ$ ; — — — критическое значение; — — — уравнение (5).



Ф и г. 11. Результаты опытов по теплообмену для фитиля из шариков из стекла размером 80—100 меш. Первая серия опытов:  $\Delta$  —  $\theta = 2,3^\circ$ ;  $\circ$  —  $\theta = 2,3^\circ$ ; — — — уравнение (6).

## КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК

Как видно из данных, представленных на фиг. 8—10, при достижении критического теплового потока температура поверхности возрастает, что приводит к отклонению экспериментальных точек от прямой. Вероятно, это происходит вследствие высыхания фитиля в области наибольшего эффективного диаметра поры. В этом случае



Фиг. 12. Сравнение полученных результатов с данными Феррелла и Олливитча для фитиля из шариков из монеля размером 40—50 меш.

кризис определялся по полному высыханию фитиля в его верхней части. Данные по критическим тепловым потокам представлены в табл. 3. Уравнение для расчета критического теплового потока было получено с помощью соответствующих уравнений сохранения массы, энергии и количества движения. В качестве критического теплового потока  $Q$  выбиралось такое значение теплового потока, при котором капиллярный напор уже не мог обеспечить

Таблица 3

Значение критического теплового потока для шариков из монеля

Размер меш	$\sin \theta$	Тепловой поток, ккал/мин
40—50 слой 2	0,300	1,41
	0,261	2,95
	0,228	3,35
	0,210	3,91
	0,172	4,36
	0,126	5,55
	0,080	6,35
40—50 слой 1	0,030	7,54
	0,312	0,45
	0,304	0,98
	0,291	1,83
	0,244	2,89
	0,211	3,65
	0,179	4,10
	0,127	5,36
80—100 слой 2	0,087	6,17
	0,030	9,15
	0,629	1,74
	0,410	3,65
	0,244	5,00
80—100 слой 1	0,244	5,30
	0,030	6,15
	0,720	0,53
	0,670	1,13
	0,592	1,81
	0,503	2,97
	0,503	3,20
	0,174	5,60
	0,005	6,65

необходимый поток жидкости против сил тяжести и силы трения жидкости и пара.

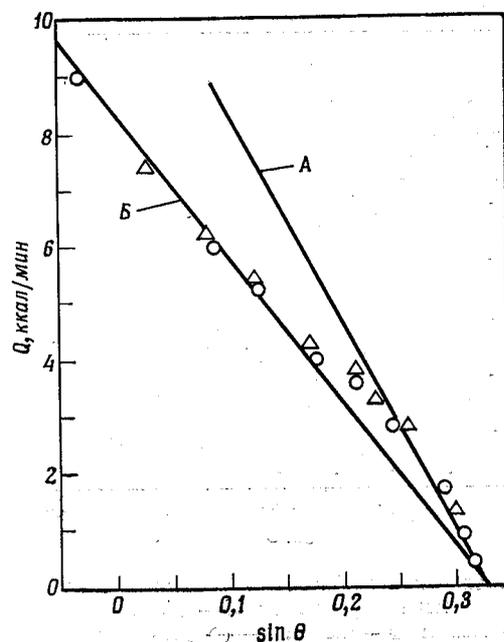
На основе рассмотренного механизма теплообмена было получено уравнение при условии, что пар движется по нормали от поверхности, а жидкость — параллельно поверхности. Площади поперечных сечений для каждого потока определялись в зависимости от поперечного сечения фитиля в направлении движения потока с учетом пористости для каждого потока. Сумма двух значений пористостей для потоков пара и жидкости равна общей пористости, определяемой обычным путем. Окончательное уравнение, выраженное через пористость для потока жидкости, имеет вид

$$Q = \frac{\left[ \frac{gl}{g_c} H(T_l) \frac{\sigma(T_{\text{нас}})}{\sigma(T_l)} \rho_f(T_l) \right] - \frac{g}{g_c} \rho_f L_a - \frac{g}{g_c} \rho_f L' \sin \theta}{\frac{\mu_f}{2K\rho_f} \frac{L_E}{\varepsilon_f W B h_{fg}} + \frac{\mu_f}{K\rho_f} \frac{L_A}{\varepsilon W B h_{fg}} + \frac{\mu_g}{K\rho_g} \frac{B}{(\varepsilon - \varepsilon_f) W L_E h_{fg}}} \quad (7)$$

Подробный вывод этого уравнения дан в работе [6]. В уравнении (7) первый член в числителе представляет капиллярную движущую силу, зависящую от высоты равновесного капиллярного поднятия жидкости  $H$ , как показано на фиг. 5. Индекс  $l$  относится к условиям измерения  $H$ . Второй и третий члены учитывают влияние силы тяжести в тепловой трубе. Члены в знаменателе представляют собой соответственно трение жидкости в испарителе, трение жидкости в адиабатическом участке и трение пара в испарителе.

Проверка уравнения показывает, что критический поток  $Q$  является линейной функцией  $\sin \theta$ , начальная ордината и наклон которой зависят от значения пористости  $\varepsilon_f$  для потока жидкости. Кроме того, из уравнения видно, что при соответствующем выборе пористости для потока жидкости определяющим может стать либо член, учитывающий трение потока пара, либо трение потока жидкости. Поскольку теоретические или экспериментальные методы определения каждой из пористостей отсутствуют, теоретические кривые рассчитаны для различных значений обеих пористостей или поперечных сечений потоков.

На фиг. 13 экспериментальные результаты для шариков из монеля размером 40—50 меш сопоставлены с теоретическими кривыми. Кривая  $A$  рассчитана при таком значении пористости жидкости, при котором знамена-

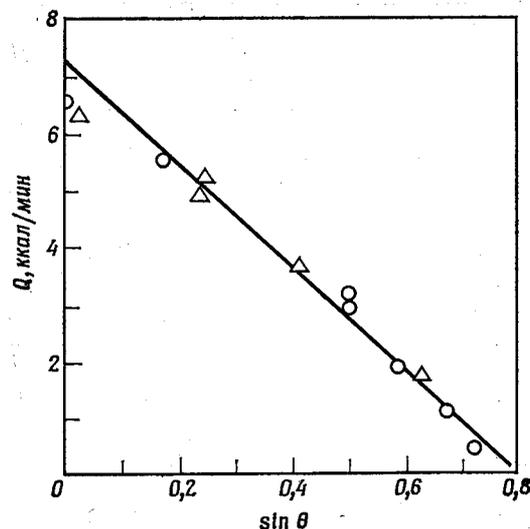


Ф и г. 13. Критические условия работы фитиля из шариков из монеля размером 40—50 меш.  
○ — слой 1; △ — слой 2; уравнение — (7).

тель уравнения (7) принимает минимальное значение, что в свою очередь приводит к максимальным значениям начальной ординаты и угла наклона.

Кривая  $B$  рассчитана для такого значения пористости жидкости, при котором значение знаменателя приблизительно в 1,5 раза больше его минимального значения. Сравнение этих двух кривых с экспериментальными данными показывает, что значение критического теплового потока нельзя точно рассчитать в широком диапазоне

изменения угла наклоны с помощью одной кривой. Более того, это сравнение, по-видимому, говорит о том, что для точного расчета критического теплового потока необходимы отдельные соотношения, справедливые для различных значений  $\sin\theta$  во всем диапазоне его изменения.



Ф и г. 14. Критические условия работы фитиля из шариков из монеля размером 80—100 меш.

$\circ$  — слой 1;  $\triangle$  — слой 2; — уравнение (7).

Существование двух резко различающихся режимов работы тепловой трубы можно объяснить, учитывая, что степень заполнения фитиля в испарительном участке зависит от угла наклона трубы.

Для больших углов наклона фитиль, по-видимому, не полностью наполняется (небольшие участки пор с большим эффективным диаметром не полностью пропитываются жидкостью). Следовательно, сила трения, обуславливающая движение пара через эти участки, будет меньше силы трения в случае, если пар и жидкость полностью взаимодействуют. Для малых углов наклона

участки, не заполненные жидкостью, отсутствуют, что приводит к увеличению трения.

На фиг. 14 приведены результаты, полученные для шариков из монеля размером 80—100 меш. Расчетная кривая построена на основе тех же соображений, что и кривая А на фиг. 13.

В этом случае наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, однако почти все данные получены для больших углов наклона тепловой трубы и обнаруживают такой же характер зависимости, как и шарики размером 40—50 меш.

Причина, по которой на фиг. 13 использованы различные обозначения для двух различных слоев шариков, состоит в том, что для получения данных по критически тепловым потокам при различных углах наклона был использован специально подготовленный слой. Этот слой шариков был затем извлечен из тепловой трубы, шарики были тщательно очищены от загрязнений, и теплозащитная труба была вновь собрана из этих шариков. Хорошее совпадение данных, полученных для различных слоев шариков, показывает, что принятая методика заполнения шариками дает воспроизводимые результаты.

## ВЫВОДЫ

Несмотря на некоторый разброс, все полученные данные подтверждают механизм процесса, предложенный во введении. Последующие исследования должны быть направлены на решение таких задач, как изучение течения жидкости и пара в пористых материалах, когда действие капиллярных сил является определяющим, изучение положения границы раздела фаз пар — жидкость в условиях испарения с обогреваемой поверхности и изучение влияния контакта между пористым материалом и обогреваемой поверхностью.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Allevitch J., Vaporization Heat Transfer from Flooded Wick Covered Surfaces, Ph. D. Thesis, North Carolina State Univ., Raleigh, N. C. 1969.

2. Bird R. B., Stewart W. F., Lightfoot F. M., Transport Phenomena, John Wiley, 1960.
3. Chang W. S., An Investigation of the Non-Adiabatic Capillary Phenomena Inside the Heat Pipe, M. S. Thesis, North Carolina State Univ., Raleigh, N. C., 1968.
4. Cosgrove J. H., Ferrell J. K., Carnesale A., Operating Characteristics of Capillarity Limited Heat Pipes, *J. of Nuclear Energy*, 21, 547—558 (1967).
5. Феррелл, Оливитч, Теплообмен при испарении в капиллярных структурах фитиля, см. стр. 118 настоящего сборника.
6. Johnson H. R., Heat Transfer in the Evaporator Zone of a Heat Pipe, Ph. D. Thesis, North Carolina State Univ., Raleigh, N. C., 1970.

## ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ КАПИЛЛЯРОВ НА МАКСИМАЛЬНУЮ ТЕПЛОВУЮ НАГРУЗКУ В ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ<sup>1</sup>

Мориц

### Обозначения

- $d_{\text{п}}$  — диаметр парового пузыря,  $m$ ;  
 $d_{\text{г,кан}}$  — гидравлический диаметр канавки,  $m$ ;  
 $d_{\text{вн}}$  — внутренний диаметр тепловой трубы,  $m$ ;  
 $e$  — глубина проникновения электромагнитного поля,  $m$ ;  
 $f$  — толщина слоя жидкости на стенке,  $m$ ;  
 $f_{\text{п}}$  — частота образования пузырей,  $\text{сек}^{-1}$ ;  
 $m$  — кривизна менисков,  $m^{-1}$ ;  
 $\dot{m}(x)$  — массовый расход через канавку,  $kg/\text{сек}$ ;  
 $\dot{m}_0$  — массовый расход в точке  $x = 0$ ,  $kg/\text{сек}$ ;  
 $p$  — давление,  $n/m^2$ ;  
 $q$  — тепловая нагрузка,  $вт/m^2$ ;  
 $q_{\text{пр}}$  — предельная плотность нагрузки,  $вт/m^2$ ;  
 $r(x)$  — радиус кривизны мениска,  $m$ ;  
 $r_0$  — минимальный радиус кривизны при  $s(x) = s_0$ ,  $m$ ;  
 $2s(x)$  — смоченная ширина канавки,  $m$ ;  
 $s_0$  — половина ширины канавки,  $m$ ;  
 $2s_{\text{min}}$  — минимальная смоченная ширина канавки,  $m$ ;  
 $x$  — координата по периметру,  $m$ ;  
 $x_0$  — координата точки, в которой кривизна мениска равна  $1/r_0$ ,  $m$ ;  
 $x_{\text{max}}$  — половина расстояния между двумя соседними капиллярными перегородками,  $m$ ;  
 $F_{\text{ж}}$  — поперечное сечение жидкостного потока в канавке,  $m^2$ ;  
 $K(\alpha)$  — постоянная;

<sup>1</sup> Moritz K. (Univ. Stuttgart), диссертация, Oktober 1969.

- $L$  — теплота испарения,  $вт/кг$ ;  
 $N$  — мощность, переносимая в осевом направлении,  $вт$ ;  
 $N_{max}$  — максимальная тепловая мощность, переносимая в осевом направлении,  $вт$ ;  
 $T$  — температура,  $^{\circ}K$ ;  
 $\alpha$  — половина угла при вершине треугольной резьбы,  $град$ ;  
 $\alpha^*$  — половина эквивалентного острого угла для несимметричного профиля,  $град$ ;  
 $\gamma$  — поверхностное натяжение,  $н/м$ ;  
 $\delta$  — краевой угол,  $град$ ;  
 $\zeta$  — корректирующий множитель для канала, в котором течет поток с изменяющимся по длине массовым расходом;  
 $\eta$  — динамическая вязкость,  $кг/м \cdot сек$ ;  
 $\rho$  — плотность,  $кг/м^3$ ;  
 $\Phi(N)$  — корректирующий множитель для капиллярного напора;  
 $\Phi(q)$  — корректирующий множитель для падения давления под действием трения.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Принцип действия тепловой трубы основывается на открытии Гауглера [1], сделанном им в 1942 г., которое, однако, было забыто и затем вновь открыто только в 1963 г. Вайаттом [2] и в 1964 г. Гровером, Готтером, Эриксоном [3] и Девереллом, Кемме [4] в связи с исследованием проблемы отвода тепла в космических аппаратах. Тепловая труба представляет собой замкнутую, как правило почти изотермическую, систему, в которой теплота отводится из зоны нагрева при помощи испарения теплоносителя и вновь выделяется при конденсации в зоне охлаждения. Конденсат возвращается к испарителю через капиллярную структуру фитиля под действием капиллярного напора.

Для обеспечения стационарного круговорота суммарный перепад давления вдоль линии тока в паровом и жидкостном потоках не должен превышать капиллярную разность давления, соответствующую геометрическим раз-

мерам капилляров. Наряду с этим при выборе тепловых труб следует иметь в виду еще четыре ограничения возможной величины переноса тепла: критическую плотность тепловых потоков в зоне нагрева, достижение скорости звука в паре, обратное действие парового потока на жидкость в фитиле и совместимость теплоносителя с материалом стенки или фитиля.

Вначале тепловые трубы вызвали интерес как средство переноса тепла главным образом в области температур 1000—2000  $^{\circ}K$ , в которой в качестве теплоносителя могут применяться только жидкие металлы. Вследствие того что они обладают сравнительно высокой теплопроводностью и значительным перегревом при кипении, проблеме образования пузырей в фитиле до сего времени уделялось мало внимания. Однако, если в качестве теплоносителя используются вода, спирты или хладагенты, приходится считаться с образованием пузырей даже при малых перегревах стенки. В настоящей работе поэтому рассматривается вопрос о том, при каких условиях можно допускать образование пузырей, т. е. какие имеются конструктивные возможности для предотвращения роста пузырей и тем самым высыхания фитиля. Только после решения этого вопроса могут быть достигнуты высокие тепловые нагрузки поверхности нагрева при температурах ниже 500  $^{\circ}K$ .

До настоящего времени этой проблеме посвящена только работа Кунца и др. [5]. В ней рассматривается кипение воды на обогреваемой стенке, поверхность которой покрыта тонким слоем насыщенной капиллярной структуры. Приведенные в работе результаты измерений содержат важные сведения о механизме кипения в фитиле тепловых труб (см. разд. 3.7.1).

Даже приближенный предварительный расчет максимальной тепловой нагрузки поверхности нагрева при кипении в фитиле возможен только в том случае, если можно пренебречь влиянием образования пузырей, так как это влияние нельзя оценить даже в грубом приближении. Здесь следует упомянуть, что сами критические тепловые нагрузки поверхности нагрева при пузырьковом кипении на плоских, гладких стенках зачастую могут быть указаны только с погрешностью  $\pm 100\%$ . Поэтому

созданию основ расчета должны предшествовать прежде всего многочисленные направленные эксперименты.

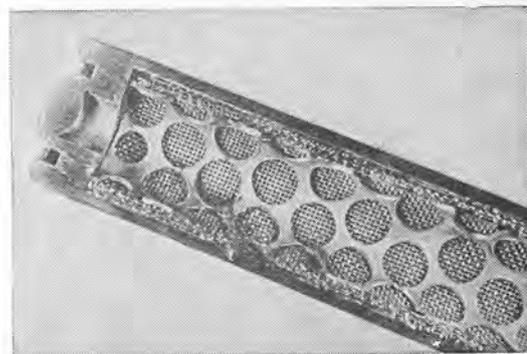
В проведенных в настоящей работе экспериментах основной целью было установить качественно, затрудняется или, быть может, совсем прерывается перетекание жидкости в открытых канавках вследствие образования пузырей и каких перегревов стенки следует ожидать при кипении в насыщенных капиллярных структурах. Кроме того, была поставлена задача проверить возможность достижения высоких тепловых нагрузок поверхности нагрева путем применения конструктивного принципа, заложенного в основу канальных тепловых труб с резьбой.

## 2. РАЗВИТИЕ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

В ходе развития тепловых труб внимание концентрировалось на решении двух задач: на достижении оптимальной геометрии и длительного ресурса работы. Стоимость изготовления стала учитываться только после перехода к изготовлению крупных серий. Наряду с большим количеством экспериментальных исследований имеются многочисленные теоретические работы, в которых рассматривается расчет процессов переноса с точки зрения выбора оптимальных размеров проходных сечений как парового и жидкостного потоков, так и капилляров [6]. В качестве отправного пункта такого рассмотрения может быть принята теория Готтера [7]. Для достижения длительного ресурса решающее значение имеет совместимость теплоносителя с материалами стенки и фитиля. Это значит, что в области температур выше  $1600^{\circ}\text{K}$  на первый план выступает проблема материалов [4, 8—11]. При изготовлении тепловых труб все же не всегда могут быть выдержаны оптимальные размеры, рекомендуемые теорией; часто технологические трудности ограничивают возможности получения желательных размеров. Поэтому ниже будет приведен краткий обзор осуществленных конструктивных решений для реализации пригодных капиллярных структур.

Наиболее простые и дешевые фитили изготавливаются из металлических или текстильных тканей, которые каким-либо образом укрепляются на стенках тепловых труб.

В случае круглого поперечного сечения для фиксации фитиля на стенке зачастую оказывается достаточно сил упругости металлической сетки [3—5, 12, 13]. Однако опасность хотя бы незначительного отставания от стенки имеется, в особенности при высоких температурах по мере исчезновения сил упругости. Этого следует избегать, так как в зоне нагрева могут образоваться большие пузыри (см.

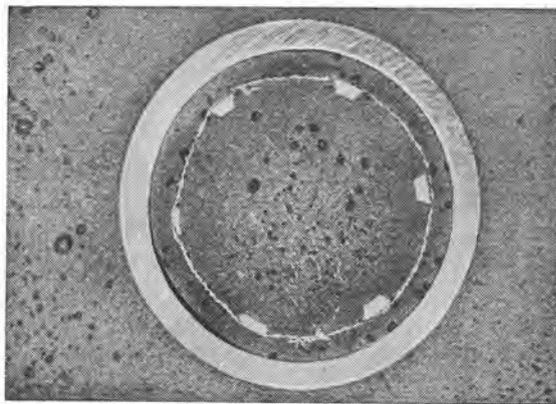


Ф и г. 2.1. Сетчатая тепловая труба внутренним диаметром 12 мм с тремя слоями сетки 65 меш.

фиг. 3.5). Поэтому для прижатия сеток употребляются опорные решетки [6, 14—16] (фиг. 2.1), либо же сетки спаиваются со стенкой или припаиваются к ней [5, 17]. В качестве фитилей также могут применяться засыпные или спеченные пористые насадки из зерен или порошка [1, 5, 8, 13]. Трудностей, связанных с нарушением механической стабильности фитилей, не возникает, если капилляры выполняются в виде продольных открытых канавок в стенках трубы. Такие трубы с канавками либо изготавливают путем нанесения канавок в готовой трубе, либо их сваривают из листового материала с предварительно нанесенными в нем канавками [8, 9, 15, 18—20].

Для всех фитилей из сеток, канавок, зерновых насадок и аналогичных капиллярных структур максимальная капиллярная разность давления прямо связана с перепадом давления в потоке жидкости. Мелкие поры или

соответственно узкие канавки обеспечивают высокие капиллярные разности давления, но при этом одновременно требуются большие перепады давления для возвратного течения жидкости. Поэтому существует оптимальный диаметр капилляра, который может быть рассчитан. Иначе обстоит дело в случае, когда жидкость течет в каналах, в которых мелкие поры имеются только на стен-

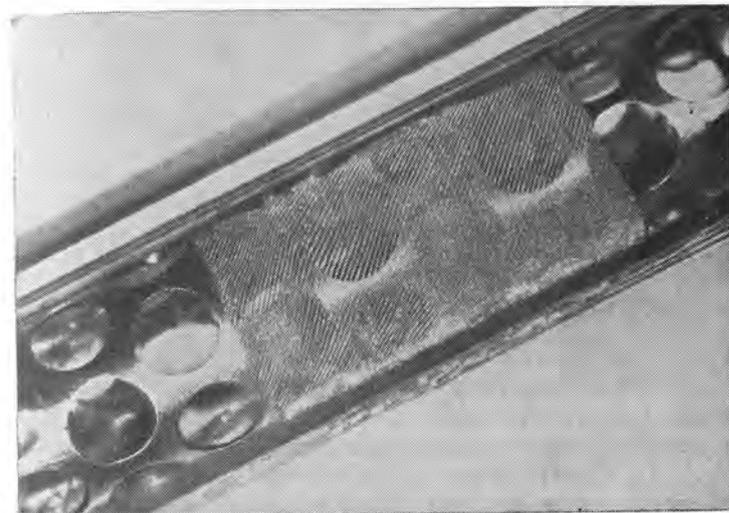


Ф и г. 2.2. Поперечный разрез тепловой трубы с каналом в виде кольцевой щели внутренним диаметром 12 мм, шириной щели 1 мм, с сеткой 330 меш.

ках: падение давления в жидкости является при этом функцией площади поперечного сечения канала, а максимальный капиллярный напор — функцией размера пор и не зависит от площади поперечного сечения канала. Эти так называемые каналные тепловые трубы, или тепловые трубы второго поколения, обеспечивают потоки тепла в осевом направлении во много раз большие, нежели тепловые трубы первого поколения с сетками или канавками [6].

Для реализации каналов имеются различные возможности. Кольцевые щелевые артериальные тепловые трубы [6, 8, 10, 13, 17] имеют трубу из сетки или перфорированной жести, расположенную concentрично в трубе с не-

большим кольцевым зазором. Весьма удачное решение нашли Гровер, Кемме и Кедди [10]. Между концами тепловой трубы они свободно натянули шланг из мелкоячеистой сетки с размером ячеек меньше 10 мкм, при этом расстояние до стенки составляло только 0,15 мм. На фиг. 2.2 и 2.3 показана такая тепловая труба с перфорированной опорной втулкой, на которую наложена сетка

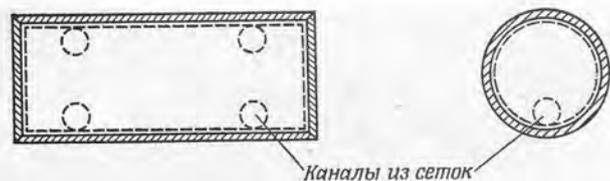


Ф и г. 2.3. Продольный разрез трубы, изображенной на фиг. 2.2.

330 меш, и с кольцевой щелью шириной 1 мм. Применение этого конструктивного принципа создает возможность передачи очень больших осевых потоков тепла [10], но этот принцип непригоден в случае, когда имеют место большие радиальные тепловые нагрузки теплопередающей поверхности (разд. 3.7.2).

В каналных тепловых трубах с канавками фитиль образован относительно большими канавками в стенке, прикрытыми мелкой сеткой [11, 19, 21]. Трудности все же возникают при обеспечении контакта сетки с ребрами

между канавками. По этой причине прибегают либо к протягиванию через трубу конических оправок, либо к приковыванию сеток. Кроме того, можно спекать сетки с плоскими полосами, с нанесенными на них канавками и затем сваривать из них трубы или камеры. В канальных тепловых трубах с сетками по Кацову [17] каналы образуются карманами в сетке, которая спечена со стенкой или припаяна к ней (фиг. 2.4). Кацов исходил из наимень-

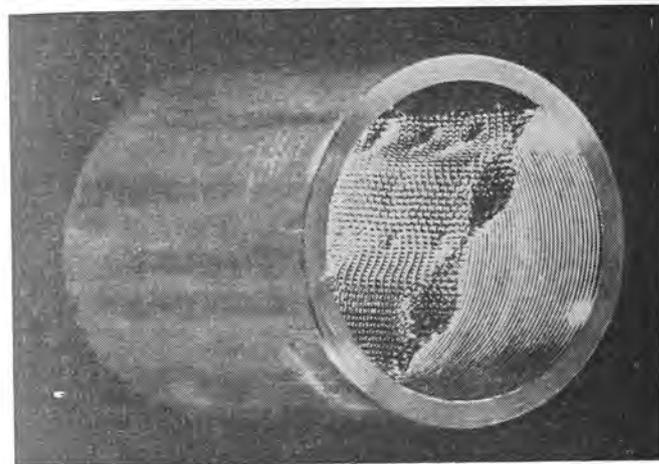


Ф и г. 2.4. Канальные тепловые трубы с сеткой по Кацову [17].

шей возможной толщины слоя на стенке и больших поперечных сечений потока жидкости, которые необходимы в случае применения теплоносителей с малыми теплопроводностью и теплотой испарения и низкой температурой перегрева (разд. 3.7). Если стенки паровых камер плоские, а температуры не слишком высокие, то сетки и каналы могут быть припаяны к стенке. При высоких температурах возникает проблема совместимости припоя с теплоносителем и материалом стенки или соответственно фитиля; спекание также нелегко осуществить из-за необходимости обеспечить потребное давление прижатия. Большие технологические трудности всегда возникают при изготовлении тепловых труб круглого сечения малых размеров. Кроме того, при осуществлении этого конструктивного принципа возникает необходимость в дополнительной капиллярной перемычке между стенкой и каналом для предотвращения образования пузырей в последнем (см. фиг. 3.7).

Выход из некоторых, перечисленных здесь трудностей дает предложенный автором новый конструктивный принцип — резьбовые канальные тепловые трубы [22]. На фиг. 2.5 показан образец такой конструкции с шагом

резьбы 0,3 мм и двумя каналами из сетки 100 меш. Перетекание жидкости в осевом направлении в этих трубах осуществляется в каналах с большой площадью поперечного сечения, в то время как для сбора и соответственно распределения жидкости на периферии служат канавки,

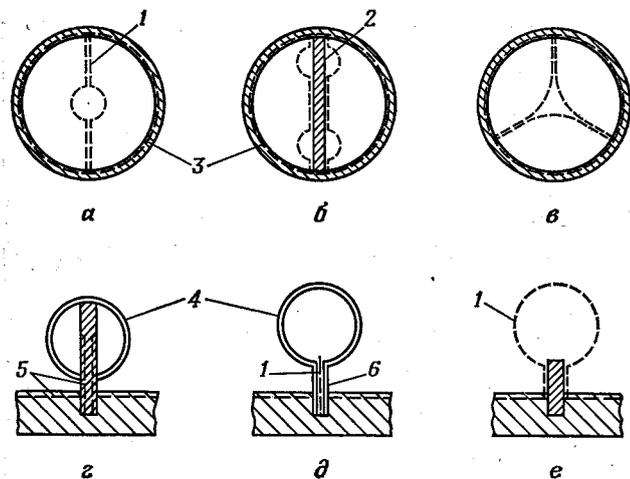


Ф и г. 2.5. Канальная тепловая труба с резьбой внутренним диаметром 12 мм, шагом резьбы 0,3 мм и двумя каналами из сетки 100 меш.

которые в случае круглого поперечного сечения наносятся на стенку в виде резьбы. Капиллярные перегородки между каналами и стенками выполняют важную роль: они препятствуют распространению в каналы пузырей, образующихся на стенке.

Преимущества этой конструкции заключаются в простоте изготовления и возможности получения высоких тепловых нагрузок (разд. 3.7.3, 4.2 и 5.1). Трубка с резьбой и каналы могут быть изготовлены отдельно и соединены достаточно прочно механическим путем без сварки, пайки или спекания. Недостаток же по сравнению с канальными тепловыми трубами, имеющими только сетчатую капиллярную структуру, состоит в том, что возможность

уменьшения размера канавок ограничена, и тем самым ограничен капиллярный напор, а значит, и тепловой поток в осевом направлении. Поэтому канальным тепловым трубам с резьбой следует отдать предпочтение при необходимости обеспечения высоких тепловых нагрузок при



Ф и г. 2.6. Примеры выполнения канальных тепловых труб с резьбой.

1 — сетка; 2 — опорная перегородка из листового материала; 3 — резьба; 4 — листовый материал; 5 — канавки; 6 — сошлифовано.

температуре ниже  $500^{\circ}\text{K}$ . В случае если достижимые тепловые мощности все же оказываются достаточными, распространение этого конструктивного принципа и на тепловые трубы, работающие с жидкими металлами и при высоких температурах, создает технологические преимущества.

На фиг. 2.6 представлены некоторые образцы резьбовых артериальных тепловых труб с круглым поперечным сечением и с плоскими стенками. Конструктивные формы *a* и *в* предназначены для тепловых труб малого диаметра, в то время как в форме *б* механическая прочность артерий обеспечивается опорными перегородками из листового

материала. Каналы формы *г* и *д* выполняются из жести без перфорации. При этом, однако, возникает опасность того, что при быстром понижении температуры жидкости температура перегрева в каналах будет превзойдена и наступит кипение в объеме. Для предотвращения этого явления в жестяных стенках канала следует предусмотреть поры, с тем чтобы каналы также быстро охлаждались за счет испарения через отверстия. В образце *е* каналы изготовлены из сетки, и поэтому опасности образования пузырей в них не возникает.

Число образцов, приведенных здесь, далеко не исчерпывает все возможные, так как конструктивные формы артерий можно приспособлять как к особенностям области применения, так и к возможностям технологии изготовления.

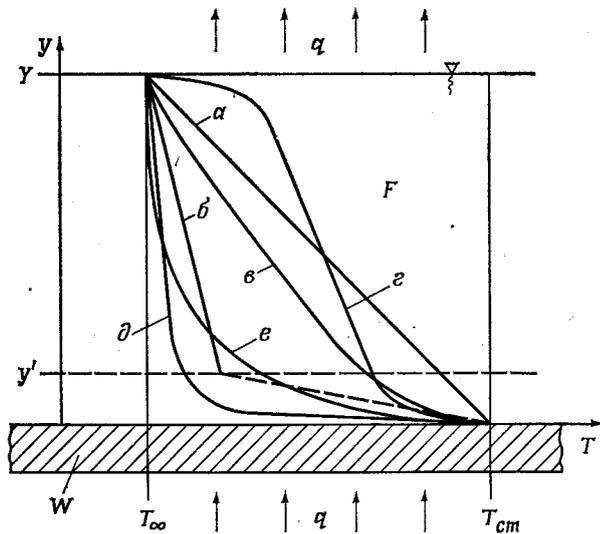
### 3. МАКСИМАЛЬНАЯ ТЕПЛОВАЯ НАГРУЗКА

#### 3.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ

Под максимальной тепловой нагрузкой поверхности нагрева понимают такую плотность теплового потока, при которой энергия, подведенная к элементу поверхности, как раз равна максимальной величине энергии, которая может быть отведена от него каким-либо способом. Если поверхность охлаждается за счет кипения в слое жидкости, то речь идет о критических тепловых потоках. Последние достигаются тогда, когда пузырьковое кипение переходит в пленочное (разд. 3.4). С этим эффектом связано ограничение отвода тепла от обогреваемого элемента поверхности, которое имеет следствием повышение температуры стенки. Критические тепловые потоки для испарителей, применяемых в технике, большей частью очень велики ( $100\text{--}500 \text{ вт/см}^2$ ) по сравнению с теплоемкостью стенки. Поэтому превышение их часто приводит к расплавлению стенки. Это явление носит название пережога, а соответствующие тепловые нагрузки называют максимальными.

### 3.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В СЛОЕ ЖИДКОСТИ НА ОБОГРЕВАЕМОЙ СТЕНКЕ

В слое холодной жидкости, покрывающем обогреваемую стенку, устанавливается температурное поле. Среди других причин непосредственное влияние на распределение температуры оказывают силы, приложенные к жидкости извне. Тем самым внешние силы непосредственно



Ф и г. 3.1. Распределение температуры в слое жидкости на обогреваемой стенке.

вливают на количество тепла, которое может быть отведено жидкостью от стенки. С помощью фиг. 3.1 поясняются некоторые возможные случаи теплоотдачи к жидкости; в качестве примера служит вода. Горизонтальная стенка  $W$ , обогреваемая тепловым потоком  $q$  и имеющая температуру  $T_{ст}$ , покрыта слоем жидкости  $F$ . Жидкость имеет свободную поверхность, расположенную на расстоянии  $y = Y$  от стенки. Поступающее в жидкость тепло отводится от свободной поверхности. На этой поверхности температура жидкости равна  $T_{\infty}$ .

Таблица 3.1

Теплоотдача от твердой стенки к воде

Кривая на фиг. 3.1	Условия		Результаты			
	Внешние силы	$T_{ст}/T_{нас}$	$T_{\infty}/T_{нас}$	$T_{ст}-T_{\infty},$ $T_{ст}-T_{жк}$	Примечания	$q_{max},$ вт/см <sup>2</sup>
a	Отсутствуют	$< 1$	$< 1$	30	Чистая теплопроводность	2 для $y=1$ мм
б	То же	$> 1$	$< 1$	20—1000	Слой пара у стенки толщиной $y'$ ; теплопроводность и излучение	1—10
в	Сила тяжести	$< 1$	$< 1$	20—50	Свободная конвекция без испарения	1—10
г	То же	$> 1$	1	5—10	Свободная конвекция с поверхностным кипением	1—10
д	»	$> 1$	$< 1$	20—30	Свободная конвекция с пузырьковым кипением	20—500
е	Падение давления в направлении оси $x$	$< 1$ $> 1$	$< 1$	10—500	Вынужденное движение с пузырьковым кипением и без него	50—10 000

4.12.

5.16.

7.47

Тепловые потоки  $q_{\max}$ , достижимые при различных условиях, приведены в табл. 3.1. Приведенные числа характеризуют только порядок величин и будут обсуждены в разд. 3.3 и 3.9. В условиях вынужденного движения роль свободной поверхности играет середина потока.

Сравнение случаев  $b$  и  $d$  отчетливо показывает влияние силы тяжести; именно этим влиянием объясняется возрастание плотности теплового потока  $q_{\max}$  в условиях  $d$  по сравнению с условиями  $b$  в 100 раз при одинаково малых перегревах стенки  $T_{ст} - T_{\infty}$ .

### 3.3. ПОВЕРХНОСТНОЕ КИПЕНИЕ

Экспериментальные исследования проводились только на горизонтально расположенных тепловых трубах малого диаметра. Поэтому поверхностное кипение должно быть рассмотрено в первую очередь в условиях, когда можно пренебречь внешними силами. Их влияние оказывает неблагоприятное действие на максимальную тепловую нагрузку поверхности нагрева в верхней половине зоны нагрева горизонтально расположенной тепловой трубы. По этой причине это место является наиболее опасным в отношении пережога (разд. 3.9.4).

Таким образом, при поверхностном кипении в условиях невесомости тепло может отводиться от стенки только путем теплопроводности через слой жидкости или излучением через слой пара. При этом в противоположность случаям  $a$  и  $b$  (табл. 3.1) температура поверхности жидкости в точности равна температуре насыщения.

Решающее значение для величины возможных тепловых нагрузок поверхности нагрева имеют толщина слоя у стенки и наибольший возможный перегрев стенки  $T_{ст} - T_{нас}$ , при котором все же еще не наступает образования пузырей. Ожидаемый перегрев поверхности нагрева оценить очень трудно, так как он зависит от многих факторов: шероховатости стенки, температуры, материала стенки, свойств рабочей среды, чистоты ее, вибраций, смачиваемости стенки и т. д. (разд. 3.4 и 3.6). По этой причине величина максимального перегрева стенки, при котором еще не наступает кипения, может быть определена только экспериментально, причем полученные дан-

ные будут справедливы опять-таки только для определенных условий.

Для оценки максимальных тепловых нагрузок при испарении будут рассмотрены два крайних примера: вода и натрий. Перегрев при кипении для воды обычно не превышает  $5^{\circ}\text{K}$ , для натрия, напротив, не менее  $30-100^{\circ}\text{K}$ . Сравнение данных, приведенных в табл. 3.2,

Таблица 3.2

Тепловые потоки при поверхностном кипении

Теплоноситель	Вода	Натрий
Толщина пристеночного слоя, мм	1	1
Теплопроводность, $\text{вт/м}\cdot\text{K}^{\circ}$	0,67	56
Средний перегрев жидкости, $^{\circ}\text{K}$	3	50
Плотность теплового потока, $\text{вт/см}^2$	0,2	280

отчетливо показывает, что при использовании воды в качестве теплоносителя в тепловых трубах почти всегда приходится считаться с возможностью образования пузырей в зоне нагрева. Напротив, применение натрия в качестве теплоносителя позволяет, не превосходя критического перегрева стенки, достигать высоких тепловых нагрузок поверхности нагрева.

### 3.4. ОБРАЗОВАНИЕ ПУЗЫРЕЙ И ПЛЕНКИ

Образование парового пузыря в жидкости зависит от того, имеются ли в жидкости так называемые центры парообразования. Ими являются небольшие углубления в стенке или прилипшие к ней газовые пузырьки. Следовательно, на абсолютно гладкой стенке в закрытом объеме, наполненном полностью дегазированной жидкостью, образование пузырей пара теоретически невозможно. Эта концепция была подтверждена данными Фрица [23], полученными в опытах с дегазированной водой и тщательно обработанными поверхностями, в которых перегрев жидкости до  $200^{\circ}\text{K}$  не приводил к образованию пузырей. На поверхностях нагрева, используемых в технике, все же, как правило, имеется достаточно центров парообразо-

вания для того, чтобы уже при небольших перегревах стенки (в случае воды) наступало образование пузырьков.

Необходимый для образования парового пузыря перегрев стенки может быть оценен в соответствии с начальным радиусом  $R$  центра парообразования. При избыточном давлении в паровом пузыре  $\Delta p = 2\gamma/R$  необходим перегрев  $T_{ст} - T_{нас} = \Delta p (dT/dp)_{нас}$ . Таким образом, будут ли центры парообразования действующими при данном перегреве, определяется величиной поверхностного натяжения и характером кривой упругости пара. В табл. 3.3 приведены некоторые примеры теоретически

Таблица 3.3

Необходимый для образования пузырей перегрев стенки

Теплоноситель	$R$ , мм	$T_{нас}$ , °C	$\gamma$ , н/м	$\Delta p$ , н/м <sup>2</sup>	$(dT/dp)_{нас}$ , °К/н·м <sup>2</sup>	$T_{ст} - T_{нас}$ , °К
Вода	0,1	370	$5,9 \cdot 10^{-1}$	$1,18 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,33
	0,01			$1,18 \cdot 10^4$		3,3
Натрий	0,1	1000	$12,8 \cdot 10^{-2}$	$2,56 \cdot 10^3$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	11,3
	0,01			$2,56 \cdot 10^4$		113

необходимых перегревов стенки для воды и натрия. Приведенные числа представляют собой наименьшие значения и должны рассматриваться только как отправные точки. Как это видно на примере ртути, образование пузырей или соответственно пленки зависит также от других причин, например от смачиваемости стенки жидкостью (разд. 3.6).

Если в центре парообразования возник паровой пузырь, то он продолжает расти за счет дальнейшего парообразования на границе раздела фаз. Для этого слой жидкости, непосредственно прилегающий к стенке, также должен быть перегрет. Вследствие того что перегрев возможен только за счет теплопроводности, действительный перегрев стенки относительно невозмущенного слоя жидкости в большинстве случаев выше теоретически

необходимого (для воды 10—30 °К). Если паровой пузырь не испытывает действия внешних сил (например, подъемной силы в поле силы тяжести), то он остается прилипшим к стенке. При возрастании тепловой нагрузки поверхности нагрева перегрев пристенного слоя жидкости также возрастает, а это приводит к тому, что число центров парообразования увеличивается — вступают в действие более мелкие неровности. Когда число активных центров парообразования становится настолько велико, что пузыри начинают касаться друг друга, как правило, на стенке образуется паровая пленка (разд. 3.6 и фиг. 3.2, а). После образования пленки интенсивность отвода тепла от стенки уменьшается, поскольку она при этом определяется лишь теплопроводностью парового слоя и излучением через паровой слой (случай б в табл. 3.1).

### 3.5. КИПЕНИЕ В ОБЪЕМЕ

Режим кипения, при котором пузыри пара отрываются от поверхности нагрева и под действием подъемной силы, превосходящей силу тяжести, поднимаются кверху, называется кипением в объеме. При этом толщина пристеночного слоя жидкости над горизонтальной стенкой или соответственно около вертикальной стенки обычно велика по сравнению с радиусом поднимающегося пузыря. Таким образом, для случая кипения в объеме всегда принимается в качестве допущения, что однажды образовавшиеся пузыри обязательно отрываются от стенки. Это не имеет места при кипении в верхней половине зоны нагрева горизонтально расположенной тепловой трубы. Прежде всего по этой причине недопустимо производить оценку максимальных тепловых нагрузок поверхности нагрева тепловых труб на основе результатов измерений, полученных при кипении в большом объеме. Если в некоторых случаях полученные экспериментальные результаты совпадают с такими оценками, то это объясняется другими причинами, которые будут указаны в разд. 3.6 и 3.7.

В соответствии с новейшими исследованиями для достижения высоких тепловых нагрузок поверхности нагрева важно не только, отсрочится ли и как быстро от поверх-

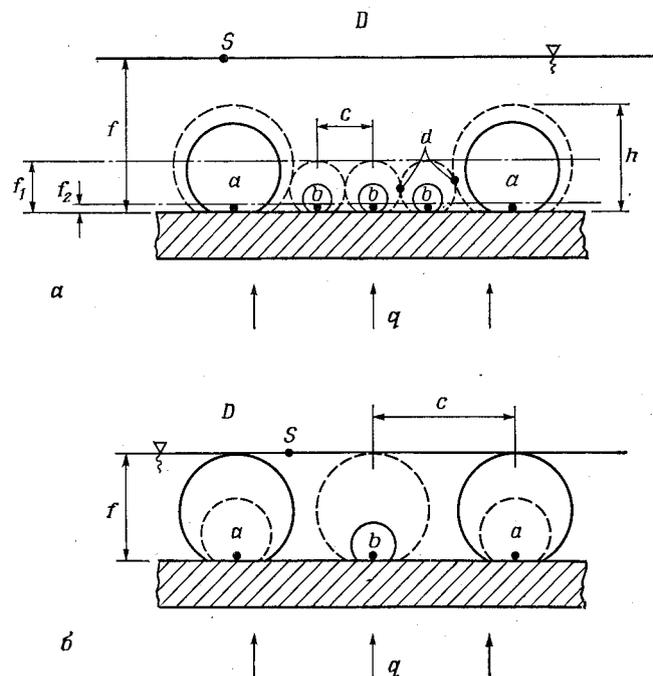
ности нагрева образовавшийся пузырь, но и каким образом будет подведен к ней объем жидкости, соответствующий объему пара. Именно учет этого обстоятельства позволил Костелло и Фреа повысить максимальную тепловую нагрузку поверхности нагрева горизонтальной, обогреваемой в верхней половине тепловой трубы от 135 до  $387 \text{ вт/см}^2$ . Для обратного подвода воды к верхней образующей трубы они использовали капиллярную структуру из сетки. Повышение максимальной тепловой нагрузки происходит при этом за счет того, что восходящий поток пара уходит не оказывает влияния на обратный ток жидкости. В этом примере обращается внимание не на способ расположения капилляров, а только на тот факт, что взаимное влияние потока пара от поверхности нагрева и возвратного потока жидкости к ней играет важную роль. Это следует учитывать при оценке процессов кипения в капиллярных структурах (разд. 3.7).

### 3.6. ПАРООБРАЗОВАНИЕ В ТОНКОМ СЛОЕ

Пузырьковое кипение в тонком слое отличается от кипения в объеме только тем, что толщина слоя жидкости у обогреваемой стенки того же порядка, что и диаметр парового пузыря. Кипение в тонком слое происходит большей частью на наклоненных или вертикальных поверхностях нагрева, вдоль которых течет пленка жидкости. Вследствие того что в горизонтальных тепловых трубах сила тяжести не вызывает отрыва образовавшихся пузырей от поверхности нагрева (в верхней половине), кипение в тонком слое следует рассматривать в отсутствие влияния силы тяжести или других внешних сил.

Здесь в принципе следует различать два предельных случая; они представлены схематически на фиг. 3.2. Стенка, нагреваемая тепловой нагрузкой  $q$ , покрыта слоем жидкости толщиной  $f$ . Прежде всего активизируются центры парообразования  $a$ , соответствующие исходному определенному перегреву стенки. По мере роста пузырей  $a$  происходит увеличение перегрева прилежащего к стенке слоя жидкости, которое приводит к активизации новых центров парообразования  $b$ , отстоящих друг от друга на расстояние  $c$ . Рост пузырей  $a$  и  $b$  приводит

в какой-то момент времени к тому, что пузыри касаются друг друга, если только высота самого большого пузыря  $h$  меньше  $f$ ; этот случай представлен на фиг. 3.2, *a*. В тот момент, когда происходит касание пузырей, образуются

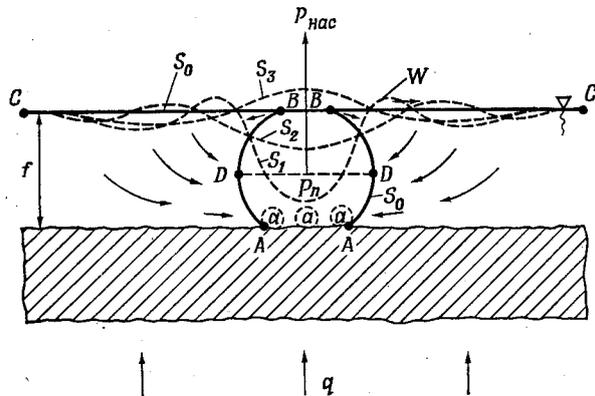


Ф и г. 3.2. Образование пузырей при кипении в тонком слое.

очень острые конусы жидкости  $d$ . Действие поверхностного натяжения жидкости всегда направлено в сторону уменьшения до минимума ее свободной поверхности. Поэтому должно произойти одно из двух: либо пар из пузыря  $b$  перейдет в пузырь  $a$  и образование пузырей в центрах  $b$  начнется снова, либо в результате стягивания конусов жидкости образуется слой пара толщиной  $f_1 - f_2$  над пленкой жидкости у стенки толщиной  $f_2$ . После испарения последней наступает уже рассмотренный ранее

случай б, представленный на фиг. 3.1, т. е. теплопередача излучением и теплопроводностью через паровой слой.

На фиг. 3.2, б представлен случай, когда паровые пузыри *a* своей наивысшей точкой достигают поверхности уровня жидкости *S* до того, как пузыри *a* и *b* соприкоснутся друг с другом. После испарения последнего слоя молекул с граничной поверхности, отделяющей паровой объем *D* от пузыря *a*, последние разрушаются



Ф и г. 3.3. Разрушение парового пузыря при соприкосновении со свободной поверхностью жидкости.

(механизм этого процесса поясняется фиг. 3.3). Вслед за этим образование паровых пузырей в центрах *a* начинается снова. Тем временем пузыри *b* также продолжают расти до тех пор, пока в свою очередь не коснутся зеркала *S* и не разрушатся. При этом различие центров парообразования *a* и *b* проявляется только в разной частоте образования паровых пузырей. Насколько сильно влияет разрушение одного пузыря на рост соседнего, в этом случае несущественно.

Рассмотрим более подробно, пользуясь фиг. 3.3, разрушение парового пузыря, граница котсрого касается уровня жидкости. После того как в точке *B* появляется маленькое отверстие, возникают, накладываясь друг на

друга, три эффекта, которые приводят к внезапному разрушению пузыря.

1. Вследствие того что давление пара в пузыре  $p_p$  во всех случаях выше давления пара  $p_{нас}$  в паровом объеме, пар вытекает из пузыря в паровой объем.

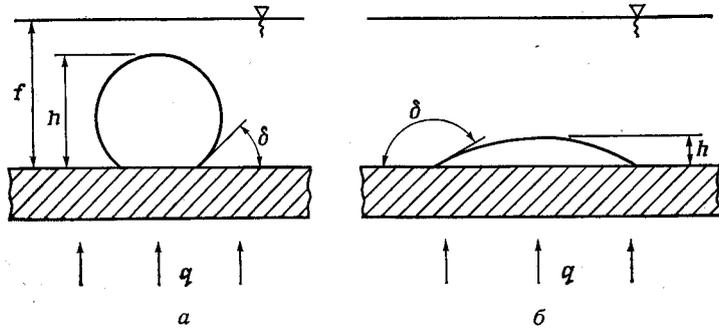
2. Вследствие максимальной кривизны образующих *ABC* в точках *B*, происходит быстрое стягивание их в окрестностях этих точек (уменьшение свободной поверхности под влиянием сил поверхностного натяжения).

3. Все образующие *DD* (окружности) стягиваются в точку. В нижней половине сферической полости они могут стягиваться беспрепятственно. Вследствие этого пленка жидкости смыкается над стенкой; при известных условиях отдельные маленькие паровые объемчики *a* могут быть замкнуты в пленке; в этом случае центры парообразования являются активными с самого начала.

В верхней половине сферической полости прежде всего происходит расширение отверстия в паровой объем вследствие выравнивания сильных искривлений в окрестностях точки *B* (уменьшение свободной поверхности под действием поверхностного натяжения). Вызванная таким образом волна жидкости *W* распространяется по поверхности *S<sub>0</sub>* в направлении *C*. Возвратное течение жидкости за волной определяется устанавливающимся распределением давления, так как для  $p_D = p_{нас} = const$  должно быть  $p_{ж}$  вогнутой поверхности  $< p_{ж}$  плоской поверхности  $< p_{ж}$  выпуклой поверхности. Последовательное изменение форм поверхности уровня жидкости качественно изображено пунктирными линиями *S<sub>1</sub>*, *S<sub>2</sub>* и *S<sub>3</sub>*. Весь процесс носит характер взрыва и протекает за отрезок времени порядка  $10^{-6}$  сек (разд. 6.1.3).

Следовательно, для достижения больших тепловых нагрузок поверхности нагрева при кипении в тонком слое в условиях невесомости необходимо, чтобы отношения  $h/f$  и соответственно  $c/f$  всегда оставались больше 1 (фиг. 3.2). Расстояние *c* между двумя соседними центрами парообразования нельзя вычислить заранее. Поэтому ниже будут установлены некоторые качественные положения, определяющие факторы, которые оказывают влияние на отношения  $h/f$  и  $c/f$ .

Влияние краевого угла  $\delta$  между жидкостью и стенкой оценить проще всего. Если жидкость смачивает стенку (угол отрыва острый — между нулевым и прямым:  $0^\circ < \delta < 90^\circ$ ), то образуются паровые пузыри привычной шарообразной формы (фиг. 3.4, а). Если же жидкость плохо или совсем не смачивает стенку ( $90^\circ < \delta < 180^\circ$ ), то жидкость стремится к образованию пленки



Ф и г. 3.4. Влияние краевого угла  $\delta$  на форму пузыря.

(фиг. 3.4, б). На фиг. 3.4 отчетливо видно, что при постоянном расстоянии  $s$  между двумя центрами парообразования отношение  $h/f$  уменьшается с ростом угла отрыва. Эксперименты работы [25] подтвердили влияние угла отрыва. При кипении в объеме чистой ртути на поверхности нагрева из стали (очень плохое смачивание) наблюдалось быстрое образование пленки с очень низкими значениями коэффициента теплоотдачи. Подмешивание 0,1% натрия привело к повышению коэффициента теплоотдачи в 10 раз, а подмешивание 0,02% окиси магния и 0,0001% титана — в 30 раз. В опытах работы [26], напротив, максимальные тепловые нагрузки поверхности нагрева уменьшались по мере подмешивания возрастающего количества натрия. И только при весовой концентрации натрия большей 0,16% были достигнуты значения такие же, как и для чистой ртути. Так как улучшение смачивающих свойств ртути при добавлении натрия, магния или титана является общепризнанным, эти результаты должны быть отнесены за счет действия дру-

гих факторов; весьма возможно, что здесь проявляется влияние состояния поверхности нагрева. Подробные и очень тщательные опыты были проведены на отполированных до зеркального блеска поверхностях нагрева из нержавеющей стали; объяснения результатов опытов не приводится.

Изменение числа центров парообразования, приходящихся на  $1 \text{ см}^2$ , или соответственно расстояния  $s$ , как уже упоминалось, может быть оценено только качественно. Число активных центров при прочих равных условиях увеличивается с ростом тепловой нагрузки поверхности нагрева, давления насыщенного пара, шероховатости стенки, содержания газов в жидкости и с уменьшением теплопроводности и теплоемкости материала стенки. Эти данные получены из опытов в большом объеме, где, как правило, в противоположность кипению в тонком слое в состоянии невесомости максимальная тепловая нагрузка поверхности нагрева возрастает с увеличением числа активных центров парообразования.

С ростом тепловой нагрузки перегрев слоев жидкости, прилегающих к стенке, увеличивается, что активизирует зародыши меньших размеров (табл. 3.3). Влияние возрастания давления насыщения или соответствующей ему температуры объясняется уменьшением  $(dT/dp)_{\text{нас}}$  и  $\gamma$ , иначе говоря, перегрев стенки, необходимый для активизации центра парообразования, при этом также уменьшается. Вместе с тем с увеличением плотности пара отвод тепла от стенки при том же объеме пузыря возрастает. В опытах с водой [27] были получены значения максимальной тепловой нагрузки поверхности нагрева  $175 \text{ вт/см}^2$  при давлении  $1 \text{ ата}$  и перегреве стенки  $10^\circ \text{ К}$  и  $350 \text{ вт/см}^2$  соответственно при  $8,1 \text{ ата}$  и  $3^\circ \text{ К}$  перегрева. О влиянии шероховатости стенки и содержания газа уже отмечалось в разд. 3.4. Вайпперт [28] поставил тщательные опыты для изучения активизации центров парообразования в зависимости от шероховатости и материала стенки, а также от влияния нестационарного температурного поля в окрестности образующегося парового пузыря. Большие различия в значениях максимальной тепловой нагрузки поверхности нагрева, полученные для кипения в большом объеме, частично объясняются различиями в

теплопроводности и аккумулирующей способности материала стенки. По этой причине расхождения для одинаковых поверхностей (например, полированных и позолоченных) могут составлять несколько сот процентов. Зауэр и др. [29] дают для воды при давлении 1 *атм* и стальной стенке значения 130 *вт/см<sup>2</sup>*, для воды и меди 63—85 *вт/см<sup>2</sup>* и для воды и хромированной меди 100 *вт/см<sup>2</sup>*. В опытах Костелло и Фреа [24] было установлено возрастание числа центров парообразования на гладких поверхностях вследствие небольших отложений на стенке. Они получали для водопроводной воды примерно в 1,5 раза большие тепловые нагрузки поверхности нагрева, чем для дистиллированной воды.

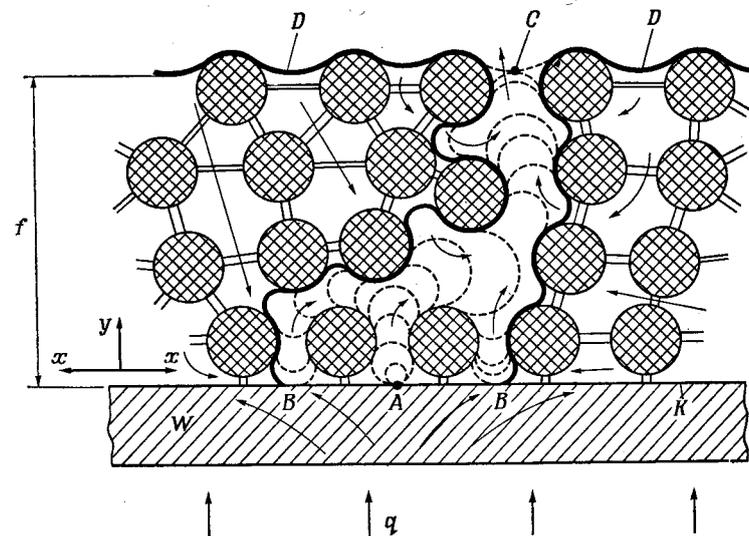
На основе результатов опытов в большом объеме можно сформулировать условия достижения возможно больших тепловых нагрузок поверхности нагрева при кипении в тонком слое в условиях невесомости: 1) малые толщины *f* пристенного слоя; 2) хорошая смачиваемость стенки жидкостью; 3) гладкая поверхность нагрева; 4) полностью дегазированные, профильтрованные и чистые жидкости; 5) высокая теплопроводность и теплоемкость стенки (покрытие серебром). Если эти условия осуществлены настолько, что отношения *h/f* и *c/f* оказываются больше 1 (фиг. 3.2, б), то можно ожидать, что максимальные тепловые нагрузки поверхности нагрева слабо зависят от направления силы тяжести (разд. 3.7.4 и 5.5) и приблизительно равны нагрузкам при кипении в большом объеме.

### 3.7. КИПЕНИЕ В НАСЫЩЕННЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ СТРУКТУРАХ

**3.7.1. Кипение в сетках, зернообразных насадках и аналогичных капиллярных образованиях.** Для анализа процесса кипения в фитилях из нескольких слоев сетки, войлочных тканей или пористых засыпок, образованных спеканием, рассмотрим общую для всех случаев двумерную модель, представленную на фиг. 3.5.

Модель образована шайбами единичной толщины, теплопроводность которых существенно больше теплопроводности окружающей жидкости. Шайбы соединены между собой узкими тепловыми мостиками, размер которых

по толщине существенно меньше 1; эти мостики способствуют теплопроводности в направлении *y* (для того чтобы не затемнять картину в середине фигуры, эти мостики не нарисованы). Доля площади в плоскости *xу*, занятая шайбами, пропорциональна пористости фитиля *e*, расстоянию между центрами соседних шайб, густоте сетки или расстоянию между зернами засыпки. Шайбы лежат у грани *K*



Фиг. 3.5. Модель, поясняющая кипение в насыщенной капиллярной структуре.

стенки *W*, нагреваемой тепловым потоком *q*. Толщина слоя шайб *f*; влияние внешних сил пренебрежимо мало.

Если на стенке в точке *A* возникает центр парообразования, то образующийся пузырь распространяется в направлении наибольшего расстояния между шайбами. Если перегрев жидкости в направлении *y*, усиливаемый за счет теплопроводности шайб, распространяется настолько, что паровой пузырь достигает мениска *C*, то между *A* и *C* образуется открытый паровой канал, по ко-

тому может происходить выравнивание избыточного давления в пузыре. При этом пузырь может расширяться и в таком направлении, что соприкоснется с другими точками стенки на грани  $K$  и активизирует центры парообразования  $B$ , однако это не имеет значения до тех пор, пока вдоль стенки в направлении оси  $x$  не образуется сплошная паровая пленка.

В противоположность фиг. 3.3 пузырь не может внезапно и полностью стянуться в точку; уменьшение объема возможно только до тех пор, пока радиус кривизны образующейся поверхности раздела между шайбами не станет меньше или в крайнем случае равным радиусу кривизны в точке  $D$ ; только при этом условии возможен подвод жидкости к менискам из непосредственного окружения или из зоны конденсации. Это означает, что пузыри в точках  $A$  и  $B$  могут расширяться в направлении  $C$  только в начальный момент времени. С другой стороны, также возможно, что паровой канал от стенки до свободной поверхности остается открытым при условии, что на очень большой (в этом случае) внешней поверхности пузыря испаряется количество жидкости, достаточное для поддержания незначительного избыточного давления в пузыре. В этом случае пузырь представляет собой весьма действенный сток тепла, который препятствует дальнейшему росту пузыря.

В общем случае невозможно ответить на вопрос, какая из капиллярных структур, которые соответствуют модели на фиг. 3.5, обеспечит получение более высоких тепловых нагрузок поверхности нагрева. С одной стороны, для достижения максимальной тепловой мощности в тепловых трубах требуются возможно меньшие проходные сечения капилляров; с другой стороны, при малых размерах пор увеличивается опасность образования пленки на стенке, так как для распространения пузыря до свободной поверхности жидкости необходимы большие перегревы жидкости. Гидравлическое сопротивление ограничивает возможность уменьшения толщины слоя  $f$ . При использовании жидкостей с плохой теплопроводностью следует обращать особое внимание на обеспечение хороших тепловых контактов в фитиле для усиления теплопроводности в направлении оси  $y$  (спекание элемен-

тов фитиля между собой и со стенкой). По-видимому, опасность образования пленки можно уменьшить, предусматривая в толстом фитиле специальные каналы для прохода пара, равномерно распределенные по поверхности нагрева. Действенность этих мер подтвердили Кунц и др. [5]. В их обширных экспериментах исследовались фитили из сеток, сукон, из спеченных металлических нитей и спеченной металлической засыпки. Толщина слоя на горизонтальной поверхности нагрева изменялась от 0,75 до 2,5 мм. Лучшие результаты в отношении высоты капиллярного поднятия, проницаемости (сопротивления трения) и максимальной тепловой нагрузки поверхности нагрева ( $44 \text{ вт/см}^2$  для воды при атмосферном давлении и перегреве стенки  $12^\circ\text{К}$ ) во всех случаях были получены при использовании высокопористого металлического войлока ( $\epsilon = 0,82 \div 0,92$ ). Прodelывание в фитиле каналов диаметром 1 мм на расстоянии 5 мм друг от друга позволило поднимать максимальную тепловую нагрузку поверхности нагрева до  $57 \text{ вт/см}^2$ . Эти опытные данные не могут быть все же прямо перенесены на зону нагрева тепловых труб прежде всего потому, что для высокопористых металлических войлоков нельзя пренебрегать влиянием подъемной силы в поле силы тяжести.

Наибольшие тепловые нагрузки для фитилей из спеченных сеток составляли для сеток 50 и 150 меш не более  $28 \text{ вт/см}^2$ . Однако при этом из-за сильного перегрева сетки ( $105^\circ\text{К}$  для сетки 50 меш и  $175^\circ\text{К}$  для сетки 150 меш) задолго до достижения наибольших тепловых нагрузок устанавливалось пленочное кипение. О собственных опытах автора с водой и фитилем из сеток 100 меш будет сказано в разд. 5.3, 5.4 и 6.3. Все фитили из нескольких слоев сетки, скрепленных между собой, характеризовались тем, что у стенки в месте соприкосновения первого слоя сетки со вторым возникали условия для расширения парового пузыря. Устранение этого явления требует высокой точности изготовления: слои должны нарезаться порознь, устанавливаться, напрессовываться и спекаться.

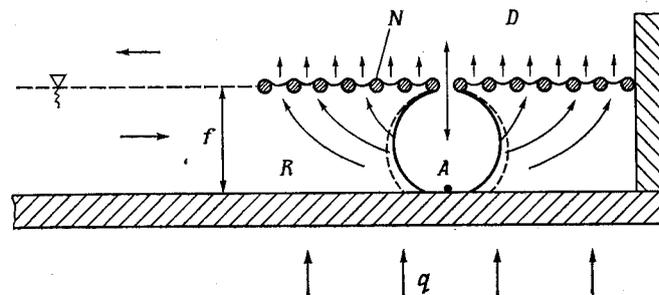
Для тепловых труб, использующих в качестве теплоносителя жидкие металлы, высказанные соображения являются менее существенными, нежели в случае применения хладагентов, спиртов или воды (табл. 3.3). Автор

работы [6] проводил эксперименты с натрием и фитилями из сеток 65 и 330 меш; тепловые трубы были расположены горизонтально, толщина фитиля достигала 1 мм. При использовании фитилей из сеток 330 меш (11 слоев) достигались без пережога существенно большие тепловые потоки, нежели с фитилями из сеток 65 меш (3 слоя) при наступлении кризиса. Правда, этот результат может быть объяснен меньшим перегревом или большим числом центров парообразования, так как сетки 65 меш в противоположность первым не прожигались, т. е. не обезгаживались (см. по этому поводу замечания в конце разд. 3.6). Все же на тепловых трубах с фитилем из сетки 65 меш наблюдалась повторяемость эффекта, изображенного на фиг. 3.5. При возрастании тепловой нагрузки поверхности нагрева внезапно на внешней стороне стенки в зоне нагрева становились видимыми местные перегревы от 100 до 200 °К. В стационарных условиях они достигали приблизительно 5 мм в диаметре. Несмотря на это, часто оказывалось возможным значительно повысить тепловую нагрузку поверхности нагрева до наступления пережога. После охлаждения тепловых труб перегревы вновь появлялись всегда на тех же местах, большей частью на верхней половине зоны нагрева. В некоторых случаях повышение тепловой нагрузки поверхности нагрева сопровождалось появлением дополнительных местных перегревов в нижней половине; пережог никогда не наступал без дальнейшего повышения нагрузки. В противоположность этому тепловая труба с сеткой 330 меш разрушалась за несколько секунд при сравнительно низких нагрузках без предварительного появления заметных местных перегревов. Это подтверждает предположение о том, что после активизации центра парообразования развитие паровой пленки скорее следует ожидать при густых сетках, нежели при редких.

Дальнейшее рассмотрение кипения в сетках или аналогичных капиллярных структурах нецелесообразно, так как имеются более эффективные конструктивные возможности для обеспечения высоких тепловых нагрузок поверхности нагрева даже с теплоносителями, имеющими низкую теплопроводность (разд. 3.7.3, 3.9 и 5.1). Имеющиеся опытные данные свидетельствуют все же о том, что

и для максимальной тепловой нагрузки поверхности нагрева и для максимальной передаваемой тепловой мощности существует оптимальная площадь проходного сечения капилляра.

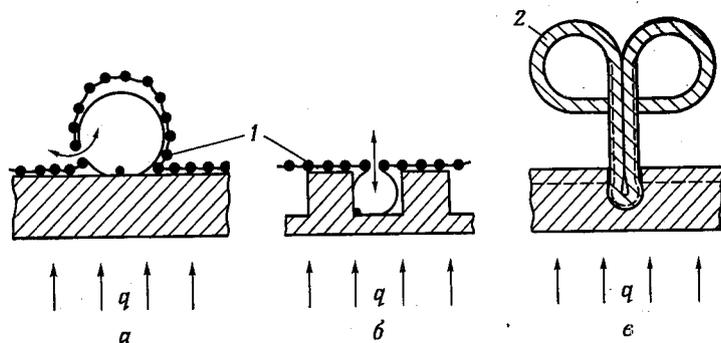
**3.7.2. Кипение в кольцевой щели.** Закономерности кипения в кольцевых щелях применимы также для канальных тепловых труб, у которых каналы прилегают к стенке; они также рассмотрены в этом разделе (ср. фиг. 3.6 и 3.7). Фитили кольцевой формы (каналы в форме кольце-



Ф и г. 3.6. Образование пузырей в кольцевой щели.

вой щели) могут найти применение только в тепловых трубах, работающих на жидких металлах при условии высоких перегревов жидкости. Для воды, спиртов или хладагентов, для которых, как известно, перегрев при кипении очень мал, циркуляция теплоносителя прерывается при активизации единственного центра парообразования. Это утверждение поясняется фиг. 3.6. Здесь канальная тепловая труба с кольцевой щелью воспринимает тепловую нагрузку  $q$ ; кольцевая щель  $R$  имеет ширину  $f$ , размер отверстия сетки  $N$  составляет от 10 до 100 мкм (обычные размеры). Паровый пузырь, возникший в центре парообразования, должен через некоторый промежуток времени коснуться своей поверхностью сетки  $N$ . После испарения одного-единственного мениска на поверхности раздела пузыря и парового объема  $D$  давление пара в пузыре становится равным давлению в паровом объеме. Это значит, что теперь давление в жидкости у

поверхности пузыря больше, чем у поверхности менисков. Возникающее по этой причине всасывающее действие менисков большой кривизны на сетке  $N$  вызывает увеличение пузыря, которое длится до тех пор, пока кривизна менисков на сетке  $N$  не сравняется с кривизной пузыря; только после этого становится возможным приток новых порций конденсата из зоны конденсации. Но в результате



Ф и г. 3.7. Примеры образования пузырей в каналах тепловых труб с сеткой (а), с канавками (б) и с резьбой (в).

капиллярный перепад давления для компенсации суммарного падения давления в паровом и жидкостном потоках соответствует только кривизне мениска, определяемой эффективным диаметром капилляра, равным ширине щели  $f$ . Это значит, что отверстие диаметром  $f$  в сетке оказывало бы такое же действие. Однако уменьшение ширины  $f$  ограничено необходимостью обеспечить расход жидкости в направлении оси трубки и технологическими трудностями изготовления (0,2—1 мм). По этой причине максимально возможный расход теплоносителя понижается настолько, что каналный фитиль теряет свое преимущество.

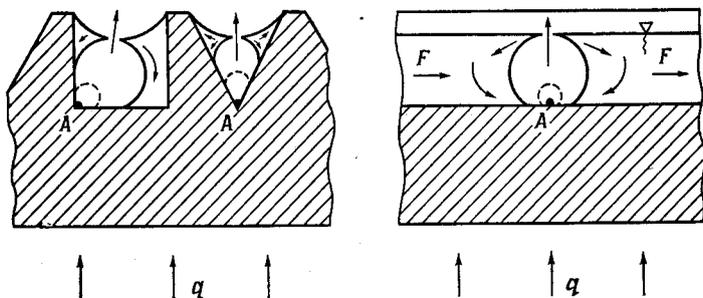
Сообразно этому максимальные тепловые нагрузки поверхности нагрева в тепловых трубах с каналами в виде кольцевых щелей равны тепловым нагрузкам при чистом испарении, т. е. тем, которые обеспечиваются теплопередачей только за счет теплопроводности. Эти последние для

воды, спиртов и хладагентов настолько низки, что применение таких тепловых труб не представляет интереса. Так, например, при использовании воды в качестве теплоносителя и ширине щели 0,2 мм максимальная тепловая нагрузка поверхности нагрева составляет  $\sim 1 \text{ вт/см}^2$ . При этом нужно принять во внимание, что наряду с теплопроводностью решающее значение имеет перегрев жидкости; следовательно, и при использовании в качестве теплоносителя жидких металлов требуется осторожность. Это было подтверждено опытами автора с натрием на тепловых трубах с каналами в виде кольцевых щелей [6]. При ширине щели 1 мм в одном и том же месте и при одной и той же температуре максимальная тепловая нагрузка колебалась от 50 до 300  $\text{вт/см}^2$ ; повторяемости достигнуть не удалось. Если же щель заполнялась сеткой, то при температурах свыше 1100 °К тепловые нагрузки во всех случаях превышали 300  $\text{вт/см}^2$  без появления признаков каких-либо ограничений. Сравнение фиг. 3.5 и 3.6 поясняет, каким образом наличие капилляров в кольцевой щели препятствует расширению больших пузырей.

Для всех других каналных тепловых труб, в которых каналы прилегают непосредственно к стенке, следует ожидать аналогичных трудностей; и они действительно имеют место. В случае теплоносителей с небольшим перегревом при кипении избежать образования паровых пузырей в каналах можно только применением капиллярных перемычек между стенкой и каналом, как это, например, делается в резьбовых каналных тепловых трубах (разд. 2). На фиг. 3.7 приведены три соответствующих примера.

**3.7.3. Кипение в открытых канавках.** Кипение в открытых канавках в основном соответствует кипению в слое жидкости. Когда пузырь достигает поверхности раздела фаз, должно наступить, как это видно из фиг. 3.8, очень быстрое разрушение его, вследствие того что кривизна мениска пузыря существенно больше кривизны мениска в канавке (фиг. 3.3). При этом следует принять во внимание, что мениски в канавке искривлены только в одной плоскости, а это значит, что давление пара в пузыре значительно выше давления в паровом пространстве. Следовательно, в этом случае образование пузыря не при-

водит к уменьшению капиллярного напора. Неизвестно, сохранится ли при разрушении пузыря активный центр парообразования (остаточный пузырь) у вершины канавки. При очень острых канавках такое предположение уместно, а это значит, что перегрев стенки, необходимый для роста пузыря, в этом случае будет очень мал. Далее, следует ожидать, что при кипении в открытых канавках



Ф и г. 3.8. Образование пузырей в открытых канавках.

направление силы тяжести не оказывает заметного влияния на максимальную тепловую нагрузку поверхности нагрева. Размеры канавок, как правило, настолько малы (0,1—0,3 мм), что подъемными силами по сравнению с капиллярными можно пренебречь (разд. 5.5).

В литературе обсуждается вопрос о том, происходит ли образование пузырей при кипении жидких металлов в открытых канавках. Хотя на основании рассмотрения фиг. 3.8 можно заключить, что этот вопрос не очень важен, все же он представляет интерес с принципиальной точки зрения. Ответ может быть получен только путем сравнения измеренных перегревов стенки  $T_{ст} - T_{нас}$  с расчетными значениями перегрева стенки при поверхностном кипении. Так, например, если для натрия  $T_{ст} - T_{нас} \leq 10^\circ\text{K}$  при  $q = 250 \text{ вт/см}^2$  у вершины основания резьбы глубиной 0,4 мм, то с большой степенью вероятности можно считать, что пузырьковое кипение отсутствует.

До сего времени не обращали внимания на влияние образования пузырей на гидравлическое сопротивление потока жидкости  $F$  в канавках (фиг. 3.8) и его обратное действие на образование пузырей. Если доля объема пузырей относительно общего объема канавки велика, то это вызывает увеличение объемного расхода потока в канавке при неизменной тепловой нагрузке; кроме того, вследствие сильных завихрений при разрушении пузырей величина коэффициента трения отличается от его значения при невозмущенном течении в каналах. Расчетная оценка этих влияний имеет смысл только при том условии, если известны опытные данные о времени образования пузыря, частоте образований и числе центров парообразования на единицу длины канавки (разд. 6.1.3 и 6.2). Поэтому вычислить максимальную тепловую нагрузку можно только для невозмущенного течения (разд. 3.9). Однако уже эксперименты Дорнера, Рейса и Шрецмана [15] доказали, что для открытых канавок допустимы большие тепловые нагрузки.

### 3.8. ПРЕДЕЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ ИСПАРЕНИИ

По предложению Рейса и Шрецмана [30] для расчета максимальных потоков массы, покидающих единицу площади свободной поверхности жидкости при испарении, используются молекулярно-кинетические законы. Если поток частиц в полупространство, отнесенный к единице площади свободной поверхности, умножить на теплоту испарения, то получится так называемая «предельная плотность теплового потока при испарении».

Для упрощения следующего ниже обсуждения здесь целесообразно привести некоторые хорошо известные факты. В данный момент времени число молекул  $n$ , находящихся внутри выделенного объема газа, имеющего форму куба с длиной ребра, равной 1, могут перемещаться в шести направлениях. Если их средняя скорость движения  $\bar{v}$ , то в единицу времени  $[(n/6) \bar{v}]$  молекул покидают выделенный объем через грань куба. Распределение скоростей молекул в идеальном газе соответствует распределению Максвелла. Если принять, что суммарная кине-

тическая энергия по трем степеням свободы равна  $(1/2)m\bar{v}_e^2$ , то из формулы

$$3 \frac{1}{2} kT = \frac{1}{2} m\bar{v}_e^2 \quad (3.1)$$

определится средняя энергетическая скорость

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad (3.2)$$

откуда для потока частиц через единицу площади получается

$$j = \frac{n}{6} \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (3.3)$$

Импульс сил давления  $p_I$  потока частиц на поверхность составит

$$p_I = jm\bar{v} = \frac{1}{2} nkT, \quad (3.4)$$

в то время как давление  $p_D$  при идеальном упругом ударе потока частиц о стенку составит

$$p_D = 2jm\bar{v} = nkT. \quad (3.5)$$

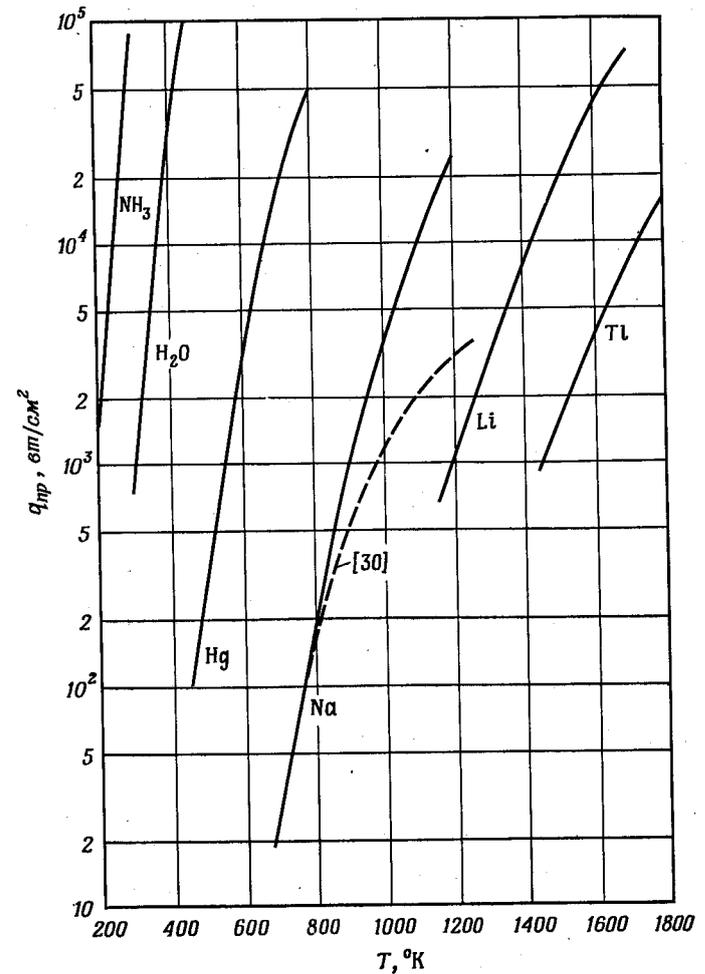
Следовательно, максимальный импульс давления потока пара, передаваемый им покидаемой свободной поверхности, равен половине статического давления в паровом объеме, лежащем по ту сторону этой поверхности [30] (разд. 3.9.3). Через поток частиц, массу одной молекулы  $m$  и теплоту испарения  $L$  можно определить предельную плотность теплового потока при испарении, т. е. теоретически максимально возможную тепловую нагрузку поверхности нагрева

$$q_{пр} = jmL = \frac{nL}{6} \sqrt{3mkT}, \quad (3.6)$$

или, с учетом зависимости (3.5),

$$q_{пр} = \frac{p_D L}{2v_e} = 0,288 p_D L \sqrt{\frac{m}{kT}}. \quad (3.7)$$

Эта верхняя граница для тепловой нагрузки поверхности нагрева получена на основе предположения, что частицы могут покинуть поверхность раздела фаз без помех, т. е. испарение происходит в вакуум. Поэтому



Ф и г. 3.9. Максимальная тепловая нагрузка [30].

следует ожидать, что  $q_{пр}$  достижимо только при очень низких давлениях пара. Это подтверждается экспериментами Дорнера, Рейса и Шрецмана [15] (фиг. 3.9); они при этом доказали также, что эти предельные значения не могут быть превзойдены.

Предельные плотности тепловых потоков при испарении были рассчитаны по уравнению (3.7) для шести теплоносителей — аммиака, воды, ртути, натрия, лития и таллия — в диапазоне температур 200—1800 °К. Результаты расчетов приведены на фиг. 3.9. Для жидких металлов максимальные давления пара в области температур выше 700 °К приняты от 11 *ата* (Hg) до 1,7 *ата* (Tl).

Ограничения, налагаемые предельной плотностью тепловых потоков при испарении, на возможные тепловые нагрузки поверхности нагрева в стационарном режиме не имеют сколько-нибудь серьезного значения; однако они существенны в процессе разогрева трубы от температуры окружающего пространства. Из фиг. 3.9 ясно видно, что в случае применения жидких металлов эти ограничения всегда должны приниматься во внимание.

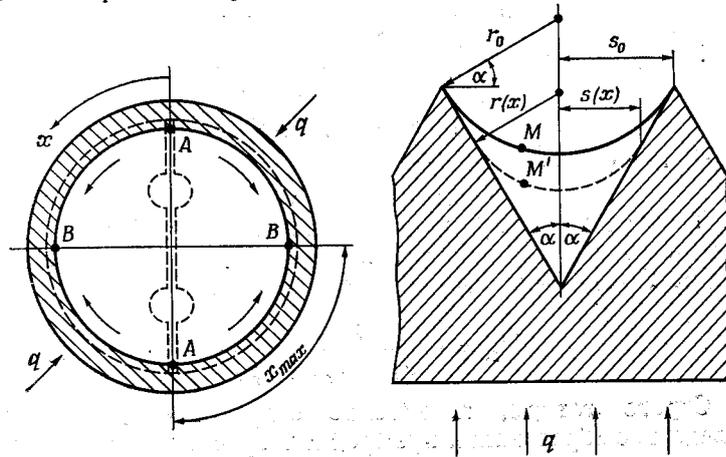
3.9. РАСЧЕТ МАКСИМАЛЬНО ВОЗМОЖНОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА В КАНАЛЬНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ С РЕЗЬБОЙ; РЕЗЬБА ОСТРОКОНЕЧНАЯ

3.9.1. Максимальная тепловая нагрузка при  $N = N_{\max}$ .

В канальных тепловых трубах с резьбой перетекание жидкости в осевом направлении происходит в каналах; на долю резьбовых капилляров остается, следовательно, только задача распределения конденсата по периферии и соответственно сбора его (разд. 2.6). Канавки в зоне нагрева отсасывают жидкость из каналов, поэтому капиллярный напор, обеспечивающий перетекание в осевом направлении, не может быть больше того значения, которое соответствует ширине канавки, т. е. шагу резьбы вне зависимости от размеров отверстий в сетке или диаметра пор в стенках каналов.

На фиг. 3.10 схематично показаны поперечный и продольный разрезы канальной тепловой трубы с резьбой. Для того чтобы течение жидкости от точки *A* к точке *B* было возможно, кривизна мениска *M* должна увеличиваться в направлении *x*. Если поток энергии *N* в осевом направлении равен максимально возможной тепловой мощности  $N_{\max}$ , то кривизна мениска в точке *A* равна  $1/r_0 = (\cos \alpha)/s_0$ . Следовательно, для течения жидкости необходимо, чтобы мениск *M'* втягивался в резьбовую канавку;

ку; смоченная ширина канавки обозначена  $s(x)$ , а радиус кривизны  $r(x)$ . Капиллярный напор зависит наряду с шириной канавки или соответственно с шагом резьбы  $2s_0$  также от угла  $2\alpha$  при вершине резьбы. В точке *B* поток массы в канавке равен нулю; это значит, что наибольшая длина канавки  $x_{\max}$  равна половине расстояния между капиллярными перемычками; это справедливо для всех



Ф и г. 3.10. Поперечный и продольный разрезы канальной тепловой трубы с резьбой.

сечений трубы. Пусть к тепловой трубе подводится максимальная тепловая нагрузка, величину которой необходимо найти на основе приводимого ниже расчета. Предполагается, что тепловая нагрузка равномерно распределяется по периметру и отнесена к внутреннему диаметру тепловой трубы. Расчет  $q$  в разд. 3.9.1 и 3.9.2 основан на допущении о том, что влиянием силы тяжести можно пренебречь; влияние ее рассмотрено в разд. 3.9.4.

В уравнениях, приведенных ниже, различные выражения в виде сумм и произведений, зависящие от угла  $\alpha$  или его круговых функций, вместе с численными коэффициентами обозначены символом  $C(\alpha)$ ; в конце вывода они сведены к постоянной  $K(\alpha)$ . В основу расчета положено предположение, что для каждого сечения  $x$  величина

потери давления на трение  $dp_{ж}/dx$  для потока массы  $m(x)$  сопоставляется с приращением капиллярной силы  $dp_{кап}/dx$  или принимается равной этому приращению. Массовый расход  $\dot{m}(x)$  при  $q = \text{const}$  уменьшается пропорционально  $x$ , откуда следует

$$\dot{m}(x) = \dot{m}_0 \left(1 - \frac{x}{x_{\max}}\right). \quad (3.8)$$

Этому массовому расходу соответствует поперечное сечение потока жидкости с площадью

$$F_{ж}(x) = s^2(x) C(\alpha) \quad (3.9)$$

и гидравлическим диаметром

$$d_{г.ж}(x) = s(x) C(\alpha). \quad (3.10)$$

Течение жидкости можно полагать ламинарным, поскольку канавки очень малы. Тогда в соответствии с законом Гагена — Пуазейля можно записать

$$dp_{ж} = - \frac{32 \dot{m}(x) \eta_{ж}}{F_{ж}(x) d_{г.ж}^2(x) \rho_{ж}}. \quad (3.11)$$

Строго говоря, повышение сопротивления трения вследствие образования пузырей и возрастания объемного расхода должно учитываться введением поправочного коэффициента  $\psi(q) > 1$  при постоянном множителе 32 (разд. 3.7.3 и 6.1.3). Но до тех пор, пока отсутствуют от правные (опытные) данные, в расчетах принимается  $\psi = 1$ , т. е. истинный поток замещается невозмущенным течением.

Из уравнений (3.8)—(3.11) получаем

$$dp_{ж} = - \frac{q s_0 x_{\max} \left(1 - \frac{x}{x_{\max}}\right) \eta_{ж}}{L s(x)^4 \rho_{ж}} C(\alpha) dx; \quad (3.12)$$

здесь для  $\dot{m}_0$  использовано выражение

$$\dot{m}_0 = \frac{2q s_0 x_{\max}}{L}. \quad (3.13)$$

Для приращения капиллярной силы по определению имеем

$$dp_{кап} = \gamma \cos \delta dm, \quad (3.14)$$

где  $m(x) = 1/r(x)$  — кривизна мениска.

Мениски в канавках искривлены в основном в одной плоскости. Поэтому имеем  $m = 1/r$  в противоположность для менисков, искривленных в двух направлениях (на пример, в сетках), где  $m = 2/r$ .

Учитывая, что  $dm = -dr/r^2$ ,  $dr = \partial s(x)/\partial x C(\alpha)$  и  $r^2 = s^2(x) C(\alpha)$ , находим

$$dm = - \frac{\partial s(x)}{\partial x s^2(x)} C(\alpha) dx \quad (3.15)$$

и

$$dp_{кап} = - \frac{\gamma \cos \delta \partial s(x)}{\partial x s^2(x)} C(\alpha) dx. \quad (3.16)$$

Из условия равновесия сил на поверхности раздела фаз следует

$$- \frac{dp_{ж}}{dx} = \frac{dp_{кап}}{dx}. \quad (3.17)$$

Перед перепадом давления трения должен стоять знак минус, так как давление в жидкости падает по мере роста  $x$ . Здесь используется достаточно надежное допущение: в каждом сечении тепловой трубки давление по всему периметру одинаково. Подставляя зависимости (3.13) и (3.16) в уравнение (3.17), получаем

$$\frac{ds(x)}{dx} = - \frac{q s_0 \eta_{ж} (x_{\max} - x)}{\gamma \cos \delta \rho_{ж} s^2(x) L} C(\alpha). \quad (3.18)$$

В условиях стационарного течения величина  $q$  вместе со значениями физических констант и постоянной  $C(\alpha)$  объединяются в константу  $K$ ; уравнение (3.18) при этом примет вид

$$s^2(x) ds(x) = -K s_0 (x_{\max} - x) dx, \quad (3.19)$$

где

$$K = \frac{q \eta_{ж}}{\gamma \cos \delta L \rho_{ж}} C(\alpha). \quad (3.20)$$

Интегрируя выражение (3.19), находим<sup>1</sup>;

$$s(x) = \sqrt[3]{s_0^3 - \frac{3}{2} K s_0 x (2x_{\max} - x)}; \quad (3.21)$$

<sup>1</sup> В оригинале формула (3.21) ошибочно записана в виде

$$s(x) = \sqrt[3]{s_0^3 - \frac{3}{2} K s_0 x (x_{\max} - x)},$$

а постоянная интегрирования определена по неверному условию при  $x = x_0$ ,  $s(x) = s_0$ . — Прим. ред.

здесь постоянная интегрирования  $C = s_0^3/3$  (при  $x = 0$  имеем  $s(x) = s_0$ ).

При  $x = x_{\max}$  значение наименьшее:  $s = s_{\min}$ , откуда следует

$$K = \frac{2}{3} (s_0^3 - s_{\min}^3) \frac{1}{s_0 x_{\max}^2}. \quad (3.22)$$

При постоянной плотности теплового потока  $q$  на любом элементарном участке периметра длиной  $dx$  должно испаряться одно и то же количество жидкости, поэтому наименьшая смоченная ширина резьбовой канавки  $2s_{\min}$  не может стать равной нулю. Ее можно подсчитать по импульсу давления выделяющегося парового потока, который мениск еще в состоянии выдержать (разд. 3.9.3). В том диапазоне давлений, в котором обычно работают тепловые трубы ( $\sim 1$  ата и выше), значение  $s_{\min}$  настолько меньше  $s_0$ , что им можно пренебречь. С учетом этого обстоятельства из уравнений (3.20) и (3.22) можно найти максимальную тепловую нагрузку поверхности нагрева

$$q = \frac{s_0^3 \gamma \cos \delta L \rho_{ж}}{x_{\max}^2 \eta_{ж}} K_1(\alpha), \quad (3.23)$$

где

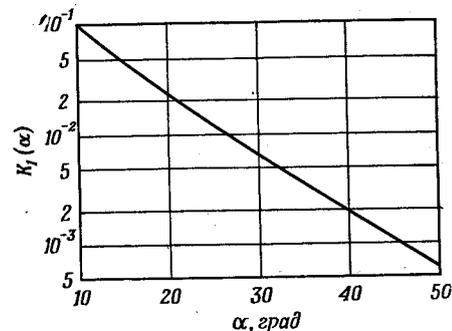
$$K_1(\alpha) = 5,21 \cdot 10^{-3} (\operatorname{tg}^2 \alpha / \sin^3 \alpha) [2 \cos^2 \alpha - \operatorname{tg} \alpha (\pi - 2\alpha - \sin 2\alpha)]^3. \quad (3.24)$$

Эта зависимость представлена на фиг. 3.11.

Для сравнения величина  $q$  была рассчитана по уравнению (3.23) для шести теплоносителей. Расчет выполнен для тепловой трубы внутренним диаметром 12 мм, с шагом резьбы 0,2 мм и двумя капиллярными перемычками; краевой угол во всех случаях принят равным нулю. Результаты расчетов представлены на фиг. 3.12. Величина  $q$  прямо пропорциональна квадрату отношения  $s_0/x_{\max}$ . Казалось бы, для достижения больших тепловых нагрузок поверхности нагрева в каждом случае следует стремиться к тому, чтобы это отношение было как можно большим. Однако для обеспечения необходимой тепловой мощности нужно иметь максимальное значение ширины канавки  $2s_0$ . Поэтому гарантией достижения высоких

тепловых нагрузок поверхности нагрева при большой тепловой мощности являются только малые углы  $\alpha$ .

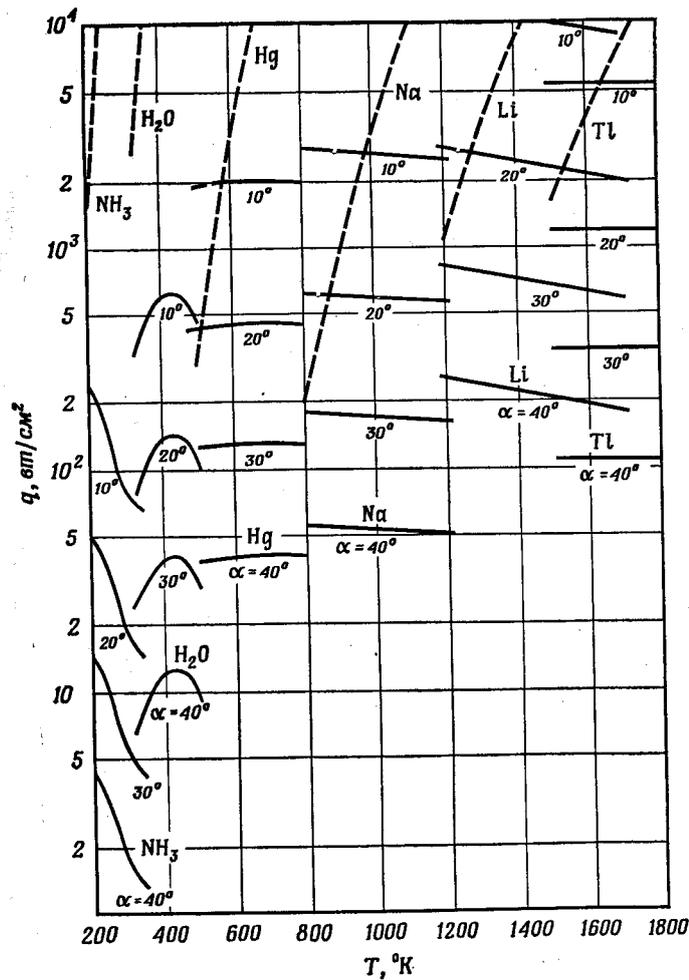
На практике профиль резьбы редко выполняется таким, каким он изображен на фиг. 3.10 (разд. 6.1.1). Расчет произвольных профилей может быть выполнен либо путем замены их эквивалентным остроугольным профилем, либо соответствующим для каждого профиля преобразованием уравнения (3.23).



Фиг. 3.11. Постоянная  $K_1(\alpha)$ .

**3.9.2. Максимальная тепловая нагрузка поверхности нагрева при  $N \ll N_{\max}$ .** В разд. 3.9.1 было принято, что наименьшая<sup>1</sup> кривизна  $1/r_0$  мениска имеет место в точке А, т. е. при  $x = 0$  (фиг. 3.10). Если передаваемая в осевом направлении мощность  $N$  существенно меньше максимальной возможной тепловой мощности  $N_{\max}$ , то кривизна мениска будет соответственно меньше. Поэтому при достаточно малом  $N \ll N_{\max}$  наступает предельный случай, когда мениски при  $x = 0$  (точка А) становятся плоскими. То расстояние  $x$ , на котором кривизна становится равной  $1/r_0$ , в этом случае обозначается  $x_0$ . При определении искомой тепловой нагрузки поверхности нагрева по уравнению (3.23) теперь следует вместо  $x_{\max}$  подставлять  $x_{\max}^* = x_{\max} - x_0$ . На фиг. 3.13 изображено схематически развитие менисков в направлении  $x$ .

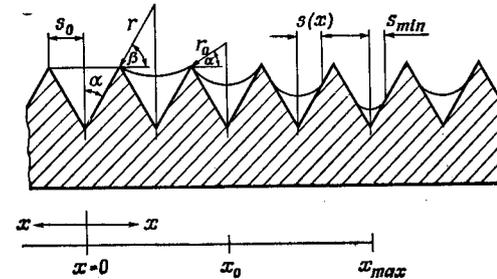
<sup>1</sup> В оригинале ошибочно указано, что в точке А кривизна наибольшая. — Прим. ред.



Ф и г. 3.12. Максимальная тепловая нагрузка, вычисленная по уравнению (3.23).

$s_0 = 0,1$  мм;  $x_{\max} = 9,42$  мм, — — — —  $q_{\text{пр}}$ .

Для расчета  $x_0$  принимается следующее упрощающее допущение: площадь поперечного сечения потока  $F_{\text{ж}}^*$  и гидравлический диаметр  $d_{\text{г.ж}}^*$  на участке от  $x = 0$  до  $x = x_0$  постоянны и равны среднеарифметическим из их значений в этих двух сечениях. Это допущение кажется удобным по сравнению с существенно более сложным численным интегрированием по новой независимой переменной  $\beta$  (фиг. 3.13).



Ф и г. 3.13. Образование менисков в канавках при  $N \ll N_{\max}$ .

Тогда для определения падения давления под действием сил трения по закону Гагена — Пуазейля вместо уравнения (3.11) можно записать

$$\Delta p_{\text{ж}} = - \frac{32 \dot{m}_0^2 x_0 \eta_{\text{ж}}}{F_{\text{ж}}^* d_{\text{г.ж}}^{*2} \rho_{\text{ж}}} \quad (3.25)$$

Поправочный множитель  $\zeta$  для длины канала  $x_0$  учитывает уменьшение потока массы  $\dot{m}(x)$  по уравнению (3.8). Имеем

$$\zeta = 1 - \frac{x_0}{2x_{\max}} \quad (3.26)$$

Используя уравнения (3.13), (3.25) и (3.26), получим по аналогии с уравнением (3.12)

$$\Delta p_{\text{ж}} = - \frac{q x_0 x_{\max} \left(1 - \frac{x_0}{2x_{\max}}\right) \eta_{\text{ж}}}{s_0 \rho_{\text{ж}} L} C(\alpha) \quad (3.27)$$

Капиллярная разность давлений между  $x = 0$  и  $x = x_0$  составляет

$$\Delta p_{\text{кап}} = \frac{\gamma \cos \delta \cos \alpha}{s_0}. \quad (3.28)$$

Но  $N$  никогда не равно нулю. Поэтому  $\Delta p_{\text{кап}}$  должно быть умножено на поправочный коэффициент  $\varphi(N) < 1$ . В рассматриваемом предельном случае все же принято  $\varphi = 1$ .

Из условия равновесия сил на границе раздела фаз получим аналогично (3.23)

$$q = \frac{s_0^2 \gamma \cos \delta L \rho_{\text{ж}}}{x_0 \left( x_{\text{max}} - \frac{1}{2} x_0 \right) \eta_{\text{ж}}} K_2(\alpha), \quad (3.29)$$

где постоянная

$$K_2(\alpha) = 9,765 \cdot 10^{-4} (\text{tg}^2 \alpha / \sin^3 \alpha) [4 \cos^2 \alpha - \text{tg} \alpha (\pi - 2\alpha - \sin 2\alpha)]^3. \quad (3.30)$$

Зависимости (3.23) и (3.29) являются определяющими уравнениями для обоих неизвестных  $x_0$  и  $q$  при условии, что  $x_{\text{max}}$  в уравнении (3.23) может быть заменено на  $x_{\text{max}}^* = x_{\text{max}} - x_0$ . С учетом этой замены получаем уравнение для  $x_0$

$$\frac{(x_{\text{max}} - x_0)^2}{x_0 \left( x_{\text{max}} - \frac{1}{2} x_0 \right)} = \frac{K_1(\alpha)}{K_2(\alpha)}. \quad (3.31)$$

Если в левой части уравнения умножить  $x_{\text{max}}$  и  $x_0$  на одно и то же число, то уравнение не изменится, так как отношение  $x_0/x_{\text{max}}$  есть функция только  $\alpha$ :

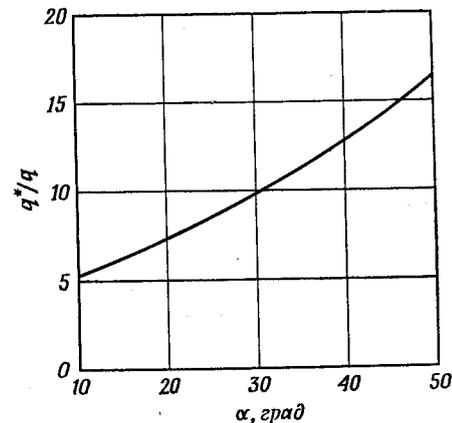
$$\frac{x_0}{x_{\text{max}}} = C(\alpha) \quad \text{или} \quad \frac{x_{\text{max}}^*}{x_{\text{max}}} = C'(\alpha). \quad (3.32)$$

Уравнение (3.31) при известных  $K_1(\alpha)$  и  $K_2(\alpha)$  проще всего решается графически или численно. На фиг. 3.14 нанесена зависимость  $(x_{\text{max}}/x_{\text{max}}^*)^2 = q^*/q$  от  $\alpha$ ; здесь  $q^*$  — максимальная тепловая нагрузка поверхности нагрева при  $N \ll N_{\text{max}}$ ,  $q$  — та же величина при  $N = N_{\text{max}}$ .

Отчетливо проявляется сильное влияние потока тепла, переносимого в осевом направлении, на максимальную тепловую нагрузку поверхности нагрева. При  $\alpha =$

$= 30^\circ$  она для случая  $N \ll N_{\text{max}}$  приблизительно в 10 раз больше, чем для  $N = N_{\text{max}}$ .

3.9.3. Наименьший возможный радиус кривизны в резьбовых канавках. Плотность теплового потока, отнесенная к площади поверхности раздела фаз, при постоянной тепловой нагрузке по окружности увеличивается с ростом  $x$ . В предельном случае импульс давления парового



Ф и г. 3.14. Сравнение максимальной тепловой нагрузки по уравнению (3.23) при  $N \ll N_{\text{max}}(q^*)$  и при  $N = N_{\text{max}}(q)$ .

потока, проходящего через поверхность раздела фаз, становится больше капиллярной разности давлений и, следовательно, жидкость из канавки полностью выдавливается. На этом основании может быть подсчитана наименьшая возможная смоченная ширина канавки  $2s_{\text{min}}$  или наибольшая кривизна мениска.

В соответствии с уравнением (3.4) импульс сил давления  $p_l$  может быть выражен в виде

$$p_l = \rho_{\text{п}} \omega_{\text{п}}^2, \quad (3.33)$$

где  $\omega_{\text{п}}$  — скорость испаряющегося пара. Используя выражение для длины дуги мениска  $b(x) = s(x) C(\alpha)$ ,

получаем

$$p_I(x) = \frac{q^2 s_0^2}{\rho_n L^2 S^2(x)} C(\alpha). \quad (3.34)$$

Из уравнений (3.4) и (3.5) следует, что  $p_I$  равно как раз половине давления насыщенного пара. Критическая точка имеет место при  $x = x_{\max}$ , так как импульс сил давления изменяется обратно пропорционально квадрату  $s(x)$ , а капиллярная разность давления только первой степени. Из условия равенства обеих величин определяется  $s_{\min}$ :

$$s_{\min} = \frac{q^2 s_0^2}{\rho_n L^2 \gamma \cos \delta} K_3(\alpha), \quad (3.35)$$

где постоянная

$$K_3(\alpha) = \frac{4 \cos \alpha}{(\pi - 2\alpha)^2}. \quad (3.36)$$

Принятое в уравнении (3.22) допущение, что  $s_{\min}^3 \ll s_0^3$ , должно быть проверено по уравнению (3.35) при большом шаге, резьбы и низких давлениях пара. Для воды при  $s_0 = 1$  мм,  $q = 500$  вт/см<sup>2</sup> и  $\alpha = 30^\circ$  значения  $s_{\min}$  и  $s_{\min}^3/s_0^3$  приведены в табл. 3.4. В этом примере принятое

Таблица 3.4

Отношение  $s_{\min}^3/s_0^3$ , вычисленное по уравнению (3.35) для  $s_0 = 1$  мм,  $q = 500$  вт/см<sup>2</sup> и  $\alpha = 30^\circ$

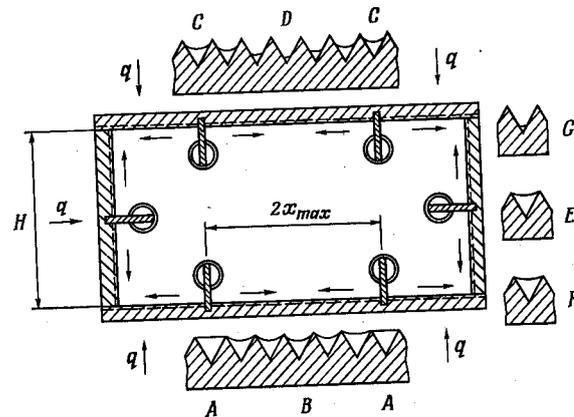
$T, ^\circ\text{K}$	330	370	410	450	500
$s_{\min}^3, \text{мм}^3$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^{-4}$	$4,33 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$5,64 \cdot 10^{-6}$
$s_{\min}/s_0^3$	$9 \cdot 10^{-2}$	$1,59 \cdot 10^{-3}$	$8,12 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1,79 \cdot 10^{-7}$

допущение, несмотря на высокие тепловые нагрузки, всегда выполняется.

**3.9.4. Влияние силы тяжести.** Все процессы переноса в тепловых трубах, а следовательно, и максимальная тепловая нагрузка поверхности нагрева зависят от силы тяжести или других внешних инерционных сил. В этом разделе рассматривается только случай постоянного ускорения, заданного по величине и направлению, а именно земного ускорения. Эксперименты с тепловыми трубами

при переменном ускорении (вибрации) описаны Девереллом и Сальми [31].

На фиг. 3.15 показан поперечный разрез горизонтально расположенной резьбовой канальной тепловой трубы; земное ускорение действует сверху вниз. Плотность теплового потока, обогревающего тепловую трубку, постоянна по периметру, а общая мощность  $N$  намного меньше  $N_{\max}$ . Если площадь поперечного сечения тепловых труб



Фиг. 3.15. Влияние силы тяжести на образование менисков.

велика или если зона нагрева расположена выше зоны конденсации, то всегда надо следить за тем, чтобы капиллярный напор превышал перепад статического давления, соответствующий наибольшей высоте столба жидкости  $H$ , так как в противном случае капилляры будут частично или полностью опорожнены. На фиг. 3.15 представлен случай, при котором они как раз равны [ср. с уравнением (3.28)]:

$$\rho_{ж} g H = \frac{\gamma \cos \delta \cos \alpha}{s_0}. \quad (3.37)$$

При этом в точках  $A$  мениски плоские, следовательно, максимальная тепловая нагрузка должна рассчитываться по уравнениям (3.29)—(3.31). В точках  $C$ , напротив, ме-

ниски полностью искривлены, как на фиг. 3.10; поэтому  $q$  определяется по уравнению (3.23). Соответственно максимальная тепловая нагрузка на нижней стороне ( $ABA$ ) больше, нежели на верхней, в  $q^*/q$  раз (фиг. 3.14). На лобовых (вертикально расположенных) сторонах между точками  $E$  и  $F$   $q$  может быть еще больше, чем на нижней стороне, так как сила тяжести способствует перетеканию жидкости; между точками  $E$  и  $G$  — наоборот. Таким образом, в примере, изображенном на фиг. 3.15, максимальная тепловая нагрузка по периметру изменяется от 10 до 20 раз; она всегда наименьшая в наиболее высоко расположенной точке зоны нагрева.

Трудно оценить, как далеко заходит влияние внешнего ускорения на механизм кипения. Все же выводы разд. 3.7 позволяют сделать заключение, что при малой толщине слоя жидкости ( $< 1$  мм) и, как обычно, маленьких размерах капилляра этим влиянием можно пренебречь (разд. 5.5).

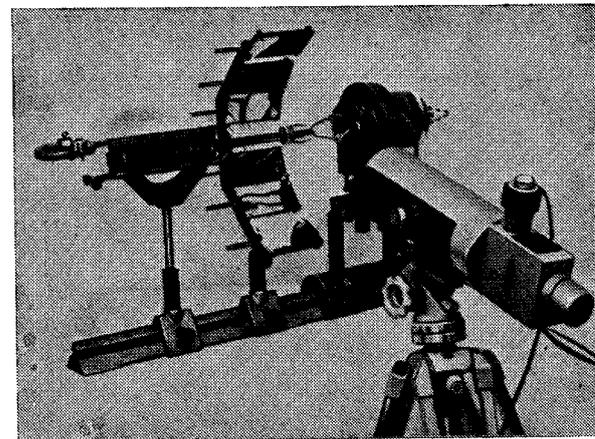
## 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

### 4.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка (фиг. 4.1) для исследования тепловых труб, в которых в качестве теплоносителя используется вода, в основном состоит из трех систем: систем обогрева тепловой трубы, ее охлаждения и температурных измерений. Обогрев осуществляется токами высокой частоты (1 МГц) при помощи индуктора, образованного цилиндрической обмоткой. Тепловая труба для охлаждения помещена в калориметр, охлаждаемый водой, который одновременно служит опорой для всей установки. Абсолютная температура за пределами зоны нагрева измеряется при помощи термопар, распределение температуры — по периметру и величина перегрева в зоне нагрева — с помощью инфракрасного пирометра. Шесть зеркал позволяют измерять температуры на половине периметра тепловой трубы между витками индуктора. Более подробное описание отдельных измерений дано в разд. 4.4 и 4.5.

### 4.2. КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ РЕЗЬБОВЫХ КАНАЛЬНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

4.2.1. Изготовление резьбы. Резьба нарезается в трубах на токарном станке; при этом выбор соответствующей подачи обеспечивает получение желаемого шага резьбы. Инструмент для нарезания резьбы (фиг. 4.2) представляет собой обычный удлиненный резец для нарезки внутренней

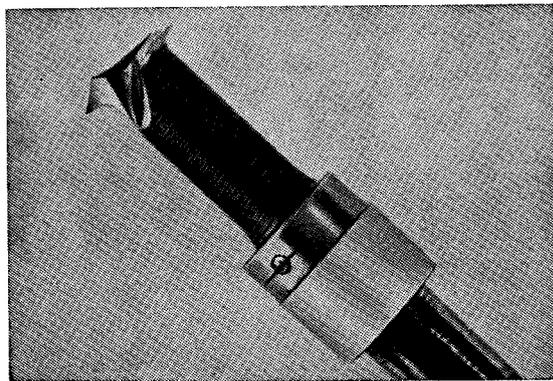


Фиг. 4.1. Экспериментальная установка.

резьбы, который проходит через всю трубу. Он зажимается в суппорте. Для центрирования его в трубе служит втулка, надетая на шлифованную цилиндрическую поверхность стержня резца. Наружная поверхность втулки покрыта слоем тефлона. Ее наружный диаметр (вместе со слоем тефлона) точно равен внутреннему диаметру трубы. Втулка сидит на стержне резца с эксцентриситетом  $\sim 0,5$  мм. Желаемая глубина резьбы устанавливается поворотом втулки на стержне резца. Установленное положение втулки закрепляется резьбовыми штифтами. Этот способ позволяет точно установить расстояние между острием резца и осью трубы. Такая технология создает

два преимущества: во-первых, таким образом резец точно и стабильно подается вдоль гладкой внутренней поверхности трубы, во-вторых, удаление стружки не вызывает никаких затруднений.

Изготовленные тепловые трубы имеют внутренний диаметр 12 мм, шаг резьбы 0,2 или 0,3 мм и длину 300 мм. При трубах больших диаметров необходимость в направлении инструмента в трубе может отпасть. Постоянный профиль резьбы может быть получен только при условии,

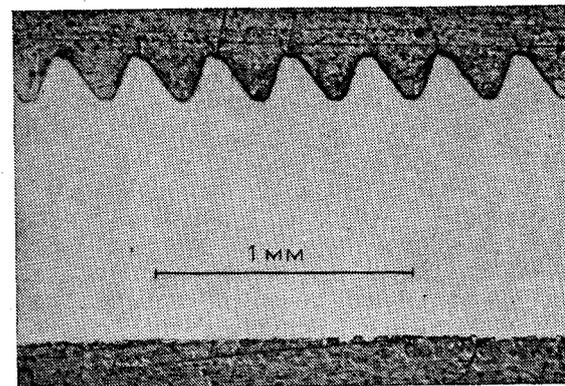


Ф и г. 4.2. Инструмент для нарезания внутренней резьбы.

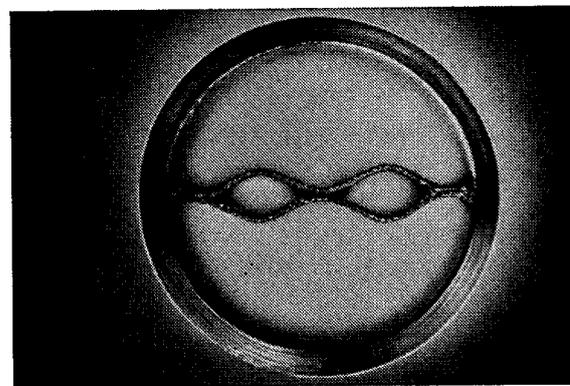
что допуск на внутренний диаметр трубы мал по сравнению с глубиной нарезки. Применяемые глубины лежат в пределах от 0,05 до 0,5 мм. Это значит, что в любом случае для изготовления тепловых труб необходимы заготовки из прецизионных труб.

На фиг. 4.3 показана резьба с углом при вершине  $60^\circ$  и шагом 0,3 мм. На фиг. 6.1—6.4 в разд. 6.1.1 показано, насколько могут быть велики отклонения профиля резьбы, нарезанной с помощью не очень точно шлифованного инструмента в трубах, имеющих допуски на внутренний диаметр, соответствующие обычным торговым трубам.

4.2.2. Изготовление каналов. Для каналов в изготовленных тепловых трубах использовалась сетка 100 меш



Ф и г. 4.3. Внутренняя резьба.



Ф и г. 4.4. Поперечный разрез каналной тепловой трубы с резьбой с двумя каналами из сетки 100 меш. (внутренний диаметр 12 мм).

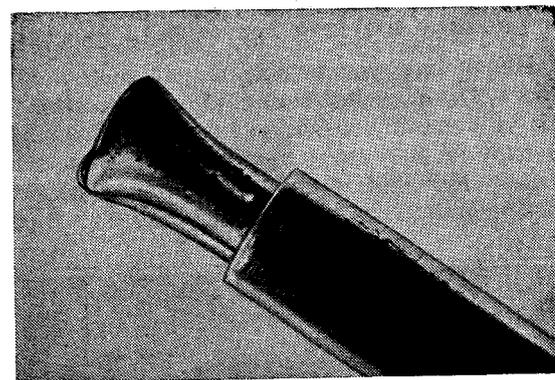
с отверстиями 0,15 мм в свету из проволоки V2A диаметром 0,11 мм. Соединение обеих сеток производится точеч-

ной сваркой в плоском шаблоне. Окончательная форма поперечного сечения каналов (фиг. 4.4) легко придается протягиванием двух протяжек между двумя слоями сеток. При этом стенки каналов образуют своего рода пружину, которая после удаления протяжек вдавливает концы капиллярных перемычек в канавки. Для создания возможности выравнивания давления пара в обоих паровых каналах в случае несимметричного обогрева капиллярные перемычки разрываются в нескольких местах у стенки вне зоны нагрева.

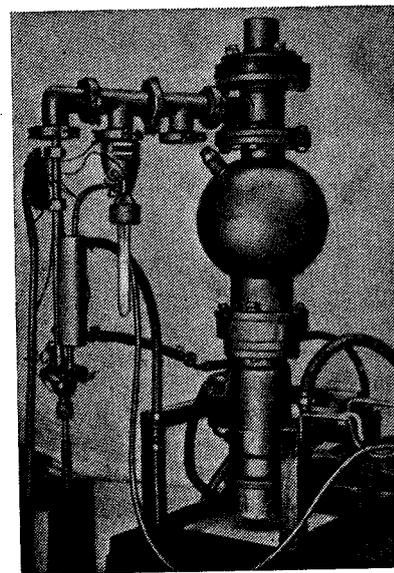
**4.2.3. Монтаж и очистка.** Каналы ввинчиваются в трубы при помощи специального приспособления. При этом протяжки остаются в каналах. Затем их удаляют и концы каналов закрывают точечной сваркой. В заключение перед заваркой торцевой пробки или штуцера для заполнения трубы подвергаются очистке в ультразвуковой ванне. В разд. 3.6 было разъяснено, насколько важно тщательно дегазировать все детали тепловой трубы. По этой причине перед заполнением труба в сборе должна быть прокалена в вакууме (тепловые трубы на воде из проволоки V2A в течение 5 час при  $10^{-3}$  мм рт. ст. и температуре  $700^\circ\text{C}$ , тепловые трубы на натрии из сплава Nb — 1Zr при  $10^{-5}$  мм рт. ст. при  $1200^\circ\text{C}$ ).

#### 4.3. ЗАПОЛНЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Заполнение теплоносителем происходит путем дистилляции в вакууме. Для того чтобы избежать попадания воздуха в тепловую трубу на заключительной стадии заполнения, штуцеры для заполнения изготавливаются из таких металлов, которые позволяют при пережиме осуществить вакуумную плотную холодную сварку; тонкие сварные швы, полученные таким образом, в дальнейшем усиливаются электроннолучевой сваркой в вакууме (фиг. 4.5). Для тепловых труб на воде применяется медь, не содержащая кислорода, для тепловых труб на натрии — сплав Nb — 1Zr. Обе использованные установки для дистилляционного заполнения работали при  $10^{-3}$  мм рт. ст. для воды (фиг. 4.6) и соответственно при  $10^{-5}$  мм рт. ст. для натрия; перед дистилляцией установки должны быть также тщательно прокалены.



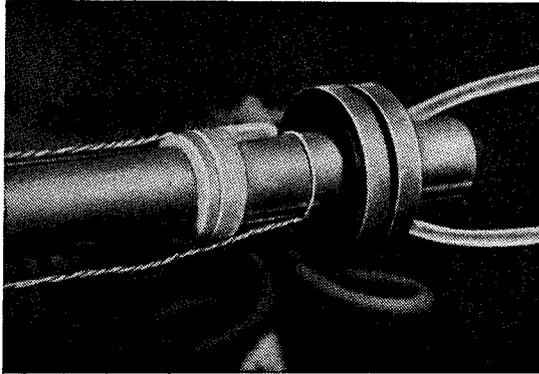
Ф и г. 4.5. Конец тепловой трубы с пережимом.



Ф и г. 4.6. Вакуумный дистиллятор.

#### 4.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ ТРУБЫ И ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА

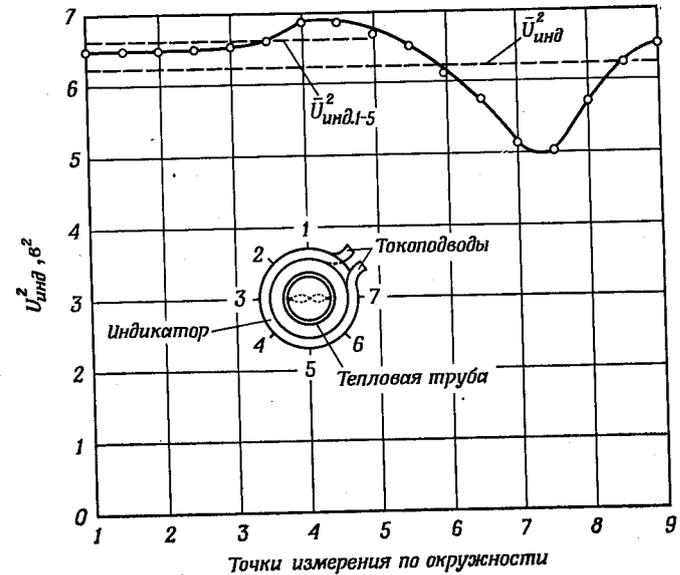
4.4.1. Измерение распределения источников тепла в зоне нагрева. Для определения распределения источников тепла в стенке тепловой трубы необходимо знать распределение поля в индукторе в аксиальном и азимутальном направлениях. Аксиальное распределение поля измерялось на трубе из проволоки V2A тех же размеров,



Ф и г. 4.7. Рамка для измерения поля в индукторе.

что и исследуемая тепловая труба; изменения производились при помощи рамки из изолированного высокочастотного кабеля (фиг. 4.7). При этом индуцируемая мощность, приходящаяся на единицу длины трубы, пропорциональна квадрату напряжения, индуцируемого в рамке. Результаты измерений, относящихся к использованному в дальнейшем индуктору № 6, нанесены вместе с расчетными данными на фиг. 4.9. Индуцированную безразмерную тепловую мощность на единицу длины  $N'(z)$  находят по измеренному напряжению  $U_{\text{инд}}$ . Для этого  $U_{\text{инд}}^2$  наносят вдоль координаты  $z$  (длины обмотки индуктора), а затем каждое локальное значение  $U_{\text{инд}}^2$  делят на интеграл под кривой  $N'(z) = U_{\text{инд}}^2(z) / \int_z U_{\text{инд}}^2 dz$ .

Для измерения распределения в азимутальном направлении использовалась маленькая катушка длиной  $\sim 10$  мм из высокочастотного кабеля, намотанная на сердечник из тефлона; она центрировалась в индукторе при помощи тефлоновой втулки, не показанной на фигуре. Результаты измерений индуктора № 6 показаны на фиг. 4.8. Индуктор № 6 изготовлен из медной трубки

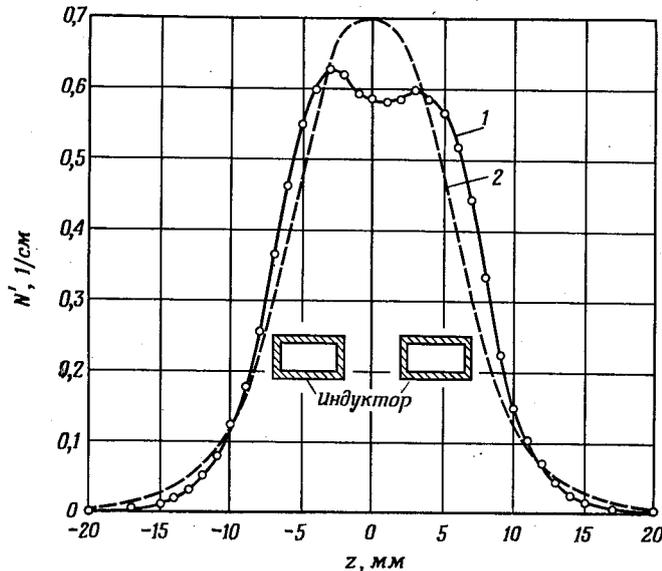


Ф и г. 4.8. Распределение поля по окружности индуктора № 6.

прямоугольного сечения  $5 \times 3$ ; его внутренний диаметр 22 мм, ширина составляет 13,75 мм. Особенности изготовления этого типа индуктора не позволяют достичь равномерного распределения поля по окружности. Измерение перегрева стенки с помощью зеркал производилось только на половине трубы между точками измерения 1 и 5 (фиг. 4.10). Поэтому для определения тепловой нагрузки поверхности нагрева использовалось значение  $U_{\text{инд. 1-5}}^2$ , которое приблизительно на 6% выше среднеинтегрального значения  $U_{\text{инд}}^2$  (определенная на половине трубы в

интервале 1—5 плотность тепловых источников отклоняется на 2—3,5% от среднего значения).

Если тепловая труба расположена эксцентрично относительно оси индуктора, то это оказывает воздействие также и на распределение тепловыделения по окружности. Эксцентриситет 0,3 мм приводит к ошибке приблизительно в 5%, при 0,5 мм ошибка составляет ~10%.



Ф и г. 4.9. Распределение  $N'$  в осевом направлении в индукторе № 6.

1 — измеренные значения; 2 — расчет проведен по работе [32].

Во время опытов жесткое центрирование было невозможно — ошибка установки составляла от 0,2 до 0,3 мм. На основании этих оценок можно принять, что максимальное отклонение плотности тепловыделения от среднего значения составляет  $\pm 8\%$ .

4.4.2. Расчет распределения плотности тепловыделения в зоне нагрева. Рейс и Шрецман разработали теорию для расчета распределения тепловыделения при индук-

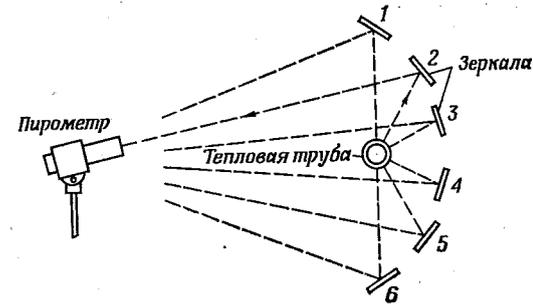
ционном обогреве круглого цилиндрического стержня [32]. В соответствии с этой теорией безразмерная мощность на единицу длины  $N'(z)$  рассчитывается по уравнению

$$N'(z) = N'_m \left( \frac{b}{h} \right) \frac{\arctg^2 \left( \frac{h}{b} - \frac{b}{4h} + \frac{z^2}{bh} \right)^{-1}}{\arctg^2 \left( \frac{h}{b} - \frac{c}{4h} \right)^{-1}}, \quad (4.1)$$

где

$$h = \frac{1}{2} [(D_{\text{вн}} + D_L - D_{\text{нар}})^2 - D_L^2]^{1/2}. \quad (4.2)$$

Здесь  $N'_m = N'(z = 0)$ ;  $z$  — расстояние вдоль оси от середины индуктора;  $b$  — длина индуктора в направлении



Ф и г. 4.10. Расположение зеркал для измерения температуры.

оси;  $D_{\text{вн}}$  — внутренний диаметр индуктора;  $D_{\text{нар}}$  — наружный диаметр трубы;  $D_L$  — диаметр трубы, из которой навит индуктор.

Произведение  $hN'_m (b/h)$  не может быть получено из уравнения (4.1) в квадратурах. Поэтому Рейс и Шрецман интегрировали его численно; результаты приведены в табл. 4.1.

По уравнениям (4.1) и (4.2) с помощью табл. 4.1 вычислены значения  $N'(z)$  для индуктора № 6 и нанесены вместе с опытными данными на фиг. 4.9. Здесь принято  $D_L = 4$  мм (переход к  $D_L = 5$  мм изменяет ход кривой

Таблица 4.1

Таблица значений  $hN'_m$  [32]

$b/h$	0	1	2	3	4	5	10	15	20
$hN'_m$	0,633	0,56	0,43	0,35	0,273	0,23	0,12	0,077	0,06

лишь незначительно). Как видно, теоретическое решение дает для максимальной плотности теплового потока в середине значение, завышенное приблизительно на 20%. Если, однако, принять во внимание точность измерения напряжения на рамке ( $\sim 3\%$ ) и неомогенность индуктора, то сходимость обеих кривых следует признать удовлетворительной. Для определения максимальной тепловой нагрузки было принято  $N'_{\max} = 0,6$ , отклонение от измеренных значений составляло при этом около  $\pm 4\%$  в интервале  $0 < z < 4$ .

**4.4.3. Калориметр.** Количество энергии, переданной тепловой трубе индуктором, может быть оценено расчетным путем лишь весьма грубо. Гораздо точнее и удобнее измерять энергию, отдаваемую тепловой трубой. Охлаждаемый водой калориметр состоит из разделенного на две половины медного корпуса (фиг. 4.1), тепловой контакт которого с тепловой трубой может быть изменен за счет затяжки соединительных болтов; длина калориметра 180 мм. Расход охлаждающей воды поддерживается постоянным с помощью датчика разности давления, регулятора PID и электропневматического преобразователя, подающего сигнал на регулирующий вентиль. Путем ряда градуировок оказалось возможным установить постоянный расход охлаждающей воды и поддерживать его с точностью  $\pm 0,5\%$ . Приращения температуры охлаждающей воды измерялись двумя термопарами и цифровым вольтметром; точность измерения составляла  $\pm 0,1^\circ\text{K}$ . При нагреве от 5 до  $30^\circ\text{K}$  измеренное таким образом количество тепла, отводимое из калориметра, может быть определено с точностью  $\sim 2\%$ . Мощность  $\Delta N$ , теряемая тепловой трубой, на участке между зоной нагрева и калориметром вычислялась по уравнению Макадамса [33]

для свободной конвекции при постоянной температуре в помещении

$$\text{Nu} = 0,53 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0,25}. \quad (4.3)$$

Даже если эта величина будет определена с ошибкой 20%, то значение  $N$  изменится только на 1%, так как  $\Delta N/N$  составляет  $\sim 5\%$ . Следовательно, мощность  $N$ , индуцируемая индуктором в тепловой трубе, может быть определена с точностью приблизительно  $\pm 3\%$ .

**4.4.4. Максимальная тепловая нагрузка поверхности нагрева.** Максимальная тепловая нагрузка определяется по известным значениям суммарной мощности и распределению тепловыделения в виде

$$q_{\max} = \frac{N'_{\max} N}{\pi d_{\text{вн}}}. \quad (4.4)$$

Здесь максимальная тепловая нагрузка, соответствующая мощности  $N$ , отнесена к внутренней поверхности тепловой трубы. Для половины трубы между точками измерения 1—5 (фиг. 4.8) для индуктора № 6, и  $d_{\text{вн}} = 12$  мм уравнение (4.4) переходит в следующее:

$$q_{\max} = 0,17N \text{ вт/см}^2; \quad (4.5)$$

точность измерения может быть оценена в  $\pm 10\%$ .

#### 4.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ СТЕНКИ В ЗОНЕ НАГРЕВА

**4.5.1. Измерения температуры.** Непосредственно измерить температуру на внутренней поверхности стенки с помощью термоэлементов невозможно. Разместить термоэлементы под капиллярной структурой в высшей степени затруднительно, кроме того, они нарушали бы температурное поле. Температуру внутренней стенки можно вычислить, если известна температура наружной поверхности стенки (разд. 4.5.2). Термоэлементы и другие аналогичные датчики температуры в зоне нагрева сами подвергаются неконтролируемому нагреву под действием высококачественного поля. Поэтому температуры там измеряются инфракрасным пирометром. Тарировка пирометра возобновлялась перед каждым опытом путем сравнения результатов измерения с показаниями термоэлемента

между зоной нагрева и калориметром; при этом нужно следить за тем, чтобы коэффициенты черноты по всей внешней поверхности нагрева были одинаковы (одинаковая обработка всей наружной поверхности). Температурная разность  $\Delta T_H$  измерялась каждый раз по внешней стороне стенки между зонами нагрева и конденсации в шести точках по окружности (фиг. 4.10). Плотность теплового потока в радиальном направлении на участке между зоной нагрева и калориметром очень мала (0,1—0,2  $\text{вт/см}^2$ ). Поэтому температура внешней поверхности стенки в этой области приравнивалась к температуре внутренней стенки и соответственно к температуре пара.

Расположение зеркал выбиралось таким образом, чтобы длина хода луча во всех измерительных точках была одинакова. Зеркальная оптика пирометра позволяет воспроизвести на фотоэлементе пирометра при длине хода луча 1 м пятно на наружной поверхности тепловой трубы диаметром 1 мм (область измерения температуры). Воспроизводимость измерений температуры в зависимости от ее абсолютного значения была в пределах от  $\pm 2$  до  $\pm 5$  °K.

**4.5.2. Расчет перепада температур в стенке, обусловленного теплопроводностью при нагреве высокочастотной индукцией.** При расчете перепада температур в стенке зоны нагрева тепловой трубы при индукционном нагреве решающую роль играет распределение тепловыделения в стенке вдоль радиуса. Если глубина проникновения  $e$  электромагнитного поля меньше толщины стенки  $s$ , но все же не настолько, чтобы ею можно было пренебречь, приходится рассматривать две отдельные области (фиг. 4.11).

В области  $r_e < r < r_{\text{нар}}$  имеет место и тепловыделение и теплопроводность, в области  $r_{\text{вн}} < r < r_e$  тепловыделением можно пренебречь и считаться только с чистой теплопроводностью. При этих условиях искомый температурный перепад можно записать в виде

$$\Delta T_{\text{ст}} = T_{\text{нар}} - T_{\text{вн}} = (T_{\text{нар}} - T_e) + (T_e - T_{\text{вн}}). \quad (4.6)$$

По Шрецу [34], температурный перепад  $T_{\text{нар}} - T_e$  в нагреваемой извне трубе при отводе тепла на внутрен-

ней поверхности радиусом  $r_{\text{вн}} = r_e$  определяется зависимостью

$$T_{\text{нар}} - T_e = -\frac{Q_{\text{отв}}}{2\pi\lambda} \frac{\vartheta_e - \vartheta_{\text{нар}} - W_{\text{нар}} \ln\left(\frac{r_e}{r_{\text{нар}}}\right)}{W_e - W_{\text{нар}}}, \quad (4.7)$$

где  $Q_{\text{отв}}$  — отведенное внутрь количество тепла,  $\text{вт/м}$ ;  $\lambda$  — теплопроводность стенки.

Интегралы теплового потока и температуры были рассчитаны Шрецу числом. Полученные им значения температурной функции  $\vartheta$  и функции теплового потока  $W$  в зависимости от радиуса  $r$  представлены в табл. 4.2. Стоящие сбоку в столбцах таблицы цифры указывают, что число, стоящее в той же строке, следует умножить на 10 в соответствующей степени.

В области  $r_{\text{вн}} < r < r_e$  используется уравнение теплопроводности

$$T_e - T_{\text{вн}} = \frac{Q_{\text{отв}}}{2\pi\lambda} \ln\frac{r_e}{r_{\text{нар}}}. \quad (4.8)$$

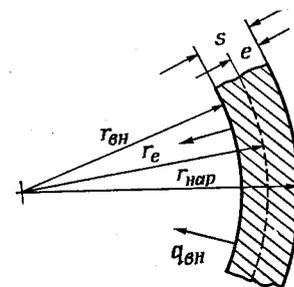
Заменяя  $Q_{\text{отв}}$  плотностью теплового потока на внутренней поверхности  $Q_{\text{отв}} = 2\pi q_{\text{вн}} r_{\text{вн}}$  с учетом уравнений (4.6)—(4.8), получаем

$$\Delta T_{\text{ст}} = \frac{q_{\text{вн}} r_{\text{вн}}}{\lambda} \left( \ln\frac{r_e}{r_{\text{вн}}} - \frac{W_{\text{нар}} \ln\left(\frac{r_{\text{нар}}}{r_e}\right) + \vartheta_e - \vartheta_{\text{нар}}}{W_{\text{нар}} - W_e} \right). \quad (4.9)$$

Глубина проникновения  $e$  вычисляется по уравнению

$$e = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi\mu_0\mu_{\text{отн}}f}}, \quad (4.10)$$

где  $\sigma$  — электрическое сопротивление;  $\mu_0$ ,  $\mu_{\text{отн}}$  — абсолютная и относительная проницаемость соответственно;  $f$  — частота электромагнитного поля.



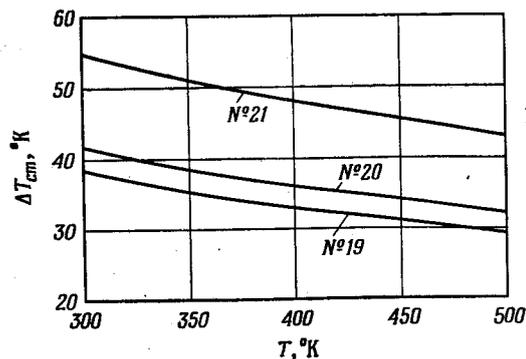
Фиг. 4.11. Обозначения для расчета перепада температур в стенке.

Таблица 4.2

Функции теплового потока и температуры [34]

$r$	$\phi$	$w$	$r$	$\phi$	$w$
0	0	0	5,5	3,5178	1 2,4058 2
0,5	9,7317	-4	6	6,5634	1 4,9289 2
1	1,5644	-2	6,5	1,2302	2 1,0084 3
1,5	7,9621	-2	7	2,3165	2 2,0602 3
2	2,5522	-1	7,5	4,3825	2 4,2051 3
2,5	6,4170	-1	8	8,3255	2 8,5741 3
3	1,4016		8,5	1,5877	3 1,7471 4
3,5	2,8188		9	3,0381	3 3,5579 4
4	5,4137		9,5	5,8319	3 7,2420 4
4,5	1,0162	1	10	1,1227	4 1,4735 5
5	1,8917	1			

В интервале температур 300—500 °К при частоте 1 Мгц для проволоки V2A глубина проникновения составляет около 0,45 мм. На фиг. 4.12 показаны температурные перепады  $\Delta T_{ст}$ , рассчитанные по уравнению (4.9),



Ф и г. 4.12. Перепад температур в стенке при теплопередаче теплопроводностью.

для исследованных тепловых труб № 19, 20, 21. Расчет произведен для плотности теплового потока 100 Вт/см<sup>2</sup> внутренним диаметром 12 мм; наружный диаметр во всех случаях 14 мм. Для резьбовых канальных труб № 19 и 20 в качестве  $r_{вн}$  принимался внутренний диаметр резьбы (6,25 мм для трубы № 19 и 6,2 мм для трубы № 20). Такой выбор внутреннего диаметра не оказывает влияния на численное значение множителя перед скобками в уравнении (4.9) по той причине, что в условиях передачи тепла чистой теплопроводностью произведение  $q_{вн} r_{вн} = qr = \text{const}$ . Тепловая труба № 21 имеет фитиль из пяти слоев сетки 100 меш,  $r_{вн}$  равен 6 мм. Если предположить, что принятые значения физических констант точны, то изменение диаметра  $\pm 0,05$  мм влечет ошибку в определении  $\Delta T_{ст}$  в  $\pm 3$  °К (разд. 6.1.1.).

#### 4.6. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В ходе экспериментов измеряются следующие величины: 1) расход охлаждающей воды в калориметре; 2) подогрев охлаждающей воды; 3) температура тепловой трубы в зоне конденсации; 4) разность температур  $\Delta T_{н}$  по наружной поверхности между зоной нагрева и зоной конденсации.

При переходе от режима к режиму выходная мощность генератора изменялась ступенчато на определенную величину и каждый раз установка выдерживалась до наступления стационарного режима. Достижение максимальной тепловой нагрузки фиксировалось по очень быстрому повышению температуры в зоне нагрева или температурной разности  $\Delta T_{н}$ . Она считалась достигнутой тогда, когда на наружной поверхности тепловой трубы появлялось темно-синее пятно. При дальнейшем увеличении количества подводимого тепла пятно быстро достигало цвета красного каления. Передаваемую тепловую нагрузку можно было определять во всех режимах по положению ручного регулятора проградуированного генератора. Тепловые трубы устанавливались приблизительно горизонтально с незначительным наклоном в сторону зоны конденсации с тем, чтобы во всех случаях избежать переполнения трубы в зоне нагрева.

## 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 5.1. МАКСИМАЛЬНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ НАГРУЗКИ ПОВЕРХНОСТЕЙ НАГРЕВА В ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ № 19, 20, 21

Размеры исследованных тепловых труб приведены в табл. 5.1. Во всех трех трубах в качестве теплоносителя

Таблица 5.1

Размеры тепловых труб № 19, 20, 21

Номер тепловой трубы	19	20	21
Заданные величины			
Наружный диаметр, мм	14	14	14
Внутренний диаметр, мм	12	12	12
Длина, мм	300	300	300
Шаг нарезки, мм	0,3	0,2	—
Глубина нарезки, мм	0,09—0,2	0,05—0,075	—
Число каналов	2	2	—
Диаметр каналов, мм	2	2	—
Число слоев сетки	—	—	5
Размер отверстия в свету, мм	0,15	0,15	0,15
Диаметр проволоки, мм	0,11	0,11	0,11
Толщина фитиля, мм	—	—	1

использовалась вода; стенки и сетки изготовлены из стали V2A (X12CrNiTi18/9).

Поскольку в трубах № 19 и 20 допуск на диаметр труб был большим, глубина нарезки в этих трубах изменялась довольно заметно как по окружности, так и по длине. Желаемую форму профиля нарезки не удалось получить (разд. 6.1.1) вследствие того, что резцы были шлифованы не очень точно. Поэтому для обоих концов труб 1 и 2 следовало ожидать различной величины максимальной тепловой нагрузки.

Во время экспериментов каналы располагались и вертикально, но чаще горизонтально, как на фиг. 4.4. В обоих случаях высыхание в зоне нагрева происходило почти

точно между капиллярными перегородками при горизонтальном расположении каналов вверх и вниз. Это определялось по охватываемому очень ограниченную площадь изменению цвета наружной поверхности тепловой трубы. Различие в максимальной тепловой нагрузке при разном взаимном расположении каналов не выходило за пределы точности измерений  $\pm 10\%$ ; следовательно, направление силы тяжести не оказывало заметного влияния на максимальную тепловую нагрузку. Результаты экспериментов даны на фиг. 5.1. На основе их анализа можно прийти к следующим заключениям (сравнение с расчетами и результатами других авторов приводится в разд. 6.2):

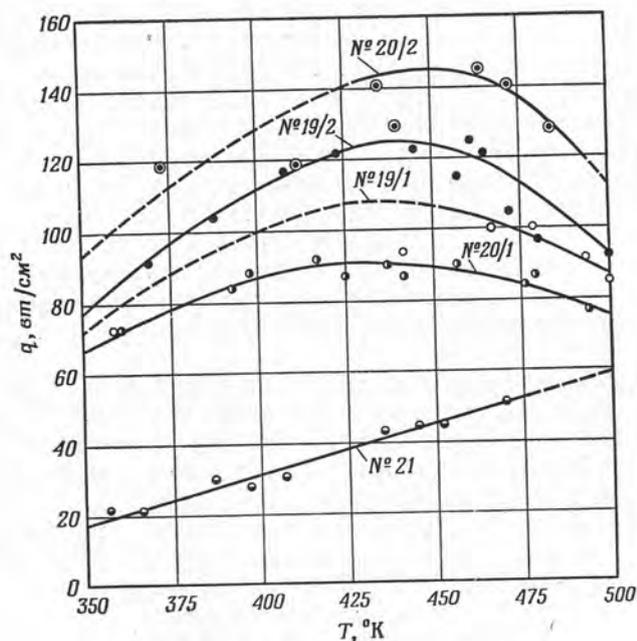
1. Плотности тепловых потоков настолько велики, что ни теплопроводность, ни испарение не в состоянии их обеспечить (табл. 3.2). Сетки в тепловой трубе № 21 не спечены ни между собой, ни со стенкой; поэтому не приходится ожидать существенного улучшения теплопроводности в фитиле за счет части объема, заполненной металлом.

2. Характер кривых *a*, *b*, *c*, *d* на фиг. 5.1, построенных для резьбовых канальных тепловых труб № 19 и 20, принципиально отличается от кривой для сетчатой тепловой трубы № 21. Это свидетельствует о том, что используются два различных механизма теплопередачи. Максимумы кривых 19/1—20/2 лежат в диапазоне температур 420—450 °К, что и следовало ожидать для воды в соответствии с уравнением (3.23) (фиг. 3.12). Этот максимум объясняется только зависимостью физических констант от температуры; следовательно, можно с большей вероятностью предположить, что причиной высыхания капилляров был разрыв потока жидкости в азимутальном направлении вследствие трения жидкости, а не образование пузырей. Напротив, характер кривой трубы № 21 соответствует результатам, полученным для кипения в большом объеме [35] (фиг. 6.8). Возрастание температуры насыщенного пара способствует распространению пузырей вплоть до свободной поверхности жидкости (табл. 3.3). Поэтому можно предположить влияние механизма кипения.

3. В резьбовых канальных тепловых трубах могут быть достигнуты большие тепловые нагрузки поверхности

нагрева даже с теплоносителями, имеющими плохую теплопроводность и низкую температуру перегрева.

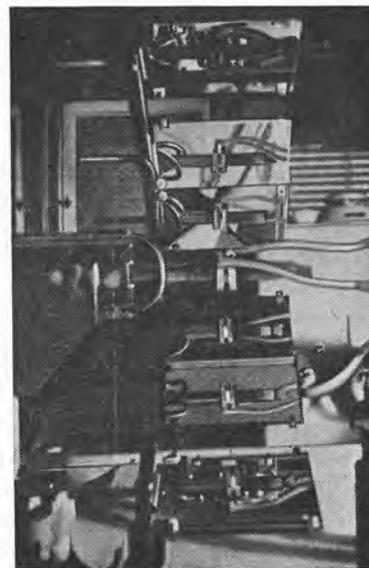
4. При одинаковой кривизне менисков, т. е. при  $\rho gh \ll \gamma \cos \delta \cos \alpha/s_0$  [уравнение (3.37), фиг. 3.15], максимальная тепловая нагрузка не зависит от направления



Ф и г. 5.1. Результаты измерения максимальной тепловой нагрузки на тепловых трубах № 19, 20 и 21.

силы тяжести по отношению к тепловому потоку. Опыты на тепловой трубе № 21 отчетливо показали, что гораздо большее влияние на максимальную тепловую нагрузку оказывают небольшие отклонения геометрических размеров фитиля. При этом вращением тепловой трубы в обмотке индуктора можно было сместить пятно перегрева в любую точку. Она находилась, по-видимому, на стыке между первым и вторым слоями сетки у стенки. Несмотря на местные перегревы до красного каления, часто оказы-

валось возможным продолжать стационарный режим работы тепловой трубы. Это позволяет предположить, что в зоне нагрева устанавливалось пленочное кипение.



Ф и г. 5.2. Местный перегрев в зоне нагрева сетчатой тепловой трубы № 21.

На фиг. 5.2 приведен фотоснимок тепловой трубы, полученный при помощи шести зеркал. Перегрев между витками индуктора виден в трех нижних зеркалах, максимум заметен в пятом зеркале сверху. Так как необходимое время экспозиции составляет приблизительно 10 сек, перегрев успевает охватить уже более  $1/4$  окружности.

#### 5.2. ПЕРЕГРЕВ СТЕНКИ

Превышение температуры стенки над температурой насыщения  $\Delta T_{\text{ж}}$  определяют по измеренной температурной разности по внешней поверхности между зонами на-

грева и конденсации  $\Delta T_H$  с учетом расчетного перепада температур в стенке  $\Delta T_{ст}$ :

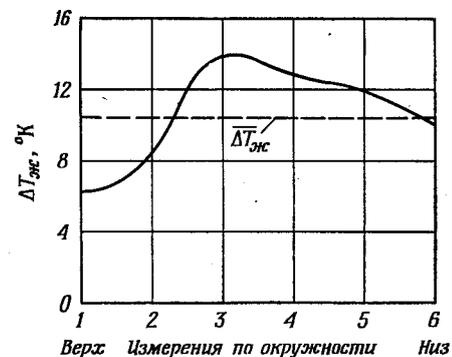
$$\Delta T_{ж} = \Delta T_H - \Delta T_{ст}. \quad (5.1)$$

Результаты определения  $\Delta T_{ж}$  могут быть признаны достоверными только при использовании среднестатистических значений, так как расчет  $\Delta T_{ст}$  весьма ненадежен. Для пояснения ниже приводится пример.

При тепловой нагрузке  $91,6 \text{ вт/см}^2$  на тепловой трубе № 19/2 величина  $\Delta T_H$  составляла от  $35$  до  $51 \pm 3 \text{ }^\circ\text{К}$ . Перепад  $\Delta T_{ст}$ , рассчитанный по уравнению (4.9), равнялся  $(27,5 \pm 3) \pm 10\% = 22 \div 33,5 \text{ }^\circ\text{К}$ . Возможная ошибка в скобках вводится на изменение толщины стенки до  $0,05 \text{ мм}$ , дальнейшие  $10\%$  учитывают неточность определения плотности теплового потока, вызванную распределением тепловыделения в стенке и эксцентричным положением тепловой трубы относительно индуктора. В результате находим  $\Delta T_{ж} = (7,5 \div 23,5) \pm 11,5 \text{ }^\circ\text{К}$ . Поэтому тепловые трубы многократно монтировались и демонтировались, сдвигались в осевом направлении и поворачивались вокруг оси. Таким образом, были получены средние значения, что позволяет уменьшить ошибки вследствие неточности измерений, отклонений в толщине стенки и эксцентриситета; влияние неоднородности электромагнитного поля, показанное на фиг. 4.8, исключить не удается.

Средние значения  $\Delta T_{ж}$  по окружности резьбовых канальных труб, полученные на основе результатов 40 опытов, приведены на фиг. 5.3. Во всех экспериментах перегрев в точке 1 (вверху) был наименьшим. Из сравнения кривых, приведенных на фиг. 5.3 и 4.8, видно, что они имеют аналогичный характер. Следует напомнить, что кривая на фиг. 4.8 получена только по результатам интегральных измерений по длине индуктора. Поэтому ход кривой на фиг. 5.3, во всяком случае, нельзя объяснить влиянием силы тяжести. Среднее для всех точек измерения значение составляет  $\Delta T_{ж} = 10,5 \text{ }^\circ\text{К}$ . Ни в опытах с резьбовыми канальными тепловыми трубами № 19 и 20, ни с сетчатой тепловой трубой № 21 не была обнаружена зависимость перегрева стенки от тепловой нагрузки  $q$

или температуры насыщения  $T_{нас}$ . Но все же здесь, так же как и в разд. 5.1 для тепловой трубки № 21, наблюдалось влияние дефекта в фитиле. Если измерения производились в той точке, в которой позже наступал пережог, то



Ф и г. 5.3. Перегрев стенки по окружности.

перегрев в точке измерения 1 (вверху) при нагрузке  $20-50 \text{ вт/см}^2$  составлял около  $30 \pm 3 \text{ }^\circ\text{К}$ ; если же измерения производились в другой точке наверху, перегрев составлял всего  $10 \pm 3 \text{ }^\circ\text{К}$ . Таким способом опасная точка могла быть найдена еще до наступления пережога.

Несмотря на недостаточную точность измерений, низкие значения измеренных перегревов позволяют сделать следующие заключения. В резьбовых канальных трубах теплопередача может осуществляться только за счет пузырькового кипения, как показано на фиг. 3.8. В сетчатой тепловой трубе № 21 должно происходить пузырьковое кипение, аналогичное изображенному на фиг. 3.5. Эти результаты подтверждают, что (как уже было сказано ранее) теплопередача путем теплопроводности и испарения или пленочного кипения не может быть определяющей. Для исследованных капиллярных структур средний перегрев стенки при тепловых нагрузках до  $100 \text{ вт/см}^2$  можно считать равным  $10 \pm 5 \text{ }^\circ\text{К}$  (перегревы стенки при больших плотностях теплового потока не измерялись).

## 5.3. ВОЗМУЩЕНИЯ

В некоторых опытах на резьбовых канальных тепловых трубах № 19 и 20 наблюдались высокие кратковременные повышения температуры в зоне нагрева между капиллярными перемычками. Причины их возникновения установить не удалось, однако они все же заслуживают упоминания вследствие их величины. Абсолютное значение  $\Delta T$  увеличивалось с ростом тепловой нагрузки так же, как и время  $\tau$  между двумя максимумами, в то время как длительность отдельного возмущения  $t$  становилась все короче. Эти возмущения исчезли только при дальнейшем повышении мощности. Некоторые данные из одного опыта с тепловой трубой № 19/2 приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

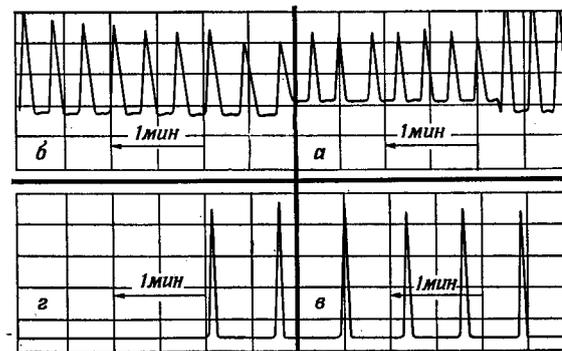
Данные о колебаниях температуры в зоне нагрева тепловых труб № 19, 20

Положение на фиг. 5.4	$q$ , $вт/см^2$	$T$ , °К	$\Delta T$ , °К	$\tau$ , сек	$t$ , сек
<i>a</i>	30,5	372	150	20—25	11—17
<i>б</i>	39,4	381	200	17—22	10
<i>в</i>	54,2	401	250	37	8
<i>г</i>	61,7	408	250	40	7,5

Запись показаний пирометра воспроизведена на фиг. 5.4. Величина кратковременных повышений температуры могла быть оценена только путем экстраполяции тарировочной кривой пирометра, так как тарировка проводилась только до 500 °К.

Возмущения всегда появлялись при тепловых нагрузках, которые существенно меньше максимальных (фиг. 5.1), и затем исчезали полностью и внезапно (фиг. 5.4). Они могут означать только кратковременное высыхание зоны нагрева; каким образом, однако, капилляры могут снова наполняться, остается непонятным до

сих пор. Какое-либо влияние возмущений на температуру за пределами зоны нагрева при этом установлено не было.

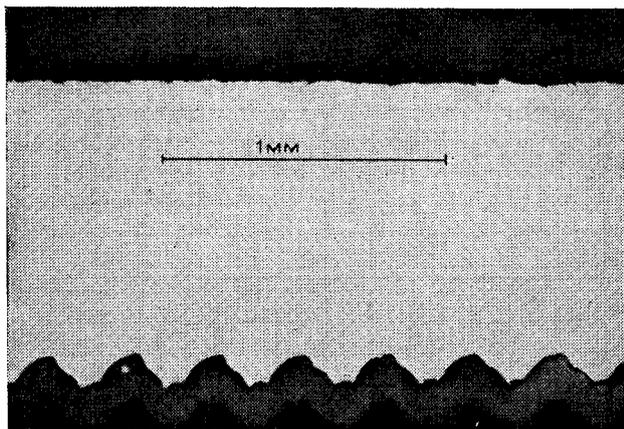


Фиг. 5.4. Колебания температуры в зоне нагрева тепловых труб № 19 и 20.

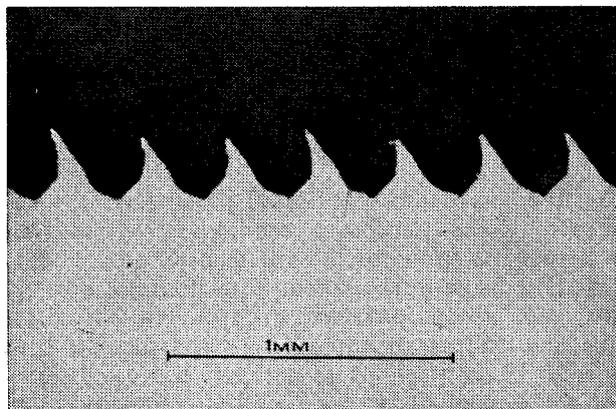
## 6. АНАЛИЗ И СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

## 6.1. АНАЛИЗ

6.1.1. Действительные профили резьбы: Как уже указывалось, профили резьбы в тепловых трубах № 19 и 20 не соответствовали желаемой форме, показанной на фиг. 3.10. Это было установлено при помощи нескольких разрезов через концы резьбовых труб. На фиг. 6.1 и 6.2 показаны два противолежащих профиля резьбы в тепловой трубе № 19 со стороны 1; на фиг. 6.3 и 6.4 показаны профили для тепловой трубы № 20 на стороне 1. Снимки позволяют установить, что труба тепловой трубы № 19 имела эллипсность приблизительно 0,06 мм и что носик резца, которым нарезали тепловую трубу № 20, был чрезмерно скруглен. Несмотря на это тепловые трубы № 19 и 20 использовались в экспериментах с тем, чтобы доказать, что даже очень неточно нарезанные резьбы обеспечивают возможность получения высоких тепловых нагрузок поверхностей нагрева.

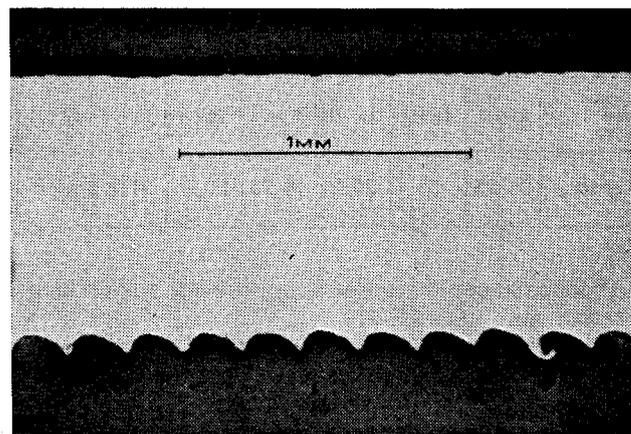


Ф и г. 6.1. Профиль резьбы 19/1/2.

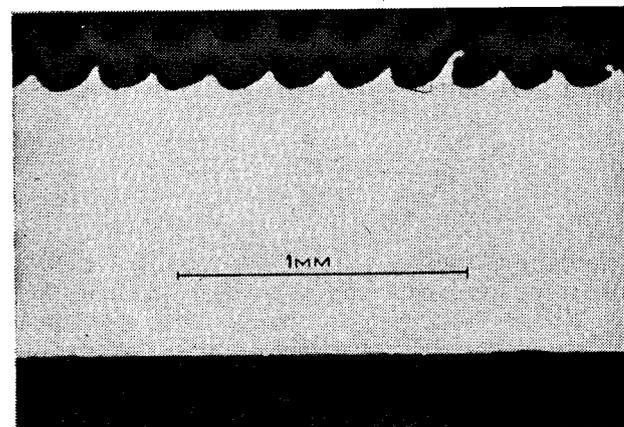


Ф и г. 6.2. Профиль резьбы 19/1/1.

Для сравнения экспериментальных и теоретических данных действительные измеренные профили были приближенно заменены треугольными профилями с равной площадью и шириной канавок. Эквивалентные углы  $\alpha^*$



Ф и г. 6.3. Профиль резьбы 20/1/1.



Ф и г. 6.4. Профиль резьбы 20/1/2.

приведены в табл. 6.1, причем противолежащие профили отмечены последними цифрами 1 и 2 соответственно. Сравнение с теорией может быть только качественным, так как

Таблица 6.1

Эквивалентные углы  $\alpha^*$  для тепловых труб № 19 и 20

Номер тепловой трубы	19/1/1	19/1/2	19/2/1	19/2/2	20/1/1	20/1/2	20/2/1	20/2/2
$\alpha^*$ , град	26,25	53	20,2	40,25	50,9	51,3	44,3	46,7

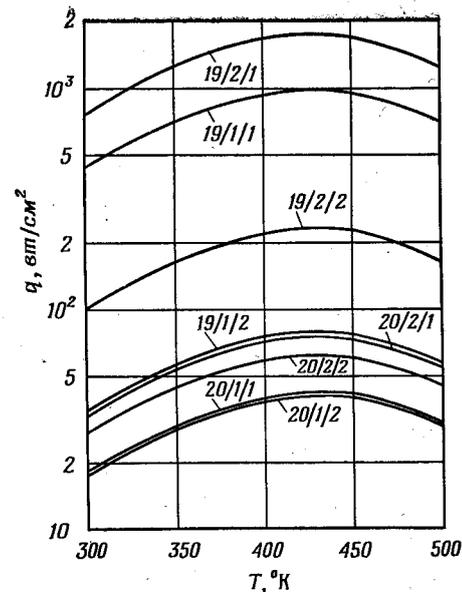
угол  $\alpha^*$  оказывает большое влияние на расчетные значения тепловых нагрузок.

**6.1.2. Расчет тепловых нагрузок, достижимых для эквивалентных профилей резьбы, в соответствии с теорией.** В разд. 3.9.2. показано, что максимальные тепловые нагрузки поверхности нагрева зависят также от количества тепла, передаваемого в осевом направлении. В экспериментах это тепло составляло приблизительно от 20 до 40% измеренной позже максимальной тепловой мощности  $N_{\text{max}}$ , так что для оценки, которая и без того является грубой (3.28), можно подставить значение фактора  $\phi$  ( $N$ ), равное 0,7. Тогда для расчета  $x_0$  соответственно можно применить уравнение (3.31) в виде

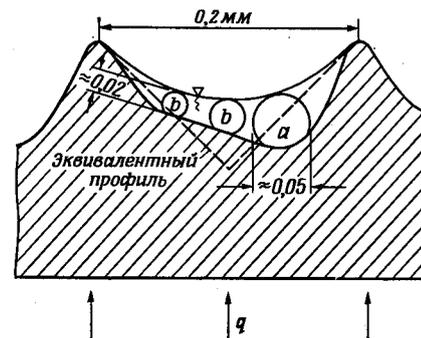
$$\frac{0,7(x_{\text{max}} - x_0)^2}{x_0 \left( x_{\text{max}} - \frac{1}{2}x_0 \right)} = \frac{K_1(\alpha^*)}{K_2(\alpha^*)}. \quad (6.1)$$

Отнесение значения угла  $\alpha^*$  из табл. 6.1 к сечению  $x$  на периметре тепловой трубы по фиг. 3.10 было невозможно. Кроме того, нельзя утверждать, что профили в местах измерения соответствуют профилям на пробных срезах. Поэтому нанесенные на фиг. 6.5 максимальные тепловые нагрузки поверхностей нагрева для эквивалентных углов  $\alpha^*$  могут представлять только ряд достижимых в соответствии с теорией тепловых нагрузок поверхности нагрева. Они вычислялись по уравнениям (6.1) и (3.23), причем последнее в этом случае имело вид

$$q = \frac{s_j^2 \gamma \cos \delta L \rho_{ж}}{[x_{\text{max}} - x_0(\alpha^*)]^2 \eta_{ж}} K_1(\alpha^*). \quad (6.2)$$



Ф и г. 6.5. Максимальная тепловая нагрузка, вычисленная по уравнениям (6.1) и (6.2), для эквивалентного угла  $\alpha^*$  для тепловых труб № 19 и 20.



Ф и г. 6.6. Оценка частоты образования пузырей по уравнению (6.4).

**6.1.3. Частота образования пузырей.** В опытах на тепловой трубе № 20/2 максимальные измеренные тепловые нагрузки находились в интервале между 120 и 145  $вт/см^2$  (фиг. 5.1). Если бы тепло передавалось за счет теплопроводности через слой воды толщиной всего 0,02 мм и за счет испарения, то понадобился бы температурный напор между стенкой и поверхностью жидкости от 40 до 50 °К. Измеренные же перегревы стенки составляют в среднем только 10 °К (фиг. 3.5). Это означает, что должно иметь место пузырьковое кипение.

Для оценки частоты образования пузырей на фиг. 6.6 изображен с сохранением масштаба профиль резьбы 20/2/1. Радиус кривизны мениска на фигуре составляет 0,12 мм; максимально возможный диаметр пузыря приблизительно равен 0,05 мм. Объем пузырей меньших размеров  $b$  мал по сравнению с объемом пузыря  $a$ . Если принять, что 30% тепла передается посредством теплопроводности и испарения или туманообразования, то теплота  $N_n$ , переносимая за счет образования пузырей на участке  $a$  и отнесенная к единице длины канавки  $dl = d_n$ , определится в виде

$$N_n = 1,4qs_0d_n, \quad (6.3)$$

где  $d_n$  — диаметр пузыря  $a$ .

Частота образования пузырей  $f_n$  отсюда вычисляется по формуле

$$f_n = \frac{8,4qs_0}{\pi d_n^2 L \rho_n}. \quad (6.4)$$

В табл. 6.2 приведены данные о частоте образования

Таблица 6.2

Частота образования пузырей по уравнению (6.4) для воды

$T, ^\circ K$	370	410	450	500
$f_n, сек^{-1}$	$8,43 \cdot 10^4$	$2,68 \cdot 10^4$	$1,06 \cdot 10^4$	$2,36 \cdot 10^3$

пузырей для воды при  $q = 100 \text{ вт/см}^2$ ,  $s_0 = 0,1 \text{ мм}$  и  $d_n = 0,05 \text{ мм}$ . В соответствии с этими оценками в тепловой трубе № 20/2 при температуре 370 °К в одном центре должны образовываться приблизительно  $10^5$  пузырей

в 1 сек (фиг. 5.1). Так как при этом имеет место еще перенос жидкости в азимутальном направлении, то отсюда можно сделать вывод, что образование и разрушение пузыря происходят в отрезок времени порядка  $10^{-6}$  сек.

Результаты этой оценки позволяют предположить, что течение в канавках, которое в соответствии с допущением, положенным в основу уравнения (3.11), должно быть невзмущенным ламинарным, напротив, сильно завихрено. Однако эта оценка не позволяет определить крректующий множитель  $\Psi(q)$ , поскольку изменение потерь давления на трение вследствие образования пузырей остается неизвестным. Учет этих дополнительных потерь трения возможен путем введения своего рода «турбулентной» вязкости и «турбулентной» теплопроводности.

**6.1.4. Возможный эффект, сопутствующий образованию пузырей.** Отклонения результатов измерений тепловой мощности для резьбовых канальных труб № 19 и 20 от теоретических значений остаются до сих пор несбъяснимыми; это не относится к тепловой трубе с сеткой № 21. В соответствии с теоретическими предпосылками [6] характер зависимости от температуры для передаваемой трубой тепловой мощности и для максимальной тепловой нагрузки должен быть аналогичным в соответствии с уравнением (3.23) (фиг. 6.5). В действительности же измеренные значения тепловой мощности для резьбовых канальных тепловых труб в интервале температур от 350 до 500 °К были почти неизменными. При низких температурах они превышали рассчитанные значения на 50—100%. Объяснение этого обстоятельства, возможно, заключается в том, что избыточное давление в пузырях вместе с ускорением молекул пара, вследствие уменьшения поверхности границы раздела фаз при разрушении пузырей, вызывает эжекционный эффект, который уменьшает потери давления, необходимые для ускорения парового потока.

Избыточное давление в пузыре по сравнению с жидкостью составляет  $p_n = 4\gamma/d_n$ . Подставляя  $d_n = s_0/2$ , получаем

$$\Delta p_n = \frac{8\gamma}{s_0}. \quad (6.5)$$

Но максимальное значение капиллярной разности давления составляет только

$$\Delta p_{\text{кап, max}} = \frac{\gamma}{s_0}. \quad (6.6)$$

Пар, содержащийся в пузырьке, следовательно, поступает с большой скоростью в паровое пространство и может по этой причине внести вклад в ускорение суммарного парового потока в осевом направлении. Требуемая для этого разность давлений при низких температурах составляет значительно большую долю общего падения давления, нежели в области высоких температур (вследствие большего различия в плотностях) [7]. Поэтому характер полученной экспериментальным путем зависимости для тепловой мощности может быть предположительно объяснен влиянием образования пузырей.

#### 6.2. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ

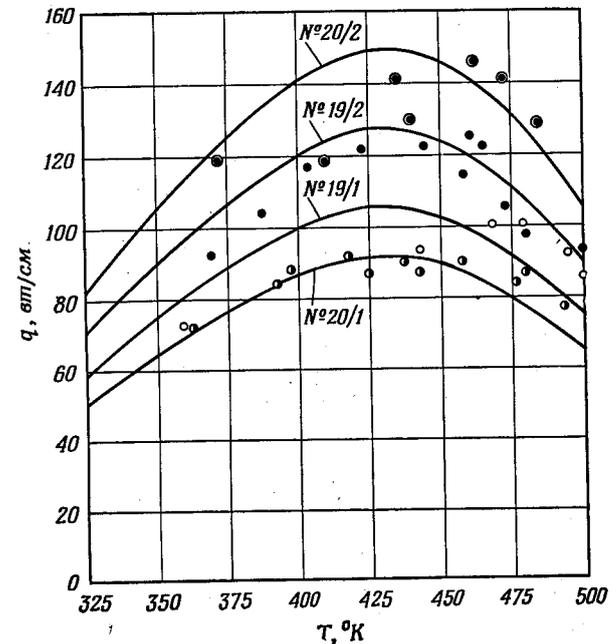
Прямое сравнение экспериментальных данных с расчетными невозможно вследствие большого различия в профилях резьбы (фиг. 5.1 и 6.1). Поэтому сравнение производилось следующим образом. Для полученных из опыта плотностей тепловых потоков при 450 °К, взятых в соответствии с фиг. 5.1 для кривых № 19/1—20/2, требуемые эквивалентные углы  $\alpha_{\text{тр}}^*$  рассчитаны с помощью уравнений (6.1) и (6.2). Полученные величины сопоставлены с измеренными значениями  $\alpha^*$  (табл. 6.3). Только

Таблица 6.3

Эквивалентные углы  $\alpha_{\text{тр}}^*$  и  $\alpha^*$  для тепловых труб № 19 и 20

Угол	Номер тепловой трубы			
	19/1	19/2	20/1	20/2
$\alpha_{\text{тр}}^*$ , град	50	48	42,5	37
$\alpha^*$ , град	26,25—53	20,2—40,25	50,9—51,3	44,3—46,7

для тепловой трубы № 19/1 требуемый угол  $\alpha_{\text{тр}}^*$  находится между крайними значениями  $\alpha^*$ , полученными измерением. Для тепловой трубы № 19/2  $\alpha_{\text{тр}}^*$  больше, а это значит, что тепловые нагрузки соответствующие углам



Фиг. 6.7. Сравнение экспериментальных и расчетных данных.

$\alpha^*$ , не были достигнуты. Для труб № 20/1 и 20/2, наоборот, все измеренные значения выше расчетных. Одной из причин, объясняющих это разногласие, является то, что выбор эквивалентных остроугольных профилей резьбы для замены сильно отличающихся друг от друга действительных профилей резьбы производился при помощи одного и того же метода приближения (фиг. 6.1—6.4). Все же сравнение труб 19/1 с 19/2 и 20/1 с 20/2 показывает, что максимальная тепловая нагрузка при  $s_0 =$

= const и меньших значениях  $\alpha^*$  была больше полученной по уравнениям (3.23) или (6.2).

Гораздо больший интерес, чем абсолютные значения тепловой нагрузки, представляет зависимость ее от температуры или соответственно от давления насыщенного пара. На фиг. 6.7 нанесены экспериментальные данные с фиг. 5.1 и рассчитанные по уравнениям (6.1) и (6.2) величины тепловых нагрузок, соответствующих значениям  $\alpha_{тр}^*$ .

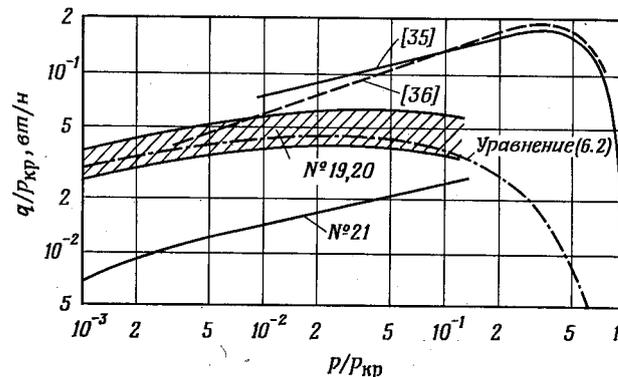
Если принять, что погрешность измерения величины  $q$  составляет  $\pm 10\%$ , то можно считать, что почти все опытные точки лежат достаточно близко к соответствующим кривым. Только максимум кажется сдвинутым в сторону больших температур по сравнению с расчетом на величину до  $20^\circ\text{K}$ ; этот сдвиг тем больше, чем выше было абсолютное значение тепловой нагрузки (фиг. 5.1).

Если на основе такого, пусть приближенного, соответствия сделать вывод, что уравнение (6.2), несмотря на упоминавшиеся неточности, правильно описывает зависимость максимальной тепловой нагрузки от температуры, то это означает следующее: либо образование пузырей не оказывает никакого влияния на величину падения давления вследствие трения в канавках, либо это влияние может быть оценено при помощи не зависящей от температуры константы, которая может быть введена в качестве корректирующего множителя в постоянную  $K_1$  ( $\alpha$ ) или  $K_2$  ( $\alpha$ ).

### 6.3. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ДАННОЙ РАБОТЫ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ АВТОРОВ

Чичелли и Бонилла [35] показали, что зависимость максимальной тепловой нагрузки от давления для различных жидкостей и поверхностей нагрева при кипении в большом объеме удобнее всего сравнивать, нанося тепловую нагрузку, отнесенную к критическому давлению  $q/p_{кр}$ , в зависимости от относительного давления  $p/p_{кр}$ . Они установили хорошее согласование экспериментальных данных, полученных для нескольких жидкостей, с кривой, приведенной на фиг. 6.8; аналогичная зависимость для воды дана Казаковой [36].

По данным обеих работ, максимум тепловой нагрузки следует ожидать в интервале относительного давления  $0,3 < p/p_{кр} < 0,4$ . По результатам экспериментов на сетчатой тепловой трубе № 21 угол наклона кривой в исследованном интервале давлений совпадает с углом наклона кривой Чичелли и Бонилла [35]. Сравнение по абсолютным значениям не имеет смысла вследствие влияния капилляров. Максимум для опытных данных, полученных на резьбовых канальных тепловых трубах № 19



Ф и г. 6.8. Сравнение опытных данных автора с результатами других исследований.

и 20, обработанных по уравнению (6.2), напротив, лежит в интервале  $0,02 < p/p_{кр} < 0,05$ . Это значит, что зависимость максимальной тепловой нагрузки от давления в этом случае принципиально отличается от зависимости для условий кипения в большом объеме. Сравнение, по-видимому, подтверждает, что для резьбовых канальных труб эта зависимость определяется в первую очередь диссипативными потерями давления в канавках. Следовательно, совпадение экспериментальных данных при  $p = 1 \text{ атм}$  ( $p/p_{кр} = 4,43 \cdot 10^{-3}$ ) с данными Казаковой [36] является чистой случайностью: в соответствии с теорией при более аккуратно выполненных канавках должны быть достигнуты более высокие тепловые нагрузки (фиг. 6.5 и 6.7). Истмен [13], напротив, утверждает, что

для воды при  $p = 1 \text{ атм}$  тепловые нагрузки не могут превышать  $100 \text{ вт/см}^2$ .

Единственные экспериментальные данные, которые могут быть использованы для непосредственного сравнения, это данные Кунца и др. [5] для воды при атмосферном давлении. Как уже было сказано в разд. 3.7.1, эти опыты проводились на плоских, горизонтальных поверхностях нагрева, снабженных капиллярными структурами из сеток, металлических тканей или спеченных насадок. Эти данные сопоставлены с экспериментальными результатами автора статьи в табл. 6.4.

Таблица 6.4

Сравнение опытных данных для труб № 19, 20, 21 с экспериментальными данными Кунца и др. [5] для воды при атмосферном давлении

Поверхность нагрева	Толщина фитиля, толщина пленки, мм	$q$ , вт/см <sup>2</sup>	$T_{\text{ст}} - T_{\text{нас}}$ , °К
Труба № 19	0,1—0,3	86—95	10
Труба № 20	0,05—0,07	77—111	10
Сетчатая труба № 21 с сеткой 100 меш	1	24	10
Сетка 50 меш	2,7	28,4	105
То же	0,75	18,9	14
Сетка 150 меш	2	28,4	175
То же	2	14,2	78
Металлический войлок	2,5	44	12
Металлический войлок с канавками	2,5	57	8,3
Горизонтальная плита без капилляров	2,5	82	9,5

Экспериментальные точки, соответствующие разности  $T_{\text{ст}} - T_{\text{нас}}$ , превышающей  $30 \text{ °К}$ , не должны использоваться для сравнения потому, что в этих условиях следует уже ожидать образования пленки. Из таблицы видно,

что максимальная тепловая нагрузка уменьшается с ростом толщины фитиля и по мере повышения густоты сетки. Результаты для тепловой трубы № 21 соизмеримы с результатами Кунца и др. [5], полученными на сетке 50 меш. Для резьбовых канальных тепловых труб при известных условиях достигаются более высокие тепловые нагрузки, нежели при кипении в тонком слое без капилляров.

## 7. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Основной вывод настоящего исследования заключается в том, что максимальные тепловые нагрузки в тепловых трубах (независимо от выбора теплоносителя) в сильной степени зависят от геометрии капилляров. Однако результаты опытов не позволяют осуществить однозначную проверку теоретических подходов вследствие того, что вторичные эффекты (геометрия капилляров, возможная тепловая мощность, материал стенки, шероховатость стенки, содержание газов, сила тяжести, образование пузырей, температура перегрева, абсолютная температура) до сих пор удается учитывать лишь частично. Для решения этой задачи необходимы дальнейшие многочисленные направленные эксперименты.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gaugler R. S., Heat Transfer Device, пат. США 2350348, 1944.
2. Wyatt T., Satellite Temperature Stabilisation System, пат. США 3152774, 1964.
3. Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F., Structures of Very High Thermal Conductance, *J. Appl. Phys.*, **35**, 1990 (1964).
4. Deverall J. E., Kemme J. E., High Thermal Conductance Devices Utilizing the Boiling of Lithium or Silver, LA-3211, 1964.
5. Kunz H. R., Langston L. S., Hilton B. H., Wyde S. S., Nashick G. H., Vapor-Chamber Fin Studies, NASA CR-812, 1967.
6. Moritz K., Pruscheck R., Grenzen des Energietransports in Wärmeröhren, *Chem. Ing. Techn.*, **41**, 30 (1969).
7. Cotter T. P., Theory of Heat Pipe, LA-3246-MS, 1965.
8. Busse C. A., Garon R., Geiger F., Pötzschke M.,

- Performances Studies on Heat Pipes, Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, London, 1965.
9. Busse C. A., Geiger F., Pöttschke M., Quartert D., Heat Pipe Lifetests at 1600 °C and 1000 °C, Thermionic Conv. Specialist Conf., Houston, 1966.
  10. Grover G. M., Kemme J. E., Keddy E. S., Advances in Heat Pipe Technology, LA-DC-9619, 1968.
  11. Busse C. A., Geiger F., Strub H., Pöttschke M., Kraft G., High Temperature Lithium Heat Pipes, 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
  12. Pruscek R., Schindler M., Moritz K., Das Wärmerohr, *Chem. Ing. Techn.*, 39, 21 (1967).
  13. Eastman G. Y., The Heat Pipe, *Scientific American*, 218, 38 (1968).
  14. Deverall J. E., Kemme J. E., Satellite Heat Pipe, LA-3277-MS, 1965.
  15. Dörner S., Reiss F., Schretzmann K., Experimentelle Untersuchungen an Na-gefüllten Heat Pipes, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht KFK, 512, 1967.
  16. Schmidt E., Semeria R., Determination Theorique et Experimentale de la Puissance Thermique Limite Transferee par des Caloduces a Sodium, Second. Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
  17. Katzoff S., Notes on Heat Pipes and Vapor Chambers and their Application to Thermal Control of Spacecraft, Sandia Laboratories Heat Pipe Conf., 1966.
  18. Bohdanski J., Strub H., van Andel E., Heat Transfer Measurements using a Sodium Heat Pipe Working at Low Vapor Pressure, Thermionic Conv. Specialist Conf., Houston, 1966.
  19. Kemme J. E., Heat Pipe Capability Experiments, LA-3585-MS, 1966.
  20. Baehr A., Burck E., Hufschmidt W., Liquid-Vapour Interaction and Evaporation in Heat Pipes, 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
  21. См. статью Кемме, стр. 160 настоящего сборника.
  22. Moritz K., Ein Wärmerohr neuer Bauart — das Gewinde-Arterien-Wärmerohr, *Chem. Ing. Techn.*, 41, 37 (1969).
  23. Fritz W., *Zeitschr. BWK*, 19, 35 (1967).
  24. Costello C. P., Fréa W. J., The Role of Capillary Wicking and Surface Deposits in the Attainment of High Pool Boiling Burnout Heat Fluxes, *AIChE Journal*, 10, 393 (1964).
  25. Lyon R. E., Foust A. S., Katz D. L., Boiling Heat Transfer with Liquid Metals, *Chem. Engng. Progr. Symp. Ser.*, 51, 41 (1955).
  26. Lee Y., Pool Boiling Heat Transfer with Mercury and Mercury Containing Sodium, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 11, 1807 (1968).
  27. Farber E. A., Scoriah R. L., Heat Transfer to Water Boiling under Pressure, *Trans. ASME, Ser. C*, 70, 369 (1948).

28. Weippert E., Wärmeübertragung von waagerechten Heizflächen an ruhende, siedende Flüssigkeiten unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der Heizflächenrauigkeit, *Chem. Ing. Techn.*, 40, 864 (1968).
29. Sauer E. T., Cooper H. B., McAdams W. H., Heat Transfer to Boiling Liquids, *Mech. Engng.*, 60, 669 (1938).
30. Reiss F., Schretzmann K., Pressure Balance and Maximum Power Density at the Evaporation gained from Heat Pipe Experiments, 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
31. Deverall J. E., Salmi E. W., Heat Pipe Performance in a Space Environment, Thermionic Conv. Specialist Conf., Palo Alto, 1967.
32. Reiss F., Schretzmann K., Die axiale Verteilung der reduzierten Wärmeleistung auf induktiv geheizten kreiszylindrischen Stäben, *Elektrowärme International*, 26, 207 (1963).
33. Макадамс, Теплопередача, перевод с англ. (3-е изд.), под ред. Л.С. Эйгенсона и К.Д. Воскресенского, М., 1964.
34. Schretzmann K., Induktive Wärmeerzeugung und Wärmeleitung in kreiszylindrischen Stäben und Röhren, *Elektrowärme International*, 24, 415 (1966).
35. Cichelly M. T., Bonilla F., Heat Transfer to Liquids Boiling under Pressure, *Trans. AIChE*, 41, 755 (1945).
36. Казакова Е. А., О максимальном тепловом потоке при кипении воды под высокими и сверхвысокими давлениями, *Изв. АН СССР, ОТН*, вып. 9, стр. 1377—1378 (1950).

## ТЕПЛОБМЕН ПРИ ИСПАРЕНИИ В КАПИЛЛЯРНЫХ СТРУКТУРАХ ФИТИЛЯ<sup>1</sup>

Феррелл, Олливитч

### Обозначения

- $A$  — площадь поверхности,  $m^2$ ;  
 $D_p$  — диаметр частицы,  $m$ ;  
 $F$  — потери на трение;  
 $G$  — массовый расход;  
 $g$  — местное ускорение силы тяжести,  $m/sec^2$ ;  
 $g_c$  — постоянная ( $9,81 \text{ кг} \cdot m / \text{кг} \cdot \text{сек}^2$ );  
 $H$  — равновесное капиллярное поднятие в вертикальном пористом слое в гравитационном поле  $g$ ,  $m$ ;  
 $K$  — проницаемость,  $m^2$ ;  
 $L$  — длина,  $m$ ;  
 $P$  — давление,  $кг/м^2$ ;  
 $Q$  — тепловой поток,  $ккал/час$ ;  
 $R$  — радиус,  $m$ ;  
 $T$  — температура,  $^{\circ}C$ ;  
 $U$  — осредненный коэффициент теплоотдачи,  $ккал/м^2 \cdot \text{час} \cdot ^{\circ}C$ ;  
 $Z$  — линейный размер;  
 $\epsilon$  — пористость, безразмерная величина;  
 $\lambda$  — скрытая теплота парообразования,  $ккал/кг$ ;  
 $\rho$  — плотность,  $кг/м^3$ ;  
 $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $кг/м$ ;  
 $\theta$  — угол смачивания или контактный угол;  
 $\mu$  — коэффициент динамической вязкости.

### И н д е к с ы

- $L$  — жидкость;  
 $v$  — пар;  
 $S$  — поверхность;  
 нас — насыщение.

### ВВЕДЕНИЕ

Тепловая труба представляет собой устройство для переноса тепла в процессе цикла испарение — конденсация, подробно описанное Гровером с сотр. [4]. Простейшая конфигурация тепловой трубы состоит из замкнутого цилиндрического контейнера с кольцевым пористым фитилем (т. е. капиллярной структурой, примыкающей к внутренней стенке цилиндра) и открытым каналом вдоль оси цилиндра. Фитиль пропитан жидкостью. При работе в стационарном состоянии тепло, подводимое к испарительному концу трубы за счет теплопроводности через стенку цилиндра, приводит к испарению жидкости в фитиле, и поток пара поступает к конденсаторному концу через полую центральную область трубы. При отводе тепла в конденсаторном конце трубы происходит конденсация пара. Конденсат возвращается к испарительному концу трубы через фитиль под действием капиллярного напора.

Тепловые трубы обычно изготавливаются с относительно большим отверстием, что приводит к очень низким градиентам давления в паровом потоке и, таким образом, при нормальной работе — к очень низким осевым градиентам температур. Этой особенностью тепловой трубы наряду с отсутствием движущихся частей и способностью работать в отсутствие силы тяжести объясняется повышенный интерес к исследованиям по разработке тепловой трубы, проводимым в последнее время.

Тепловая труба будет работать в широком интервале параметров, однако тепловой поток может достигнуть такого значения, когда нормальная работа трубы прекратится, что приведет к большим осевым температурным перепадам. Наиболее вероятными причинами такого нарушения нормальной работы тепловой трубы являются следующие: 1) капиллярные силы не могут обеспечить до-

<sup>1</sup> Ferrell J. K., Alleavitch J. (Department of Chemical Engineering North Carolina State Univ. Raleigh) *Chemical Engineering Progress Symp. Ser.*, 66, Heat Transfer (1970).

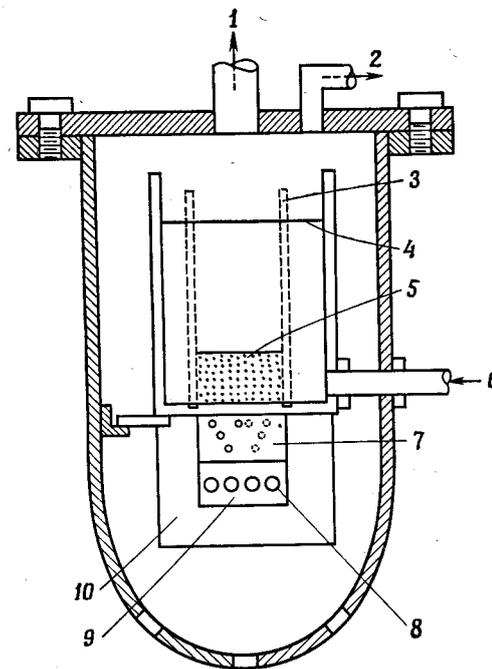
статочный приток жидкости к испарительному участку; в результате фитиль, прилегающий к обогреваемой поверхности, высыхает, а температура обогреваемой поверхности испарителя возрастает; 2) изменение механизма теплообмена при испарении жидкости в фитиле приводит к образованию в нем паровой подушки, прилегающей к поверхности нагрева; последствия те же, что и в первом случае.

Первая из этих причин нарушения нормальной работы тепловой трубы изучалась в работе [3]. Вторая явилась предметом исследования настоящей работы. Изучался механизм теплообмена при испарении жидкости в фитиле, находящемся на поверхности нагрева. Представлены результаты исследования для случая нормальной работы тепловой трубы (тепловые потоки ниже критического) и для случая кризиса — при достижении критических тепловых потоков. Критический тепловой поток в том понимании, как он используется в настоящей работе, представляет значение теплового потока, при котором происходит высыхание фитиля и наблюдается существенное увеличение температуры обогреваемой поверхности. В этом смысле значение критического теплового потока аналогично термину, употребляемому при кипении жидкости в большом объеме. Рабочий участок, с которым проводилось исследование, с точки зрения заполнения и расположения фитиля на поверхности не является типичным для работы тепловой трубы, и его выбор представляется целесообразным только для изучения механизма теплообмена. Дальнейшее обсуждение целесообразности выбора такой конструкции дано в выводах.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Опыты проводились на горизонтальной обогреваемой поверхности из нержавеющей стали, покрытой структурой фитиля. В настоящем исследовании структура фитиля представляла собой слой незакрепленных частиц из монеля, которые удерживались с помощью сетки для предотвращения их движения. В качестве рабочей жидкости использовалась вода, причем фитиль был затоплен,

т. е. уровень воды превышал верхнюю поверхность слоя фитиля. В опытах измерялись тепловой поток, температура обогреваемой поверхности и температура внутри материала фитиля. Установка была спроектирована для



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — выход пара; 2 — выход пара к большому резервуару; 3 — удерживающая сетка; 4 — уровень воды; 5 — слой шариков; 6 — вход воды; 7 — блок из нержавеющей стали с высверленными отверстиями для 8 термомпар; 8 — четыре впадины внутренних нагревателя; 9 — медный блок; 10 — изоляция.

работы в диапазоне давлений от 1 до 21 *атм*. Все данные, приведенные в работе, получены при атмосферном давлении.

Схема установки показана на фиг. 1. Поверхность нагрева была изготовлена из целой болванки нержавеющей стали типа 304 в форме колодца, открытого сверху, с размерами приблизительно 102 × 102 *мм* и высотой

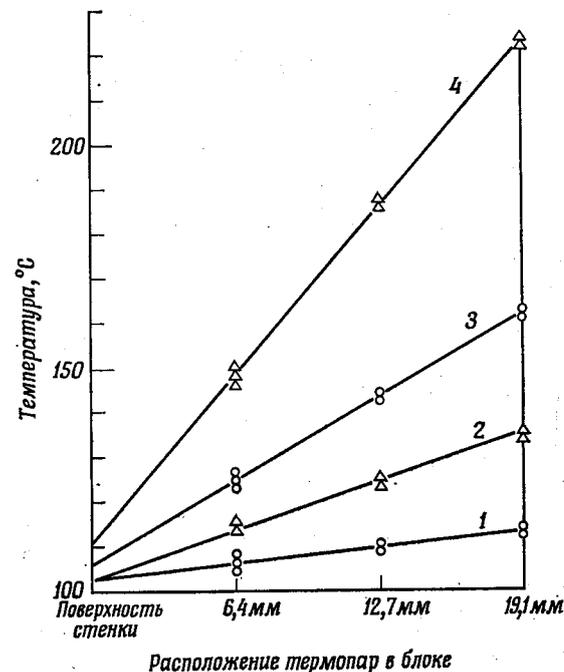
140 мм. В основании колодца был выфрезерован квадратный блок глубиной 25,4 мм, образующий поверхность теплообмена размером 59 × 59 мм. К этому блоку серебряным припоем припаивался медный блок толщиной 25,4 мм, внутри которого располагались четыре нагревателя в гильзах. В основании блока из нержавеющей стали были установлены восемь термопар для измерения градиентов температур. Стальной и медный блоки тщательно изолировались. Вся сборка размещалась в герметичном сосуде, полностью заполненном паром. Пар, генерируемый в пористом слое, дросселировался до атмосферного давления, конденсировался и собирался в коллекторе.

Значения температур в блоке из нержавеющей стали, паровом пространстве, фитиле и жидкости записывались на диаграммной ленте самописца, пока не достигалось стационарное состояние, а затем производились измерения с помощью прецизионного потенциометра. Кроме того, измерялись мощность, подводимая к нагревателям, и расход конденсата. Температуры поверхности (на границе между блоком из нержавеющей стали и фитилем) определялись экстраполяцией значений температур, измеренных в блоке, на эту поверхность. Измерение градиентов температур в блоке также позволяло определять тепловой поток.

Значения температур, измеренных в блоке из нержавеющей стали для одной серии опытов, показаны на фиг. 2. Распределение температур оказалось близким к линейному. Поэтому путем обработки опытных данных по методу наименьших квадратов можно было найти начальную ординату и наклон соответствующей прямой, который дает величину теплового потока. На фиг. 3 показано сравнение теплового потока на поверхности, определяемого по градиенту температуры в блоке и измеренного по подводимой мощности к нагревателям. Отсюда можно сделать вывод, что тепловой поток и температуры поверхности в опытах определялись с достаточной точностью.

Некоторые опыты были проведены в условиях нормального кипения жидкости в большом объеме (без структуры фитиля). Результаты этих опытов сопоставля-

лись с расчетом по обобщенной зависимости Розенау [6] (фиг. 4). Многими исследователями отмечалось влияние старения теплоотдающей поверхности на теплоотдачу.



Ф и г. 2. Измеренные профили температур в блоке из нержавеющей стали.

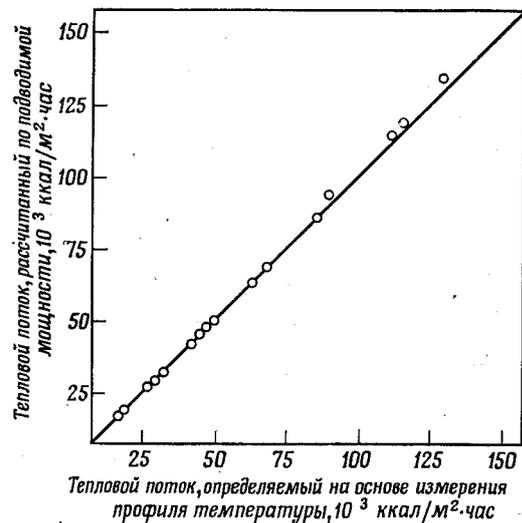
○ — кипение воды в большом объеме; △ — данные для поверхности, покрытой шариками из монеля размером 40—50 меш.  
Тепловой поток, рассчитанный по подводимой мощности (ккал/м<sup>2</sup>·час):  
кривая 1 — 10 500, кривая 2 — 26 600, кривая 3 — 44 700, кривая 4 — 93 000.

В проведенных в дальнейшем опытах существенного изменения не было обнаружено. Не было замечено и какого-либо видимого изменения состояния поверхности.

В данной работе структура фитиля состояла из слоев частичек из монеля. Частички имели форму, близкую к сферической; их размер 20—200 меш. Шарика сепари-

ровались по фракциям с помощью стандартных сит, используемых в США. Наиболее характерные данные для различных размеров шариков приведены в табл. 1 на стр. 15.

После тщательной очистки заполнение слоев происходило путем засыпки шариков под воду при легком встряхивании слоя. Было найдено, что при таком способе

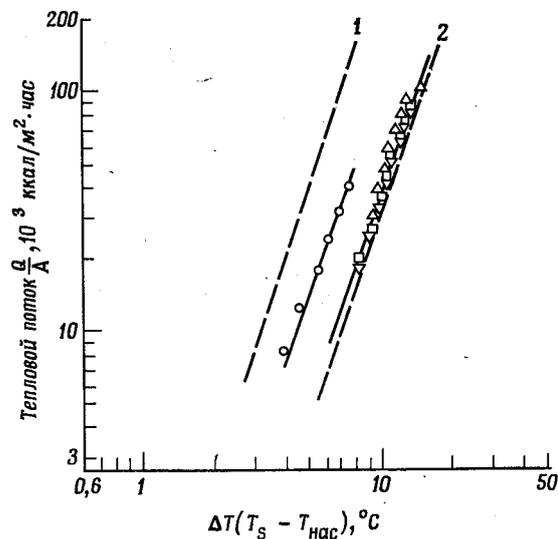


Ф и г. 3. Проверка теплового баланса для поверхности, покрытой шариками из монеля размером 30—40 меш.

образования слоя его характеристики легко воспроизводятся при повторных заполнениях, а также при использовании в других установках при измерениях проницаемости и подъема жидкости в капиллярах. Таким образом, шарики в фитиле строго не фиксировались, но во всех случаях они удерживались ограничивающей сеткой, предотвращавшей их движение под воздействием сил, вызываемых потоком пара.

Все опыты проводились с затопленными шариками, т. е. уровень воды превышал верхнюю поверхность слоя.

В первых сериях опытов было обнаружено очень слабое влияние уровня жидкости на результаты, и все последующие данные были получены для уровня жидкости, равного 76 мм. Результаты некоторых опытов для шариков 30—40 меш приведены на фиг. 5, а для шариков 40—50 меш показаны на фиг. 6. В каждом опыте последняя



Ф и г. 4. Опытные данные при кипении воды в большом объеме при атмосферном давлении.

○ — первые опыты на пластине; □, △, ▽ — последующие опыты.  
Кривая 1 — кипение воды на латуни или на никеле ( $C_{sf} = 0,006$ );  
кривая 2 — кипение воды на меди или на платине ( $C_{sf} = 0,013$ ); — — — уравнение Розенау.

опытная точка (относящаяся к самому высокому значению теплового потока) соответствует максимальному тепловому потоку, который может быть достигнут при стационарном состоянии для исследованного диапазона температур поверхности. Дальнейшее небольшое увеличение теплового потока приводит к резкому возрастанию температуры поверхности, что вызывает необходимость отключения нагревателей.

Данные для критических тепловых потоков приведены в табл. 1.

Таблица 1

Экспериментальные значения критических тепловых потоков

Размер шарика, меш	Толщина слоя, мм	Измеренное значение критического теплового потока, ккал/м <sup>2</sup> ·час
40—50	3,2	135 500
	12,7	72 000
	25,4	52 000
30—40	12,7	154 000
	25,4	131 500
	38,1	102 000

Следующий ниже анализ основан на использовании двух независимо измеряемых параметров, которые характеризуют пористую структуру фитиля. Это проницаемость, которая характеризует сопротивление потоку жидкости, и капиллярное поднятие жидкости, которое является легко определяемой мерой действия капиллярных сил.

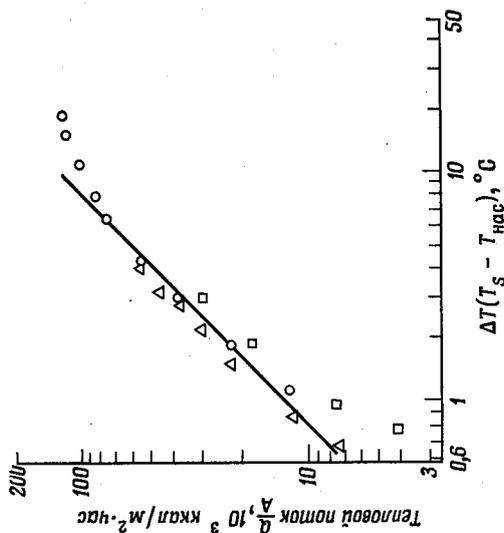
Данные по проницаемости слоев, сформированных описанным выше методом, шариков из монеля были получены в работе [3] и приведены на фиг. 7. Проницаемость определялась следующим образом:

$$K = \frac{\mu G}{\rho d P / dZ}, \quad (1)$$

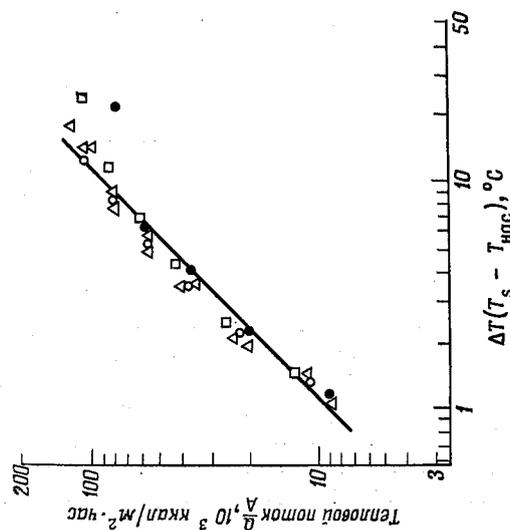
где  $dP/dZ$  — градиент давления за счет трения. Измеренное значение пористости  $\varepsilon$ , т. е. доля сечения, занятого пустотами, осреднялась и принималась равной 0,4 для всех слоев. Расчет по уравнению Блейк — Козены (1) для  $\varepsilon = 0,4$  также представлен на фиг. 7.

Высота подъема жидкости в капилляре  $H$  для одиночного капилляра, радиус которого настолько мал, что поверхность жидкости можно принять частью сферы, равна

$$H = \frac{2g\sigma \cos \theta}{g\rho R}, \quad (2)$$



Ф и г. 6. Экспериментальные данные для поверхности, покрытой шариками из монеля размером 40—50 меш.   
 ○ — глубина слоя 3,15 мм; △ — глубина слоя 12,7 мм; □ — глубина слоя 25,4 мм.   
 Кривая рассчитана на основе предположения о переносе тепла за счет теплопроводности для шариков размером 40—50 меш.

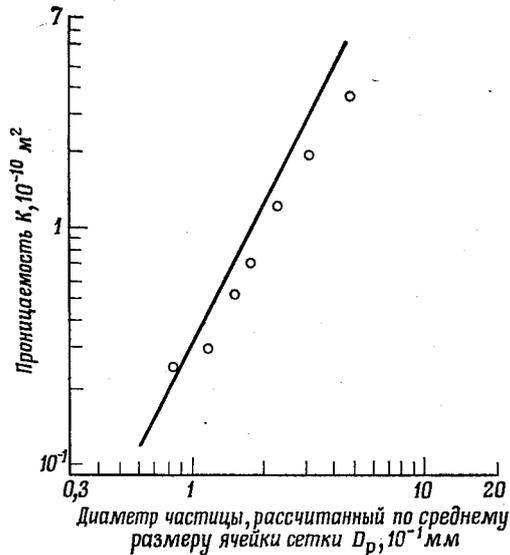


Ф и г. 5. Экспериментальные данные для поверхности, покрытой шариками из монеля размером 30—40 меш.   
 ○ — глубина слоя 3,15 мм; △ — глубина слоя 12,7 мм; □ — глубина слоя 25,4 мм; ● — глубина слоя 38,1 мм.   
 Кривая рассчитана в предположении переноса тепла за счет теплопроводности для шариков размером 30—40 меш.

где  $R$  — радиус капиллярной трубки. Если, кроме того, краевой угол смачивания  $\theta$  равен нулю, то радиус кривизны равен радиусу капилляра  $R$  и, следовательно,

$$H = \frac{2g\sigma}{g\rho R}. \quad (3)$$

Аналогичное выражение можно записать для пористой структуры фитиля, если в качестве  $R$  принять эффективный радиус поры. В пористой структуре фитиля

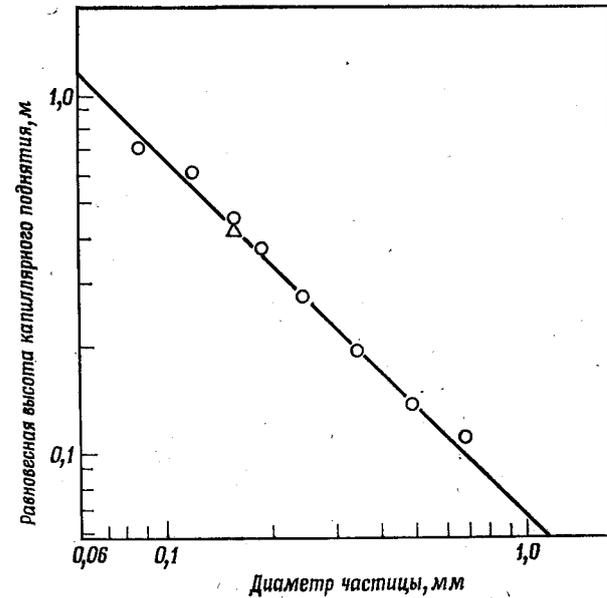


Ф и г. 7. Зависимость проницаемости от диаметра частицы. Кривая рассчитана по уравнению Блейк — Козены для пористости слоя  $\varepsilon = 0,40$ .

из-за переменного радиуса пор могут быть измерены два различных значения высоты подъема жидкости в капилляре: значение при подъеме (первоначально сухой слой) и значение при опускании (первоначально пропитанный слой). Это явление называется капиллярным гистерезисом [3, 5]. Тепловые трубы и установка, используемая в настоящем исследовании, работают, когда слой первоначально пропитывается жидкостью; поэтому для настоящего анализа представляет интерес только значение

при опускании, которое мы будем называть равновесным капиллярным поднятием.

Тонкий слой шариков поддерживался с помощью сетки вблизи верхней части длинной стеклянной трубки.



Ф и г. 8. Сравнение измеренного значения высоты равновесного капиллярного поднятия с расчетным.  $\circ$  — шарики из монеля;  $\Delta$  — стеклянные шарики; — уравнение (6).

Эта трубка в свою очередь помещалась во вторую стеклянную трубку большего диаметра, первоначально заполненную водой выше уровня слоя и сообщающуюся в основании с внутренней трубкой. Далее вода из внешней трубки медленно вытекала так, что во внутренней трубке образовывался столб воды, удерживаемой капиллярными силами в слое. В конечном итоге этот столб жидкости отрывался от слоя шариков и его высота принималась за равновесное капиллярное поднятие.

Высота столба воды, удерживаемого за счет действия капиллярных сил в слое, как описано выше, определяется наибольшим минимальным диаметром поры в слое.

При беспорядочном расположении шариков в слое некоторые из них располагаются в кубические решетки, образуя наибольший минимальный диаметр поры. Лыков [5] определил, что этот диаметр равняется  $0,41D_p$ . Для этого случая уравнение (3) можно представить в зависимости от диаметра частицы в таком виде:

$$H = \frac{4g_c\sigma}{0,41g\rho D_p}, \quad (4)$$

поскольку

$$R = \frac{0,41D_p}{2}. \quad (5)$$

Для условий эксперимента, т. е. при температуре  $21^\circ\text{C}$ , уравнение (4) приводится к виду

$$H = \frac{0,7 \cdot 10^{-4}}{D_p}, \quad (6)$$

где  $H$  и  $D_p$  даны в метрах.

Расчет по уравнению (6) наряду с данными для шариков из монеля и стекла показан на фиг. 8. Хорошее соответствие расчетных и опытных данных подтверждает справедливость приведенных выше соображений и, кроме того, показывает, что значительное количество шариков в слое располагается в кубической решетке.

## АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ

### КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛООТДАЧИ

Анализ данных по теплообмену при испарении жидкости, приведенных на фиг. 5 и 6, показывает, что в отличие от кипения в большом объеме коэффициент теплоотдачи остается приблизительно постоянным для всех значений тепловых потоков ниже критических. Это указывает на то, что механизм переноса тепла определяется теплопроводностью через тонкую пленку жидкости в слое примерно постоянной толщины, которая удерживается за счет действия капиллярных сил, возникающих в пори-

стом материале на границе раздела жидкость — пар в пределах первого слоя частиц на поверхности нагрева.

Ни опытные данные, ни визуальные наблюдения не обнаружили существования процесса пузырькового кипения.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи вычисляется по формуле

$$\frac{Q}{A} = U(T_s - T_{\text{нас}}), \quad (7)$$

что должно соответствовать на фиг. 6 и 7 прямой с наклоном, равным 1.

Полученные результаты можно объяснить, анализируя последовательность процессов, происходящих при подводе тепла к поверхности нагрева. Следующее обсуждение и предложенная модель основаны на рассмотрении слоя, состоящего из сферических шариков. При низком уровне тепловых потоков перенос тепла от поверхности стенки осуществляется за счет теплопроводности и свободной конвекции. По мере увеличения теплового потока жидкость и шарики, находящиеся в контакте с поверхностью стенки, становятся перегретыми, т. е. значение температуры превышает температуру насыщения системы. При дальнейшем увеличении теплового потока перегрев слоя жидкости и шариков достигает такого значения, при котором образуется граница раздела жидкости — пар. Наиболее вероятным местом для образования этой границы раздела фаз является минимальный диаметр поры, образованный слоем шариков, находящихся в контакте с поверхностью стенки. Тепловой поток, передаваемый от поверхности стенки, проходит через слой жидкости — шарики к поверхности парообразования, находящейся у минимального диаметра поры в первом слое шариков. Тем самым все тепло, проходящее через поверхность стенки, идет на испарение жидкости. Приток жидкости к поверхности нагрева происходит через полости в слое шариков и носит ламинарный характер в отличие от турбулентного конвективного потока жидкости, вызываемого отрывом пузырьков пара при кипении в условиях большого объема. Затрудненность течения, обусловленного пористостью материала, приво-

дит к образованию относительно неподвижного слоя жидкости на обогреваемой поверхности. Этот жидкий слой непрерывно получает новые порции жидкости за счет насосного действия капиллярных сил, что компенсирует расход жидкости за счет испарения. В работе Чэнга [2] показано, что действие капиллярных сил не зависит от процесса испарения, происходящего на границе раздела жидкость — пар. Поэтому расчет движущего напора может быть проведен на основе экспериментальных данных по капиллярному подъему жидкости путем учета влияния изменения температуры на коэффициент поверхностного натяжения и плотность.

На основе предложенного механизма процесса с помощью численных методов была решена трехмерная задача теплопроводности для следующих условий:

1. Тепло передается за счет теплопроводности через тонкий слой жидкость — шарики, находящийся в контакте с обогреваемой поверхностью. Толщина слоя жидкости определяется положением минимального диаметра поры в конфигурации шариков.

2. Испарение происходит у минимального диаметра поры, причем все тепло, проходящее через слой жидкости — шарики, идет на испарение жидкости.

3. Минимальный диаметр поры может быть определен путем измерения равновесной высоты капиллярного поднятия.

4. Поверхность раздела фаз, с которой происходит испарение жидкости, может характеризоваться только одним радиусом кривизны.

5. Температура поверхности испарения соответствует давлению насыщения в системе.

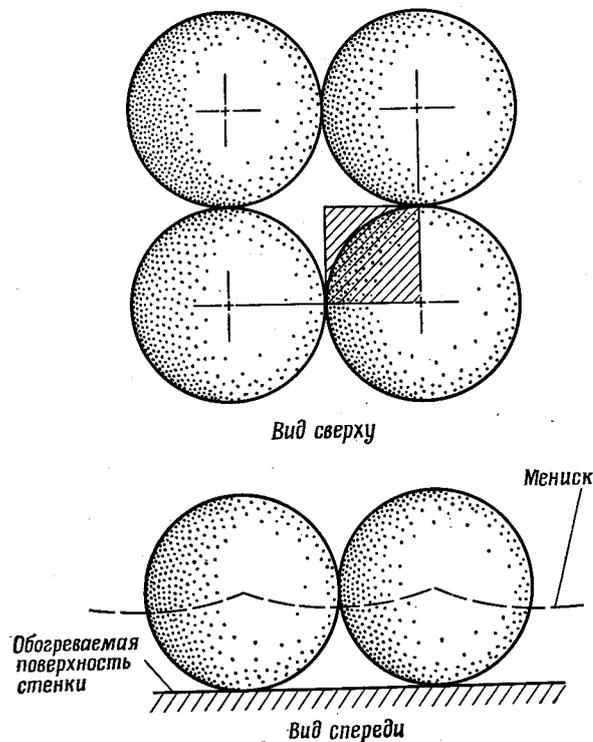
6. Единичная ячейка шариков, находящихся в контакте с обогреваемой поверхностью, соответствует кубической решетке.

7. Температура поверхности стенки постоянна по всей поверхности.

Схемы расположения шариков, соответствующие рассмотренным выше условиям, приведены на фиг. 9 и 10. Единственная трудность, возникавшая при получении численных решений, состояла в правильном прослеживании

положения границ раздела фаз между металлом, жидкостью и паром.

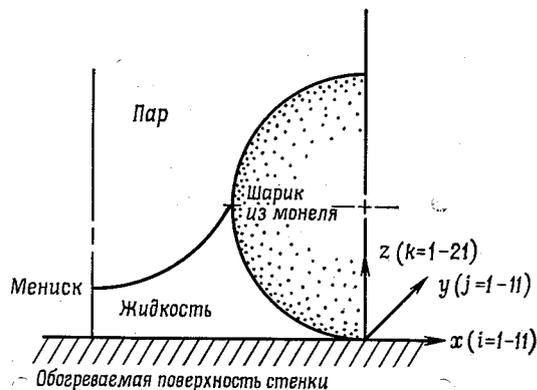
Поскольку частицы, используемые в настоящей работе, имели форму, отличную от идеальной сферы,



Ф и г. 9. Модель единичной кубической ячейки, находящейся в контакте с обогреваемой поверхностью стенки.

степень контакта каждой частицы с поверхностью неизвестна. Расчеты были проведены для постоянных площадей контактов между частицами и поверхностью, изменявшихся от точечного контакта до величины, составлявшей 5% общей поверхности. Зависимость от степени кон-

такта в указанном диапазоне контактных поверхностей оказалась не очень существенной, однако она вносит в результаты неопределенность. Результирующее значение для среднего коэффициента теплоотдачи, рассчитанного для площади контакта между частицами и поверхностью, равной 2,48% (среднее значение в выбранном диапазоне)



Ф и г. 10. Двумерная схема кубической ячейки.

величины поверхности, находящейся в контакте с частицами, составляет

$$U = \frac{4,6}{D_p} \quad (8)$$

Окончательно уравнение для расчета теплового потока можно представить в виде

$$\frac{Q}{A} = \frac{4,6}{D_p} (T_S - T_{нас}) \quad (9)$$

Результаты расчета по уравнению (9) наряду с экспериментальными данными приведены на фиг. 5 и 6. Учитывая допущения, сделанные при анализе, и вероятную погрешность опытных данных при очень низких значениях  $(T_S - T_{нас})$ , совпадение расчетных и экспериментальных данных следует признать превосходным, что убедительно свидетельствует о принципиальной правильности предложенного механизма процесса теплообмена.

### КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК

По определению критический тепловой поток представляет собой максимальное значение теплового потока, которое может быть достигнуто без существенного увеличения температуры поверхности. Значения критических тепловых потоков, при которых для данной установки происходит неограниченное увеличение температуры поверхности, приведены в табл. 1.

По существу для случая критического теплового потока предложен такой же механизм переноса тепла, как и при расчете коэффициентов теплоотдачи. Необходимо лишь учесть два дополнительных и весьма важных обстоятельства: 1) ограничения потоку пара, движущемуся от границы испарения; 2) влияние капиллярных сил на поверхность испарения. Для того чтобы пар двигался от поверхности испарения, давление паровой фазы должно быть достаточным для преодоления сопротивления трения в капиллярной структуре фитиля.

Для того чтобы могли существовать равновесные условия, при которых поверхность испарения занимает устойчивое положение, движущая сила, обусловленная напором жидкости и мениском капилляра, должна быть достаточной для обеспечения движения пара от слоя шариков.

Когда напор, необходимый для движения пара от границы испарения через пористый слой, превышает максимальное давление, вызываемое жидкостью и поверхностными капиллярными силами у границы испарения, тогда паровая фаза будет расширяться и вытеснять жидкую фазу. В этих условиях возникает кризис, при котором происходит нарушение зависимости, связывающей тепловой поток, температуру и движущую капиллярную силу.

Эта модель процесса легла в основу метода расчета критического теплового потока. Запишем баланс механической энергии в соответствующей форме для потока в пористой среде с учетом члена, характеризующего поверхностную энергию. Этот член, учитывающий поверхностную энергию, можно записать в виде  $\int \sigma d\zeta$ , где  $\zeta$  —

площадь поверхности. Для условий настоящего эксперимента

$$\int \sigma d\xi = \frac{gH}{g_c}, \quad (10)$$

где  $H$  определяется уравнением (2) и представляет собой измеренное значение высоты капиллярного поднятия.

Нами принято допущение, что испарение жидкости на границе раздела жидкость — пар (мениск) не оказывает влияния на капиллярные силы и что можно использовать значение  $H$ , измеренное при комнатной температуре, введя поправку, учитывающую изменение поверхностного натяжения и плотности с температурой:

$$H_2 = H_1 \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad (11)$$

где индекс 1 относится к температуре, при которой проведено измерение  $H_1$ , и индекс 2 относится к температуре насыщения. Чэнг [2] представил убедительные доказательства справедливости указанного выше соотношения.

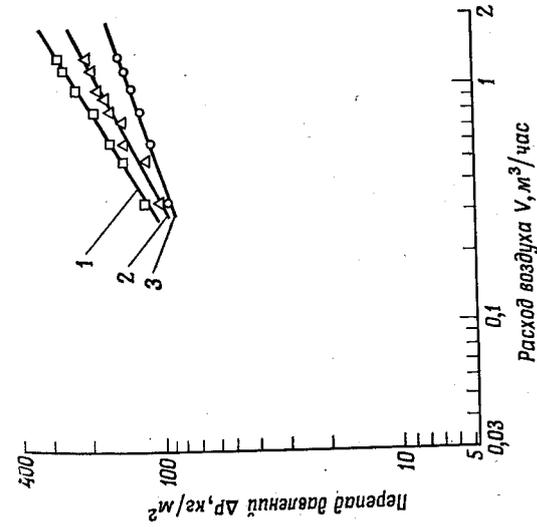
Путем несложных расчетов можно показать, что для условий эксперимента членами, входящими в уравнение макроскопического баланса механической энергии и представляющими разницу кинетической энергии между жидкостью и паром, потенциальную энергию пара и трение жидкости, можно пренебречь. Окончательное уравнение сводится к виду

$$H_2 \rho_L + \frac{g}{g_c} L \rho_L = \rho_v F_v. \quad (12)$$

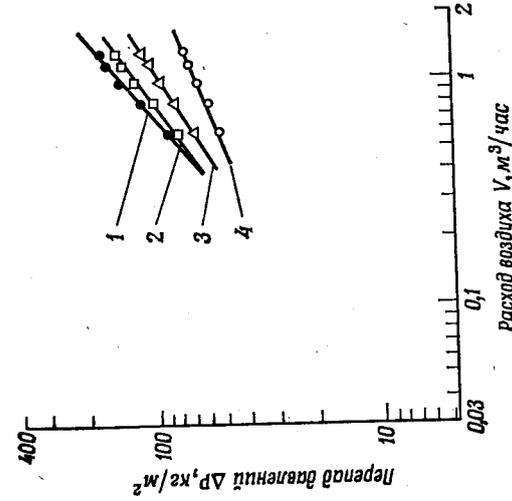
Трение потока пара  $F_v$  нельзя было определить на основе существующих данных для затопленного слоя; в связи с этим его определяли путем независимого эксперимента на специальной установке. Результаты этих измерений описываются формулой

$$F_v = \frac{\Delta P}{\rho_v} = \frac{1}{\rho_v} a \left( \frac{Q}{\rho_v \Lambda} \right)^b. \quad (13)$$

На фиг. 11 и 12 приведены данные для  $\Delta P$  и значения эмпирических постоянных  $a$  и  $b$  для всех исследуемых случаев. Тепловой поток рассчитывали с помощью урав-

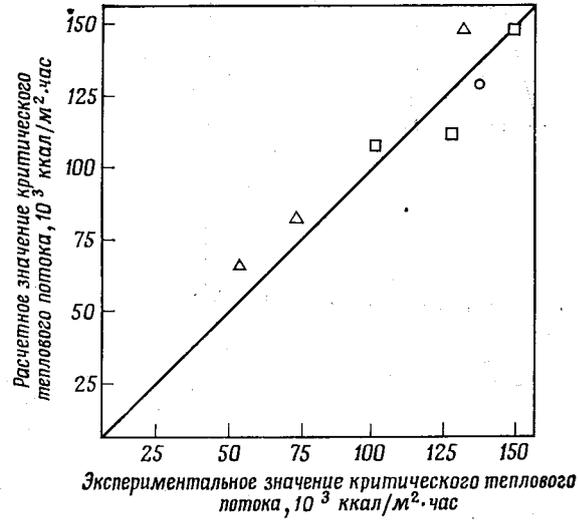


Ф и г. 11. Перепад давлений при течении воздуха через слой шариков из монеля размером 40—50 меш.  
 ○ — глубина слоя 3,15 мм; △ — глубина слоя 12,7 мм;  
 □ — глубина слоя 25,4 мм.  
 Кривая 1 —  $\Delta P = 27,3 V^{0,640}$ ; кривая 2 —  $\Delta P = 28,1 V^{0,637}$ ; кривая 3 —  $\Delta P = 39,5 V^{0,366}$ .



Ф и г. 12. Перепад давлений при течении воздуха через слой шариков из монеля размером 30—40 меш.  
 ○ — глубина слоя 3,15 мм; △ — глубина слоя 12,7 мм;  
 □ — глубина слоя 25,4 мм; ● — глубина слоя 38,1 мм.  
 Кривая 1 —  $\Delta P = 9,3 V^{0,766}$ ; кривая 2 —  $\Delta P = 9,8 V^{0,736}$ ; кривая 3 —  $\Delta P = 11,2 V^{0,617}$ ; кривая 4 —  $\Delta P = 16,4 V^{0,660}$ .

нения (12) при условии, что левая часть уравнения (независимая) равна правой части (зависимой). Результаты этих расчетов приведены в табл. 2. Сравнение расчетных и измеренных значений критических тепловых потоков



Ф и г. 13. Сравнение экспериментальных и расчетных значений критического теплового потока.  
 $\Delta$  — 40—50 меш.;  $\square$  — 30—40 меш.

показано на фиг. 13. Расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными, что убедительно подтверждает правильность предложенного механизма переноса тепла.

### ВЫВОДЫ

В настоящей работе структура фитиля рабочего участка была выполнена из слоя нескрепленных металлических частиц. Слой удерживался таким образом, чтобы частицы всегда находились в хорошем контакте и фиксировались по месту. В опытах слой был затоплен водой и уровень воды превышал поверхность слоя шариков. Несмотря на то что конструкция рабочего участка не

Таблица 2

Величины членов в уравнении баланса для расчета критического теплового потока

Размер слоя, меш	Толщина слоя, мм	Расчетное значение критического теплового потока, ккал/м <sup>2</sup> ·час	Члены, не зависящие от расхода, кг/м <sup>2</sup>		Члены, зависящие от расхода, кг/м <sup>2</sup>				
			капиллярная сила	потенциальная энергия		кинетическая энергия		сопротивление трения	
				жид-кость	жид-кость	пар	жид-кость	пар	жид-кость
40—50	3,2	154 000	167	2,98	0,00200	2·10 <sup>-6</sup>	1,350	0,088	168,5
	12,7	84 000	167	12,1	0,0073	5·10 <sup>-6</sup>	0,186	0,196	178,4
	25,4	65 000	167	24,2	0,0147	—	0,064	0,308	189,5
30—40	12,7	154 000	127	12,1	0,0073	2,5·10 <sup>-6</sup>	0,264	0,210	138,2
	25,4	112 500	127	24,2	0,0147	2·10 <sup>-6</sup>	0,106	0,313	150,0
	38,1	111 000	127	36,3	0,0225	1,5·10 <sup>-6</sup>	0,059	0,480	162,0

является типичной для тепловой трубы, она оказалась удобной для изучения механизма теплообмена при испарении в капиллярной структуре фитиля.

Предполагается, что описанный выше механизм теплообмена справедлив и для работы тепловой трубы с известными свойствами структуры фитиля, находящегося в контакте с поверхностью нагрева. Можно предположить также, что рассмотренный механизм имеет место как в жидкометаллических тепловых трубах, так и в трубах, использующих в качестве теплоносителя воду.

Последняя работа, проведенная в нашей лаборатории на аналогичной установке, с той разницей, что слой шариков не затоплялся жидкостью, а жидкость поступала к испарительному участку за счет действия капиллярных сил, как в работающей тепловой трубе, показала совпадение результатов, что подтвердило общность рассмотренного механизма процесса.

Для тепловой трубы с артериальными канавками требуется некоторое изменение математической постановки задачи.

На основе хорошего совпадения экспериментальных значений коэффициентов теплоотдачи и критических тепловых потоков с расчетными значениями, полученными из рассмотрения предложенного механизма, можно сформулировать следующие выводы:

1. Для значений тепловых потоков ниже критического механизм теплообмена при испарении жидкости из фитиля, находящегося на поверхности, определяется лишь теплопроводностью через тонкую пленку жидкости, находящуюся в контакте с поверхностью нагрева и удерживаемую капиллярными силами, существующими на границе раздела жидкость — пар внутри фитиля. В настоящей работе граница раздела жидкость — пар, по видимому, располагалась у минимального диаметра поры в первом слое частиц у поверхности, в результате чего коэффициент теплоотдачи оставался практически постоянным.

2. Максимальный тепловой поток (критический тепловой поток) возникает, когда капиллярных сил недостаточно для удержания насыщенной пленки жидкости на поверхности нагрева.

3. Для материалов фитилей, находящихся в контакте с поверхностью нагрева, у которых известны значения пористости, высоты капиллярного поднятия, проницаемости, можно рассчитать, согласно методам, изложенным в настоящей работе, коэффициент теплоотдачи и критический тепловой поток.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bird R. B., Stewart W. F., Lightfoot E. M., *Transport Phenomena*, John Wiley, 1960.
2. Chang W. S., *An Investigation of the Non-Adiabatic Capillary Phenomena Inside the Heat Pipe*, M. S. Thesis, Department of Chem. Eng., North Carolina State Univ., Raleigh, N. C., 1968.
3. Cosgrove J. H., Ferrell J. K., Carnesale A., *Operating Characteristics of Capillarity Limited Heat Pipes*, *J. of Nuclear Energy*, 21, 547—558 (1967).
4. Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F., *Structures of Very High Thermal Conductivity*, *J. Appl. Phys.*, 35, 1990 (1964).
5. Лыков А. В., *Тепло- и массообмен в капиллярно-пористых телах*, Минск, 1965.
6. Rohsenow W. M., *Developments in Heat Transfer*, Chap. 8, *Heat Transfer with Boiling*, MIT Press, Cambridge, Mass., 1964.

# ПРЕДЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ<sup>1</sup>

Шато, Стреккерт

## ВВЕДЕНИЕ

Как следует из литературных источников, тепловая труба может быть использована для различных целей. На Симпозиуме по тепловым трубам [1] были рассмотрены различные примеры их применения. Тепловая труба с фитилем, через который сконденсированная жидкость возвращается к горячему концу, представляет собой наиболее ценное устройство при отсутствии гравитации или других способов для перекачки жидкости. В настоящей работе исследовалась возможность использования принципа работы тепловой трубы в космических костюмах. Особенность этой системы заключается в том, что она должна обеспечивать отвод тепла в окружающее пространство независимо от ориентации костюма в пространстве. При таком использовании тепловой трубы необходимо знать следующее: 1) каковы будут размеры устройства при максимальных ожидаемых тепловых нагрузках и 2) будет ли система способна приспосабливаться к быстро изменяющимся условиям при движении космонавта.

Таким образом, в настоящих исследованиях ставились две задачи: 1) определить предельную устойчивую тепловую нагрузку и 2) найти время переходного процесса в тепловой трубе.

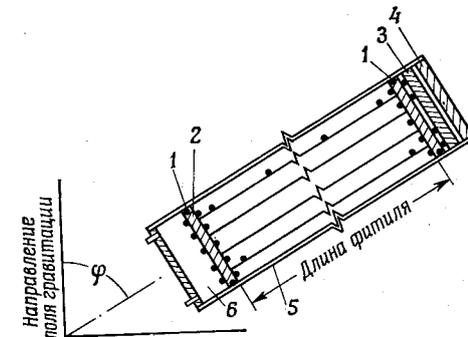
## ОБЩАЯ ТЕОРИЯ

Тепловая труба, рассмотренная в этой работе, представлена на фиг. 1. Предполагается, что сосуд Дьюара, открытый с обоих концов, является совершенным изоля-

<sup>1</sup> Chato J. C., Streckert J. H., ASME Publication 69-HT-20.

тором в радиальном направлении. Все тепло, подводимое в зоне нагрева, переносится по оси в низ сосуда Дьюара. Основной предмет исследования состоял в разработке методов для оценки характеристик фитиля и параметров течения внутри тепловой трубы.

Возможная тепловая нагрузка тепловой трубы зависит от следующих основных параметров потока: 1) капиллярного напора  $\Delta P_c$ ; 2) падения давления в паре  $\Delta P_v$ ;



Фиг. 1. Схема тепловой трубы.

1 — алюминиевый диск; 2 — место расположения термопары; 3 — основной нагреватель; 4 — охранный сосуд Дьюара; 5 — сосуд Дьюара; 6 — циркуляция воды или фреона.

3) потерь на трение при течении жидкости  $\Delta P_L$ ; 4) гидростатического напора  $\Delta P_g$  и 5) падения давления, обусловленного изменением количества движения  $\Delta P_m$ .

Обычно падение давления  $\Delta P_m$  оказывается незначительным [2] по сравнению с другими перепадами (пп. 1—4). С точки зрения баланса давлений уравнение для работающей тепловой трубы запишется следующим образом:

$$\Delta P_c \geq \Delta P_v + \Delta P_L + \Delta P_g + \Delta P_m. \quad (1)$$

Другими словами, капиллярный напор должен быть достаточным, чтобы преодолеть потери давления, вызванные течением пара, трением при возвращении жидкости и изменением количества движения. Гидростатический напор может иметь как положительное, так и отрицатель-

ное значение, в зависимости от ориентации испарителя по отношению к конденсатору. Приведенная ниже теория частично рассмотрена в работе [3].

Капиллярный напор можно записать следующим образом:

$$\Delta P_c = 2\sigma \left( \frac{\cos \theta_e}{r_e} - \frac{\cos \theta_c}{r_c} \right), \quad (2)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости;  $\theta_e$  — краевой угол смачивания в испарителе;  $\theta_c$  — краевой угол смачивания в конденсаторе;  $r_e$  — эффективный радиус капилляра фитиля в испарителе;  $r_c$  — эффективный радиус капилляра фитиля в конденсаторе.

Капиллярный напор достигает максимального значения в том случае, когда  $\theta_c = 90^\circ$ ,  $\theta_e = 0^\circ$ , а  $r_e$  является действительным радиусом капилляра. Тогда

$$\Delta P_{c,\max} = 2\sigma \frac{1}{r}, \quad r = r_e. \quad (3)$$

Потери давления, обусловленные потоком пара в тепловой трубе, могут быть определены на основе существующих теорий для ламинарного или турбулентного течения в трубах [4]. После расчета этих потерь давления оказалось, что они незначительны по сравнению с другими потерями давления в этой тепловой трубе. Для заданных геометрии и тепловых нагрузок, характерных для космических костюмов, этими потерями обычно можно пренебречь.

Предположим, что капиллярное течение в фитилях является ламинарным и не подвержено инерционным воздействиям. Тогда можно применить формулу Дарси для течения в пористой среде, что дает

$$\Delta P_L = \frac{\mu L \dot{m}}{\rho k A} = \frac{\mu L \dot{v}}{k A}, \quad (4)$$

где  $\mu$  — вязкость жидкости;  $L$  — длина фитиля;  $\dot{m}$  — расход жидкости;  $\rho$  — плотность жидкости;  $k$  — проницаемость фитиля;  $A$  — поперечное сечение фитиля;  $\dot{v}$  — объемный расход.

Гравитационное поле может ускорять, замедлять или не оказывать влияния на течение жидкости в фитиле. Это

влияние зависит от ориентации испарителя и конденсатора по отношению к направлению гравитационного поля. Уравнение, определяющее перепад давления в фитиле под действием гравитационного поля, имеет вид

$$\Delta P_g = \pm \rho g L \cos \varphi, \quad (5)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\varphi$  — угол между осью тепловой трубы и направлением гравитационного поля, как показано на фиг. 1. Знак плюс в уравнении (5) соответствует случаю, когда испаритель находится над конденсатором; знак минус соответствует случаю, когда конденсатор находится над испарителем. Если испаритель и конденсатор находятся в горизонтальной плоскости, то гравитация не оказывает влияния на течение жидкости; в этом случае  $\Delta P_g = 0$ . Из работы [6] следует, что, когда испаритель находится над конденсатором, а угол  $\varphi$  уменьшается, эффективный радиус  $r_e$  и проницаемость  $k$  могут изменяться, если имеет место распределение в фитиле пор по размерам.

В настоящей работе гравитационным воздействием на течение пара пренебрегали, поскольку плотность паров воды при температуре  $26^\circ\text{C}$  приблизительно в 4000 раз меньше плотности жидкости. Исходя из условия, что поперечное сечение фитиля постоянно, падение давления за счет изменения количества движения жидкости можно записать в следующем виде:

$$\Delta P_m = \frac{M}{A} \frac{dv}{dt} = \rho L \frac{dv}{dt} = \rho \frac{L}{A} \frac{d\dot{v}}{dt}. \quad (6)$$

Однако, поскольку эта величина обычно мала, в дальнейшем ею можно будет пренебречь. В анализируемой тепловой трубе, для того чтобы сделать этот член значительным, необходимо увеличить тепловую нагрузку на несколько порядков.

#### МАКСИМАЛЬНАЯ ТЕПЛОВАЯ НАГРУЗКА И РАСХОД

При подстановке уравнений (3)—(5) в уравнение (1) получим выражение максимального расхода жидкости через фитиль

$$\dot{m} = \frac{\rho k A}{\mu L} \left( \frac{2\sigma}{r} - \rho g L \cos \varphi \right). \quad (7)$$

Если тепловая труба расположена горизонтально, то уравнение (7) принимает следующий вид:

$$\dot{m} = \frac{2\sigma\rho kA}{\mu r L} = \dot{v}\rho, \quad (8)$$

так как  $\varphi = 90^\circ$ .

При заданных режиме работы, рабочей жидкости и материале фитиля  $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $k$ ,  $A$  и  $r$  являются постоянными и уравнение (8) принимает вид

$$\dot{m}L = \frac{2\sigma\rho kA}{\mu r} = \dot{v}\rho L = \text{const}. \quad (9)$$

Поскольку количество переносимого тепла, определяемое скрытой теплотой, велико, а перепад температур вдоль тепловой трубы мал, теплопереносом за счет теплопроводности, радиации и конвекции можно пренебречь. Поэтому, предполагая, что вся тепловая энергия передается в виде скрытой теплоты, найдем выражение для тепловой нагрузки

$$Q = \dot{m}h_{\text{исп}} = \dot{v}\rho h_{\text{исп}}, \quad (10)$$

где  $h_{\text{исп}}$  — скрытая теплота парообразования при заданных давлении и температуре в системе.

При подстановке уравнения (7) в уравнение (10) получим выражение максимальной тепловой нагрузки

$$Q = \left( \frac{\rho k A}{\mu L} \frac{2\sigma}{r} - \rho g L \cos \varphi \right) h_{\text{исп}}. \quad (11)$$

Если тепловая труба расположена горизонтально, то уравнение (11) примет следующий вид:

$$Q = \frac{2\sigma\rho k A}{\mu r L} h_{\text{исп}}. \quad (12)$$

При выводе уравнений (11) и (12) были сделаны следующие допущения: 1) гравитация не оказывает влияния на течение пара; 2) течение жидкости в капиллярах фитиля является ламинарным; 3) потери на трение в паре пренебрежимо малы; 4) теплоперенос за счет теплопроводности, радиации и конвекции вдоль тепловой трубы пренебрежимо мал; 5) свойства жидкости постоянны вдоль тепловой трубы; 6) течение и теплоперенос по существу

являются одномерными; 7) фитиль является равномерно насыщенным; 8) концевые эффекты пренебрежимо малы; 9) изменение количества движения пренебрежимо мало.

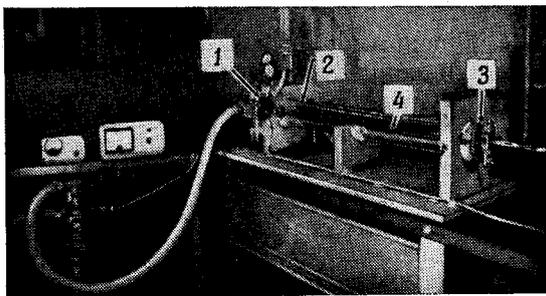
### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕПЛОВАЯ ТРУБА

Общий вид экспериментальной установки дан на фиг. 2 и 3.

**Сосуд Дьюара.** Экспериментальная установка размещалась в стеклянном сосуде Дьюара, открытом с обоих концов, который имел внутренний диаметр 7,62 см, наружный диаметр 8,9 см и длину 101,5 см. Высокий вакуум между посеребренными поверхностями сосуда обеспечивал необходимую изоляцию тепловой трубы от окружающей атмосферы. Непосеребренные полоски позволяли после сборки сосуда осуществить контроль внутренней полости, где размещались элементы тепловой трубы. Сквозь стенки сосуда Дьюара проходило радиальное соединение, служившее для подачи рабочей жидкости и вывода термоэлектродов термопар.

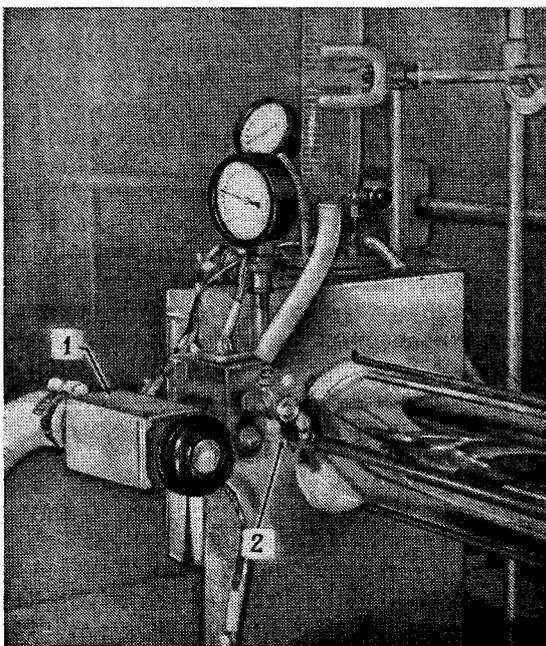
**Испаритель.** Основное требование к испарителю заключалось в том, чтобы была возможность точного замера вводимой тепловой мощности. В результате были выбраны два электрических нагревателя. Основной нагреватель, расположенный ближе к теплопередающей поверхности, служил для обеспечения полной тепловой нагрузки, а вспомогательный охранный нагреватель — для уменьшения тепловых потерь в осевом направлении. Таким образом, точное измерение тепловой нагрузки системы осуществлялось путем измерения мощности, подводимой к основному нагревателю. Оба нагревателя питались от варисторов, их мощность измерялась ваттметрами.

**Зона теплопереноса (фитильная камера).** В качестве конструкционного материала фитиля был использован сплав рефразил С100-28. Вместо того чтобы изготовить фитиль цилиндрической формы концентрично со стенками сосуда Дьюара (как это делается обычно), было решено осуществить сборку фитиля из четырех горизонтальных слоев. Два центральных слоя имели ширину 5 см, в то время как верхний и нижний слой имели ши-



Ф и г. 2. Тепловая труба и вакуумная система.

1 — система вспомогательных соединений; 2 — конденсатор; 3 — нагреватель;  
4 — рабочий участок.



Ф и г. 3. Система вспомогательных соединений.

1 — вакуумный клапан; 2 — соединение с рабочим участком.

рину, приблизительно равную 3,8 см. Такая форма фитиля позволяет исключить какие-либо гравитационные эффекты, когда сосуд Дьюара находится в горизонтальном положении. Для крепления фитиля было использовано специальное устройство, состоящее из четырех тefлоновых дисков, двух тонких стальных стержней и трех промежуточных опор. Эти промежуточные опоры несбыдими потому, что все фитильное устройство служит силовым элементом, удерживающим алюминиевые диски, закрывающие торцы сосуда. Поскольку вакуум в камере между дисками составляет приблизительно  $10^{-3}$  мм рт. ст., это устройство должно выдерживать сжимающее усилие, равное приблизительно 445 н. Для того чтобы распределение жидкости у каждого диска было более равномерным, к ним были присоединены на эпоксидной смоле кольцевые элементы фитиля. Так как длина экспериментальной камеры была намного больше расстояния между горизонтальными фитилями, влиянием цилиндрических концов можно пренебречь.

**Конденсатор.** Тепло, переносимое тепловой трубой вдоль сосуда Дьюара, передается алюминиевому диску, который снаружи охлаждается циркулирующей холодной водой. В последующем для этой цели будет использоваться фреон, циркулирующий по замкнутому контуру и меняющий свое агрегатное состояние при проходе через конденсатор.

**Измерение температуры.** Температура в системе измерялась при помощи медь-константановых термопар примерно в 45 точках. Дифференциальные термопары были смонтированы на слюдяных дисках, устанавливаемых между двумя нагревателями для измерения существующих здесь градиентов. С помощью термопар, установленных на нагревательном алюминиевом диске, измерялись температуры с обеих сторон диска и в местах контакта цилиндрической части фитиля с горизонтальными фитилями. В фитильной камере были размещены шесть термопар, по две на каждом из концов и два в центре фитиля для измерения температур и для фиксации режима «пережога». На конденсаторном конце термопары были использованы для определения температур с обеих сторон алюминиевого диска. Перед сборкой системы было осу-

ществлено определение теплопроводности алюминиевых дисков.

**Система вспомогательных соединений.** Система вспомогательных соединений показана на фиг. 3. Сначала эта система с помощью большого вакуумного клапана соединялась с вакуумной системой, обеспечивающей вакуум  $10^{-6}$  мм рт. ст. в зоне теплопереноса. Затем к системе было добавлено устройство для вывода термоэлектродов термопар из фитильной камеры. Небольшой игольчатый клапан служил для зарядки тепловой трубы рабочей жидкостью. Система также снабжена штуцером для присоединения мановакуумметра, служащего для регистрации давления в тепловой трубе. С помощью другого штуцера осуществляется прямое соединение с зоной теплопереноса. Вся эта система вместе с клапанами и штуцерами присоединялась к сосуду Дьюара у выходного конца тепловой трубы.

**Регистрация температуры.** Использовался 20-точечный регистрирующий милливольтметр системы «Лидс энд Норсрап». Поскольку нет необходимости в регистрации показаний 45 термпар, после проверки всех показаний за контрольный период были выбраны наиболее представительные точки регистрации. Перепад температуры между основным и охранным нагревателями контролировался потенциометром, что позволяло уменьшить тепловые потери от основного нагревателя.

#### ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В тепловой трубе создавался вакуум  $1,5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Затем в тепловую трубу вводилось 600 мл дистиллированной воды. Такое количество воды оказалось значительно больше необходимого, однако в силу того что тепловая труба была несколько наклонена, избыток жидкости оставался в зоне конденсации. Конструкция системы исключала «закорачивание» фитилей этим избытком жидкости.

При первом подводе тепла к тепловой трубе оказалось, что тепло не переносится к конденсационному участку и возникает перепад температур порядка  $5-10^\circ$ . После тщательной продувки тепловой трубы температура в рабочей камере выравнивалась, а на алюминиевом диске

в зоне конденсации возникал перепад температур. После того как тепловая нагрузка была установлена, требовались дополнительные продувки рабочей камеры через 15-минутные интервалы. При отсутствии такой продувки в рабочей камере растет перепад температур и рабочий режим приближается к точке «пережсга» при тепловых нагрузках, меньших 10 *вт*. При применении перисдической продувки максимальный переносимый тепловой поток оказался равным  $\sim 10$  *вт*.

Во время испытаний тепловая нагрузка изменялась от 0 до 60 *вт* с шагом в 5 *вт*. Каждая тепловая нагрузка выдерживалась до тех пор, пока все температуры в системе стабилизировались, или до тех пор, когда было установлено, что стабилизация не может иметь места. После стабилизации тепловая нагрузка увеличивалась или уменьшалась в зависимости от задачи эксперимента. Несмотря на то что были достигнуты тепловые нагрузки, большие 10 *вт*, тепловая нагрузка 10 *вт* была максимальной устойчивой нагрузкой, при которой тепловая труба не достигала точки «пережога».

Тепловую нагрузку, соответствующую точке «пережога», трудно определить экспериментально, поскольку постоянные времени нагревательного устройства, и в особенности греющего алюминиевого диска, были большими (приблизительно 7 мин для изменения на 63,2% от стационарного состояния). Когда заданная тепловая нагрузка выдерживалась 10—15 мин, тепловая нагрузка, равная 10 *вт*, была наибольшей устойчивой нагрузкой. При тепловых нагрузках выше 10 *вт* температура греющего алюминиевого диска продолжала расти, не достигая установившегося значения. Это свидетельствует о том, что цилиндрический участок фитиля, присоединенный к алюминиевому диску, начинал высыхать. После этого температура алюминиевого диска все еще могла увеличиваться, причем возникали различия в температуре по поверхности диска.

#### РАБОЧИЙ РЕЖИМ УСТАНОВКИ

После первоначального заполнения камеры тепловая труба продолжала работать до тех пор, пока либо некон-

денсированные газы собирались у поверхности конденсатора, либо температуры греющего и охлаждающего концов оказывались равными. Если разность температур имела место, а тепловая труба не работала, то в этом случае рабочую камеру необходимо было продувать. Тепловой трубе давали возможность работать без подвода тепла до тех пор, пока разность температур на ее концах оказывалась равной 0. После этого тепловая нагрузка нагревателя устанавливалась в диапазоне 2—5 *вт*. Разность температур между основным и охранным нагревателями непрерывно контролировалась. Режим работы охранный нагреватель подбирался таким образом, чтобы эта разность температур была приблизительно равна 0.

Когда температура греющего алюминиевого диска стабилизировалась, тепловая нагрузка основного нагревателя (если требуется) увеличивалась на 2—5 *вт*. Мощность охранный нагреватель также увеличивалась, чтобы вновь обеспечить минимальную разность температур между основным и охранным нагревателями. Изменение температур в рабочей камере непрерывно контролировалось. Когда это изменение превышало 0,5 °С, камера подвергалась небольшой продувке. Если температуры не выравнивались в течение 20 *сек* после продувки, то мощность основного нагревателя прекращали увеличивать во избежание «пережога». В это же время осуществлялся контроль за температурами на греющем алюминиевом диске со стороны рабочей камеры. Если показания 5 термомпар, установленных на диске, продолжали возрастать, не достигая установившихся значений, и между ними возникали различия, то это означало, что достигнута точка «пережога». При точке «пережога» температуры в различных точках диска оказываются различными независимо от степени продувки. Необходимо заметить, что «пережог» может быть очень медленным процессом. Только при тепловой нагрузке ~60 *вт*, которая в 6 раз больше значения тепловой нагрузки при точке «пережога», было замечено относительно быстрое увеличение температуры.

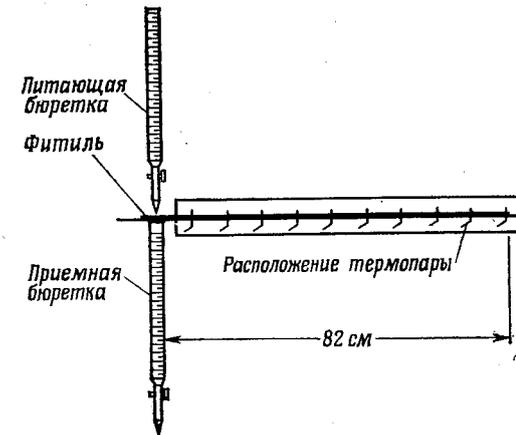
Опыты по снижению мощности в системе не были успешными, поскольку аккумулирующая способность и

постоянные времени нагревательного устройства и алюминиевого диска были слишком высокими.

После достижения в фитиле точки «пережога» нагреватели выключались. Когда фитиль вновь заполнялся жидкостью, можно было проводить новые опыты.

#### ИСПЫТАНИЯ КОНСТРУКЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ФИТИЛЯ

Материал фитиля рефразил С100-28 испытывался вне тепловой трубы. На фиг. 4 показана аппаратура, использованная при проведении этих испытаний. Был разрабо-



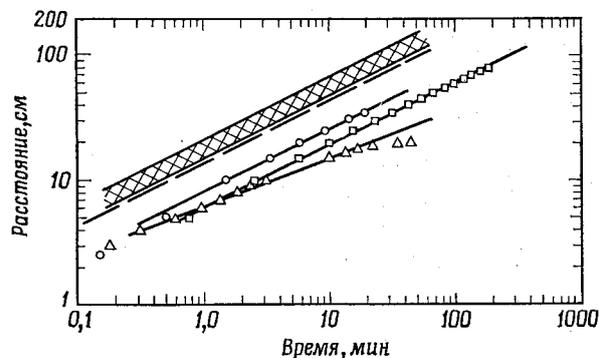
Ф и г. 4. Схема установки для определения расходов в горизонтально расположенных фитилях.

тан метод, который позволял оценивать максимальную тепловую нагрузку тепловой трубы на основе сравнительно простого испытания фитилей. Цель экспериментального исследования состояла в получении данных о перемещении фронта жидкости и объемном расходе в зависимости от времени при тех же изотермических условиях, которые имеют место в тепловой трубе. Объемный расход в фитиле рассчитывали двумя способами. Сначала

объемный расход вычисляли с помощью следующего уравнения:

$$\dot{v} = AV, \quad (13)$$

где  $\dot{v}$  — объемный расход;  $A$  — измеренное поперечное сечение фитиля;  $V$  — скорость фронта смачивания.



Фиг. 5. Характеристика фитиля.

Рабочая среда — дистиллированная вода; рефразил С100-28 (новый):  $\circ$  — горизонтальное испытание,  $\Delta$  — вертикальное испытание; рефразил С100-28 (использованный):  $\square$  — горизонтальное испытание; рефразил серии В [7]: — — — горизонтальное испытание; рефразил серии N [6]:  $\times$  — горизонтальное испытание ( $\varnothing$  0,635 и 0,954 см).

Скорость фронта смачивания  $V$  находили путем дифференцирования уравнения движения, полученного на основе обработки результатов, представленных на фиг. 5. Поскольку жидкость занимает только часть общего поперечного сечения фитиля, объемный расход, рассчитанный таким способом, будет больше объемного расхода, определяемого по второму способу. Этот непосредственный способ определения объемного расхода заключается в измерении суммарного объема жидкости, которая вводится в фитиль заданной длины. Если суммарный объем жидкости разделить на время, необходимое для заполнения фитиля, то можно определить объемный расход жидкости для фитиля, длина которого равна половине действительной длины. Из уравнения (9) следует, что массо-

вый расход обратно пропорционален длине фитиля. Объемный расход для фитиля требуемой длины может быть получен путем умножения экспериментально полученного значения на соответствующее отношение длин. Такой способ определения объемных расходов для фитилей различной длины оказывается приемлемым только в том случае, когда фитиль расположен горизонтально [см. уравнение (7)]. Таким образом, этот метод позволяет найти максимальную тепловую нагрузку тепловой трубы без оценки параметров фитиля  $k$  и  $r$ .

Экспериментальная установка для исследования фитиля, представленная на фиг. 4, состоит из трех основных элементов. Подача дистиллированной воды осуществлялась питающей бюреткой (объем 100 мл), причем избыток воды из насыщенного конца фитиля удалялся в приемную бюретку объемом 50 мл. Суммарный объем жидкости, переносимый фитилем, определялся по разности показаний питающей и сборной бюреток. Фитиль был укреплен на сетчатом экране с размером ячеек  $1 \text{ см}^2$  и располагался в плексигласовой трубке с внутренним диаметром 3,2 см, причем конец [фитиля, где осуществлялась подача воды, располагался вне трубки. Эта трубка уменьшала потери, связанные с испарением в фитиле. Перед каждым опытом в трубку помещался на несколько часов насыщенный фитиль для создания насыщенной атмосферы вокруг фитиля. К опорному экрану по всей длине фитиля были прикреплены пары медных изолированных проволочек. Концы проволочек, с которых изоляция была снята, входили в поры фитиля. Расстояние между парой проволочек в поперечном сечении фитиля равнялось  $\sim 1 \text{ см}$ , а расстояние между парами по длине фитиля  $\sim 5 \text{ см}$ . Все проволочки были подсоединены к 25-точечному термодатному переключателю, подключенному к общему омметру. Когда фитиль был сухим, показание омметра свидетельствовало о бесконечно большом сопротивлении на каждой паре проволочек. Когда же то место фитиля, где располагались концы проволочек, смачивалось, сопротивление изменялось (приблизительно в течение 2 сек) от бесконечности до значения 1 Мом. Когда какое-либо сечение фитиля оказывалось смоченным, переключатель переключался на следующую пару проволочек, распо-

может вызвать ошибку в определении расходов. На фиг. 5 представлены данные настоящих исследований, а также результаты работ [6 и 7].

Экспериментальное значение объемного расхода  $0,361 \text{ см}^3/\text{мин} \cdot \text{см}^2$ , отнесенного к единице площади, при тепловой нагрузке, отвечающей точке «пережога» (10 *вт*), находится внутри области, рассчитанной авторами на основе обработки экспериментальных данных по определению характеристик фитиля. Действительно, экспериментальное значение совпадает со средним значением расхода, найденным для фитиля, не бывшего в употреблении, и отличается на 36% от верхнего значения для фитиля, бывшего в работе.

Максимальная скорость пара при точке «пережога» в рабочей камере была 446 *см/мин*. Это значение оказывается намного меньше скорости звука в водяном паре при температуре 26,7 °С. Соответствующее число *Re* при точке «пережога» равнялось 14,5, что свидетельствует о ламинарном режиме течения пара.

Если бы все поперечное сечение фитиля было занято жидкостью, то в этом случае скорость воды в фитиле при приближении к точке «пережога» составляла бы 0,361 *см/мин*. В действительности значительная часть площади фитиля перекрыта волокнами сплава рефразил С100-28. Поэтому средняя скорость жидкости в фитиле должна быть, вероятно, в 2—5 раз больше значения, приведенного выше. Представляется разумным максимальное значение скорости, равное 1,8 *см/мин*. Соответствующее максимальное число *Re*, равное 56,3 для воды в фитиле при температуре 26,7 °С, также свидетельствует о ламинарном режиме течения воды.

Представительных данных для теплового потока через алюминиевые диски получить не удалось. Термопары были присоединены к алюминиевым дискам для получения абсолютных значений температур на дисках и определения перепадов температур в дисках. Этот перепад температур совместно с точно определенной теплопроводностью алюминиевых дисков должен был позволить вычислить тепловой поток. Однако тонкий слой эпоксидной смолы, который был использован в качестве изолятора термопар, обладает значительным термическим со-

противлением. Это сопротивление оказывается достаточным, чтобы вызвать ошибку в определении разности температур от 50 до 1500 %. Максимальная разность температур дает тепловую нагрузку, которая в 15 раз превышает тепловую нагрузку основного нагревателя. Таким образом, найденная величина теплового потока оказалась явно ошибочной.

В использованной системе не удалось обнаружить переходных процессов изменения температур от одного конца фитиля к другому, связанных с изменением тепловой нагрузки. По-видимому, время переходного процесса при изменении тепловой нагрузки было много больше времени, необходимого для выравнивания температур в рабочей камере. Время выхода на режим греющего алюминиевого диска со стороны рабочей камеры составляло ~7 *мин*. Анализ температурных данных, полученных во время переходных процессов, таких, как продувка, свидетельствует о том, что постоянная времени для одной только тепловой трубы (т. е. для фитиля) была менее 20 *сек*.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Symposium Papers on Heat Pipes, Aviation and Space, ASME, New York, June 1968, pp. 634—676.
2. Katzoff S., Heat Pipes and Vapor Chambers for Thermal Control of Spacecraft, AIAA Thermo-Physics Specialist Conf., New Orleans, La., April 1967, p. 23.
3. Feldman K. T., Heat Pipe Design and Analysis, Univ. of New Mexico, Albuquerque, New Mexico, April 20, 1968, p. 48.
4. Streeter V. L., Fluid Mechanics, 4th Ed., McGraw-Hill, New York, 1966, p. 257.
5. Scheidegger A. E., The Physics of Flow Through Porous Media, Macmillan Co., 1960, pp. 68—90.
6. Farran R. A., Starner K. E., Determining Wicking Properties of Compressible Materials for Heat Pipe Applications, Aviation and Space, ASME, New York, June 1968, pp. 659—670.
7. Shlosinger A. P., Technology Study of Passive Control of Humidity in Space Suits, Northrop Corp., Northrop Space Lab. Hawthorne, Ca. September 1965, p. 73.
8. Streckert J. H., Chato J. C., Development of a Versatile System for Detailed Studies on the Performance of Heat Pipes, Me-TR-64, Dept. of Mech. and Ind. Engineering, Univ. of Illinois at Urbana — Champaign, Urbana, Ill. 1968.

# ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ<sup>1</sup>

Кемме

## ВВЕДЕНИЕ

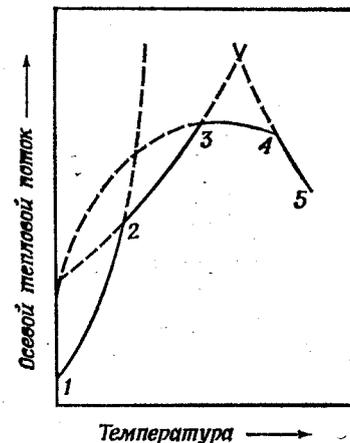
Тепловая труба, в которой используется капиллярный напор для перемещения рабочей жидкости, а тепло переносится потоком пара, обеспечивает перенос значительных количеств тепла. Хотя размеры и форма системы на практике довольно произвольны, ее работу лучше всего рассмотреть на примере простой цилиндрической конструкции, состоящей из закрытой на торцах трубы, внутри которой размещен фитиль из тонкой сетки. Жидкая фаза рабочей жидкости и паровая фаза могут свободно перемещаться в своей зоне; в то же время происходит непрерывное взаимодействие между поверхностью жидкости и паром на всей длине трубы. На одном конце труба подвергается нагреву, а на другом — охлаждению. В этих условиях устанавливается противоточная циркуляция пара и жидкости, сопровождаемая испарением или конденсацией рабочей среды на поверхности раздела фаз. Однако из зоны нагрева поступает результирующий поток пара. Некоторый избыточный поток пара поступает в зону охлаждения и конденсируется на фитиле, выделяя при этом скрытую теплоту испарения. Тепло отводится в окружающую среду через фитиль, насыщенный жидкостью, и стенку трубы, конденсат же поглощается фитилем и возвращается в зону нагрева.

Тепловая труба обладает многими преимуществами как система с очень высокой теплопроводностью [1, 2],

<sup>1</sup> Кемме J. E., *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-16, № 8 (1969).

однако она имеет ряд ограничений, связанных с достижением паровым потоком звуковой скорости, со срывом жидкости потоком пара, с капиллярным напором и кипением в насыщенном фитиле [3, 4]. Влияние этих ограничений на теплопередающие возможности тепловой трубы с жидкометаллическим рабочим телом показано на фиг. 1. Ограничение по скорости звука (кривая 1—2) не зависит от конструкции фитиля, в то время как другие ограничения существенно зависят от его конструкции [5, 6].

В настоящей работе изучены ограничения по скорости звука для натрия, калия и цезия, для того чтобы показать зависимость этих предельных характеристик от рабочей температуры и свойств рабочей жидкости. Так как тепловые трубы работают обычно в практически изотермичных условиях, особое внимание было обращено на довольно высокие температурные градиенты, которые возникают, когда поток достигает скорости звука. Ограничения по капиллярному напору, обнаруженные в предыдущих работах [5, 6], были преодолены за счет использования конструкции тепловой трубы, включающей два цилиндра. Внутренний цилиндр, имеющий очень маленькие отверстия (поры), служит каналом для прохода пара, а кольцевой зазор между внутренним пористым цилиндром и внешней трубой (контейнером) — для возврата жидкости. Было показано, что если кольцевой зазор полностью заполнен жидкостью и закрыт с обоих торцов, то капиллярный напор зависит от размера пор внутренней трубы.

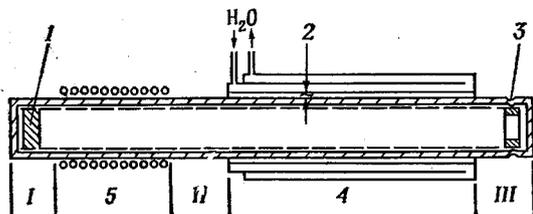


Ф и г. 1. Ограничения в работе тепловой трубы.

Ограничения теплового потока: 1—2 — звуковой предел; 2—3 — устойчивость границы раздела жидкость — пар; 3—4 — капиллярное поднятие; 4—5 — кипение в зоне нагрева.

### КОНСТРУКЦИЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

Для экспериментов с натрием и калием были изготовлены две пористые трубы наружным диаметром 1,17 см, внутренним диаметром 1,14 см и длиной 137 см каждая. Пористая труба, предназначенная для работы с цезием, имела другие размеры: внешний диаметр 1,15 см, внутренний диаметр 1,11 см и длину 130 см. Каждая труба изготавливалась из нержавеющей сетки 400 меш, навитой



Ф и г. 2. Схемы тепловой трубы.

1 — заглушка парового канала; 2 — газозазор; 3 — заглушка жидкостного кольцевого канала; 4 — конденсатор; 5 — испаритель.

в 8 слоев на медную трубу. Затем эта конструкция вставлялась в другую медную трубу, и вся сборка протягивалась через фильеры. После этого медь растворяли и удаляли, а сетку спекали, нагревая в вакууме при температуре 1000 °С. Такой метод позволяет получить тонкостенную достаточно прочную трубу с мелкими порами и относительно гладкой стенкой.

В качестве контейнера использовалась труба наружным диаметром 1,38 см и внутренним 1,20 см. Каждая пористая труба свободно помещалась в контейнере, образуя серповидный кольцевой канал для возвращения жидкости. Средняя ширина канала равнялась 0,15 мм в экспериментах с натрием и калием и 0,25 мм в экспериментах с цезием. В трубу подавалось такое количество жидкости, чтобы был заполнен целиком канал и насыщена пористая труба. Системы вакуумировались, заваривались и нагревались в печи для обеспечения смачивания жидкостью фитиля (капиллярной структуры) и контейнера.

Для разделения кольцевого канала от парового объема использовались два метода (фиг. 2). В случае натрия и калия кольцевой канал был закрыт с обоих торцов после того, как система была испытана с открытым каналом. В случае цезия паровой объем с обоих торцов был закрыт еще при сборке.

### ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРА ПОР

Перед сборкой каждая пористая труба погружалась в ацетон, затем внутрь трубы подавался газ, давление которого поднималось до тех пор, пока газовые пузыри не начинали проходить через поры. Затем эта процедура повторялась с этиловым спиртом. При идеальном смачивании этими жидкостями поверхностей пор эффективный радиус отверстия может быть найден по уравнению

$$r = \frac{2\sigma}{P},$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $P$  — давление газа, необходимое для образования пузыря.

С помощью этого уравнения из обоих измерений было определено, что размер отверстия ( $2r$ ) в трубах для натрия и калия равен 19 мкм. Это составляет около половины размера отверстия в исходной сетке, из которой изготавливалась пористая труба. До протяжки через фильеру суммарная толщина сетки, свернутой в трубу, составляла 0,4 мм, а после прессования 1,65 мм. Труба для испытаний с цезием подвергалась меньшей усадке; измерения описанного выше типа показали, что эффективный диаметр пор равен 32 мкм.

### ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для разработки программы проведения основных измерений были поставлены предварительные эксперименты с трубой на натрии. Аппаратура и условия эксперимента показаны на фиг. 2. Тепло к испарительной секции тепловой трубы подводилось с помощью индуктора-солеоида длиной 14 см. Теплоотвод от зоны конденсации (длина ее 110 см) осуществлялся теплопроводностью через газо-

вый зазор к водяному калориметру. Применение различных смесей аргона и гелия в газовом зазоре давало возможность менять температуру тепловой трубы при фиксированном количестве подводимого тепла или варьировать теплоподвод при постоянной температуре тепловой трубы. Короткие участки трубы, обозначенные цифрами I—III, были изолированы так, что измеряемые температуры стенки могли служить для определения статического давления пара в этих местах (участок I — начало испарителя, участок II — выход из испарителя и участок III — конец конденсатора). Другие измерения температуры стенки в различных точках по оси трубы давали дополнительную информацию о поведении пара.

#### ВЛИЯНИЕ МЕТОДА РАЗДЕЛЕНИЯ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА И ПАРОВОГО ОБЪЕМА

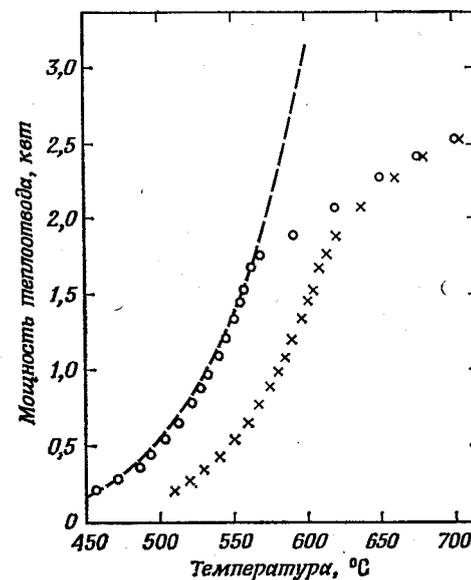
Тепловая труба на натрии была вначале испытана с не закрытым с торцов кольцевым каналом. В этом случае капиллярный напор возникал в кольцевом зазоре, а не в порах пористой трубы. В таких условиях запустить систему с работающим водяным калориметром не удалось. Запуск оказывался возможным лишь при воздушном охлаждении, но труба прекращала работу, как только нагреваемый конец приподнимался на несколько сантиметров. Измерения показали, что капиллярный напор в этом случае составлял  $\sim 1 \cdot 10^4$  дин/см<sup>2</sup>. Это хорошо согласуется с расчетным значением для кольцевого канала.

Когда торцы кольцевого канала были закрыты, капиллярный напор возникал в пористой трубе. Система могла работать в вертикальном положении при подводе тепла к верхнему торцу тепловой трубы. Было установлено, что для работы тепловой трубы в вертикальном положении капиллярный напор должен составлять по крайней мере  $1 \cdot 10^5$  дин/см<sup>2</sup>.

#### ЗАПУСК

Тепловая труба на натрии с закрытым с торцов кольцевым каналом и работающим водяным калориметром позволила без особых трудностей провести пусковые ис-

пытания. Подводимая мощность постепенно повышалась. В газовом зазоре калориметра был аргон. На каждой ступени перед измерениями достигался установившийся режим по теплоподводу и температуре стенки тепловой трубы. На фиг. 3 изображена кривая, по которой можно проследить ограничение в тепловой трубе по звуковой



Ф и г. 3. Пусковые характеристики тепловой трубы.  
 × — максимальная температура испарителя I; ○ — температура на выходе из испарителя II.

скорости пара. Как видно из фигуры, температура на выходе из испарителя следует вдоль гладкой кривой до тех пор, пока пар не заполнит конденсатор, достигнув его выхода. Когда наступает этот момент, поверхность теплоотвода остается неизменной. Тогда при некотором приросте подводимого тепла температура на выходе из испарителя увеличивается в большей степени, чем в предыдущих режимах. Поскольку результирующая плотность пара при этом повышается, скорость пара на выходе

из испарителя становится дозвуковой. Из фиг. 3 следует, что это явление наблюдается при температуре  $\sim 560^\circ\text{C}$ , но может наступить и при других температурах в зависимости от длины конденсатора и условий охлаждения [4]. Из фиг. 3 также видно, что максимальная температура в начале испарителя существенно превышает температуру на выходе до тех пор, пока поток является звуковым.

#### СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

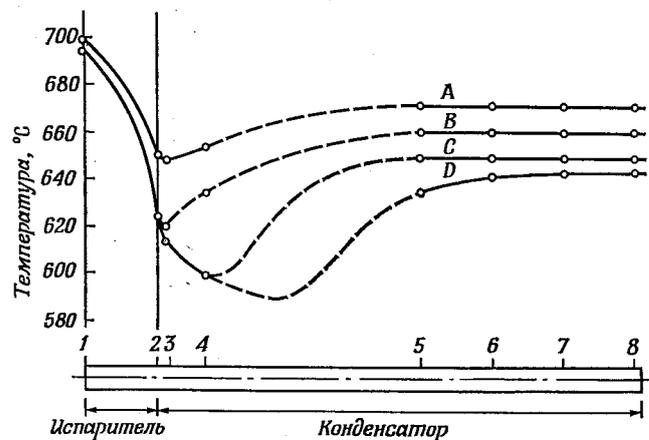
Стационарный режим изучался на тепловой трубе с натриевым теплоносителем при подводимой тепловой мощности  $6,4 \text{ квт}$ . Нагрев производился с помощью индуктора-соленоида длиной  $14 \text{ см}$ . Температура измерялась в нескольких точках по оси для того, чтобы можно было контролировать изменение статического давления пара при различных условиях течения парового потока. Исследование было начато со смесью аргона и гелия в газовом зазоре калориметра, так как использование одного аргона приводило к чрезвычайно высокой рабочей температуре.

При температуре  $\sim 800^\circ\text{C}$  тепловая труба была почти изотермичной. Затем рабочую температуру снижали увеличением концентрации гелия в газовом зазоре. Было проведено 4 серии измерений при различных стационарных условиях. Результаты их представлены на фиг. 4.

Кривая *A* характеризует условия, при которых во всей системе пар имеет дозвуковую скорость. В начале испарителя скорость пара равна нулю (точка 1). В испарителе прибавляется масса пара и соответственно увеличивается его скорость, достигая максимальной величины на выходе из испарителя (точка 2). Когда пар входит в конденсатор (точка 3), масса его уменьшается и соответственно уменьшается скорость пара, в результате чего статическое давление возрастает (точки 3—8). В тех случаях, когда скорость пара во всей системе дозвуковая, изменение давления в конденсаторе передается к испарителю и таким образом давление в нем также меняется. Это видно из сравнения кривых *A* и *B* на фиг. 4.

Кривая *B* характеризует условия, при которых скорость пара на выходе из испарителя звуковая, а во всех

остальных частях трубы — дозвуковая. Теперь, если давление в конденсаторе уменьшается, в испарителе условия сохраняются неизменными. Это демонстрируется кривыми *C* и *D*. Также видно, что при конденсации некоторого объема пара поток не замедляется. Напротив,



Ф и г. 4. Работа тепловой трубы в сверхзвуковых условиях.

в некоторой части конденсатора скорость становится сверхзвуковой (точки 3, 4), а затем следует более резкое восстановление давления (точки 4, 5).

#### СВОЙСТВА ПАРОВОЙ ФАЗЫ

Результаты предыдущих испытаний приведены для того, чтобы объяснить использованную далее методику экспериментов. Эти результаты показывают, что значительный градиент температур развивается вдоль испарителя тепловой трубы в тех случаях, когда достигается звуковой предел (фиг. 3 и 4). Максимальная температура существует в начале испарителя. Температура, плотность и статическое давление пара в этом месте могут быть определены по измеренной температуре стенки, так как осевой поток пара здесь отсутствует. Такое определение было сделано в настоящем исследовании с использованием

данных работы [7]. В остальных частях этой статьи приведены экспериментальные данные и расчет звукового предела в зависимости от максимальной температуры испарителя.

Минимальная температура в испарителе наблюдается на выходе. Здесь имеется распределение температур и плотности пара по радиусу, которое довольно сложно определить экспериментальным путем. Однако измеренную температуру стенки можно использовать для определения статического давления пара, так как радиальный профиль распределения давления оказывается, по-видимому, достаточно плоским по всей длине трубы.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### ОГРАНИЧЕНИЕ ПО ЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ПАРА

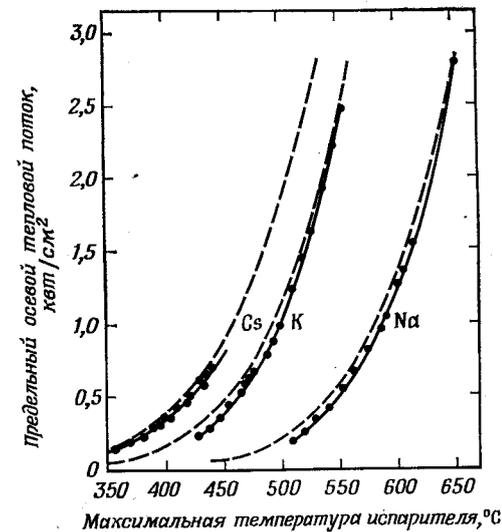
Когда тепло переносится из испарителя к конденсатору тепловой трубы, осевой тепловой поток на выходе из испарителя может быть вычислен из уравнения

$$\frac{Q}{A} = \bar{\rho} \bar{V} L, \quad (1)$$

где  $Q$  — переносимое тепло;  $A$  — площадь поперечного сечения парового потока;  $\bar{\rho}$  — средняя по радиусу плотность пара на выходе из испарителя;  $\bar{V}$  — средняя осевая скорость пара в том же сечении;  $L$  — скрытая теплота испарения.

Максимальный тепловой поток достигается в том случае, когда средняя скорость пара, выходящего из испарителя, оказывается равной скорости звука. Такие условия в тепловой трубе могут возникнуть, если сохранять неизменной подводимую мощность и одновременно, регулируя теплоотвод в конденсаторе, понижать температуру в системе. При этом плотность пара будет понижаться, а скорость возрастать [уравнение (1)] до тех пор, пока не станет звуковой. Это приведет к тому, что паровой поток на выходе из испарителя окажется запертым аналогично тому, как это происходит при достижении скорости звука в горле сужающегося сопла [8]. На фиг. 4 приведен пример такого запираания.

Когда возникло запираание, плотность пара в конденсаторе можно снизить до такого состояния, при котором длина свободного пробега молекул будет больше диаметра парового канала. Подобные условия существуют при запуске тепловой трубы с такими рабочими телами, у которых плотность пара при окружающей температуре очень



Ф и г. 5. Предельные характеристики тепловых труб.

— — — расчетные данные; ————— экспериментальные данные.

мала [4]. В сущности, пар, выходящий из испарителя, успевает сконденсироваться прежде, чем он заполнит конденсатор. При медленном ступенчатом запуске трубы можно получить серию подобных состояний (см. фиг. 3). Предельные значения осевого теплового потока были получены при различных температурах тепловых труб на натрии, калии и цезии в двух типах экспериментов, описанных выше. Эти предельные характеристики представлены на фиг. 5. Там же показаны для сравнения расчет-

ные кривые. Расчетные кривые могут быть получены из уравнения, предложенного Леви [9]:

$$\frac{Q_s}{A} = \frac{\rho V_s L}{\sqrt{2(k+1)}} \quad (2)$$

где  $Q_s$  — тепло, передаваемое в тепловой трубе при звуковом режиме;  $k = C_p/C_v$  — отношение удельных теплоемкостей;  $\rho$  — плотность пара в начале испарителя;  $V_s$  — скорость звука в паре при температуре в начале испарителя.

Уравнение Леви дает возможность рассчитать звуковой предел непосредственно по теплосвойствам пара, которые легко могут быть определены.

Как видно из фиг. 5, между экспериментальными и расчетными результатами имеется некоторое расхождение. Это могло быть вызвано влиянием на экспериментальные данные некоторого количества неконденсирующегося газа, замеченного, в частности, в тепловой трубе на цезии. Кроме того, расчетные результаты могут оказаться завышенными из-за присутствия в паре димеров, которые не учитывались в расчете. Обе возможности требуют дополнительного исследования.

#### ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ГРАДИЕНТЫ В ИСПАРИТЕЛЕ

Когда в тепловой трубе достигается звуковой режим, температура стенки на выходе испарителя оказывается существенно ниже, чем на входе в испаритель (фиг. 3 и 4). Поскольку температура стенки определяется статическим давлением пара в соответствующем сечении, в качестве меры изменения температуры в испарителе можно использовать отношение давлений  $P_1/P_2$ . Это отношение можно получить из уравнения

$$P_1 = P_2 + \rho V^2 \quad (3)$$

где  $P_1$  — статическое давление в начале испарителя;  $P_2$  — статическое давление на выходе испарителя;  $\rho V^2$  — динамический напор. Для удобства скорость пара выражают через число Маха, и тогда уравнение (3) преобразуется к виду

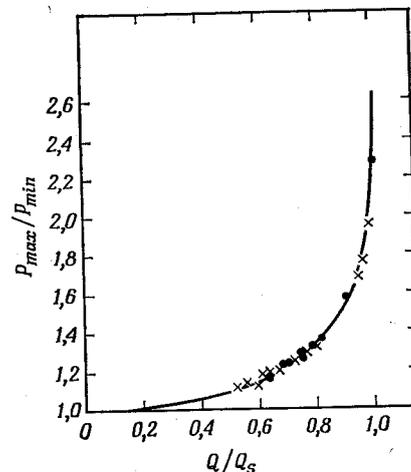
$$\frac{P_1}{P_2} = 1 + M^2 k \quad (4)$$

где  $M$  — число Маха на выходе из испарителя. Из уравнения (4) следует, что для одноатомного газа при  $M = 1$  отношение  $P_1/P_2$  равно 2,667.

Уравнение (4) может быть использовано для установления давления и перепада температур вдоль испарителя, когда тепловая труба работает в дозвуковом режиме. На фиг. 6 приведена расчетная кривая, показывающая отношение давлений в функции доли теплового потока при звуковом режиме, рассчитанного по уравнению (2). После достижения звукового предела при какой-то максимальной температуре испарителя эта температура может поддерживаться постоянной, в то время как тепловая мощность снижается ступенями. После каждой ступени измерялась температура стенки на выходе из испарителя и определялось отношение давлений в испарителе.

Результаты можно было проверить при различных максимальных температурах испарителя. Данные для натрия и цезия, показанные на фиг. 6, являются в известной мере случайными и получены после того, как были установлены кривые звукового предела для каждой тепловой трубы.

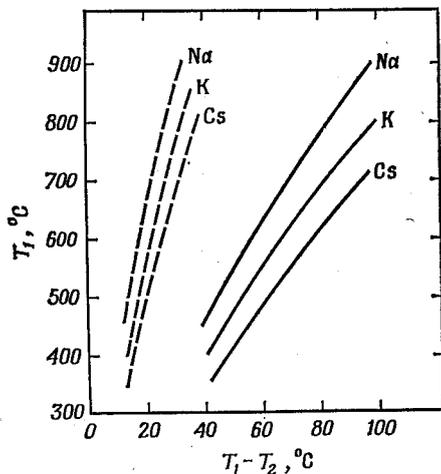
Фиг. 7 показывает, что, когда тепловая труба работает в звуковом режиме, вдоль испарителя развиваются довольно значительные градиенты температур. Из фигуры также видно, что градиент может быть существенно снижен, если тепловую мощность уменьшить до 80% тепловой мощности при звуковом режиме. Можно заме-



Фиг. 6. Зависимость отношения давлений в испарителе от относительной величины осевого теплового потока.

— расчетные данные; ● — цезий; × — натрий;  $C_p/C_v = 1,667$ .

тить, что перепад температур становится больше с увеличением рабочей температуры. То же относится и к звуковому пределу. Например, предельный тепловой поток в звуковом режиме тепловой трубы на калии при максимальной температуре испарителя 400 °С составляет



Ф и г. 7. Перепад температур в испарителе при различных условиях работы трубы.

— работа трубы при звуковом пределе;  
 - - - работа трубы в режиме, когда тепловая мощность составляет 80% мощности при звуковом режиме.

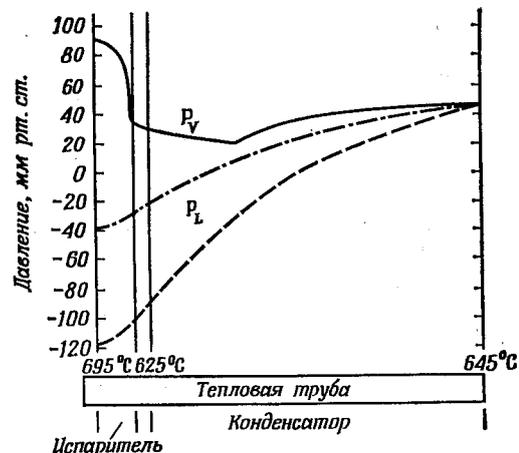
180  $вт/см^2$ . Если эту температуру поднять до 800 °С, то предельный тепловой поток достигает 37 000  $вт/см^2$ . Как следует из этого примера, всегда, когда это возможно, труба должна работать при высокой плотности пара, а не при высокой скорости его.

#### ДАВЛЕНИЕ В ЖИДКОСТИ

Давление в жидком потоке изучалось в эксперименте, представленном на фиг. 4 (кривая D). Температуры в различных точках по оси использовались для определения

кривой давления пара  $P_V$ , показанной на фиг. 8. Другие кривые на фигуре характеризуют давление в жидкости и показывают, что последняя в процессе эксперимента находилась в состоянии растяжения.

Нижняя кривая была получена измерением максимального капиллярного напора, который может быть развит



Ф и г. 8. Возможные кривые распределения давления в тепловой трубе на натрии при различных условиях.

—  $P_V$  (измеренные данные); - - -  $P_L$ ,  $\Delta P_L$  (расчетные данные для серповидного канала); - · -  $P_L$ ,  $\Delta P_L$  (измеренные данные на центрифуге).

в пористой трубе. Измерения выполнялись при вращении тепловой трубы (фиг. 9), таким образом центробежные силы противодействовали капиллярным силам:

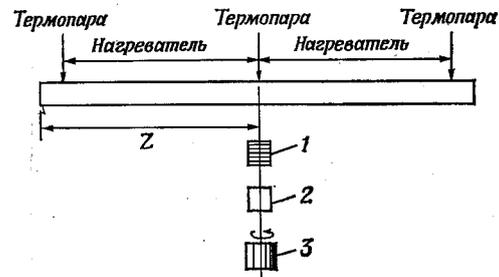
$$\frac{2\sigma}{r} = 2\pi^2 N^2 Z^2 \rho, \quad (5)$$

где  $Z$  — расстояние конца трубы от оси вращения;  $N$  — число оборотов в 1 сек;  $\rho$  — плотность жидкости.

Перед испытанием натрий был расплавлен на всей длине трубы, но концы трубы поддерживались в несколько более холодном состоянии, чем середина. Скорость вращения постепенно повышалась до тех пор, пока горячий натрий не доходил до концов трубы и не нагревал

эти места. Эксперимент показал, что капиллярный напор составляет около  $3 \cdot 10^5$   $\text{дин/см}^2$ , что хорошо согласуется с измеренным размером пор. Этот результат затем использовался для определения максимальной разности давлений  $P_V - P_L$  в испарительном конце тепловой трубы в процессе эксперимента.

Минимальная разность давлений, которая могла существовать в трубе, показана на фиг. 8 (верхняя кривая).



Ф и г. 9. Исследование капиллярного напора во вращающейся тепловой трубе.

1 — контактное устройство для нагревателей и термопар; 2 — тахометр; 3 — редуктор.

Эта кривая представляет собой расчет падения давления в жидкости в предположении, что канал имеет на всей длине серповидную форму.

В этом случае перепад давлений определяется уравнением

$$\Delta P_L = \frac{4,8\mu Z_e Q}{\pi D W^3 \rho L}, \quad (6)$$

где  $D$  — средний диаметр канала;  $W$  — средняя ширина канала;  $\mu$  — вязкость жидкости;  $Z_e$  — эффективная длина тепловой трубы [10]. Так как канал был закрыт с обоих концов тепловой трубы (фиг. 2), серповидная форма канала могла быть в отдельных участках нарушена, что могло привести к несколько большему падению давления. Это связано с тем, что для кольцевого канала перепад давлений определяется формулой

$$\Delta P_L = \frac{12\mu Z_e Q}{\pi D W^3 \rho L}. \quad (7)$$

Хотя эксперимент и показывает, что тепловая труба может работать, когда жидкость находится в растянутом состоянии, такую работу не следует рекомендовать. Хорошо известно, что масса жидкости может находиться в состоянии значительного растяжения, но это метастабильное состояние может быть разрушено внешними возмущениями, такими, как вибрация, излучение, или просто возникновением паровых пузырей в центрах парообразования на стенке.

#### ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ

Когда тепловая труба работает при дозвуковых скоростях, пар, попадая в конденсатор, замедляется и частично восстанавливает статическое давление. Это обстоятельство было зарегистрировано в экспериментах путем измерения температуры стенки в теплоизолированной секции на конце конденсатора (фиг. 2, участок III). В некоторых экспериментах наблюдалось почти полное восстановление, однако предсказать коэффициент восстановления для различных условий работы трубы оказалось затруднительным. Это явление изучается.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F., Structures of Very High Thermal Conductance, *J. Appl. Phys.*, **35**, 1990 (1964).
2. Deverall J. E., Salmi E. W., Knapp R. J., Heat Pipe Performance in a Zero-g Gravity Field, AIAA, *J. Spacecraft and Rockets* (November 1967).
3. Cotter T. P., Theory of Heat Pipes, LA-3246-MS, 1965.
4. Cotter T. P., Heat Pipe Startup Dynamics, Proc. IEEE Thermionic Conv. Specialist Conf. (Palo Alto, Calif., October 1967), pp. 344—348.
5. Kemme J. E., Heat Pipe Capability Experiments, Proc. IEEE Thermionic Conv. Specialist Conf. (Houston, Tex., November 1966), pp. 159—168.
6. Kemme J. E., High Performance Heat Pipes, Proc. IEEE Thermionic Conversion Specialist Conf. (Palo Alto, Calif., October 1967), pp. 355—358.
7. Weatherford W. D., Tyler J. C., Ku P. M., Properties of Inorganic Energy-Conversion and Heat-Transfer Fluids for Space Applications, WADD TR 61-96.

8. Shapiro A. H., Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, New York, Ronald, 1953, vol. 1.
9. Levy E. K., Theoretical Investigations of Heat Pipes Operating at Low Vapor Pressures, Proc. ASME Aviation and Space Conf. (Beverl Hills, Calif., June 1968).
10. Bohdanský J., Strub H., van Andel E., Heat Transfer Measurements Using a Sodium Heat-Pipe Working at Low Vapor Pressure, Proc. IEEE Thermionic Conv. Specialist Conf. (Houston, Tex., November 1966), pp. 144—148.

## АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ФИТИЛЯХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ<sup>1</sup>

Лаймен, Хуанг

### ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты Гровера и др. [1] на тепловой трубе с жидким натрием показали, что градиент температуры является настолько малым, что его не удалось точно измерить; во всяком случае, он не превышал 0,05 град/см. Теоретические расчеты Коттера [2], базирующиеся на одномерной теории потока испаряющегося и конденсирующегося пара, свидетельствуют о том, что действительный градиент температуры в паре должен быть еще меньше. Однако в присутствии неконденсирующихся газов эти выводы не являются справедливыми, поскольку газы, собираясь в зоне конденсации, образуют буферную зону со значительными градиентами температур. Тем не менее кажется, что при надлежащих мерах предосторожности влияние неконденсирующегося газа может быть уменьшено, поэтому можно полагать, что тепловые трубы с жидким металлом могут работать практически при постоянной температуре, во всяком случае в стационарных условиях [3]. Многочисленные эксперименты на тепловых трубах с жидким металлом [4, 5] при высоких температурах (800—2000 °C) подтверждают это.

Положение, однако, меняется, когда речь идет о тепловых трубах, использующих другие рабочие тела. Вода является наиболее приемлемым рабочим телом для работы при температурах ниже 250 °C благодаря ее сравнительно высоким скрытой теплоте парообразования и поверхностному натяжению. Было испытано несколько различных типов тепловых труб с водой в качестве ра-

<sup>1</sup> Lyman F. A., Huang Y. S., ASME Publication 69-HT-23.

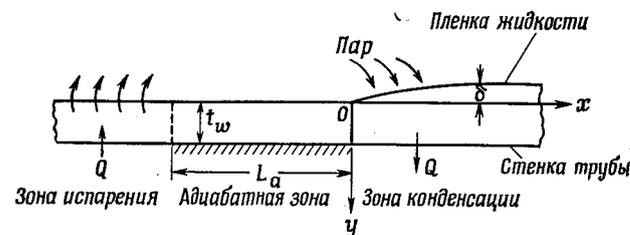
бочего тела [6—9]. Изотермичность или неизотермичность работы тепловой трубы, по-видимому, должна зависеть от способа отвода тепла из зоны конденсации. В работе [6] обнаружено, что тепловая труба с водой является изотермичной. Это, очевидно, определялось тем, что ее водоохлаждаемый конец был отделен от самой трубы металлической полоской, которая создавала термическое сопротивление. Однако в экспериментах [7—9] были получены значительные перепады температур от 30 до 100 °С как внутри фитиля, так и вдоль внешней поверхности трубы. В то же время температура пара оставалась практически постоянной по всей длине трубы [9]. Поскольку в этих экспериментах охладитель находился в непосредственном контакте с наружной стенкой зоны конденсации тепловой трубы, не удивительно, что вдоль фитиля и наружной стенки трубы наблюдались перепады температур порядка температурной разности между паром и охладителем. Более удивительной является крутизна градиента температур. Если наружная стенка трубы находится при температуре  $T_e$  в зоне испарения и температуре  $T_c$  в зоне конденсации и эти две секции разделены адиабатической секцией длиной  $L_a$ , то можно ожидать, что градиент температур в фитиле вблизи стенки составит величину порядка  $(T_e - T_c)/L_a$ . Авторы работы [7] обнаружили значительно большие градиенты температур в фитиле вблизи начала зоны конденсации, хотя в этих экспериментах число термодинамических пар в осевом направлении было недостаточным, что вызывает сомнение относительно точности измеренных градиентов. В более тщательных экспериментах также обнаружены резкие температурные градиенты [9].

Цель настоящего исследования состоит в том, чтобы рассчитать температурные изменения, которые возникают в фитиле тепловой трубы при условиях, которые были в экспериментах с охлаждаемой зоной конденсации [7—9]. В настоящей статье точные аналитические решения получены как для потока жидкости, так и для теплопереноса в двумерном фитиле в области вблизи начала зоны конденсации. Аналитические решения дали возможность определить условия, при которых будут иметь место значительные градиенты температур в фитиле, и, что также важно, эти решения позволили выяснить природу

особенностей, которые могут вызывать существенные ошибки при решении данной задачи методом конечных разностей [10].

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Модель тепловой трубы, которая была испытана в работе [9], представлена на фиг. 1. Предполагается, что толщина фитиля  $t_w$  мала по сравнению с длиной зон кон-



Ф и г. 1. Схема тепловой трубы.

денсации и испарения, которые могут рассматриваться как полубесконечные. Если  $t_w$  является малой и по сравнению с радиусом трубы, то такая двумерная модель также соответствует тепловой трубе с общепринятой конструкцией. Адиабатическая секция длиной  $L_a$  разделяет зоны испарения и конденсации. Количество тепла  $Q$  подводится через стенку ( $y = t_w$ ,  $x < -L_a$ ) зоны испарения и выводится через стенку зоны конденсации ( $y = t_w$ ,  $x > 0$ ). Однако локальные тепловые потоки через стенку в зонах испарения и конденсации не являются постоянными. Для определения условий на поверхности фитиля со стороны пара ( $y = 0$ ) необходимо знать локальную скорость конденсации пара, которая зависит от локального теплового потока в фитиле. Поэтому задача в ее наиболее общей постановке является достаточно сложной, поскольку включает совместное решение уравнений для потока пара, потока жидкости и теплопереноса внутри фитиля и в пленке конденсата, которая может быть на поверхности фитиля. Подход, использованный в настоящей работе, состоит во введении упрощающих допущений

относительно конденсации пара; при этом предполагается, что течение жидкости и теплоперенос в фитиле окажутся нечувствительными к этим допущениям. Предполагается также, что пленка конденсата на поверхности фитиля появляется при  $x = 0$ , т. е. в начале зоны конденсации. Конденсация или испарение отсутствует при  $-L_a < x < 0$ . Локальная скорость конденсации для  $x > 0$  определяется скоростью, с которой конденсат из пленки может быть отсосан фитилем под действием капиллярного напора. Таким образом, сначала необходимо рассмотреть течение в фитиле.

### ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОМ ФИТИЛЕ

Предполагается, что течение жидкости в пористом фитиле подчиняется закону Дарси

$$v_l = - \frac{\kappa_w}{\mu_l} \nabla p_l, \quad (1)$$

где  $\kappa_w$  — удельная проницаемость материала фитиля.

Потоки, обусловленные гравитацией, считаются пренебрежимо малыми на основании допущения, что гравитационная сила либо отсутствует, либо действует только в направлении  $y$ , не влияя на течение из конденсатора в испаритель. Из уравнения неразрывности для установившегося течения несжимаемой жидкости в фитиле следует, что

$$\nabla^2 p_l = 0. \quad (2)$$

На стенке трубы скорость жидкости должна быть равна нулю, поэтому, когда  $y = t_w$ , для всех значений  $x$

$$\frac{\partial p_l}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Условия, которые должны быть на поверхности фитиля, следующие:

$$y=0 \begin{cases} p = p_{l,c} \text{ для } x \geq 0, & (4a) \\ \frac{\partial p_l}{\partial y} = 0 \text{ для } -L_a < x < 0, & (4b) \\ p = p_{l,e} \text{ для } x \leq -L_a, & (4b) \end{cases}$$

где  $p_{l,c}$  и  $p_{l,e}$  — давление жидкости на поверхности фитиля в конденсаторе и испарителе соответственно. Предполагается, что эти давления постоянны. В конденсаторе радиус кривизны поверхности раздела жидкость — пар, вероятно, является большим, особенно в том случае, когда на поверхности фитиля имеется жидкая пленка, что приводит к отсутствию скачка давления на этой поверхности. Если к тому же перепад давления на жидкой пленке является малым, то в этом случае давление жидкости на поверхности фитиля равняется давлению пара в зоне конденсации. Анализ, проведенный в работе [2], свидетельствует о том, что перепад давления в паре намного меньше перепада давления в жидкости в фитиле. Таким образом, допущение о постоянстве давления пара в зоне конденсации, вероятно, не должно оказывать заметного влияния на течение жидкости. Более сомнительной является правомерность допущения о постоянном давлении жидкости на поверхности фитиля в испарителе. Здесь поверхность раздела жидкость — пар располагается внутри фитиля и вследствие поверхностного натяжения давление жидкости на этой поверхности окажется меньше, чем давление пара. Хотя давление жидкости на этой поверхности в зоне испарения, по всей вероятности, даже приближенно нельзя считать постоянным, это не должно оказывать значительного влияния на течение жидкости в зоне конденсации, если эта зона располагается достаточно далеко от испарителя ( $L_a/t_w \gg 1$ ). Поскольку основным предметом исследования здесь является течение жидкости вблизи начала зоны конденсации, будем предполагать, что это течение зависит от среднего давления жидкости  $P_{l,e}$  на поверхности фитиля в испарителе и не зависит от характера изменения давления в этой области.

Эта задача, состоящая из уравнения (2) с граничными условиями (3) и (4), была решена в работе [11] для течения под основанием плотины через пористый слой конечной толщины. Наибольший интерес представляет скорость жидкости на поверхности фитиля в зоне конденсации, и выражение для нее может быть получено путем дифференцирования комплексного потенциала скорости, получен-

ного в работе [11], т. е.

$$v_0(x) \equiv v_l(x, 0) = \frac{\pi x_w}{4t_w} \frac{(\Delta p_l)_w}{\mu_l} \frac{1}{K(\alpha)} \frac{\sqrt{2} \operatorname{ch}(a/2)}{[\operatorname{ch}(X+a) - \operatorname{ch} a]^{1/2}}, \quad (5)$$

где  $(\Delta p_l)_w \equiv p_{l,c} - p_{l,e}$ ,  $X \equiv \pi x/t_w$ ,  $a \equiv \pi L_a/2t_w$ ,  $\alpha \equiv \pi h(a/2)$ , а  $K(\alpha)$  — эллиптический интеграл первого рода от модуля  $\alpha$ . Из уравнения (5) видно, что скорость ведет себя как  $x^{-1/2}$  вблизи  $x = 0$ . Суммарный массовый расход через фитиль оказывается равным

$$\dot{m}_l = \int_0^{\infty} \rho_l v_0(x) b dx = \frac{\rho_l b x_w (\Delta p_l)_w}{2\mu_l} \frac{K(\sqrt{1-\alpha^2})}{K(\alpha)}. \quad (6)$$

Уравнения (5) и (6) справедливы для произвольных значений  $a$ . Когда длина адиабатической зоны в несколько раз превышает толщину фитиля, оказывается удобным для последующих исследований пользоваться более простым выражением для  $v_0(x)$ . Если  $a > 5$ , то хорошим приближением для уравнения (5) является следующее выражение:

$$v_0(x) = \frac{\pi}{4} \frac{x_w}{t_w} \frac{(\Delta p_l)_w}{\mu_l} \frac{1}{K(\alpha)} (e^x - 1)^{-1/2}, \quad (7)$$

в то время как в уравнении (6) можно считать, что  $K(\sqrt{1-\alpha^2}) \approx \pi/2$ . Из уравнения (7) со всей очевидностью следует, что хотя  $v_0$  ведет себя как  $x^{-1/2}$  вблизи  $x = 0$ , она падает более быстро по сравнению с  $\exp(-x/2)$  для  $x > t_w$ .

#### ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ПЛЕНКЕ КОНДЕНСАТА

Если касательное напряжение на поверхности раздела пар — жидкость является незначительным и отсутствует гравитационная составляющая в направлении  $x$ , то первым приближением для скоростей в жидкой пленке является

$$u_l = 0, \quad v_l = v_0(x). \quad (8)$$

Для того чтобы эти значения удовлетворяли уравнениям Навье — Стокса для пленки, должны выполняться условия

$$\frac{\partial p_l}{\partial y} = \mu_l \frac{\partial^2 v_l}{\partial x^2} = \mu_l v_0''(x)$$

или

$$(\Delta p_l)_f = \mu_l \delta(x) v_0''(x), \quad (9)$$

где  $(\Delta p_l)_f$  — перепад давления в пленке;  $\delta(x)$  — толщина пленки. Но при выборе граничных условий по давлению на поверхности фитиля предполагалось, что падение давления поперек пленки является малым. Тем не менее необходимо исследовать правомерность этого допущения после того, как будет определена толщина пленки.

#### ПЕРЕНОС ТЕПЛА В ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ И ФИТИЛЕ

Предполагается, что конвективный перенос тепла является незначительным по сравнению с теплопроводностью как в жидкостной пленке, так и в фитиле. Необходимым условием для этого является то, чтобы числа  $Re$  в обоих случаях были малыми. Числа  $Rg$  для жидкостей, которые используются в тепловых трубах, составляют величину либо порядка единицы (вода), либо много меньше единицы (жидкие металлы). Внутри фитиля число  $Rg$  должно определяться по эффективной теплопроводности материала фитиля и заполняющей его жидкости, поэтому эффективное число  $Rg$  для фитиля в предположении, что он выполнен из теплопроводного материала и имеет не слишком большую пористость, оказывается много меньше единицы в обоих случаях — в случае малотеплопроводной жидкости (такой, как вода) и высокотеплопроводной (как жидкие металлы). Поэтому, если число  $Re$  в фитиле (при условии, что в качестве характерного размера принята толщина фитиля) составляет величину порядка единицы или менее, конвекция в фитиле должна быть незначительной. Число  $Re$  для потока в жидкой пленке меньше числа  $Re$  для фитиля на множитель  $\delta/t_w$ , поэтому, если даже число  $Rg$  для жидкости не будет малым, число

Ре должно быть малым. Правомерность этих допущений применительно к типичным тепловым трубам будет проанализирована при обсуждении результатов.

Поскольку  $\delta/t_w$  предполагается малым, перенос тепла за счет теплопроводности в жидкой пленке имеет место только в направлении  $y$ . Из уравнения сохранения энергии на поверхности раздела жидкость — пар следует, что

$$-k_l \frac{\partial T}{\partial y} = \rho_l v_l h_{l,v} \text{ при } y = \delta$$

и, так как тепловой поток и  $v_l$  являются постоянными по толщине пленки, граничным условием на поверхности фитиля будет

$$-k_w \frac{\partial T}{\partial y} = \rho_l v_0(x) h_{l,v} \text{ при } y = 0 \text{ (для } x > 0), \quad (10)$$

где  $k_w$  — эффективная теплопроводность фитиля.

Таким образом, задача переноса тепла в фитиле сводится к решению уравнения

$$\nabla^2 T = 0 \quad (11)$$

с граничным условием (10) на внутренней поверхности фитиля. Другими граничными условиями являются

$$y = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \text{ для } x < 0, \quad (11a)$$

$$y = t_w \begin{cases} T = T_c \text{ для } x > 0, \\ \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \text{ для } x < 0. \end{cases} \quad (11b)$$

Температура на внешней поверхности фитиля в зоне конденсации была выбрана равной температуре охладителя  $T_c$ , омывающего конденсатор. Это условие приемлемо только в том случае, если общая теплопроводность стенки трубы, контакта между трубой и фитилем и пленкой охладителя является весьма значительной по сравнению с теплопроводностью фитиля. Однако это условие может и не выполняться; например, в экспериментах [9] обнаружено достаточно большое термическое сопротивление в контакте фитиль — стенка, связанное с наруше-

нием связи фитиля со стенкой. Однако, поскольку экспериментальные данные о контактном сопротивлении между фитилем и стенкой отсутствуют и поскольку введение граничного условия, учитывающего это сопротивление, делает задачу значительно более сложной, в настоящей работе будет использовано более простое условие (11в).

Необходимо заметить, что предполагается, что граничные условия (11a) и (11в) справедливы для  $-\infty < x < 0$ . Другими словами, предполагается, что длина адиабатической секции намного больше толщины фитиля, поэтому зона испарения находится достаточно далеко, чтобы оказывать влияние на теплопроводность через фитиль из зоны конденсации. Как следствие этого отсутствует перенос тепла через фитиль из испарителя в конденсатор.

В итоге задача состоит в том, чтобы решить уравнение (11) с граничными условиями (10) и (11a)—(11в), причем  $v_0(x)$  определяется уравнением (7). Суммарное количество тепла, переносимое трубой в единицу времени, определяется выражением

$$Q = \dot{m}_l h_{l,v} = \frac{\pi}{4} \frac{\rho_l h_{l,v} b^2 k_w (\Delta p)_w}{\mu_l} \frac{1}{K(\alpha)}. \quad (12)$$

Здесь, как и ранее, предполагалось, что  $L_a \gg t_w$ , и, кроме того, было принято, что  $\alpha \approx 1$  в уравнении (6) для  $\dot{m}_l$ . С помощью уравнения (12)  $v_0(x)$  можно представить в виде функции величин, которые могут быть непосредственно измерены:

$$v_0(x) = \frac{Q}{\rho_l h_{l,v} b t_w} (e^x - 1)^{-1/2}. \quad (13)$$

#### РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА

Искомое решение записывается в безразмерной форме

$$\theta(X, Y) = \left( \frac{b k_w}{Q} \right) [T(x, y) - T_c], \quad (14)$$

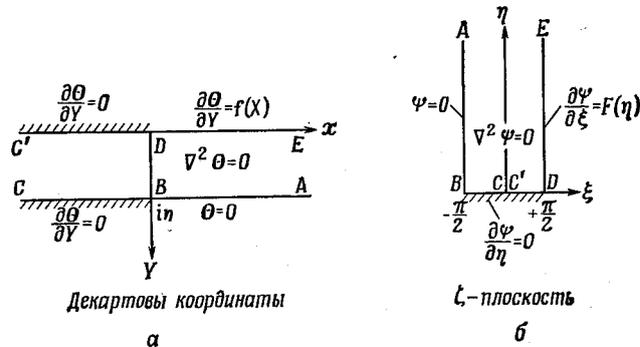
где  $X$  и  $Y$  — безразмерные координаты

$$X = \frac{\pi x}{t_w}, \quad Y = \frac{\pi y}{t_w}.$$

а нормальная производная на границе  $Y = 0, X > 0$  при использовании уравнений (10) и (13) принимает вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = f(X) = -\frac{1}{\pi} (e^X - 1)^{-1/2}. \quad (15)$$

Задачу, которая должна быть решена, поясняет фиг. 2, а. При смешанных граничных условиях наиболее



Ф и г. 2. Конформное отображение.

удобно воспользоваться конформным отображением бесконечной полосы на полуограниченную полосу (фиг. 2, б) при помощи преобразования

$$\sin \zeta = e^Z, \quad (16)$$

где  $Z = X + iY, \zeta = \xi + i\eta$ .

Таким образом, краевая задача для  $\psi(\xi, \eta) = \theta(X, Y)$  записывается как

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} = 0, \quad (17)$$

$$\xi = -\frac{\pi}{2}, \quad \psi = 0 \text{ для } \eta > 0, \quad (17a)$$

$$\eta = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = 0 \text{ для } -\frac{\pi}{2} \leq \xi \leq \frac{\pi}{2}, \quad (17b)$$

$$\xi = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = F(\eta) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\text{ch}(\eta/2)}{\text{ch} \eta} \text{ для } \eta > 0. \quad (17в)$$

Решение получается с помощью преобразования Фурье. Если

$$\bar{\psi}(\xi, \lambda) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \psi(\xi, \eta) \cos \lambda \eta d\eta,$$

то уравнение (17) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial \xi^2} - \lambda^2 \bar{\psi} = 0 \quad (18)$$

с граничными условиями

$$\xi = -\frac{\pi}{2}, \quad \bar{\psi} = 0, \quad (18a)$$

$$\xi = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \xi} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\text{ch}(\lambda\pi/2)}{\text{ch} \lambda\pi}. \quad (18б)$$

Уравнение (18б) было получено из уравнения (17в) путем использования табличных данных [12].

Решение для  $\bar{\psi}$  дает

$$\bar{\psi}(\xi, \lambda) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\text{sh} \lambda \left( \xi + \frac{\pi}{2} \right) \text{ch}(\pi\lambda/2)}{\lambda \text{ch}^2 \lambda\pi}, \quad (19)$$

а решение для  $\psi(\xi, \eta)$  получается из обратного интеграла Фурье

$$\psi(\xi, \eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\psi}(\xi, \lambda) e^{-i\lambda\eta} d\lambda. \quad (20)$$

Интегрирование уравнения (20) осуществляется путем интегрирования на полуокруге в нижней половине комплексной  $\lambda$ -плоскости и использования метода вычетов. Интеграл по полуокружности  $|\lambda| = m$ , где  $m$  — целое число, обращается в нуль, когда  $m \rightarrow \infty$ . Таким образом, интеграл в уравнении (20) равен произведению  $-2\pi i$  на сумму вычетов в двойных полюсах

$$\lambda_m = -\left(m + \frac{1}{2}\right) i, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Результат этих вычислений приводится ниже, а детали их опущены:

$$\begin{aligned} \psi(\xi, \eta) = & \frac{1}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \left[ 1 + \left( m + \frac{1}{2} \right) \eta \right] \left[ (-1)^m \times \right. \right. \\ & \times \cos \left( m + \frac{1}{2} \right) \xi + \sin \left( m + \frac{1}{2} \right) \xi \left. \right] + \left( m + \frac{1}{2} \right) \times \\ & \times \left[ (-1)^m (\pi + \xi) \sin \left( m + \frac{1}{2} \right) \xi - \xi \cos \left( m + \frac{1}{2} \right) \xi \right] \left. \right\} \times \\ & \times \frac{e^{-\left( m + \frac{1}{2} \right) \eta}}{\left( m + \frac{1}{2} \right)^2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Можно показать, что это решение удовлетворяет уравнению (17) для  $\eta > 0$ .

Это решение должно быть преобразовано теперь к физической плоскости в соответствии с уравнением (16), но, поскольку  $\xi$  и  $\eta$  не могут быть выражены явным образом через  $X$  и  $Y$ , оказывается наиболее удобным работать непосредственно с уравнением (21). По заданным значениям  $\xi$  и  $\eta$  температура рассчитывается по уравнению (21), а соответствующая точка на физической плоскости находится на основе формул преобразования

$$\begin{aligned} e^{2X} &= \sin^2 \xi + \operatorname{sh}^2 \eta, \\ \operatorname{tg} Y &= \operatorname{ctg} \xi \operatorname{th} \eta, \end{aligned}$$

которые получены из уравнения (16).

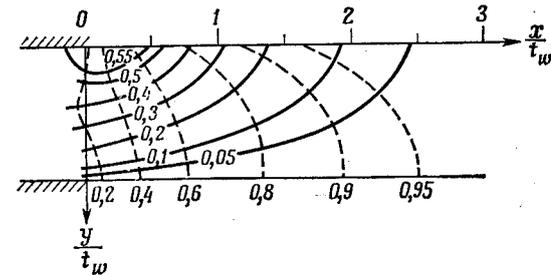
Изотермы и адиабаты, рассчитанные таким образом, представлены на фиг. 3. Числа на изотерме соответствуют температуре, отсчитанной от температуры охладителя в конденсаторе, выраженной в единицах  $(Q/bk_w)$ . Числа на адиабате соответствуют доле  $Q$ , которая проходит через часть фитиля слева от кривой. Как видно, почти все тепло передается охладителю вблизи начала зоны конденсации на расстоянии порядка  $t_w$  от  $x = 0$ .

Осевой градиент температуры в этом случае может быть грубо оценен с помощью фиг. 3. Однако представляет интерес более подробно рассмотреть изменение темпера-

туры по  $x$  в средней плоскости фитиля. Для  $Y = \pi/2$ ,  $\xi = 0$  уравнение (21) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi(0, \eta) = & \frac{1}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\left( m + \frac{1}{2} \right)^2} \times \\ & \times \left[ 1 + \left( m + \frac{1}{2} \right) \eta \right] e^{-\left( m + \frac{1}{2} \right) \eta}, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\eta = \operatorname{arsh}(e^X)$ .



Ф и г. 3. Распределение изотерм и адиабат.  
——— изотермы; - - - адиабаты.

Этот ряд (22) сходится для всех значений  $\eta$ , включая  $\eta = 0$  ( $X = -\infty$ ), где он имеет значение 3,664 [13]. Таким образом, температура в фитиле стремится к значению

$$T(-\infty, y) = T_c + 0,371 \frac{Q}{bk_w} \quad (23)$$

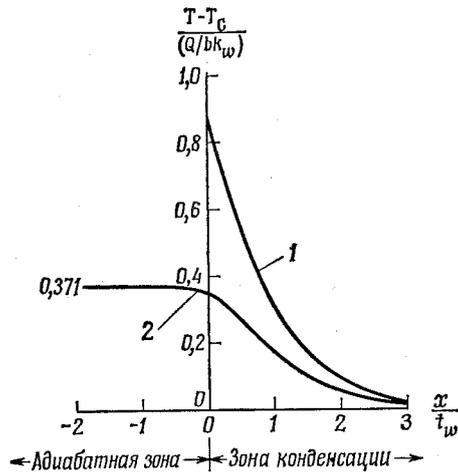
в адиабатической секции.

Распределение температуры в средней плоскости фитиля представлено на фиг. 4. Видно, что температура приближается к предельному значению, определяемому уравнением (23), очень быстро на расстоянии порядка толщины фитиля  $t_w$ .

Распределение температуры на поверхности фитиля ( $y = 0$ ,  $x > 0$ ) также можно легко рассчитать по урав-

нению (21) при подстановке в него  $\xi = \pi/2$  и  $\eta = \operatorname{arsh}(e^x)$ .

Результат также представлен на фиг. 4. Для  $X = 0$ ,  $\eta = 0$ ,  $\psi\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = \frac{1}{\pi^2} \left[ 4\sqrt{2} \left( 1 + \frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2} - \frac{1}{7^2} + \frac{1}{9^2} + \frac{1}{11^2} - + \dots \right) + \pi\sqrt{2} \left( 1 - \frac{1}{3} - \frac{1}{5} + \frac{1}{7} + \frac{1}{9} - + \dots \right) \right]$ .



Ф и г. 4. Распределение температуры по оси и поверхности фитиля при постоянном давлении в зоне конденсации.

1 — температура на поверхности фитиля; 2 — температура на оси фитиля.

Известно, что суммы бесконечных рядов в скобках составляют 1,065 и 0,6232 соответственно [14]. Таким образом, температура в нуле конечна и имеет значение

$$T(0, 0) = T_c + 0,890 \frac{Q}{bk_w}. \quad (24)$$

#### ТОЛЩИНА ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ

Рост толщины жидкой пленки может быть определен на основе распределения температуры по поверхности фитиля. Поскольку предполагается, что тепло передается

поперек жидкой пленки только за счет теплопроводности и поверхность раздела жидкость — пар находится при температуре насыщения  $T_s$ ,

$$k_l \frac{T_s - T_w(x)}{\delta(x)} = \rho h_{l,v} v_0(x) \quad (x > 0), \quad (25)$$

где  $T_w(x) \equiv T(x, 0)$  — температура поверхности фитиля. Выражение для толщины пленки может быть получено путем совместного решения уравнений (13) и (25)

$$\frac{\delta}{t_w} = \frac{k_l}{k_w} \left[ \frac{bk_w}{Q} (T_s - T_c) - \psi\left(\frac{\pi}{2}, \eta\right) \right] (e^x - 1)^{1/2}. \quad (26)$$

Следовательно,  $\delta$  изменяется, как  $x^{1/2}$  для  $x \ll t_w$ . Для  $x \geq t_w$   $\delta$  возрастает по экспоненте, в то время как  $T_w$  быстро приближается к  $T_c$ . В этой связи допущение о том, что пленка тонкая ( $\delta/t_w \ll 1$ ), является неправомерным для  $x > t_w$ , поэтому полученное решение является точным только на расстоянии  $t_w$  от начала зоны конденсации. Однако основные температурные изменения внутри фитиля имеют место именно в этой области. Необходимо также учитывать, что уравнение (26) не может корректно описать рост толщины пленки при  $x > t_w$ , поскольку  $\delta/t_w$  не является малым, и допущение об одномерной теплопроводности в пленке, на основании которого получены уравнения (25) и (26), не является правомерным.

Падение давления поперек жидкой пленки теперь можно рассчитать с помощью уравнений (9), (7) и (26). В результате получим

$$\frac{(\Delta p)_f}{(\Delta p)_w} = \frac{\pi^3}{4} \frac{x_w}{t_w^2} \frac{k_l}{k_w} \left[ \frac{bk_w}{Q} (T_s - T_c) - \psi\left(\frac{\pi}{2}, \eta\right) \right] \frac{1}{K(\alpha)} \left[ \frac{3}{4} \left( \frac{e^x}{e^x - 1} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{e^x}{e^x - 1} \right]. \quad (27)$$

В соответствии с начальным допущением падение давления поперек пленки должно быть намного меньше, чем падение давления в фитиле. Поскольку проницаемость  $x_w$  материалов фитилей тепловых труб составляет величину порядка  $10^{-10}$ — $10^{-8}$  м<sup>2</sup> [7, 15], величина  $x_w/t_w^2$

будет весьма малой. Кроме того, если длина адиабатной секции оказывается большой по сравнению с толщиной фитиля, то в этом случае  $\alpha$  близко к единице и эллиптический интеграл  $K(\alpha)$  становится большим. Это допущение правомерно, за исключением очень малой области вблизи  $x = 0$ , где уравнение (27) имеет особенность типа  $x^{-2}$ .

### РЕШЕНИЕ ПРИ ДРУГИХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

Имеется некоторая степень неопределенности в выборе граничных условий на поверхности фитиля, поскольку они зависят от скорости конденсации пара, которая априори не известна. Внутренне согласованное решение было получено выше для случая постоянного давления на поверхности фитиля. Скорость конденсации и тепловой поток в фитиле были определены по скорости, с которой жидкость может втекать в фитиль под действием этого давления. Эти граничные условия с точки зрения допущений представляются наиболее разумными. Но они не позволяют решить сопряженную задачу, включающую конденсацию пара, и приводят в выражениях для скорости конденсации и теплового потока к особенностям типа  $x^{-1/2}$ .

Несмотря на то что такие концевые особенности являются общими для задач о пограничном слое, интересно рассмотреть другие граничные условия на поверхности фитиля, которые не приводят к таким особенностям. Особый интерес представляет случай постоянной скорости конденсации пара в зоне конденсации. Такая ситуация предполагалась в одномерных теориях [2, 7]. Поскольку скорость конденсации задана, нет необходимости решать задачу о течении жидкости в фитиле, чтобы получить тепловой поток в фитиле, как делалось ранее. Однако следует напомнить, что постановка этой задачи является менее правомерной, чем в предыдущем случае, поскольку необходимо иметь специальное распределение давления в конденсаторе, чтобы обеспечить конденсацию пара и введение его в фитиль с равномерной скоростью по всему конденсатору.

Для постоянной массовой скорости конденсации  $Q/bLh_{f,v}$ , где  $L_c$  — длина конденсатора, граничное усло-

вие для теплового потока на поверхности фитиля запишется следующим образом:

$$y=0, \quad -k_w \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{Q}{bL_c} \quad \text{для } x > 0. \quad (28)$$

Следовательно, задача состоит в том, чтобы решить уравнение (11) с граничными условиями (11а)—(11в) и (28). При отображении на  $\xi$ -плоскость граничное условие (28) запишется в виде

$$\xi = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = F(\eta) = \frac{Q}{\pi b k_w} \frac{t_w}{L_c} \operatorname{th} \eta \quad \text{для } \eta > 0. \quad (29)$$

Данная задача, состоящая из уравнения (17) с граничными условиями (17а), (17б) и (29), также решается с помощью преобразований Фурье. Граничное условие (29) должно быть сначала приведено к такому виду, чтобы можно было вычислить его фурье-изображение. Для этого запишем

$$\psi(\xi, \eta) = \frac{Q}{\pi b k_w} \frac{t_w}{L_c} \left[ \left( \xi + \frac{\pi}{2} \right) + \chi(\xi, \eta) \right], \quad (30)$$

где  $\chi(\xi, \eta)$  является решением уравнения

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial \eta^2} = 0 \quad (31)$$

с граничными условиями

$$\xi = -\frac{\pi}{2}, \quad \chi = 0 \quad \text{для } \eta > 0, \quad (31a)$$

$$\eta = 0, \quad \frac{\partial \chi}{\partial \eta} = 0 \quad \text{для } -\frac{\pi}{2} \leq \xi \leq \frac{\pi}{2}, \quad (31б)$$

$$\xi = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{\partial \chi}{\partial \xi} = \operatorname{th}(\eta - 1) =$$

$$= 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m e^{-2m\eta} \quad \text{для } \eta > 0. \quad (31в)$$

Решение, полученное на основе преобразований Фурье, запишется в виде

$$\bar{\chi}(\xi, \eta) = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\operatorname{sh} \lambda (\xi + \pi/2)}{\lambda \operatorname{ch} \lambda \pi} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \frac{2m}{4m^2 + \lambda^2}$$

что после почленного возвращения к оригиналу дает

$$\chi(\xi, \eta) = \frac{8}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m m \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n + \frac{1}{2}} \times$$

$$\times \frac{\sin \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) \left( \xi + \frac{\pi}{2} \right) \right]}{4m^2 - \left( n + \frac{1}{2} \right)^2} e^{-\left( n + \frac{1}{2} \right) \eta} +$$

$$+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} e^{-2m\eta} \sin 2m\xi \quad (\eta > 0). \quad (32)$$

Распределение температуры вдоль средней плоскости фитиля, рассчитанное по уравнениям (30) и (32), представлено на фиг. 5. Видно, что температура действительно увеличивается вблизи начала конденсатора, приближаясь к среднему значению между температурой  $T_c$  и температурой на поверхности фитиля. Суммарное изменение температуры в фитиле оказывается значительно меньшим по сравнению с предыдущим случаем, поскольку  $t_w/L_c$  мало.

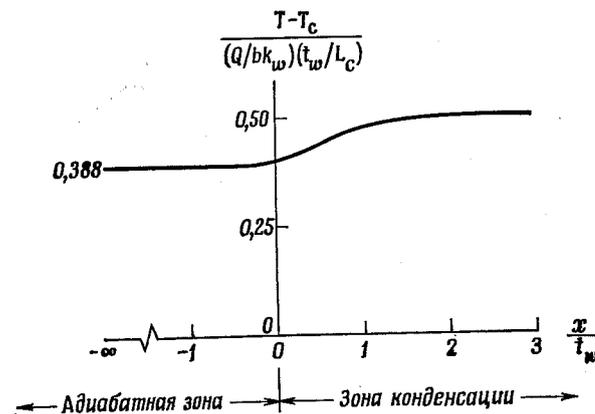
Другая возможность для выбора граничного условия на поверхности фитиля состоит в задании на этой поверхности постоянной температуры, равной температуре насыщения пара. Это условие возможно только в том случае, когда жидкая пленка на поверхности фитиля отсутствует и когда жидкость полностью заполняет фитиль в зоне конденсации. Если же на поверхности фитиля имеется слой жидкости, то в этом слое температура должна уменьшаться на величину, определяемую количеством тепла, выделяющегося при конденсации пара, которое передается через этот слой за счет теплопроводности. Тем не менее, поскольку это граничное условие было выбрано в работе [10] при постановке задачи для численного решения, представляет интерес сравнить результаты работы [10] с настоящим аналитическим подходом.

Для  $y = 0$ ,  $T = T_s = \text{const}$  для  $x > 0$  решение в  $\zeta$ -плоскости запишется следующим образом:

$$\psi(\xi, \eta) = \frac{1}{\pi} (T_s - T_c) \left( \xi + \frac{\pi}{2} \right),$$

откуда следует, что температура вдоль средней плоскости фитиля окажется равной

$$T(x, t_w/2) = \frac{T_s + T_c}{2}$$



Ф и г. 5. Распределение температуры по оси фитиля при постоянной скорости конденсации.

для всех значений  $x$ . Когда  $x \rightarrow -\infty$ , температура приближается к значению  $(T_s + T_c)/2$  для всех значений  $y$ . Вне передней плоскости имеется изменение температуры вдоль фитиля, причем суммарное изменение температуры равно

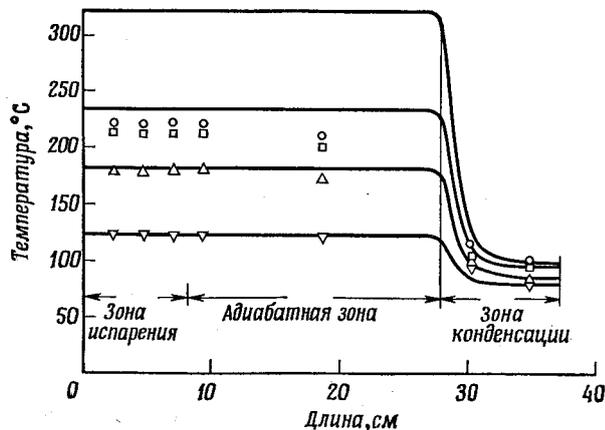
$$\Delta T \equiv T(\infty, y) - T(-\infty, y) = \frac{T_s - T_c}{2} \left( 1 - \frac{2y}{t_w} \right).$$

Эта величина меняет знак при переходе через среднюю плоскость фитиля и не зависит от теплового потока.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

## СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Авторы работы [7] измерили распределение температуры по оси вдоль фитиля в тепловой трубе диаметром 50,8 мм, работающей на воде. С этой целью они заделали по длине фитиля ряд термопар. Результаты этих изме-



Ф и г. 6. Сравнение расчетных и измеренных распределений температуры по оси фитиля.

Тепловая нагрузка (вт): ○ — 1500, □ — 940, △ — 668, ▽ — 302; ——— расчетные кривые.

рений представлены на фиг. 6. Кривые этой фигуры соответствуют распределениям температуры на средней плоскости фитиля, которые были рассчитаны по разработанной теории при условии, что давление в конденсаторе является постоянным [уравнения (14) и (22)]. При проведении этих расчетов были использованы экспериментальные значения для тепловой нагрузки  $Q$ . Эффективная теплопроводность фитиля, заполненного жидкостью, была вычислена исходя из предположения, что жидкость и материал фитиля проводят тепло параллельно:

$$k_w = \varepsilon k_l + (1 - \varepsilon) k_m \quad (33)$$

где  $\varepsilon$  — пористость фитиля.

Фитиль в работе [7] был изготовлен из спрессованных шариков из монеля и имел пористость, равную 0,4. Принимая для монеля  $k_m = 26 \text{ вт/м}\cdot\text{град}$ ,  $k_l = 0,692 \text{ вт/м}\cdot\text{град}$  для воды,  $\varepsilon = 0,4$  и ширину фитиля  $b$ , равную наружному периметру фитиля (наружный диаметр 49 мм), были получены кривые, представленные на фиг. 6. В экспериментальных исследованиях [7] толщина фитиля составляла 12,7 мм, поэтому расчетные кривые имеют значительные градиенты приблизительно на такой же длине от начала зоны конденсации.

Факт, что измеренная температура в фитиле уменьшается в зоне конденсации подкрепляет теорию, основывающуюся на постоянном давлении на поверхности фитиля в зоне конденсации, и свидетельствует о том, что скорость конденсации, и тепловой поток имеют максимальные значения в начале зоны конденсации. К сожалению, при проведении экспериментальных исследований в работе [7] было слишком мало термопар вблизи начала зоны конденсации, что не дает возможности определить, были ли действительные градиенты температур столь крутыми, как это предсказывает теория. Хотя в работе [9] проведены более тщательные измерения, фитиль в этих исследованиях был значительно тоньше (2,54 мм), поэтому расстояние между термопарами слишком велико, чтобы определить, происходит ли основное изменение температуры на длине  $t_w$ . Несмотря на то что экспериментальные профили температур являются слишком грубыми, чтобы определить детальное соответствие с теорией, расчетные результаты для постоянного давления являются наиболее приемлемыми, в то время как результаты для постоянной скорости конденсации или постоянной температуры на поверхности фитиля приводят к неправильным распределениям температуры.

Лучшую проверку соответствия между теорией и экспериментальными исследованиями дает сравнение суммарных температурных перепадов по оси. В табл. 1 представлено сравнение расчетных значений с экспериментальными данными работы [7]. Расчет проводился по уравнению (23), использовались экспериментальные значения  $Q$  из работы [7] и значение  $k_w$ , вычисленное по уравнению (33), как было описано выше. Соответствие при

Таблица 1

Q, Вт	T, град	
	измеренные значения [7]	расчетные значения
302	44,4	44,4
668	100	100
940	122	144
1500	122	228

более низких тепловых нагрузках является отличным. При более высоких тепловых нагрузках вплоть до предельного значения 1500 Вт, при котором тепловая труба вышла из строя (фитиль стал сухим), теория дает несколько более высокие перепады температур.

Таблица 2

Q/bL <sub>c</sub> , Вт/м <sup>2</sup>	ΔT, град	
	измеренные значения [9]	расчетные значения
189	66,7	83,2
620	128	278
1045	194	467

В табл. 2 сравниваются расчетные значения температурного перепада<sup>1</sup> со значениями, измеренными в экспериментальных исследованиях [9] на тепловой трубе, работающей на воде и имеющей фитиль из спеченных никелевых волокон. При сравнении использовался измеренный средний тепловой поток в зоне конденсации. Первая и последняя цифры в любой колонке соответствуют минимальному и максимальному стационарным тепловым потокам при конденсации, которые были достигнуты в

<sup>1</sup> Поскольку в экспериментальной трубе отсутствовала адиабатическая секция между испарителем и конденсатором, разработанная теория, в которой предполагается, что  $(t_w/L_a) \ll 1$ , не является точной.

этих экспериментах. Соответствие между теорией и экспериментом не является таким хорошим, как в табл. 1; удовлетворительное совпадение имеет место только при минимальном тепловом потоке.

В работе [8] также представлены данные о температурных перепадах в тепловой трубе, работающей на воде и имеющей спеченный медный фитиль. Вследствие хорошей теплопроводности меди уравнение (33) дает высокое значение эффективной проводимости фитиля даже при высокой пористости, величина которой, согласно [8], равна 0,8. Соответствующий температурный перепад, вычисленный по уравнению (23), оказывается в 3 раза меньше по сравнению с перепадом, измеренным между адиабатной и конденсационной секциями. Однако температуры в работе [8] измерялись на наружной стороне стенки трубы, и в этом случае было большое контактное сопротивление между стенкой трубы и фитилем вследствие плохого соединения.

Основной источник неопределенности при сравнении теории с экспериментом содержится в величине теплопроводности заполненного жидкостью фитиля, которую, по видимому, непосредственно не измеряли. Авторы работы [9] рекомендуют пользоваться формулой (33) для вычисления эффективной проводимости фитилей из спеченных материалов, но представляется сомнительным, можно ли найти подтверждение этой формулы на основе измерений общей проводимости, которая включает жидкость, фитиль, стенку трубы и контакт между фитилем и стенкой. Для фитиля, спрессованного из шариков, который исследовался в работе [7], допущение о параллельной проводимости становится более сомнительным, поскольку здесь, вероятно, имеет место худший тепловой контакт между твердыми частичками по сравнению со спеченными металлическим волокном или порошком, которые были исследованы в работе [9]. Авторы работы [16] предложили формулу для теплопроводности спрессованных шариков, которая находится в хорошем соответствии с данными для низкопроводящих материалов. Однако эта формула для спеченного монеля дает проводимость, которая намного меньше проводимости, рассчитанной по уравнению (33), а соответствующее расчетное значение температурного

перепада при использовании их формулы оказывается много большим, чем в работе [7]. Но формула авторов работы [16] получена исходя из предположения, что контакт между частичками отсутствует. Если частички находятся в контакте, то в этом случае, используя модель Римана для усеченных сфер, можно получить значение теплопроводности, которое значительно ближе к вычисленному по уравнению (33). Очевидно, необходимы более точные измерения эффективной теплопроводности материалов фитилей, которые используются в тепловых трубах.

#### ПРАВОМЕРНОСТЬ ПРЕНЕБРЕЖЕНИЯ КОНВЕКЦИЕЙ

В приведенном анализе мы пренебрегли конвекцией в фитиле и пленке на основании допущения о том, что соответствующие числа  $Re$  малы. В табл. 3 представлены

Таблица 3

$Q/b$ , вт/м	$k_w$ , вт/м·град	$Re_w$	$Pr_w$	$Pe_w$	Источник
61	15,5	1,5	0,08	0,1	[7]
137		7		0,6	
195		10		0,8	
305	8,65	16	0,15	1,3	[9]
610		3		0,6	
1 980		10		1,5	
3 350		16		2,4	

расчетные числа  $Re$  для экспериментальных условий, которые были приведены в работах [7, 9]. Эти расчеты проводились следующим образом. Для фитиля  $Re_w = Re_w Pr_w$ , где

$$Re_w = \frac{\rho_i \bar{v} l_w}{\mu_i} = \frac{Q}{bh_l v \mu_i}$$

$$Pr_w = (k_l/k_w) Pr_l$$

Заметим, что эффективное число Прандтля в фитиле  $Pr_w$  определяется по эффективной теплопроводности фи-

тиля. Из табл. 3 следует, что числа  $Re$  оказываются малы только при более низких тепловых потоках. Этот факт в сочетании с тем, что хорошее соответствие с экспериментом было обнаружено только при более низких тепловых потоках, может свидетельствовать о том, что конвекция жидкости в фитиле приводит к уменьшению температурного градиента при высоких тепловых потоках.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были получены точные аналитические решения для течения жидкости и теплопроводности в фитиле тепловой трубы с охлаждаемой зоной конденсации. Было найдено, что наибольшие температурные перепады имеют место вблизи начала зоны конденсации. Для заданной тепловой нагрузки тепловой трубы величина температурного перепада будет малой только в том случае, если эффективная теплопроводность фитиля, заполненного жидкостью, будет высокой. Это обстоятельство объясняет тот факт, почему тепловые трубы на жидком металле могут работать при постоянной температуре, в то время как в тепловых трубах на воде имеются значительные температурные перепады в фитиле когда пар вынужден конденсироваться внутри ограниченного пространства трубы за счет внешнего охлаждения.

Расчетные значения температурного перепада согласуются с измеренными температурными перепадами при низких тепловых потоках. При более высоких тепловых потоках расчетное значение температурного перепада несколько выше, возможно, за счет пренебрежения конвекцией в жидкости. Из-за отсутствия достаточного количества экспериментальных данных нет возможности проверить, является ли температурный градиент таким крутым, как предсказывает теория. Для более полного сравнения теории и эксперимента необходимо провести более детальные измерения температурных распределений в фитиле, а также точно определить эффективную теплопроводность фитиля, заполненного жидкостью. Теория может быть улучшена за счет учета конвекции и использования менее идеальной геометрии, однако это потребует громоздких вычислений, как отмечено в работе [10].

Представленные точные аналитические решения могут служить для сравнений при проведении численных расчетов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F., Structures of Very High Thermal Conductance, *Appl. Phys.*, 35 (6), 1990—1991 (1964).
2. Cotter T. P., Theory of Heat Pipes, LA-3246-MS, 1965.
3. Cotter T. P., Heat Pipe Startup Dynamics, Proc. Thermionic Conv. Specialist Conf., 1967, pp. 344—347.
4. Deverall J. E., Kemme J. E., High Thermal Conductance Devices Utilizing the Boiling of Lithium or Silver, LA-3211, 1964.
5. Kemme J. E., Heat Pipe Capability Experiments, LA-3585-MS, 1966.
6. Deverall J. E., Kemme J. E., Satellite Heat Pipe, LA-3278-MS, 1965.
7. Cosgrove J. H., Ferrell J. K., Carnesale A., Operating Characteristics of Capillary-Limited Heat Pipes, *J. Nuclear Energy*, 21, 547—558 (1967).
8. Neal L. G., An Analytical and Experimental Study of Heat Pipes, EM 17-5 (99900-6114-R000), 1967, TRW Systems, Redondo Beach, Calif.
9. Kunz H. R., Wyde S. S., Nashick G. H., Barnes J. F., Vapor-Chamber Fin Studies; Operating Characteristics of Fin Models, NASA CR-1139, 1968.
10. Ferrell J. K., Report on Progress During the Ninth Quarter on a Study of the Operating Characteristics of the Heat Pipe, AEC Contr. AT-(40-1)-3411 with North Carolina State Univ. 1967 (№ 68-23098).
11. Muskat M., The Flow of Homogeneous Fluids Through Porous Media, McGraw-Hill, New York, 1937, p. 208.
12. Erdelyi A. (ed.), Tables of Integral Transforms, Vol. I, McGraw-Hill, New York, 1954, p. 31.
13. Jolley L. B. W., Summation of Series, 2nd ed., Dover, New York, 1961, p. 72.
14. Davis H. T., Tables of the Higher Mathematical Functions, Vol. II, The Principia Press of Trinity Univ., San Antonio, Texas, 1963, p. 285.
15. Kunz H. R., Langston L. S., Hilton B. H., Wyde S. S., Nashick G. H., Vapor-Chamber Fin Studies; Transport Properties and Boiling Characteristics of Wicks, NASA CR-812, 1967.
16. Goring R. L., Churchill S. W., Thermal Conductivity of Heterogeneous Materials, *Chem. Engng. Progr.*, 57, 53—59 (1961).

## ВЛИЯНИЕ КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ДВИЖЕНИИ ПАРА, НА ЛАМИНАРНЫЙ ПОТОК ЖИДКОСТИ В КАПИЛЛЯРАХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Хуфшмидт, Бурк, Кола, Хофман

## Обозначения

- $a$  — глубина капилляра;  
 $b$  — ширина капилляра;  
 $d$  — диаметр тепловой трубы;  
 $d_h$  — гидравлический диаметр капилляров;  
 $f$  — коэффициент трения;  
 $g$  — ускорение силы тяжести;  
 $\Delta h$  — перепад высот на тепловой трубе;  
 $l$  — длина капилляра ( $l_{эф}$  — эффективная длина тепловой трубы);  
 $m = \frac{(2n+1)\pi}{2}$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots, \infty$ );  
 $\Delta p$  — перепад давлений;  
 $dp/dz$  — градиент давления;  
 $s$  — ширина стенки между капиллярами;  
 $v$  — скорость жидкости;  
 $\bar{v}$  — средняя скорость;  
 $x$  — координата в направлении ширины капилляра;  
 $z$  — координата в направлении длины капилляра;  
 $y$  — координата в направлении глубины капилляра;  
 $B$  — диаметр кривизны поверхности жидкости в капиллярах;  
 $C^*$  — постоянная в уравнении (4);  
 $D$  — постоянная в уравнении (13);

<sup>1</sup> Hufschmidt W., Burck E., Cola G., Hoffmann H. (Ispra, Italien), *Wärme und Stoffübertragung*, Bd. 2, S. 222 (1969).

Представленные точные аналитические решения могут служить для сравнений при проведении численных расчетов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F., Structures of Very High Thermal Conductance, *Appl. Phys.*, **35** (6), 1990—1991 (1964).
2. Cotter T. P., Theory of Heat Pipes, LA-3246-MS, 1965.
3. Cotter T. P., Heat Pipe Startup Dynamics, Proc. Thermionic Conv. Specialist Conf., 1967, pp. 344—347.
4. Deverall J. E., Kemme J. E., High Thermal Conductance Devices Utilizing the Boiling of Lithium or Silver, LA-3211, 1964.
5. Kemme J. E., Heat Pipe Capability Experiments, LA-3585-MS, 1966.
6. Deverall J. E., Kemme J. E., Satellite Heat Pipe, LA-3278-MS, 1965.
7. Cosgrove J. H., Ferrell J. K., Carnesale A., Operating Characteristics of Capillary-Limited Heat Pipes, *J. Nuclear Energy*, **21**, 547—558 (1967).
8. Neal L. G., An Analytical and Experimental Study of Heat Pipes, EM 17-5 (99900-6114-R000), 1967, TRW Systems, Redondo Beach, Calif.
9. Kunz H. R., Wyde S. S., Nashick G. H., Barnes J. F., Vapor-Chamber Fin Studies; Operating Characteristics of Fin Models, NASA CR-1139, 1968.
10. Ferrell J. K., Report on Progress During the Ninth Quarter on a Study of the Operating Characteristics of the Heat Pipe, AEC Contr. AT-(40-1)-3411 with North Carolina State Univ. 1967 (№ 68-23098).
11. Muskat M., The Flow of Homogeneous Fluids Through Porous Media, McGraw-Hill, New York, 1937, p. 208.
12. Erdelyi A. (ed.), Tables of Integral Transforms, Vol. I, McGraw-Hill, New York, 1954, p. 31.
13. Jolley L. B. W., Summation of Series, 2nd ed., Dover, New York, 1961, p. 72.
14. Davis H. T., Tables of the Higher Mathematical Functions, Vol. II, The Principia Press of Trinity Univ., San Antonio, Texas, 1963, p. 285.
15. Kunz H. R., Langston L. S., Hilton B. H., Wyde S. S., Nashick G. H., Vapor-Chamber Fin Studies; Transport Properties and Boiling Characteristics of Wicks, NASA CR-812, 1967.
16. Goring R. L., Churchill S. W., Thermal Conductivity of Heterogeneous Materials, *Chem. Engng. Progr.*, **57**, 53—59 (1961).

## ВЛИЯНИЕ КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ДВИЖЕНИИ ПАРА, НА ЛАМИНАРНЫЙ ПОТОК ЖИДКОСТИ В КАПИЛЛЯРАХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Хуфшмидт, Бурк, Кола, Хофман

## Обозначения

- $a$  — глубина капилляра;  
 $b$  — ширина капилляра;  
 $d$  — диаметр тепловой трубы;  
 $d_h$  — гидравлический диаметр капилляров;  
 $f$  — коэффициент трения;  
 $g$  — ускорение силы тяжести;  
 $\Delta h$  — перепад высот на тепловой трубе;  
 $l$  — длина капилляра ( $l_{эфф}$  — эффективная длина тепловой трубы);  
 $m = \frac{(2n+1)\pi}{2}$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots, \infty$ );  
 $\Delta p$  — перепад давлений;  
 $dp/dz$  — градиент давления;  
 $s$  — ширина стенки между капиллярами;  
 $v$  — скорость жидкости;  
 $\bar{v}$  — средняя скорость;  
 $x$  — координата в направлении ширины капилляра;  
 $z$  — координата в направлении длины капилляра;  
 $y$  — координата в направлении глубины капилляра;  
 $B$  — диаметр кривизны поверхности жидкости в капиллярах;  
 $C^*$  — постоянная в уравнении (4);  
 $D$  — постоянная в уравнении (13);

<sup>1</sup> Hufschmidt W., Burck E., Cola G., Hoffmann H. (Ispra, Italien), *Wärme und Stoffübertragung*, Bd. 2, S. 222 (1969).

- $K$  — отношение локальной кинетической энергии пара к средней энергии пара;  
 $L$  — теплота парообразования;  
 $M$  — постоянная в уравнении (22);  
 $Q_h$  — количество тепла, передаваемое в тепловой трубе;  
 $S$  — постоянная тепловой трубы;  
 $V$  — объемный расход;  
 $Re$  — число Рейнольдса;  
 $We$  — число Вебера;  
 $\alpha$  — постоянная тепловой трубы, учитывающая ускорение и трение пара;  
 $\beta$  — постоянная в уравнении (11);  
 $\gamma$  — постоянная тепловой трубы, учитывающая влияние гравитации;  
 $\delta$  — постоянная тепловой трубы, учитывающая трение жидкости (касательные напряжения);  
 $\varepsilon$  — постоянная тепловой трубы, учитывающая трение жидкости без касательных напряжений;

$\eta = \frac{y}{a}$  — безразмерная координата капилляра;

$\mu$  — динамическая вязкость;  
 $\mu^* = y^*/a$  — положение нулевой изотакхи;  
 $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости;  
 $\xi = 2x/b$  — безразмерная координата капилляра;

$\rho$  — плотность;  
 $\tau$  — касательные напряжения на поверхности раздела пар — жидкость;

$\sigma$  — поверхностное натяжение;  
 $\Phi = b/2a$  — постоянная геометрии капилляра;

$\psi = v/\bar{v}_l$  — безразмерная скорость жидкости;

$V = s/b$  — постоянная геометрии капилляра;

$\Psi$  — безразмерный расход жидкости;

$\Pi$  — безразмерный перепад давлений.

#### И н д е к с ы

- $c$  — капилляр;  
 $g$  — гравитация;  
 $l$  — жидкость;

- $p$  — Гаген — Пуазейль;  
 $v$  — пар;  
 $va$  — ускорение пара;  
 $vf$  — трение пара;  
 $lf$  — трение жидкости;  
 $RF$  — обратный поток;  
 $VF$  — прямой поток;  
 $AR$  — закрытый капилляр;  
 $0$  — для  $D = 0$ .

#### ВВЕДЕНИЕ

В ядерных реакторах космических кораблей часто предусматривают для отвода тепла из активной зоны реактора тепловые трубы. Они отличаются хорошими теплопередающими свойствами, небольшим весом, простой конструкцией и могут также применяться в условиях невесомости при высоких температурах. Они могут рассматриваться как теплопроводящая система с практически постоянной температурой.

Осевой тепловой поток в тепловой трубе с открытой структурой капилляров в теплоизолированном участке наряду с другими факторами ограничен расходом жидкости в капиллярах. Вследствие касательных напряжений, возникающих при движении пара над поверхностью жидкости, последняя может затрмаживаться и даже полностью остановиться. Это явление наблюдалось в работе [5]. При увеличении мощности, передаваемой тепловой трубой, и тем самым количества переносимого пара трение становится настолько большим, что жидкость останавливается. При этом испарение прекращается, тормозящее влияние пара исчезает и движение и испарение жидкости возобновляются. Этот процесс периодически повторяется.

Тепловая труба представляет собой замкнутую систему (фиг. 20) с капиллярной структурой на внутренней стороне. Теплоноситель (в большинстве случаев жидкий металл) испаряется в зоне нагрева и конденсируется в зоне охлаждения. Жидкость движется в теплоизолированном участке по капиллярам стенки от зоны охлаждения к испарителю, а в противоположном направлении по паровому каналу течет пар.

В космических энергетических установках тепловая труба работает в условиях невесомости под действием капиллярного напора (сил поверхностного натяжения). При работе трубы устанавливается равновесие между движущим капиллярным напором и суммой потерь давления в жидкости, паре и при ускорении пара в зоне нагрева. Оптимизация геометрии капилляров (ширина и глубина канавок), проведенная в работах [1—4], показала, что, когда влиянием трения между паром и жидкостью можно пренебречь, потери давления при течении жидкости в капиллярах составляют треть часть движущего напора. Поэтому важно исследовать это влияние.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Так как числа  $Re$  при движении жидкости в капиллярах небольшие ( $Re_l < 200$ ), течение будет ламинарным и поле скоростей можно рассчитать, решая уравнение Навье — Стокса. Для открытых капилляров шириной  $b = 2r$  и глубиной  $a$  можно записать двумерное уравнение относительно скорости жидкости  $v$  в направлении течения  $z$  в виде

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu_l} \left( \frac{dp}{dz} \right)_l, \quad (1)$$

где  $x, y, z$  — координаты в направлениях ширины, глубины и движения (фиг. 1) и  $\mu_l$  — динамическая вязкость жидкости. Величина  $(dp/dz)_l$  представляет градиент давления в жидкости в направлении  $z$ . Граничные условия для уравнения (1) следующие:

а)  $y = 0, 0 \leq x \leq b, v = 0$  (условие прилипания на стенке);

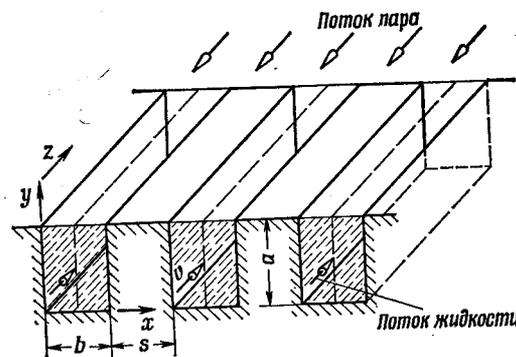
б)  $x = 0, x = b, 0 \leq y \leq a, v = 0$  (условие прилипания на стенке);

в)  $x = b/2, 0 \leq y \leq a, \partial v / \partial x = 0$  (условие симметрии);

г)  $y = a, 0 \leq x \leq b, \partial v / \partial y = -C^* \bar{v}_l$  (условие на внешней поверхности).

Граничное условие «г» ( $\bar{v}_l$  — средняя скорость жидкости) означает, что касательное напряжение  $\tau_l$  в жид-

кости на свободной поверхности ( $y = a$ ) определяется противоположным потоком пара. В дальнейшем  $\tau_l$  принимается постоянным вдоль  $x$  (физический смысл этого допущения разъясняется в разд. «Эксперимент»).



Ф и г. 1. Схема течения жидкости и пара в прямоугольных капиллярах.

Таким образом, для  $\tau_l$  можно записать

$$\tau_l = \mu_l \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=a} = -\tau_v. \quad (2)$$

Касательное напряжение при движении пара со средней скоростью  $\bar{v}_v$ , плотностью  $\rho_v$  и вязкостью  $\mu_v$  в канале с гидравлическим диаметром  $d$  определяется по градиенту давления  $(dp/dz)_v$  в паре или по коэффициенту трения

$$\tau_v = \frac{d}{4} \left( \frac{dp}{dz} \right)_v = \frac{f_v}{8} \rho_v \bar{v}_v^2. \quad (3)$$

Для ламинарного течения пара ( $Re_v < 2300$ )  $f_v = 64/Re_v$  (закон Гагена — Пуазейля), а для турбулентного  $f_v = 0,316/Re_v^{0,25}$  (закон Блазиуса). Число  $Re$  определяется выражением  $Re_v = (\rho_v \bar{v}_v d) / \mu_v$ . Теперь можно записать выражение для постоянной  $C^*$  в граничном условии «г»

$$C^* = -\frac{1}{\bar{v}_l} \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=a} = -\frac{1}{\bar{v}_l} \frac{\tau_l}{\mu_l} = \frac{1}{\mu_l \bar{v}_l} \frac{d}{4} \left( \frac{dp}{dz} \right)_v = \frac{1}{\mu_l \bar{v}_l} \frac{f_v}{8} \rho_v \bar{v}_v^2. \quad (4)$$

Для решения уравнения (1) градиент давления  $(dp/dz)_l$  в жидкости принимается постоянным и записывается через коэффициент трения  $f_l$  и гидравлический диаметр  $d_h$  канала:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_l = \frac{f_l}{d_h} \frac{\rho_l}{2} \bar{v}_l^2, \quad (5)$$

$$d_h = 4 \frac{ba}{b + 2a}.$$

Введем число Re для потока жидкости  $Re_l = (\bar{v}_l \rho_l d_h) / \mu_l$ , получим

$$\frac{1}{\bar{v}_l \mu_l} \left(-\frac{dp}{dz}\right)_l = \frac{1}{2} \frac{f_l Re_l}{d_h^2}. \quad (7)$$

При этом средняя скорость жидкости находится путем интегрирования поля скоростей в канавке

$$\bar{v}_l = \frac{1}{ab} \int_0^a \int_0^b v dx dy. \quad (8)$$

Если привести уравнения к безразмерному виду с помощью переменных

$$\psi = \frac{v}{\bar{v}_l}, \quad \xi = \frac{x}{a} = 2 \frac{x}{b}, \quad \eta = \frac{y}{a}, \quad \varphi = \frac{r}{a} = \frac{b}{2a}, \quad (9)$$

то получим

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \varphi^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} = -\beta. \quad (10)$$

Здесь

$$\beta = \frac{b^2}{4\mu_l \bar{v}_l} \left(-\frac{dp}{dz}\right)_l = \frac{1}{8} \frac{f_l Re_l}{(d_h/b)^2}, \quad (11)$$

а с учетом выражения (6)

$$\beta = 2f_l (1 + \varphi)^2 \frac{Re_l}{64}.$$

Величина  $f_{lp} = 64/Re_l$  представляет собой коэффициент трения при ламинарном течении в канале, и, таким образом,

$$\beta = 2 \frac{f_l}{f_{lp}} (1 + \varphi)^2. \quad (12)$$

Значение  $\beta > 0$  соответствует перепаду давлений, а  $\beta < 0$  — повышению давления в направлении  $z$ .

Граничные условия для уравнения (10) примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{а) } \eta = 0, \quad 0 \leq \xi \leq 2, \quad \psi = 0; \\ \text{б) } \xi = 0; \quad 0 \leq \eta \leq 1, \quad \psi = 0; \\ \quad \quad \quad \xi = 2 \\ \text{в) } \xi = 1, \quad 0 \leq \eta \leq 1, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = 0; \\ \text{г) } \eta = 1, \quad 0 \leq \xi \leq 2, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = -D. \end{aligned} \quad (13)$$

Величину  $D = C^* a$  назовем безразмерным касательным напряжением на внешней поверхности:

$$D = \frac{a}{\bar{v}_l} \frac{\tau_v}{\mu_l} = \frac{a}{\mu_l \bar{v}_l} \frac{d}{4} \left(\frac{dp}{dz}\right)_v = \frac{a}{\mu_l \bar{v}_l} \frac{f_v}{8} \rho_v \bar{v}_v^2. \quad (14)$$

Когда  $D > 0$ , пар движется противоположно жидкости, а когда  $D < 0$ , направления движения пара и жидкости совпадают.

Запишем среднюю скорость жидкости в безразмерном виде

$$\int_{\xi=0}^1 \int_{\eta=0}^1 \psi d\xi d\eta = 1. \quad (15)$$

Дифференциальное уравнение (10) с граничными условиями и постоянными  $D$ ,  $\beta$ ,  $\varphi$ <sup>1</sup> решено с помощью преобразования Фурье (см. приложение):

$$\Phi_n(\eta) = \int_0^2 \psi(\eta, \xi) \sin \frac{n\pi\xi}{2} d\xi, \quad (16)$$

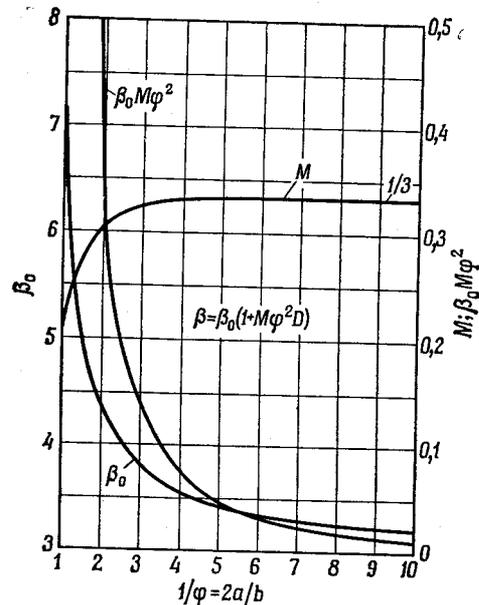
$$\psi(\eta, \xi) = \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n(\eta) \sin \frac{n\pi\xi}{2}. \quad (17)$$

В настоящей задаче возможны только нечетные  $n$ , и распределение скоростей в безразмерной форме примет вид

$$\psi(\xi, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_{2n+1}(\eta) \sin(m\xi), \quad (18)$$

<sup>1</sup>  $\beta$  в уравнении (12) является неизвестной величиной, которая находится с помощью уравнения (15). Однако при решении уравнения (10)  $\beta$  является постоянной.

$$\Phi_{2n+1}(\eta) = \frac{2\beta}{m^3} \left[ 1 - \frac{\operatorname{ch} \left[ \frac{m}{\varphi} (1 - \eta) \right]}{\operatorname{ch} \left( \frac{m}{\varphi} \right)} \right] - \frac{2D\varphi \operatorname{sh} \left( \frac{m}{\varphi} \eta \right)}{m^2 \operatorname{ch} \left( \frac{m}{\varphi} \right)}. \quad (19)$$



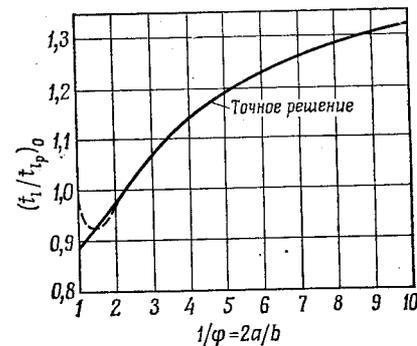
Ф и г. 2. Зависимость величин  $\beta_0$ ,  $M$ ,  $\beta_0 M \varphi^2$  от геометрической характеристики капилляра  $1/\varphi$ .

Здесь  $m = [(2n + 1)\pi]/2$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, \infty$ ). Величина  $\beta$  с помощью уравнения (15) запишется следующим образом:

$$\beta = \frac{3 + D\varphi^2 \left[ 1 - 6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{sch} (m/\varphi)}{m^4} \right]}{1 - 6\varphi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{th} (m/\varphi)}{m^5}}. \quad (20)$$

Теперь можно найти коэффициент трения  $f$  [уравнение (12)]. Суммы в числителе и знаменателе уравнения (20) очень быстро сходятся, поэтому для точности  $10^{-6}$

в сумме  $\sum_{n=0}^{\infty} \{[\operatorname{sch} (m/\varphi)]/m^4\}$  достаточно число членов  $4\varphi$ , а в сумме  $\sum_{n=0}^{\infty} \{[\operatorname{th} (m/\varphi)]/m^5\}$  достаточно  $2\varphi$  членов.



Ф и г. 3. Зависимость отношения действительного коэффициента трения ламинарного потока жидкости к величине  $f_{lp} = 64/Re_l$  от геометрической характеристики капилляра  $1/\varphi$  без учета трения пара ( $D = 0$ ).

Пунктирная линия соответствует приближенному решению по уравнению (25).

В случае  $D = 0$ , т. е. без учета трения газа,

$$\beta_0 = \frac{3}{1 - 6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{th} (m/\varphi)}{m^5}}. \quad (21)$$

Если ввести постоянную

$$M = \frac{1}{3} \left[ 1 - 6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{sch} (m/\varphi)}{m^4} \right], \quad (22)$$

то получим

$$\beta = \beta_0 [1 + MD\varphi^2], \quad (23)$$

причем величины  $\beta_0$  и  $M$  зависят только от  $\varphi$ , т. е. от геометрии капилляров. На фиг. 2 показаны зависимости величин  $\beta_0$ ,  $M$  и  $\beta_0 M \varphi^2$  от  $1/\varphi$ . Видно, что при  $\varphi < 1/4$  величина  $M$  практически равна  $1/3$ , т. е. сумма в уравнении (22) обращается в нуль. При  $\varphi \leq 1/2$ , т. е. для канавок, у которых глубина больше ширины ( $a > b$ ), с хорошим приближением  $\beta_0 \approx 3/(1 - 0,628\varphi)$  и  $M \approx 1/3$ . Из уравнения (12) отношение коэффициентов трения равно

$$\frac{f_l}{f_{lp}} = \frac{\beta}{2(1 + \varphi)^2}. \quad (24)$$

Зависимость этого отношения для  $D = 0$  от  $1/\varphi$  показана на фиг. 3. Пунктирная линия соответствует приближению при  $\varphi \leq 0,5$

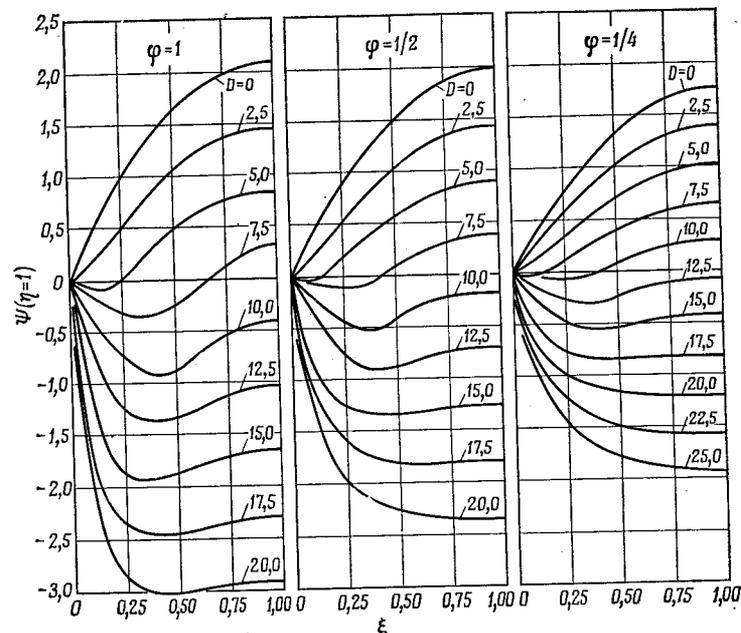
$$\left(\frac{f_l}{f_{lp}}\right)_0 = \frac{3}{2(1 + \varphi)^2(1 - 0,628\varphi)}. \quad (25)$$

#### ПОЛЕ СКОРОСТИ И ОБРАТНОЕ ДВИЖЕНИЕ

При изучении процесса течения важно знать не только увеличение коэффициента трения жидкости, но и поле скорости в капиллярах. При определенных величинах касательных напряжений (при определенных  $D$ ) часть жидкости увлекается паром (обратный поток), и вдоль линии  $v = 0$  (нулевая изотаха) жидкость оказывается неподвижной. Это явление существенно при анализе коррозии в тепловых трубах [6]. Ниже рассматриваются оба случая, когда  $D > 0$  (пар движется противоположно жидкости) и  $D < 0$  (пар и жидкость движутся в одном направлении).

Уравнения (18)—(20) были решены на ЭВМ IBM 360/65; решение представляет собой распределение скоростей для заданных величин  $\varphi$  и  $D$ . На фиг. 4, 5 приведена зависимость безразмерной скорости  $\psi$  от безразмерной ширины канала  $\xi$  на поверхности жидкости  $\eta = 1$  ( $y = a$ ). При  $D = 0$  профиль скорости почти параболический и с ростом глубины канала (уменьшением  $\varphi$ ) становится более плоским ( $\xi = 1$  соответствует середине канала). Зависимость  $\psi$  для случая  $\xi = 1$  от безразмерной

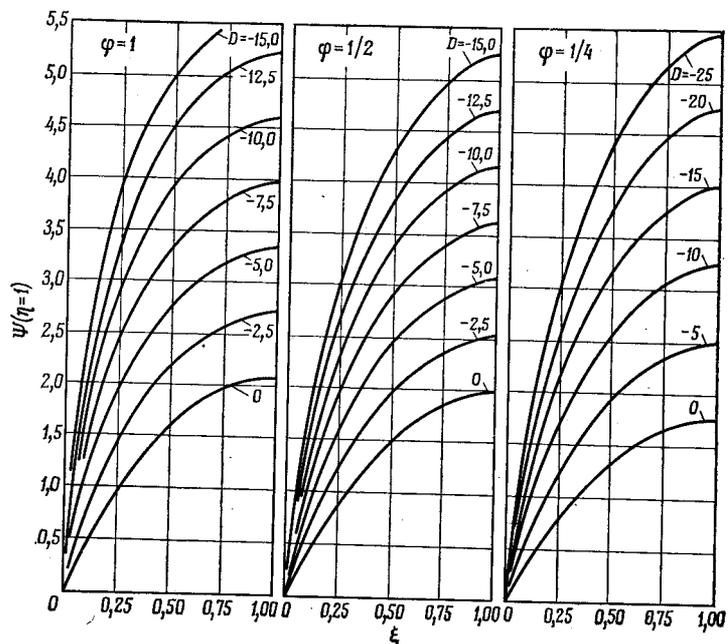
глубины канала  $\eta$  приведена на фиг. 6, 7. С увеличением  $D$  скорость на поверхности ( $\eta = 1$ ) уменьшается и принимает отрицательные значения. Градиент  $(\partial\psi/\partial\eta)_{\eta=1}$ , согласно граничному условию (г), равен  $(-D)$ .



Ф и г. 4. Распределение безразмерной скорости  $\psi = v/\bar{v}_l$  на поверхности жидкости ( $\eta = 1, y = a$ ) в зависимости от ширины капилляра  $\xi$  для положительных значений  $D$  (пар и жидкость движутся в противоположных направлениях).

На основе фиг. 4—7 получены фиг. 8, 9, на которых показаны линии равной скорости в канале. На фиг. 8 канал изображен в  $(\xi - \eta)$ -масштабе, т. е. глубина и полуширина приняты за единицу. Утолщенной линией показана изотаха  $v = 0$  ( $\psi = 0$ ). Однако изображение канала в этом масштабе оказывается искаженным. Поэтому на фиг. 9 канал дан в правильном масштабе. Из фиг. 9 видно, как по мере увеличения  $D$  нульизотахи смещаются

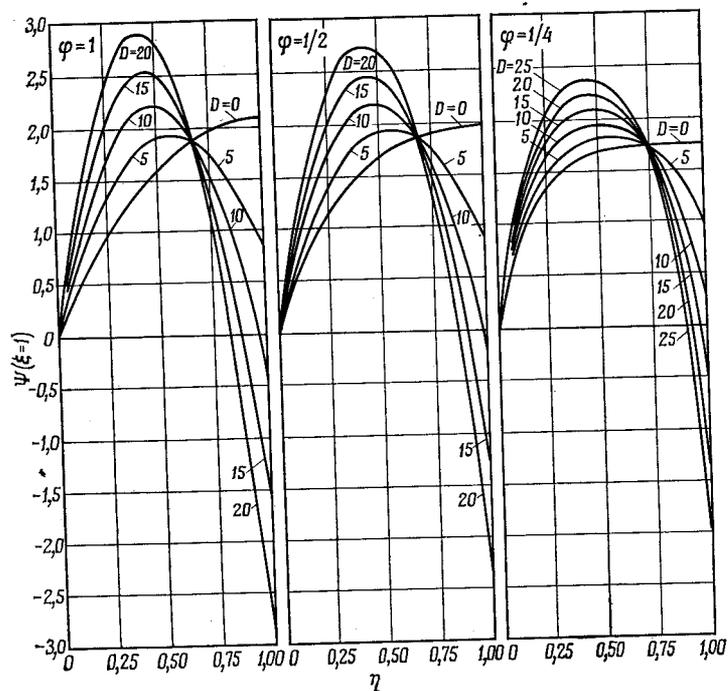
все больше в глубину канала и при отрицательных  $D$  (пар и жидкость движутся в одном направлении) у дна канала возникают области обратного течения. Этот на первый взгляд парадоксальный результат поясняется



Фиг. 5. Распределение безразмерной скорости  $\psi$  на поверхности жидкости ( $\eta = 1, y = a$ ) в зависимости от ширины капилляра  $\xi$  для отрицательных значений  $D$  (пар и жидкость движутся в одном направлении).

с помощью фиг. 10. Если рассмотреть канал с постоянным наклоном ( $dp/dz = \text{const} < 0!$ ), то при  $v_0 = 0$  (пар не движется) поток жидкости течет в направлении наклона пластинки ( $v_1$  очень велика). При увеличении скорости пара жидкость подтормаживается и появляется первое обратное течение  $R$  (относительно основного потока жидкости); на фиг. 10 это соответствует случаю 2. Согласно

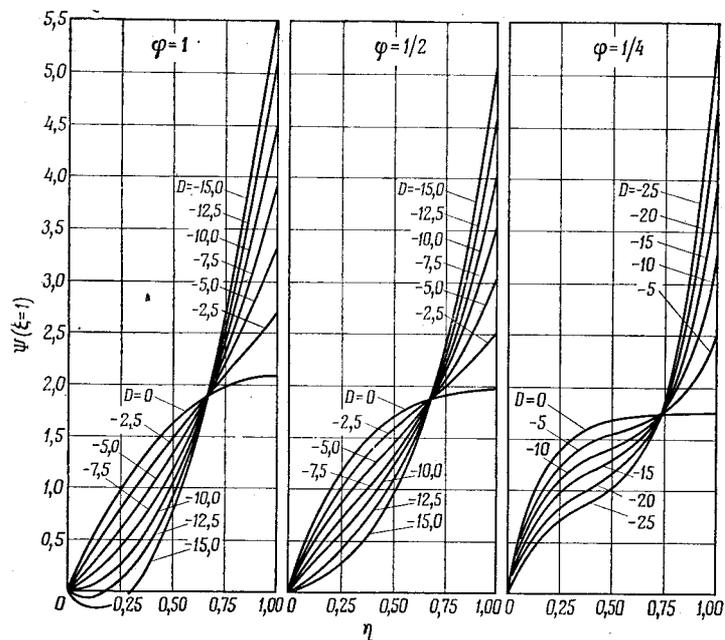
уравнениям (11), (14), значения  $\beta$  и  $D$  по мере уменьшения средней скорости жидкости  $\bar{v}_1$  увеличиваются. Случай 3 соответствует моменту, когда результирующий поток жидкости прекращается ( $\bar{v}_1 = 0$ ), и, таким образом,  $D$



Фиг. 6. Распределение безразмерной скорости  $\psi$  в середине канала ( $\xi = 1, x = b/2$ ) в зависимости от высоты капилляра  $\eta$  для положительных значений  $D$  (пар и жидкость движутся в противоположных направлениях).

и  $\beta$  становятся бесконечно большими. При дальнейшем увеличении скорости (случай 4 на фиг. 10) жидкость увлекается паром ( $\bar{v}_1 < 0$ ) и у основания канала вновь возникает обратное течение  $R$  (по отношению к направлению общего расхода жидкости). Величины  $D$  и  $\beta$  становятся

отрицательными. Наконец, при очень больших скоростях пара (случай 5 на фиг. 10) вся жидкость движется в направлении пара, отрицательная средняя скорость



Фиг. 7. Распределение безразмерной скорости  $\psi$  в середине канала ( $\xi = 1$ ;  $x = b/2$ ) в зависимости от высоты капилляра  $\eta$  для отрицательных значений  $D$  (пар и жидкость движутся в одном направлении).

увеличивается, отрицательные  $D$  и  $\beta$  уменьшаются. Подобные процессы наблюдаются при течении между двумя параллельными пластинами, одна из которых неподвижна, а другая движется с постоянной скоростью (течение Куэтта) [7]. В этом случае также при определенных градиентах давления на неподвижной пластине может возникнуть обратное течение, вследствие того что воздействие соседних слоев, движущихся с большей скоростью,

недостаточно для преодоления противоположно действующего градиента давления.

Если рассмотреть условия на поверхности жидкости ( $\eta = 1$ ) (ср. фиг. 4 и 5), то при градиенте скорости на стенке  $[\partial\psi(1)/\partial\xi]_{\xi=0} = 0$  возникает обратное течение.

Из уравнений (18) и (19) следует при  $\eta = 1$

$$\psi(\eta=1) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{2\beta}{m^3} \left[ 1 - \operatorname{sch} \left( \frac{m}{\varphi} \right) \right] - \frac{2D\varphi}{m^2} \operatorname{th} \left( \frac{m}{\varphi} \right) \right\} \sin(m\xi) \quad (26)$$

и при  $[\partial\psi(\eta=1)/\partial\xi]_{\xi=0} = 0$

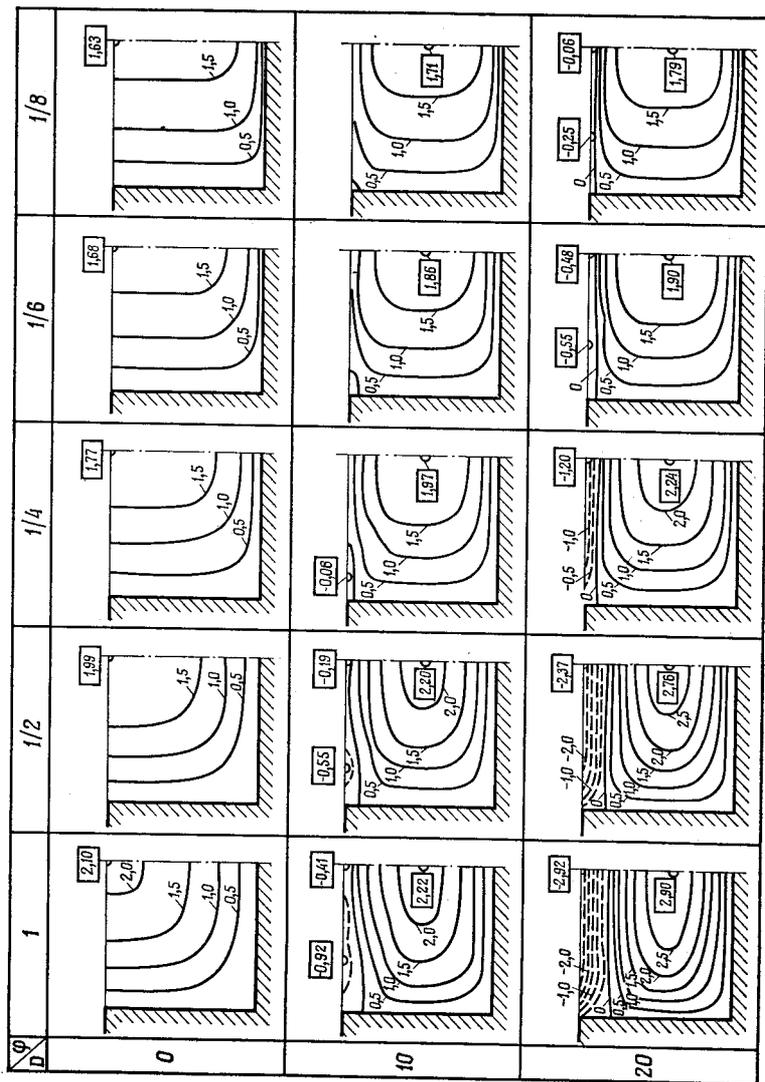
$$\frac{\beta_{RF}}{\varphi D_{RF}} = \frac{2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{th}(m/\varphi)}{m}}{1 - 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{sch}(m/\varphi)}{m^2}}, \quad (27)$$

причем  $\beta_{RF}$  при  $D = D_{RF}$  вычисляется по уравнению (20). Если скорость на поверхности жидкости в середине канала равна нулю, то это означает, что весь поверхностный слой течет в обратном направлении. При  $\psi(\eta=1, \xi=1) = 0$  следует, что

$$\frac{\beta_m}{\varphi D_m} = \frac{4 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{th}(m/\varphi)}{m^2} \sin m}{1 - 4 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{sch}(m/\varphi)}{m^3} \sin m}, \quad (28)$$

где  $\beta_m$  при  $D = D_m$  также находится из уравнения (20). Целесообразно найти среднее значение  $D$  для начала обратного движения жидкости из условия, что средняя скорость при  $\eta = 1$

$$\bar{\psi}(\eta=1) = \int_0^1 \psi(\eta=1) d\xi = 0.$$



Отсюда следует

$$\frac{\beta_M}{\varphi D_M} = \frac{6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\text{th}(m/\varphi)}{m^3}}{1 - 6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(m/\varphi)}{m^4}}; \quad (29)$$

здесь  $\beta_M$  находится при  $D = D_M$ .

Зависимости трех величин  $D$  ( $D_{RF}$ ,  $D_M$ ,  $D_m$ ) от различных отношений глубины канала  $a$  к ширине  $b$  показаны на фиг. 11. Оказывается, что уже при очень малых  $D$  в углу канала возникает обратное течение, как это видно также на фиг. 4—9. При определении расхода части жидкости, текущей в противоположном направлении, учитывают, что нульизотахи для больших  $D$  являются практически горизонтальными линиями (параллельные поверхности жидкости), как видно из фиг. 8 и 9.

Суммарный расход жидкости равен  $V = b a \bar{v}_1$ . Обратный расход жидкости в области от  $y = y^*$  до  $y = a$  ( $y^*$  — положение нульизотахи) равен

$$V_{RF} = - \int_{x=0}^b \int_{y=y^*}^a u dx dy.$$

Учитывая безразмерные величины, согласно уравнению (9), получим

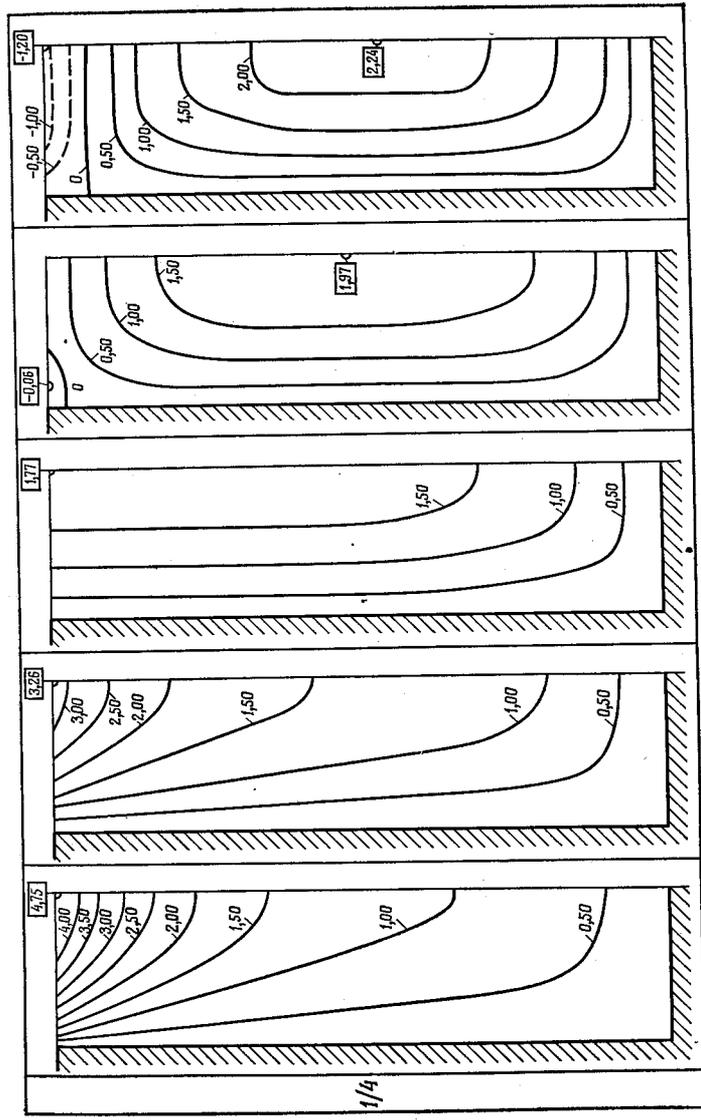
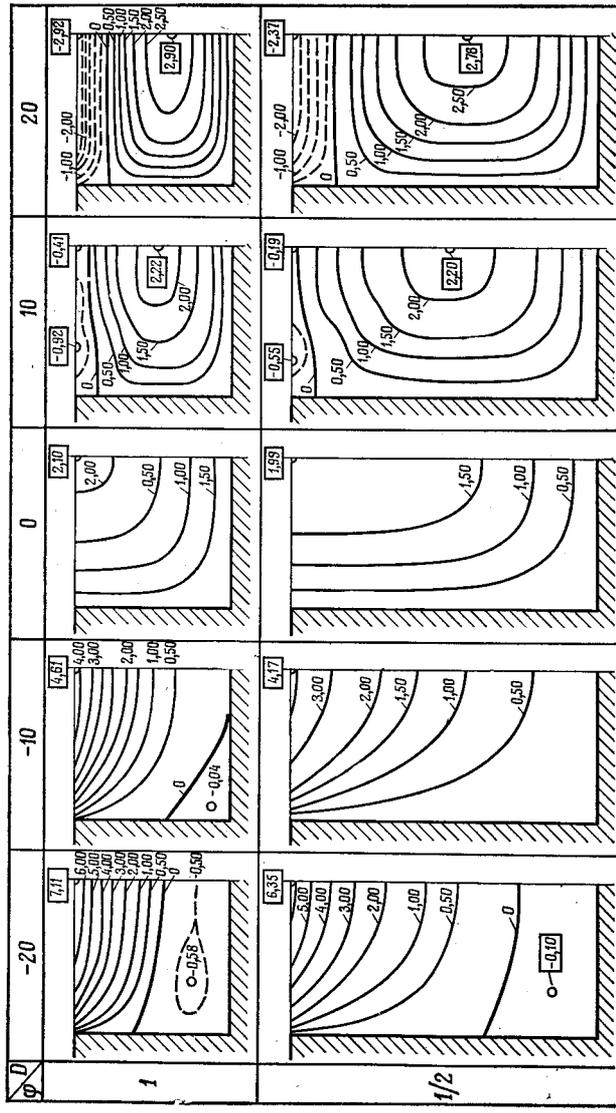
$$\Psi_{RF} = \frac{V_{RF}}{V} = - \int_{\xi=0}^1 \int_{\eta=\mu^*}^1 \psi d\xi d\eta, \quad (30)$$

где  $\mu^* = y^*/a$  — безразмерное положение нулевой изотахи (принятой горизонтальной), определяемое из условия

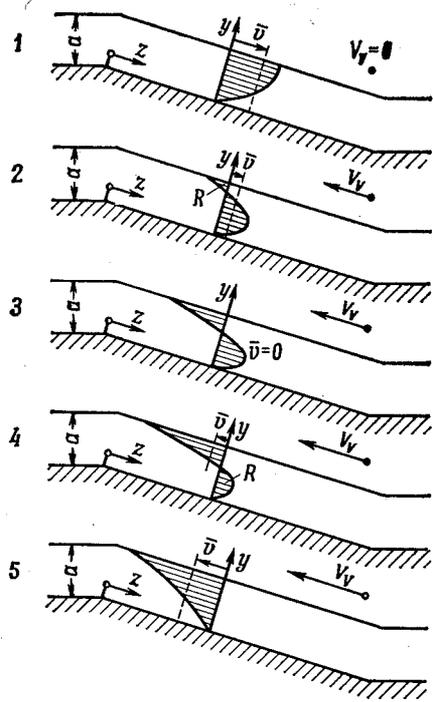
$$\bar{\psi}(\eta = \mu^*) = \int_0^1 \psi d\xi = 0$$

Ф и г. 8. Поле скорости в капиллярах в масштабе  $\xi - \eta$  для разной геометрии капилляров  $\varphi$ .

На рисунках показаны численные значения  $\psi$ ; утолщенные линии — нульизотахи ( $v = 0$ ).

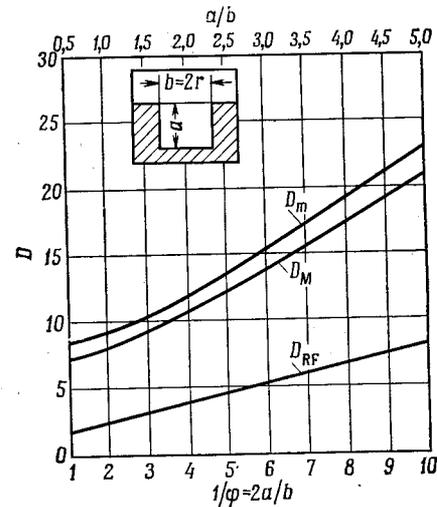


Ф и Г. 9. Поле скорости в капиллярах в масштабе  $\xi - \eta/\varphi$  для разной геометрии капилляров Ф. На рисунках показаны численные значения  $\Phi$  углощенные линии — нульизоги ( $v = 0$ ).



Ф и г. 10. Качественная картина течения жидкости в капиллярах при разных скоростях пара.

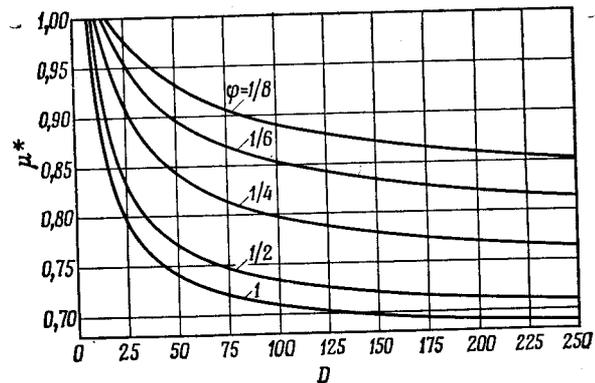
Номер случая	Скорость потока пара $v_F$	$dp/dz$	$\bar{v}_l$ (положительная в направлении $z$ )	$(\partial v/\partial y) _{y=d}$ ( $v$ положительная в направлении $\bar{v}_l$ )	$\beta = (r^2/\mu \bar{v}_l) (-dp/dz)$	$D = (a/\mu \bar{v}_l) \tau_v(V_v)$ положительная в направлении $\bar{v}_l$ )	Обратное течение относительно $\bar{v}$
1	0	$< 0$	$\geq 0$	0	$> 0$	0	Нет
2	Малая	$< 0$	$> 0$	$< 0$	$\geq 0$	$\geq 0$	Да
3	Средняя	$< 0$	0	—	$\infty (\bar{v}_l = 0)$	$\infty (\bar{v}_l = 0)$	Прямой поток
4	Большая	$< 0$	$< 0$	$> 0$	$\ll 0$	$\ll 0$	Да
5	Очень большая	$< 0$	$\ll 0$	$\geq 0$	$< 0$	$< 0$	Нет



Ф и г. 11. Характерные значения  $D$  для обратного потока на поверхности жидкости.

$D_{RF}$  — возникновение обратного течения при  $(\partial\psi/\partial\xi)|_{\xi=0}, \eta=1 = 0$ ;  
 $D_m$  — полный обратный поток при  $\psi(\xi=1, \eta=1) = 0$ ;  $D_M$  — средняя ве-

личина при  $\int_0^1 \psi(\eta=1) d\xi = 0$ .

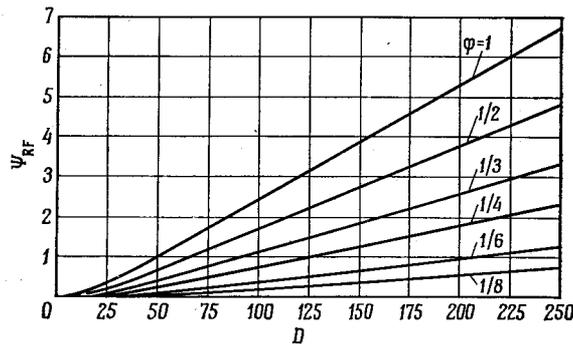


Ф и г. 12. Положение нульзотати  $\mu^*$  в зависимости от безразмерного касательного напряжения  $D$  для различной геометрии капилляров  $\varphi$ .

или

$$\frac{\beta}{D\varphi} = \frac{6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{m^3} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{m}{\varphi} \mu^*\right)}{\operatorname{ch}(m/\varphi)}}{1 - 6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{ch}\left[\frac{m}{\varphi} (1 - \mu^*)\right]}{\operatorname{ch}(m/\varphi)}}. \quad (31)$$

С помощью уравнения (20) для  $\beta$  это уравнение решено методом итераций и найденные значения  $\mu^*$  в зависимости



Фиг. 13. Зависимость обратного расхода жидкости  $\Psi_{RF} = V_{RF}/V$  от  $D$  для разных  $\varphi$ .

от  $D$  показаны на фиг. 12. Видно, что при увеличении  $D$  значения  $\mu^*$  сначала быстро уменьшаются, затем приближаются к предельным величинам. Например, для  $\varphi = 1/2$  ( $b = a$ )  $\mu^*$  не достигает 0,7, т. е. обратное течение происходит только в верхней части, составляющей 30% сечения канала. Обратный расход увеличивается с ростом  $D$ , но нулевая изотакса не сдвигается дальше в канал.

Обратный расход жидкости вычисляется с помощью уравнения (30)

$$\Psi_{RF} = \frac{D\varphi^2}{3} \left[ 1 - 6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{m^4} \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{m}{\varphi} \mu^*\right)}{\operatorname{ch}(m/\varphi)} \right] - \frac{\beta}{3} \left[ 1 - \mu^* - 6\varphi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{m^5} \frac{\operatorname{sh}\left[\frac{m}{\varphi} (1 - \mu^*)\right]}{\operatorname{ch}(m/\varphi)} \right]. \quad (32)$$

Зависимость  $\Psi_{RF}$  от  $D$  для различных  $\varphi$  приведена на фиг. 13. Вследствие линейной связи  $\beta$  и  $D$  и незначительного изменения  $\mu^*$  для больших  $D$  получается практически линейная зависимость  $\Psi_{RF}$  от  $D$ . Обратный расход может быть большим [например, для  $\varphi = 1/2$  ( $b = a$ ) при  $D = 250$  (что вполне возможно в тепловых трубах) примерно в 5 раз больше, чем переносимая масса]. Это означает, что прямой расход у основания канала ( $y = 0$  до  $y = y^*$ ) должен быть в 6 раз больше переносимой массы. Таким образом, в канале существует пятикратная циркуляция. Вообще для прямого расхода жидкости в области  $\eta = 0$  до  $\eta = \mu^*$

$$\Psi_{VF} = \frac{v_{VF}}{V} = 1 + \Psi_{RF}. \quad (33)$$

#### ЧИСЛО Re и ГРАДИЕНТ СКОРОСТИ У СТЕНКИ КАНАЛА

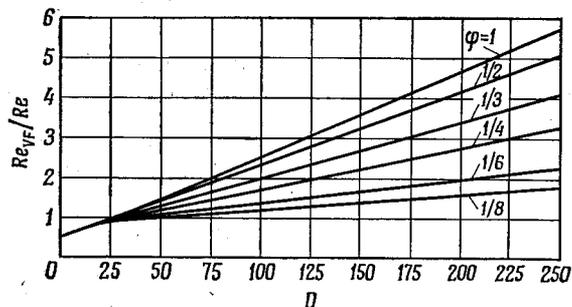
Число Re для всего канала определялось по гидравлическому диаметру, равному учетверенному поперечному сечению, деленному на смоченный периметр, что имеет физический смысл только для случая  $D = 0$ , когда отсутствует трение пара:

$$\operatorname{Re}_t = \frac{\bar{v}_t d_h}{\nu_t}, \quad (34)$$

$$d_h = 4 \frac{ab}{b + 2a} = \frac{2b}{1 + \varphi}. \quad (35)$$

Так как в случае  $D = 0$  поверхность жидкости движется свободно, в смоченном периметре  $d_h$ , учитываются только твердые стенки канала ( $b + 2a$ ). Сохраним формальное

определение числа  $Re$  также для значений  $D \neq 0$ , хотя канал в этом случае разделен нульзотой на две части. Движение в части канала с прямым расходом можно считать течением в замкнутом прямоугольном канале (шириной  $b$ , высотой  $y^*$ ) со средней скоростью  $\bar{v}_{l, VF} = V_{VF}/by^*$ , поскольку поверхность нульзоты проявляется здесь как твердая смоченная стенка.



Ф и г. 14. Зависимость отношения чисел  $Re$  для прямого и общего расходов от  $D$  и  $\varphi$ .

Для этой части канала число  $Re$  равно

$$Re_{l, VF} = \frac{\bar{v}_{l, VF} d_{h, VF}}{\nu_l}, \quad (36)$$

$$d_{h, VF} = 4 \frac{by^*}{2(b+y^*)} = \frac{2b\mu^*}{2\varphi + \mu^*}. \quad (37)$$

Запишем отношение чисел  $Re$ :

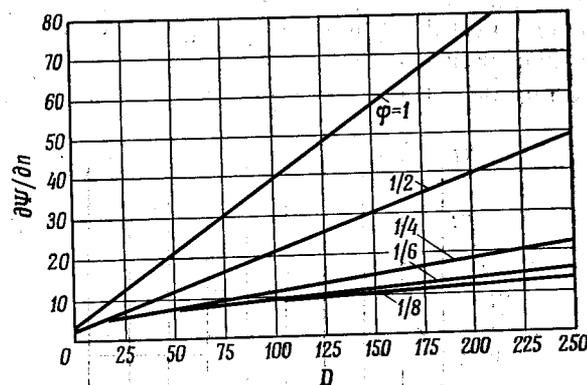
$$\frac{Re_{l, VF}}{Re_l} = \Psi_{VF} \frac{1 + \varphi}{2\varphi + \mu^*}. \quad (38)$$

Зависимость этого отношения от  $D$  для разных  $\varphi$  показана на фиг. 14. Видно, что число  $Re$  для части канала с прямым расходом может быть в 5—6 раз больше числа  $Re$  для общего расхода. Поскольку обычно в тепловой трубе число  $Re$  для общего расхода не больше 200, течение в части с прямым расходом можно считать ламинарным, хотя градиент скорости у стенки может быть значительным.

Результаты расчета средних градиентов скорости у стенки в нижней части канала с прямым расходом представлены на фиг. 15:

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = \frac{1}{2(1 + \mu^*)} \left[ \int_0^2 \left( \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} d\xi + 2 \int_0^{\mu^*} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)_{\xi=0} d\eta - \int_0^2 \left( \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \right)_{\eta=\mu^*} d\xi \right], \quad (39)$$

где  $n$  — нормальная компонента к стенке.



Ф и г. 15. Зависимость среднего градиента безразмерной скорости у стенки в части канала с прямым потоком от  $D$  и  $\varphi$ .

При ламинарном течении в круглой трубе радиусом  $R$  безразмерный градиент скорости у стенки  $(\partial \psi / \partial n)_{\text{трубы}} = 4$ , где  $n = r/R$ , и соответственно

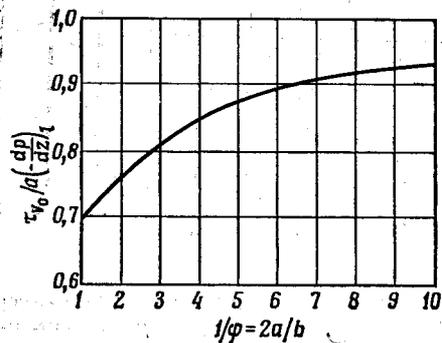
$$\beta = \frac{R^2}{\mu_l \bar{v}_l} \left( - \frac{dp}{dz} \right)_l = 8.$$

Таким образом, при ламинарном течении в открытых канавках при наличии трения пара о жидкость возникают намного большие градиенты скорости у стенки, чем в случае ламинарного течения в трубе.

При использовании полученных здесь соотношений необходимо следить, чтобы  $Re_{VF}$  не превышало 2300. При больших  $Re$  движение может стать турбулентным и уравнение (1) окажется несправедливым. В случае тепловой трубы число  $Re$  обычно не превышает 1000 и течение — ламинарное.

### ПРЕКРАЩЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Как уже отмечалось во введении, при больших нагрузках тепловой трубы вследствие трения пара может полностью прекратиться течение жидкости и возникнут неустойчивости [5]. Для исследования этих условий целесообразно заменить безразмерные величины  $D$  и  $\beta$ , которые при  $\bar{v}_l = 0$  по определению становятся бесконеч-



Фиг. 16. Характеристика прекращения течения жидкости согласно уравнению (45) в зависимости от геометрии капилляров  $1/\varphi$ .

ными, на величины  $D^*$  и  $\beta^*$ , имеющие размерность скорости.

$$\beta^* = \beta \bar{v}_l = \frac{b^2}{4\mu_l} \left( -\frac{dp}{dz} \right)_l, \quad (40)$$

$$D^* = D \bar{v}_l = \frac{a}{\mu_l} \frac{d}{4} \left( \frac{dp}{dz} \right)_l. \quad (41)$$

Среднюю скорость жидкости по уравнению (23) с учетом уравнений (21) и (22) вычисляют как

$$\bar{v}_l = \frac{\beta^*}{\beta_0} - M\varphi^2 D^*. \quad (42)$$

При заданном градиенте давления  $(dp/dz)_l$ , т. е. при заданном  $\beta^*$ , с ростом трения пара средняя скорость  $\bar{v}_l$  уменьшается. При  $\bar{v}_l = 0$

$$D_0^* = \frac{\beta^*}{M\varphi^2 \beta_0} \quad (43)$$

и, согласно уравнению (41), касательное напряжение, оказывающее жидкость, определяется в виде

$$\tau_{v_0} = \frac{d}{4} \left( \frac{dp}{dz} \right)_l = \frac{a}{M\beta_0} \left( -\frac{dp}{dz} \right)_l. \quad (44)$$

Причем величина

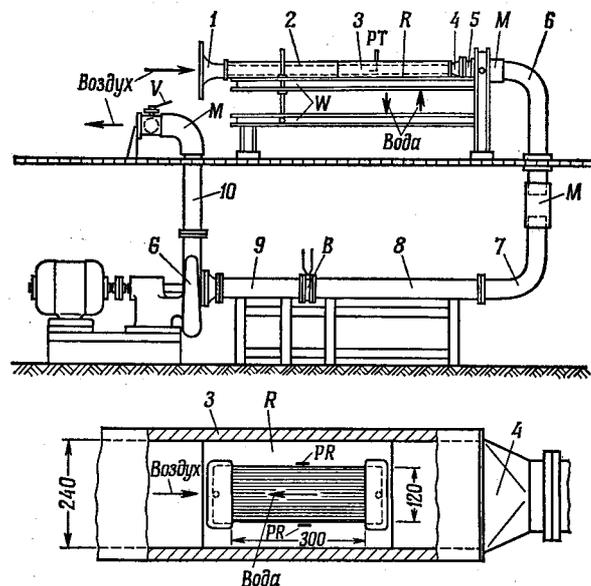
$$\frac{1}{M\beta_0} = \frac{1 - 6\varphi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\text{th}(m/\varphi)}{m^5}}{1 - 6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\text{sch}(m/\varphi)}{m^4}} \equiv \frac{\tau_{v_0}}{a \left( -\frac{dp}{dz} \right)_l} \quad (45)$$

зависит только от  $\varphi$  и, таким образом, является постоянной, определяемой геометрией капилляров. Зависимость  $1/M\beta_0$  от  $1/\varphi$  приведена на фиг. 16. Для заданного градиента давления при движении жидкости можно определить касательное напряжение, при котором  $\bar{v}_l = 0$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТ

Как показал расчет, коэффициент трения при ламинарном течении жидкости в капиллярах тепловых труб увеличивается вследствие трения пара в 3—4 раза по сравнению со случаем без трения пара в зависимости от геометрии капилляра  $\varphi$  и безразмерного касательного напряжения  $D$  [уравнения (23) и (24)]. При решении уравнения Навье—Стокса предполагалось, что на поверхности жидкости напряжение постоянно и поверхностных волн не возникает. Согласно первому допущению, трение пара

на поверхности жидкости и на твердой стенке между капиллярами одинаково, и поток пара в тепловой трубе с заполненными жидкостью капиллярами ведет себя так же, как в гладкой трубе. Измерения, проведенные в работе [8], показали, что касательные напряжения при движении воздуха над бесконечной водной поверхностью



Ф и г. 17. Экспериментальная установка (внизу показана в увеличенном масштабе пластинка  $R$  с канавками).

несколько больше, чем в случае движения у стенок. При скорости воздуха большей  $1,6$  м/сек (в тепловых трубах скорости пара значительно больше) наблюдалась небольшая рябь. Подобные волновые движения обнаружены для случая текущей пленки воды с движущимся над ней воздухом [9]. Для рассматриваемых здесь небольших канавок (капилляров) поверхностное натяжение препятствует волнообразованию. Указанные особенности процесса делают целесообразным экспериментальное изучение влияния потока пара на движение жидкости в капиллярах.

Экспериментальная установка показана на фиг. 17. У основания канала 3, выполненного из плексигласа, шириной  $240$  мм и высотой  $85$  мм установлены латунные пластинки  $R$  с продольными капиллярными канавками (длина канавки  $300$  мм). Латунь выбрана из-за хорошей смачиваемости. Исследовались две геометрии рабочих участков: пластинка шириной  $120$  мм, имеющая  $120$  канавок с размерами  $b = 0,5$ ,  $a = 1,5$ ,  $s = 0,5$  мм (фиг. 1), и пластинка шириной  $120$  мм, имеющая  $60$  канавок с размерами  $b = 1,0$ ,  $a = 3,0$ ,  $s = 1$  мм. Подвод и отвод воды, текущей по канавкам, осуществлялся с помощью закрытых поперечных каналов шириной  $40$  мм и глубиной  $6$  мм. Расход воды измерялся объемным способом, при этом контролировалось заполнение канавок водой и отсутствие пузырей.

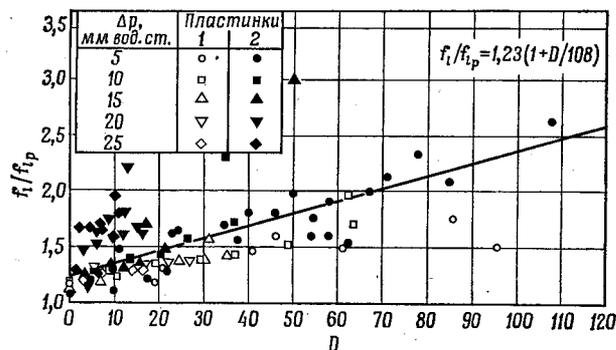
Над пластинкой  $R$  навстречу потоку жидкости двигался поток воздуха, подводимый через входное устройство 1 и входной участок 2. Через воздухопроводы 4—9 и диафрагму  $B$  для измерения расхода воздух отсасывался компрессором  $G$  и выпускался через дроссельную заслонку  $V$ . Для устранения вибрации после измерительного канала 3 установлены резиновые муфты  $M$ . Канал вместе с участком входа наклоняется с помощью коромысла  $W$ , вследствие чего можно получать различные градиенты давления для воды, текущей в продольных канавках. В предварительных опытах с помощью подвижных трубок Пито  $PT$  установлено, что профиль скорости воздуха непосредственно перед входом в участок с капиллярами практически прямоугольный.

Касательные напряжения между воздухом и пластинками и, таким образом, между воздухом и водой измерены с помощью двух трубок Престона  $PR$  [10], установленных на пластинках непосредственно у крайних канавок. На основе этих измерений и средней скорости воды в капиллярах находились безразмерные касательные напряжения  $D$  по уравнению (13). Средняя скорость воды определялась путем измерения ее общего расхода и площади поперечного сечения всех капилляров.

По методу расчета, предложенному Римбергом [11], проверено, что потери давления на входе и выходе из

капилляров пренебрежимо малы по сравнению с потерями давления на трение воды в капиллярах.

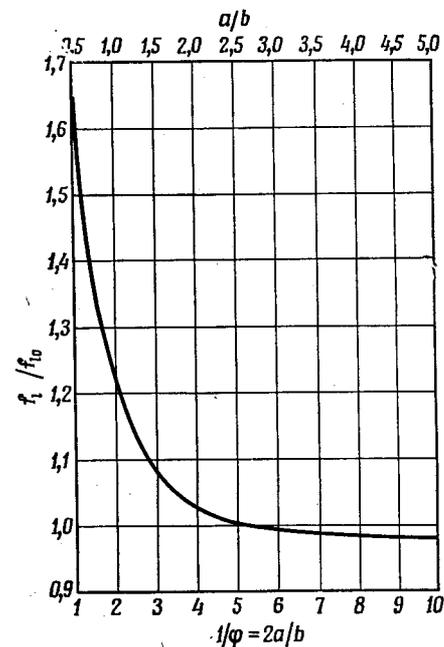
По найденному падению давления на длине 300 мм, динамическому напору  $\rho_i c_i^2/2$  потока воды и гидравлическому диаметру капилляров рассчитывался коэффициент трения  $f_l = \Delta p d_h/l (\rho_i/2) c_i^2$ . Согласно закону Гагена — Пуазейля, коэффициент трения  $f_{lp} = 64/Re_l$ . При увеличении скорости воздуха, т. е. при росте  $D$ , в случае



Ф и г. 18. Отношение измеренного коэффициента трения ламинарного потока жидкости к величинам, найденным по закону Гагена — Пуазейля, в зависимости от безразмерного касательного напряжения  $D$  при  $\varphi = 1/6$ .

постоянного градиента давления измерялся расход воды и находилось отношение  $f_l/f_{lp}$ . Зависимость этого отношения от безразмерного касательного напряжения  $D$  для обеих пластинок представлена на фиг. 18. Для обеих пластинок константа  $\varphi = 1/6$  была одинаковой и отношение  $(f_l/f_{lp})_0 = 1,23$  для  $D = 0$  [см. уравнение (25)]. Так как величина  $M$ , согласно уравнению (22), равна примерно  $1/3$ , из уравнения (23) следует, что  $f_l/f_{lp} = 1,23(1 + D/108)$ . Эта зависимость показана на фиг. 18 прямой. Светлые символы относятся к пластинке с размерами  $b = 0,5$  мм,  $a = 1,5$  мм, а темные — к пластинке с размерами  $b = 1,0$  мм,  $a = 3,0$  мм и широкими капиллярами. Как видно, измеренные значения довольно хорошо

описываются прямой, рассчитанной по уравнению Навье — Стокса. Разброс точек при малых значениях  $D$  обусловлен погрешностью метода измерения.



Ф и г. 19. Зависимость отношения коэффициентов трения при закрытых и открытых капиллярах  $D = 0$  от  $1/\varphi$ .

При наблюдении под микроскопом через верхнюю стенку канала на поверхности жидкости в капиллярах в случае больших скоростей воздуха (свыше 10 м/сек) замечена небольшая рябь. Однако, как показывает поведение отношения  $f_l/f_{lp}$ , этот эффект не дал заметного отклонения от теории. Капилляры пластинок были закрыты мелкоячеистой сеткой (диаметр проволоки сетки 0,1 мм, размер отверстий 100 меш). Предполагалось, что на поверхности сетки скорость жидкости равна нулю и шероховатость сетки не оказывает влияния на характер течения (допу-

шение, справедливое для ламинарного течения). Коэффициент трения вычисляли на основе полученных соотношений для  $D = 0$  с учетом того, что  $\varphi$  в этом эксперименте вдвое больше по сравнению с открытой канавкой. В случае закрытой канавки в силу симметрии производная  $dw/dy = 0$  на половине глубины канала, в то время как на поверхности жидкости в открытой канавке это условие соответствует случаю  $D = 0$   $\varphi_{AR} = 2\varphi = b/a$ . Гидравлический диаметр закрытой канавки равен  $d_{h, AR} = 4ba/(2b + 2a)$ , а открытой канавки равен  $d_h = 4ba/(b + 2a)$ . Так как на основе уравнения (24) для  $D = 0$  и зависимости  $f_{lp} = 64/Re$  коэффициент трения  $f_l = \beta_0(\varphi) 32/Re (1 + \varphi)^2$ , можно найти отношение коэффициентов трения для случаев с закрытой и открытой канавками при одинаковом расходе жидкости

$$\frac{f_{l, AR}}{f_{l_0}} = \frac{\beta_0(2\varphi)}{\beta_0(\varphi)} \frac{1 + \varphi}{1 + 2\varphi}$$

Зависимость этого отношения от  $1/\varphi$  показана на фиг. 19. Как видно, в случае применения пластинок, имеющих  $\varphi = 1/6$  или  $a/b = 3$ , отношение коэффициентов трения для закрытых и открытых капилляров примерно равно 1. Таким образом, для капилляров, закрытых мелкоячеистой сеткой, с заданным градиентом давления расход воды, так же как и для открытых капилляров без учета трения пара, не должен изменяться сколь-нибудь существенно, что и подтвердилось в опытах. При заданном наклоне пластин, канавки которых закрыты слоем мелкоячеистой сетки, увеличение скорости воздуха от нуля до 11,5 м/сек не привело к изменению расхода воды в капиллярах. Также не было замечено уноса капель воды с поверхности сетки.

### ВЫВОДЫ

Для расчета профилей скоростей при ламинарном течении жидкости в открытых канавках, над которыми в противоположном направлении движется поток пара, можно использовать уравнение Навье — Стокса. Допу-

щения о постоянстве касательных напряжений на поверхности раздела жидкость — пар и отсутствии поверхностных волн изучались в экспериментах до значений безразмерного касательного напряжения, равного 150. При этом коэффициент трения ламинарного потока в отличие от случая без трения пара значительно увеличивается [уравнение (23)], и на поверхности жидкости появляются обратные течения, существенны при рассмотрении коррозии в тепловых трубах. В одном из примеров показано, что вследствие касательных напряжений от потока пара максимальная мощность тепловой трубы уменьшается на 30%.

### РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ НАВЬЕ — СТОКСА

Дифференциальное уравнение в частных производных (10)

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \varphi^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} = -\beta \quad (\text{П.1})$$

( $\varphi$  и  $\beta$  — постоянные) с граничными условиями для прямоугонльного канала  $0 \leq \xi \leq \alpha$ ,  $0 \leq \eta \leq \gamma$  (здесь  $\alpha = 2$ ,  $\gamma = 1$ )

$$\eta = 0, \xi = 0, \xi = \alpha, \psi = 0, \quad (\text{П.2})$$

$$\eta = \gamma, \partial \psi / \partial \eta = -D \quad (\text{П.3})$$

решается с помощью преобразования Фурье. Известно, что если  $f(x)$  удовлетворяет условиям Дирихле в интервале  $(0, \alpha)$  и фурье-изображение в этом интервале записывается в виде

$$\Phi_n = \int_0^\alpha f(x) \sin \frac{n\pi x}{\alpha} dx, \quad (\text{П.4})$$

то в каждой точке интервала  $(0, \alpha)$ , в котором функция  $f(x)$  непрерывна, справедливо

$$f(x) = \frac{2}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n \sin \frac{n\pi x}{\alpha}. \quad (\text{П.5})$$

Это преобразование используется для решения задачи.

Можно показать, что для постоянной  $c$

$$\int_0^a c \sin \frac{n\pi x}{\alpha} dx = c \frac{\pi}{n\pi} [(-1)^{n+1} + 1], \quad (\text{П.6})$$

а дифференцирование дает

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \sin \frac{n\pi x}{\alpha} dx &= -\frac{n\pi}{\alpha} \int_0^a \frac{\partial f}{\partial x} \cos \frac{n\pi x}{\alpha} dx = \\ &= \frac{n\pi}{\alpha} [(-1)^{n+1} f(a) + f(0)] - \frac{n^2 \pi^2}{\alpha^2} \Phi_n. \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

Если представить через  $\Phi_n(\eta)$  фурье-изображение от  $\psi(\eta, \xi)$  в виде

$$\Phi_n(\eta) = \int_0^a \psi(\eta, \xi) \sin \frac{n\pi \xi}{\alpha} d\xi, \quad (\text{П.8})$$

то, согласно теореме фурье,

$$\psi(\eta, \xi) = \frac{2}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n(\eta) \sin \frac{n\pi \xi}{\alpha}. \quad (\text{П.9})$$

Умножим члены уравнения (П.1) на  $\sin(n\pi\xi/a)$  и проинтегрируем по  $\xi$  в области от 0 до  $a$ . С учетом уравнений (П.6) и (П.7) получим обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} -\frac{n\pi}{\alpha} [(-1)^{n+1} \psi(\eta, a) + \psi(\eta, 0)] - \frac{n^2 \pi^2}{\alpha^2} \Phi_n + \\ + \varphi^2 \frac{d^2 \Phi_n}{d\eta^2} = -\beta \frac{\alpha}{n\pi} [(-1)^{n+1} + 1]. \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

Из граничного условия (П.2)  $\psi(\eta, 0) = \psi(\eta, a) = 0$  получаем

$$-\frac{n^2 \pi^2}{\alpha^2} \Phi_n + \varphi^2 \frac{d^2 \Phi_n}{d\eta^2} = -\beta \frac{\alpha}{n\pi} [(-1)^{n+1} + 1]. \quad (\text{П.11})$$

Из граничных условий (П.2) и (П.3) следует

$$\Phi_n|_{\eta=0} = 0, \quad (\text{П.12})$$

$$\frac{d\Phi_n}{d\eta} \Big|_{\eta=\gamma} = -D \frac{\alpha}{n\pi} [(-1)^{n+1} + 1]. \quad (\text{П.13})$$

Таким образом, задача сводится к решению уравнений (П.11)—(П.13).

Для четных  $n$  получаем

$$-\frac{n^2 \pi^2}{\alpha^2} \Phi_n + \varphi^2 \frac{d^2 \Phi_n}{d\eta^2} = 0, \quad (\text{П.11}')$$

$$\Phi_n|_{\eta=0} = 0, \quad (\text{П.12}')$$

$$\frac{d\Phi_n}{d\eta} \Big|_{\eta=\gamma} = 0, \quad (\text{П.13}')$$

что дает обычно решение  $\Phi_n = 0$ .

Для нечетных  $n$  получаем

$$-\frac{n^2 \pi^2}{\alpha^2} \Phi_n + \varphi^2 \frac{d^2 \Phi_n}{d\eta^2} = -\frac{2\alpha\beta}{n\pi}, \quad (\text{П.11}'')$$

$$\Phi_n|_{\eta=0} = 0, \quad (\text{П.12}'')$$

$$\frac{d\Phi_n}{d\eta} \Big|_{\eta=\gamma} = -\frac{2\alpha D}{n\pi}. \quad (\text{П.13}'')$$

Уравнение (П.11'') имеет решение

$$\Phi_n = A_n \operatorname{sh} \left( \frac{n\pi}{\alpha\varphi} \eta \right) + B_n \operatorname{ch} \left( \frac{n\pi}{\alpha\varphi} \eta \right) + C_n, \quad (\text{П.14})$$

где

$$C_n = \frac{2\alpha^3\beta}{n^3\pi^3}, \quad (\text{П.15})$$

$$B_n = -C_n, \quad (\text{П.16})$$

$$A_n = \frac{2\alpha^2}{n^2\pi^2} \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{n\pi\gamma}{\alpha\varphi}} \left[ \frac{\beta\alpha}{n\pi} \operatorname{sh} \frac{n\pi\gamma}{\alpha\varphi} - D\varphi \right]. \quad (\text{П.17})$$

Для случая  $\alpha=2$ ,  $\gamma=1$  получаем

$$\psi(\eta, \xi) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_{2n+1}(\eta) \sin \frac{(2n+1)\pi}{2} \xi, \quad (\text{П.18})$$

$$\begin{aligned} \Phi_{2n+1}(\eta) = A_{2n+1} \operatorname{sh} \frac{(2n+1)\pi}{2\varphi} \eta + B_{2n+1} \operatorname{ch} \frac{(2n+1)\pi}{2\varphi} \eta + \\ + C_{2n+1}, \end{aligned} \quad (\text{П.19})$$

$$C_{2n+1} = 2\beta \left[ \frac{2}{2(n+1)\pi} \right]^3, \quad (\text{П.20})$$

$$C_{2n+1} = -C_{2n+1}, \quad (\text{П.21})$$

$$A_{2n+1} = 2 \left[ \frac{2}{(2n+1)\pi} \right]^2 \frac{1}{\text{ch} \frac{(2n+1)\pi}{2\varphi}} \times$$

$$\times \left[ \frac{2\beta}{(2n+1)\pi} \text{sh} \frac{(2n+1)\pi}{2\varphi} - D\varphi \right]. \quad (\text{П.22})$$

Введя  $m = [(2n+1)\pi]/2$ , после некоторых преобразований получим уравнения (18) и (19), описывающие поле скорости в капиллярах.

**РАСЧЕТ ДЛЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ НА НАТРИИ  
ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 800 °С**

Движущий градиент давления (капиллярный напор  $\Delta p_c$ ) расходуется на ускорение пара ( $\Delta p_{va}$ ), преодоление трения пара в трубе ( $\Delta p_{vf}$ ), трения жидкости в капиллярах ( $\Delta p_{lf}$ ) и силы тяжести ( $\Delta p_g$ ). В предельном случае в канавках зоны нагрева устанавливается мениск, радиус кривизны которого равен половине ширины капилляра ( $B = b$ ). Записав капиллярный напор в безразмерном виде  $\Delta p_c = 2c/B$  [3, 4], можно получить в соответствии с фиг. 20 следующие соотношения:

*ускорение пара*

$$\Pi_{va} = \frac{\Delta p_{va}}{\Delta p_c} = \frac{K}{4} \left( \frac{b}{d} \right) We_v,$$

*трение пара*

$$\Pi_{vf} = \frac{\Delta p_{vf}}{\Delta p_c} = \frac{l_{\text{эфф}}}{4d} \left( \frac{b}{d} \right) f_v We_v,$$

*трение жидкости* [используя выражение (23) для  $M=1/3$ ]

$$\Pi_{lf} = \frac{\Delta p_{lf}}{\Delta p_c} = \frac{2f_0 l_{\text{эфф}}}{d} \varphi (1 + \varphi)^2 \left[ \frac{1 + \omega}{(b/d)^2} \frac{We_v}{Re_v} \frac{\nu_l}{\nu_v} + \frac{1}{24} We_v f_v \right],$$

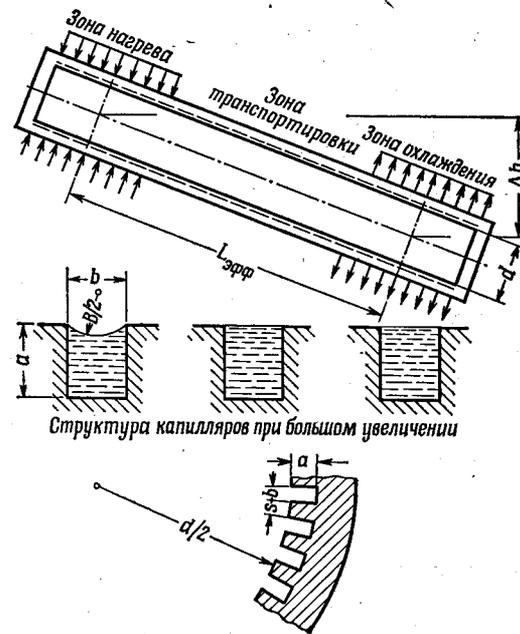
*влияние силы тяжести*

$$\Pi_g = \frac{\Delta p_g}{\Delta p_c} = \frac{\Delta h g \rho_l d}{2\sigma} \frac{b}{d},$$

где

$$K = \frac{2}{R^2 \tau_0^3} \int_0^R \tau_0^3 r dr$$

равно 2 при ламинарном течении пара (параболический профиль скорости) и 1,05 ( $R=d/2$ ) при турбулентном течении



Ф и г. 20. Схема тепловой трубы с открытыми капиллярами.

пара (логарифмический профиль скорости);

$$We_v = \frac{\rho_v \bar{v}_v d}{\sigma} = \frac{d}{L^2 \rho_v \sigma} q_h^2 = S q_h^2; \quad S = \frac{\mu_0^2}{\rho_v \sigma d};$$

$$Re_v = \frac{\rho_v \bar{v}_v d}{\mu_v} = \frac{d}{\mu_v L} q_h = \frac{4Q_h}{\pi d \mu_v L};$$

при ламинарном течении пара ( $Re_v < 2300$ )  $f_v = 64/Re_v$ ; при турбулентном течении пара  $f_v = 0,316/\sqrt[4]{Re_v}$ ;

$f_{l0} = f(a/b)$	$a/b = 1$	2	3	4	5
$[ = \beta_0/2(1 + \varphi)^2 ]$	$f_{l0} = 0,972$	1,140	1,231	1,287	1,323

Баланс сил дает  $\Sigma\Pi = b/B$ , причем в предельном случае ( $b=B$ )

$$\frac{b}{B} = \alpha Re_v^2 \left(\frac{b}{d}\right) + \gamma \left(\frac{b}{d}\right) + \varepsilon \frac{Re_v}{(b/d)^2} + \delta Re_v^2,$$

где трение и ускорение пара

$$\alpha = \frac{S}{4} \left( K + \frac{l_{\text{эфф}}}{d} f_v \right),$$

трение жидкости без учета касательных напряжений на границе раздела жидкость—пар

$$\varepsilon = 2S \frac{f_{l0} l_{\text{эфф}}}{d} \varphi (1 + \varphi^2) (1 + \omega) \frac{v_l}{v_v},$$

влияние ускорения

$$\gamma = \frac{\Delta h g \rho d}{2\sigma},$$

влияние касательных напряжений при движении пара

$$\delta = \frac{S}{12} \frac{f_{l0} v_l l_{\text{эфф}}}{d} \varphi (1 + \varphi)^2.$$

Если обозначить

$$u = \frac{2}{\varepsilon} \left( \alpha \frac{b}{d} + \delta \right) \left( \frac{b}{d} \right)^2,$$

$$v = \frac{2}{\varepsilon} \left( \frac{b}{B} - \gamma \frac{b}{d} \right) \left( \frac{b}{d} \right)^2,$$

то получим

$$Re_v = \frac{1}{u} \left( \sqrt{1 + uv} - 1 \right).$$

Оптимизация в отношении ширины капилляра  $b$ , т. е. в отношении  $b/d$ , дает при  $(d Re_v/d) (b/d) = 0^1$

$$\begin{aligned} & \left[ 3\alpha \left( \frac{b}{d} \right)_{\text{опт}} + 2\delta \right] \left[ 2 \left( \frac{b}{d} \right)_{\text{опт}} - 3\gamma \left( \frac{b}{d} \right)_{\text{опт}} \right] = \\ & = \frac{(b/d)_{\text{опт}}^6}{\beta^2} \left( \alpha \frac{b}{B} + \delta \gamma \right)^2. \end{aligned}$$

Это уравнение можно решить графически.

В предельном случае ( $B=b$ ) и при отсутствии силы тяжести или  $\Delta h = 0$  ( $\gamma = 0$ )

$$2 \left[ 3\alpha \left( \frac{b}{d} \right)_{\text{опт}} + 2\delta \right] = \frac{\alpha^2}{\beta^2} \left( \frac{b}{d} \right)_{\text{опт}}^6.$$

Величина  $\delta$  учитывает влияние касательных напряжений вследствие движения пара на ламинарное течение жидкости в капиллярах. Если этим влиянием пренебречь ( $\delta = 0$ ), то для  $B = b$  и  $\gamma = 0$  оптимизация дает

$$\left( \frac{b}{d} \right)_{\text{опт}}^* = \sqrt[5]{6 \frac{\beta^2}{\alpha}},$$

$$Re_{v,\text{опт}}^* = 2 \frac{\beta}{\alpha} \sqrt[5]{\left( \frac{\alpha}{6\beta^2} \right)^3},$$

причем вклад от ускорения и трения пара равен

$$\alpha \left( \frac{b}{d} \right)_{\text{опт}}^* (Re_{v,\text{опт}}^*)^2 = \frac{2}{3} = 0,667,$$

от трения жидкости

$$\frac{\varepsilon Re_{v,\text{опт}}^*}{(b/d)_{\text{опт}}^{*2}} = \frac{1}{3} = 0,333.$$

Используя условия (13), можно записать

$$D = \frac{1}{8\varphi^2 (1 + \omega)} \frac{v_v}{v_l} f_v Re_v \left( \frac{b}{d} \right)^2.$$

<sup>1</sup> При увеличении  $b$  потери давления  $\Delta p_{lf}$  жидкости в капиллярах уменьшаются, но при этом уменьшается также движущий напор  $\Delta p_c$ .

Длина трубы $l_{эфф}$ , мм	250	500	1000
Без учета силы тяжести ( $\delta = 0$ )			
$(b/d)_{опт}^*$	$2,57 \cdot 10^{-2}$	$3,23 \cdot 10^{-2}$	$3,97 \cdot 10^{-2}$
$b_{опт}^*$ , мм	0,514	0,646	0,794
$Re_{v, опт}^*$	$1,385 \cdot 10^4$	$1,058 \cdot 10^4$	$8,25 \cdot 10^3$
$Q_{h, опт}^*$ , кВт	5,00	3,82	2,98
С учетом силы тяжести ( $\delta \neq 0$ )			
$(b/d)_{опт}$	$2,87 \cdot 10^{-2}$	$3,61 \cdot 10^{-2}$	$4,49 \cdot 10^{-2}$
$b_{опт}$ , мм	0,574	0,722	0,898
$Re_{v, опт}$	$1,05 \cdot 10^4$	$7,85 \cdot 10^3$	$5,74 \cdot 10^3$
$Q_{h, опт}^*$ , кВт	3,79	2,825	2,07
$D$	202	238	270
$Q_{h, опт}/Q_{h, опт}^*$	0,758	0,740	0,625
$Re_l$	195	146	107
$\alpha Re_v^2 (b/d)$ (пар)	0,427	0,383	0,364
$\varepsilon Re_v/(b/d)^2$	0,203	0,192	0,182
$\delta Re_v^2$	0,370	0,425	0,454
$\frac{\varepsilon Re_v}{(b/d)^2} + \delta Re_v^2$ (жидкость)	0,573	0,617	0,636

Для тепловой трубы на натрии при температуре 800 °С (давление насыщения 450 мбар) с внутренним диаметром 20 мм,  $\varphi = 1/6$ ,  $\omega = 1$ ,  $K = 1,05$  (турбулентное течение), с параметрами (взятыми из работы [12]):  $\rho_l = 757 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu_l = 1,80 \cdot 10^{-4} \text{ кг/мсек}$ ,  $\rho_v = 0,15 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu_v = 0,117 \cdot 10^{-4} \text{ кг/мсек}$ ,  $\nu_l = 0,238 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$ ,  $L = 1,96 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{сек/кг}$ ,  $\nu_v = 78,0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$ ,  $\sigma = 0,122 \text{ н/м}$ , для трех длин  $l_{эфф}$ , равных 250, 500 и 1000 мм, рассчитаны максимальные мощности при опти-

мальной геометрии капилляров. Величина  $l$  принималась постоянной и равной  $3,16 \cdot 10^{-2}$  (при  $Re_v = 10^4$ ). Полученные результаты приведены в таблице.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Grover G. M., Bohdanský J., Busse C. A., The Use of a New Heat Removal System in Space Thermoionic Power Supplies, EUR 2229e, 1965.
2. Prusšek R. M., Schindler M., Moritz K., Das Wärmerohr, *Chem. Ing. Techn.*, 39, 21—26 (1967).
3. Bohdanský J., Strub H., van Andel E., Heat Transfer Measurements Using a Sodium Heat Pipe Working at a Low Vapor Pressure, Thermionic Conv. Specialist Conf., Houston, 1966.
4. Андел, Теория тепловой трубки, Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы, № 7, 84 (1969).
5. Bohdanský J. (частное сообщение).
6. См. статью Буссе стр. 316 настоящего сборника.
7. Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, изд-во «Наука», 1969.
8. Davies J. T., Quidway A., Hameed A., Surface Stresses and Ripple Formation Due to Low Velocity Air Passing Over a Water Surface, *Chem. Engng. Sci.*, 23, 331—337 (1968).
9. Cohen L. S., Hanratty T. J., Effect of Waves at a Gas-Liquid Interface on a Turbulent Air Flow, *J. Fluid Mech.*, 31, 467—474 (1968).
10. Patel V. C., Calibration of the Preston Tube and Limitations on its Use in Pressure Gradients, *J. Fluid Mech.*, 23, 185—208 (1965).
11. Rimberg D., Pressure Drop Across Sharp-End Capillary Tubes, *Ind. Engng. Chem., Fund.*, 6, 599—603 (1967).
12. Spiller K. H., Zur Kenntnis der physikalischen Stoffeigenschaften von Flüssigmetallen zwischen Schmelz- und Siedepunkt, EUR 599d, 1964.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Карлсон, Гоффман

### Обозначения

- $a$  — размер тепловой трубы (фиг. 7);  
 $A$  — площадь сечения;  
 $b$  — размер теплосвой трубы (фиг. 7);  
 $B$  — индукция магнитного поля;  
 $C$  — отношение электрических проводимостей стенки и жидкости;  
 $d$  — размер тепловой трубы (фиг. 7);  
 $D_h$  — гидравлический диаметр;  
 $g$  — ускорение силы тяжести;  
 $H$  — число Гартмана;  
 $j$  — плотность электрического тока;  
 $l$  — длина канала;  
 $L$  — теплота парособразования;  
 $p$  — давление;  
 $P$  — безразмерный градиент давления;  
 $q_{\max}$  — максимальная плотность теплового потока вдоль оси теплосвой трубы;  
 $r_c$  — радиус поры (капилляра);  
 $Re$  — число Рейнольдса;  
 $t$  — толщина стенки;  
 $u$  — скорость в направлении течения;  
 $v$  — скорость в направлении нормали к потоку;  
 $w$  — полуширина канала;  
 $z$  — координата в направлении течения;  
 $\lambda$  — поверхностное натяжение;

- $\Delta p$  — рост или падение давления;  
 $\epsilon$  — доля фитиля, занятая жидкостью;  
 $\eta$  — динамический коэффициент вязкости;  
 $q$  — краевой угол смачивания;  
 $\rho$  — плотность жидкости;  
 $\sigma$  — электропроводность.

### И н д е к с ы

- $c$  — конденсатор тепловой трубы;  
 кап — капилляр;  
 $e$  — испаритель тепловой трубы;  
 $L$  — жидкость;  
 $r$  — радиальный;  
 $u$  — относится к случаю равномерного магнитного поля;  
 $v$  — пар;  
 $w$  — стенка;  
 полн — полное значение;  
 $\parallel$  — параметр, взятый в направлении магнитного поля;  
 $\perp$  — параметр, взятый в направлении нормали к магнитному полю.

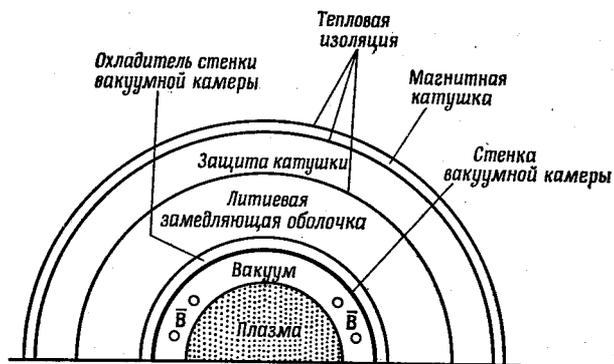
### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы тепловые трубы привлекли к себе пристальное внимание. Их намериваются использовать во многих теплосменных установках, в том числе в ряде перспективных энергетических установок. Данная работа посвящена исследованию характеристик тепловых труб при наличии магнитного поля. Оно было проведено в связи с предполагаемым использованием тепловых труб в одном из вариантов энергетической установки с управляемым термоядерным реактором [1].

Предполагается, что в управляемом термоядерном реакторе горячая плазма внутри вакуумной камеры будет удерживаться от контакта со стенками камеры с помощью сильных магнитных полей (фиг. 1). Известно, что значительная часть выделяемой в результате термоядерного синтеза энергии приходится на нейтроны больших энергий. Кинетическая энергия этих нейтронов превращается в

<sup>1</sup> Carlson G. A., Hoffman M. A. (Lawrence Radiation Lab., Univ. of California, Livermore) ASME Space Technology and Heat Transfer Conf. in Los Angeles, June 1970, Preprint UCRL-72060, December 1969.

тепловую в замедлителе — «оболочке» из жидкого лития, расположенной снаружи вакуумной камеры с плазмой. В результате столкновений с ядрами лития движение нейтронов замедляется, при этом их энергия передается литию. Литий по трубам перекачивается в парогенератор, где получают пар высоких параметров, служащий рабочим телом паросиловой установки.



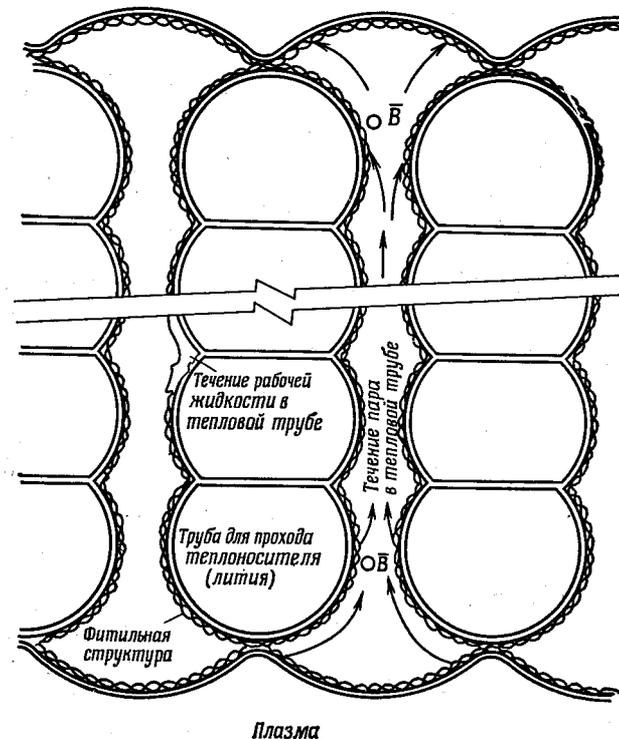
Ф и г. 1. Поперечный разрез термоядерного реактора [2].

К сожалению, выделение энергии нейтронами в литиевой оболочке происходит крайне неравномерно. Плотность выделения энергии с ростом радиуса фактически падает примерно по экспоненте. Для того чтобы «сгладить» этот неблагоприятный профиль плотности выделяемой энергии, Вернер предложил использовать тепловые трубы, объединенные в одно целое со специально спроектированной вакуумной камерой [1]. На фиг. 2 изображена принципиальная схема предлагаемой конструкции.

Сверхпроводящие обмотки магнита, используемого для получения магнитных полей большой напряженности, должны располагаться за пределами зоны интенсивного потока нейтронов, т. е. снаружи литиевой оболочки. Это в свою очередь означает, что тепловые трубы будут находиться в магнитном поле. Из исследований магнитных расходомеров и МГД-генераторов известно, что при тече-

нии электропроводных жидкостей в магнитном поле возникают дополнительные потери давления, поэтому было проведено специальное исследование по влиянию магнитных эффектов на характеристики тепловых труб.

Тепловая защита и магнитная катушка



Ф и г. 2. Схема замедляющей оболочки с тепловыми трубами (вид вдоль оси реактора) [1].

В следующих разделах настоящей работы прежде всего проанализировано влияние магнитного поля на течение жидкой фазы в фитиле. Показано, что влияние магнитного поля на характеристики тепловой трубы проявляется наиболее сильно в том случае, когда составляющая магнитно-

го поля перпендикулярна оси трубы, рабочая жидкость электропроводна и фитиль выполнен из металла. В этих условиях влияние магнитного поля проявляется через три основных механизма, каждый из которых обуславливает увеличение потерь давления при течении жидкой фазы.

1. В жидкости в плоскости, перпендикулярной направлению течения, возникают вихревые электрические токи, что ведет к утонению пристеночных пограничных слоев (профиль скорости в канале становится более «плоским»).

2. Величина указанных в п. 1 электрических токов возрастает, если стенки фитиля электропроводны, что обуславливает появление в жидкости объемных магнитных сил, тормозящих ее движение.

3. Вихревые электрические токи возникают и в «концевых областях», где жидкость входит в магнитное поле или покидает его; они текут в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Аналогичная ситуация также имеет место при наличии градиентов напряженности магнитного поля.

Каждый из указанных выше эффектов анализируется по очереди, и там, где это возможно, определяется их вклад в перепад давления. Полученные результаты затем используются совместно с уравнениями, описывающими перепад давлений в паровой фазе, для определения оптимальной геометрии тепловой трубы для заданных конкретных условий. Характеристика «оптимальной» конструкции затем сравнивается с показателями обычной тепловой трубы при работе ее в магнитном поле для иллюстрации возможности существенного улучшения характеристик тепловой трубы при тщательной проработке ее конструкции.

В настоящей статье под «обычной тепловой трубой» подразумевается труба с простым фитилем, имеющим единственный радиус пор капилляров  $r_c$ ; в последующем этот вид тепловой трубы будет называться просто тепловой трубой типа I.

Более совершенной является тепловая труба с составным фитилем, представляющим собой канал или канавку, закрытую с внутренней стороны мелкой сеткой или про-

нищаемым экраном. Канал имеет большой гидравлический диаметр, в результате чего снижается перепад давлений в жидкой фазе; размер пор в сетке делается технически минимально возможным, чтобы обеспечивалась эффективная перекачка жидкости за счет капиллярных сил. Этот вид тепловой трубы с составным фитилем будет называться тепловой трубой типа II.

### ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Градиент давления при течении электропроводной жидкости в однородном поперечном магнитном поле зависит от геометрии канала, отношения проводимостей стенки и жидкости  $C$  и числа Гартмана  $H$ . Последние два важных безразмерных параметра определяются следующим образом:

$$C = \frac{\sigma_w t_w}{\sigma_L \omega_{\parallel}}$$

и

$$H = \omega_{\parallel} B \sqrt{\frac{\sigma_L}{\eta_L}},$$

где  $\sigma_L$  и  $\sigma_w$  — соответственно электропроводность жидкости и материала стенки канала (с учетом любых контактных сопротивлений);  $\omega_{\parallel}$  — полуширина проходного сечения канала (для жидкой фазы), взятая в направлении, параллельном магнитному полю;  $t_w$  — эффективная толщина стенки канала;  $\eta_L$  — вязкость жидкости;  $B$  — индукция магнитного поля. Параметр  $C$  характеризует долю индуцированного тока, проходящего через стенки канала; при  $C = 0$  ток через стенку равен нулю, при  $C \rightarrow \infty$  он достигает своего максимального значения.

Число Гартмана  $H$  характеризует соотношение пондемомоторных и вязкостных сил в жидкости. Оно определяет интенсивность замкнутых токов в жидкости, индуцированных магнитным полем. При  $H = 0$  мы имеем дело с обычным падением давления в вязкостном несжимаемом пограничном слое. С увеличением  $H$  градиент давления возрастает, при этом, как будет показано в дальнейшем, градиент давления является функцией как  $H$ , так и  $C$ .

В случае течения между параллельными пластинами имеется простое аналитическое выражение для градиента давления, справедливое для всех значений  $C$  и  $H$ . Для других геометрий канала (в частности, для круглого и прямоугольного каналов) получены точные решения в виде бесконечных рядов. Однако эти выражения очень громоздки. К счастью, градиент давления в этих каналах может быть достаточно точно аппроксимирован простой эмпирической формулой, полученной на основе решения для случая течения между параллельными пластинами.

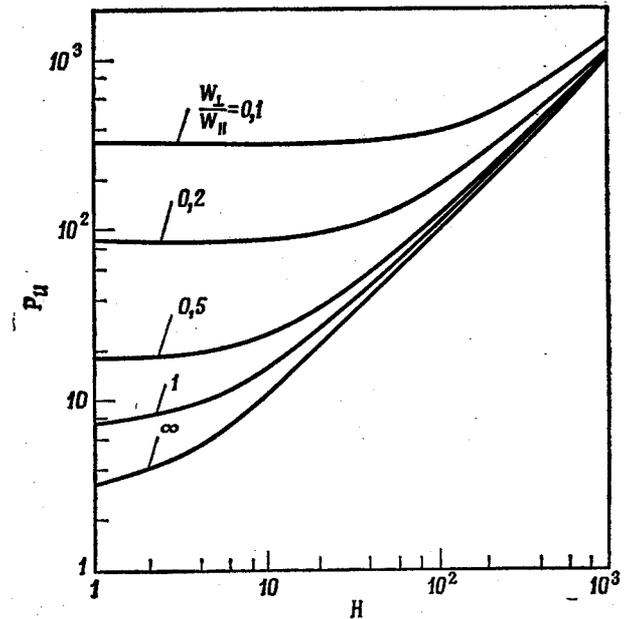
Выражение для градиента давления при полностью развитом ламинарном течении несжимаемой жидкости между параллельными пластинами и при наличии однородного поперечного магнитного поля было получено в работе [3]. Это выражение может быть записано следующим образом:

$$P_u \equiv \frac{\omega_{\parallel}}{\eta_L \bar{u}} \left( -\frac{dp}{dz} \right) = \frac{H^2 \operatorname{th} H}{H - \operatorname{th} H} + \frac{H^2 C}{1 + C}, \quad (1)$$

где  $\bar{u}$  — средняя скорость жидкости. Первый член уравнения равен перепаду давлений в случае классического гартмановского течения между изолированными параллельными пластинами. Второй член дает составляющую перепада давлений, обусловленную действием на жидкость массовых сил  $\mathbf{j} \times \mathbf{V}$ .

В работах [4,5] были получены соотношения для градиента давления при полностью развитом ламинарном течении несжимаемой жидкости в прямоугольном канале при наличии однородного поперечного магнитного поля для двух предельных случаев  $C = 0$  и  $C = \infty$ . В обоих случаях решение получается в виде бесконечного ряда. На фиг. 3 представлены результаты расчетов с помощью этих рядов для случая  $C = 0$ , а на фиг. 4 — для случая  $C = \infty$ .  $\omega_{\perp}/\omega_{\parallel}$  — формпараметр, представляющий собой отношение полуширины канала в направлении, перпендикулярном магнитному полю, к полуширине канала в направлении, параллельном магнитному полю. На обоих графиках показаны кривые, соответствующие случаю течения между плоскими параллельными пластинами ( $\omega_{\perp}/\omega_{\parallel} = \infty$ ).

В случае течения в прямоугольном канале градиент давления с хорошим приближением описывается следую-

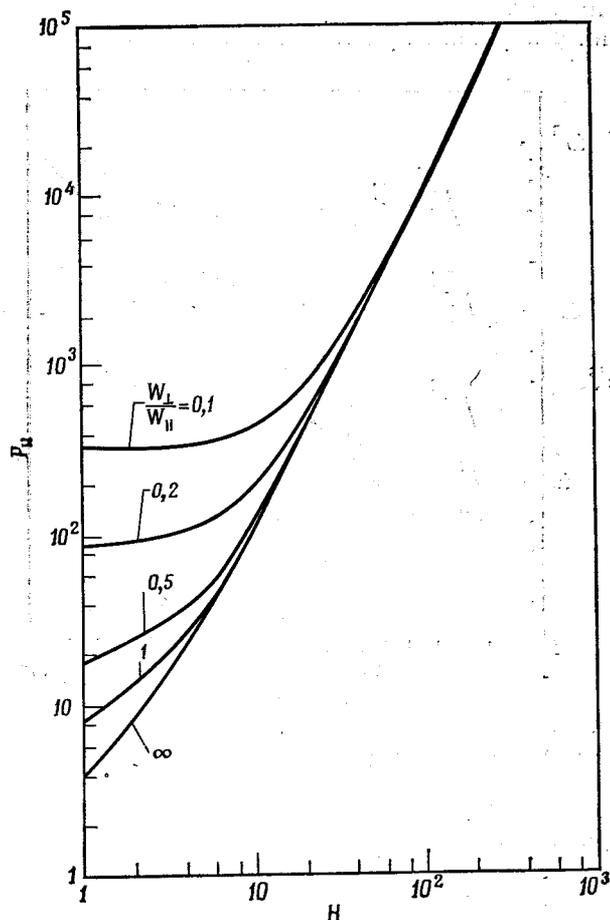


Ф и г. 3. Зависимость безразмерного градиента давления от числа Гартмана для прямоугольного канала с идеально изолированными стенками.

щим уравнением:

$$P_u \left( H, \frac{\omega_{\perp}}{\omega_{\parallel}} \right) = \frac{H^2 \operatorname{th} H}{H - \operatorname{th} H} - 3 + P_u \left( H=0, \frac{\omega_{\perp}}{\omega_{\parallel}} \right) + \frac{H^2 C}{1 + C}, \quad (2)$$

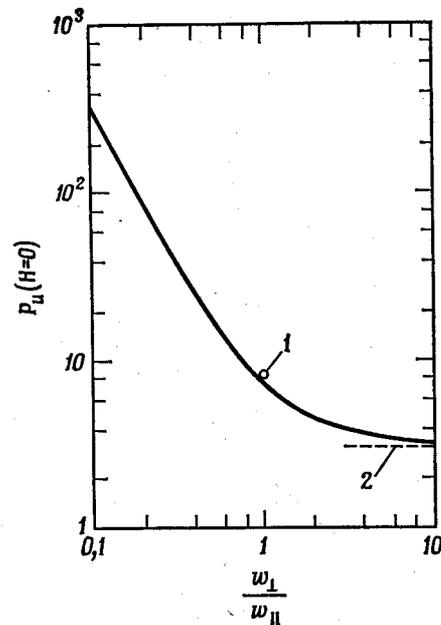
где  $P_u(H=0, \omega_{\perp}/\omega_{\parallel})$  берется из фиг. 5. В основе этого приближения лежит допущение о том, что два основных эффекта, связанных с наличием магнитного поля, почти независимы друг от друга, а следовательно, в случае течения в прямоугольных каналах к ним также можно при-



Ф и г. 4. Зависимость безразмерного градиента давления от числа Гартмана для прямоугольного канала с идеально электропроводными стенками.

менить принцип аддитивности, как и при течении между плоскими параллельными пластинами. Первый член уравнения (2) при  $N \rightarrow 0$  дает точное значение градиента давления при несжимаемом ламинарном пограничном слое ( $P_u = 3$ ).

Для того чтобы получить достаточно точные результаты при  $N \rightarrow 0$  для прямоугольных каналов, уравнение (2) было записано таким образом, что оно обеспечивало точные результаты при  $N = 0$ . С этой целью в него добавлены второй и третий члены:  $-3 + P_u(N = 0, w_{\perp}/w_{\parallel})$ .



Ф и г. 5. Зависимость безразмерного градиента давления от формпараметра для прямоугольного канала при отсутствии магнитного поля.

1 — круглый канал; 2 — асимптота.

Это эмпирическое уравнение является точным и при очень больших значениях  $N$  и дает незначительные ошибки при промежуточных значениях  $N$ . Например, при  $C = 0$  и при значениях формпараметра больше 0,1 ошибка в определении  $P_u$  никогда не превышает 11%. При  $C = \infty$  ошибка почти на порядок меньше. При значениях  $C$ , лежащих между 0 и  $\infty$ , точные решения отсутствуют. Одна-

ко представляется достаточно обоснованным допущение о том, что в этом случае погрешность расчета по приближенной формуле будет меньше погрешности определения  $P_u$  при  $C = 0$ .

Уравнение (2) также дает хорошее приближение и для градиента давления в круглом канале [в этом случае  $P_u(H = 0) = 8,0$ ]. Точное решение, представляющее собой бесконечный ряд функций Бесселя, было выведено Ихара [6]. Расчет с помощью приведенного в работе аналитического выражения не повторялся; при сравнении точного и приближенного решений пользовались данными, взятыми из графиков, приведенных в этой же работе. Было найдено, что максимальная ошибка расчетов по нашей приближенной формуле составляет менее 10%.

Ряд эффектов, таких, как шероховатость стенки, подвод и отвод массы к рассматриваемому потоку, не учитываются уравнением (2). В реальной тепловой трубе рабочая жидкость обычно течет по замкнутым каналам с негладкими стенками. В тепловой трубе типа I капиллярные поры могут в отдельных местах соединяться между собой. В тепловой трубе типа II каналы для протока жидкости с одной стороны прикрыты мелкой сеткой или проницаемым экраном. Шероховатость стенки прежде всего скажется на величине члена  $P_u$  ( $H = 0, \omega_{\perp}/\omega_{\parallel}$ ) в уравнении (2).

Влияние подвода или отвода массы к потоку жидкости будет мало, если выполняется условие

$$Re_{L,r} \equiv \frac{\rho_L \bar{v}_{L,r} D_h}{\eta_L} \ll 1.$$

В тепловой трубе типа I это условие почти всегда удовлетворяется, поскольку гидравлический диаметр капилляров очень мал. В тепловой трубе типа II, специально спроектированной для работы в сильном поперечном магнитном поле, гидравлический диаметр канала для жидкости, а тем самым и число Рейнольдса радиального потока будут значительно больше. Следовательно, вблизи пористой стенки канала существенную роль будут играть как вязкостные, так и инерционные эффекты. Для количественной оценки степени влияния инерционных сил необходимы дальнейшие аналитические исследования; безусловно,

необходима также надлежащая экспериментальная проверка полученных результатов.

Для того чтобы в канале для жидкости преобладал вязкостный режим течения, в дополнение к указанному выше требованию должно выполняться следующее условие: осевое число Рейнольдса повсюду должно быть значительно больше радиального. Это условие в типичных конструкциях тепловых труб повсюду легко соблюдается, за исключением самых крайних участков трубы, где осевая скорость стремится к нулю.

Таким образом, можно сказать, что уравнение (2) представляет собой очень хорошее приближенное аналитическое выражение для расчета перепада давлений в электропроводных жидкостях, текущих в замкнутых каналах с электропроводными стенками при наличии однородного поперечного магнитного поля. Единственным ограничением служит требование, чтобы течение было полностью развитым, ламинарным и несжимаемым. Это условие почти всегда удовлетворяется при течении жидкости в тепловых трубах типа I, поскольку значения осевых чисел Рейнольдса в них меньше 2300, т. е. меньше критического числа Рейнольдса. Кроме того, очень большая величина отношения длины трубы к диаметру обеспечивает условия, при которых можно пренебречь влиянием начального участка. В тепловой трубе типа II гидравлический диаметр канала для прохода жидкости увеличивается настолько, что указанные выше условия уже могут быть нарушены по крайней мере в случае отсутствия магнитного поля. Однако наложение сильного поперечного магнитного поля ведет как к увеличению критического числа Рейнольдса [7], так и к уменьшению длины начального участка [8], так что допущение о существовании полностью развитого ламинарного течения может все еще оказаться справедливым. Мы будем считать, что уравнение (2) применимо для обоих типов тепловых труб как при наличии, так и при отсутствии магнитных полей.

#### ПЕРЕПАДЫ ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ, СВЯЗАННЫЕ С ГРАДИЕНТАМИ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Падение давления проводящей жидкости на входе и выходе из поперечного магнитного поля обусловлено дей-

ствием массовых сил  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , возникающих из-за существования в концевых областях вихревых токов, текущих в плоскостях, перпендикулярных магнитному полю [9,10]. В свою очередь появление вихревых токов в концевой области, где изменяется напряженность магнитного поля, связано с действием электродвижущих сил, возникающих вследствие того, что величина  $\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$  конечна.

В случае использования тепловых труб в термоядерном реакторе (вариант, который мы анализируем) предусматривается установка труб в области однородного магнитного поля. В этих условиях обычные концевые потери не возникают. Однако в потоке все же имеются незначительные потери давления, связанные с подводом (или отводом) жидкости вследствие конденсации (или испарения). Так как в этом случае имеем дело с течением с переменной массой, при постоянном поперечном сечении канала скорость жидкости по длине тепловой трубы будет меняться, что приведет к появлению конечного значения  $\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$  даже при постоянной индукции магнитного поля  $B$ . Эта «неоднородность»  $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  может привести к появлению вихревых токов, аналогичных токам, возникающим в концевых областях магнитного поля. Однако эти вихревые токи должны быть очень слабыми, поскольку скорость, а следовательно, и величина произведения  $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ , медленно снижается до нуля по всей длине участка конденсации или испарения.

#### ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ В ПАРОВОМ ПОТОКЕ

Течение пара в тепловой трубе характеризуется подводом массы в области испарения и отводом массы в области конденсации. Появление осевого градиента давления в паровом потоке обусловлено тремя причинами: наличием магнитного поля, вязкостными эффектами, а также изменением количества движения в связи с подводом или отводом массы.

При обычных рабочих температурах и давлениях, имеющих место в тепловых трубах, использующих металлические рабочие жидкости, влияние магнитного поля на течение пара и перепад давлений в паровом потоке пренебрежимо мало. Однако если тепловые трубы, исполь-

зующие в качестве рабочей жидкости щелочные металлы, будут работать при высоких температурах (по-видимому, значительно выше 2000 °К), то в этом случае электропроводность паров металлов может стать достаточно высокой и эффекты, связанные с действием магнитного поля и аналогичные возникающим в потоке жидкости, могут оказаться существенными. Так как рассматриваемые тепловые трубы работают в области температур порядка 1000 °К, влиянием магнитного поля на течение пара можно пренебречь.

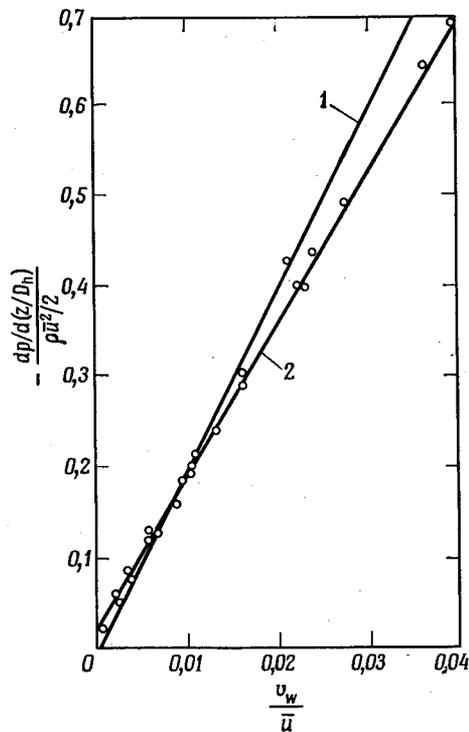
Между двумя другими эффектами существует определенная связь, так как вследствие подвода или отвода массы от потока пара изменяются профили скорости, а следовательно, и вязкостные касательные напряжения на стенке. Имеется ряд очень хороших экспериментальных данных, полученных Олсоном и Эккертом [11] при турбулентном течении в трубе со вдувом. Опыты были проведены как при наличии на входе полностью развитого турбулентного потока, так и при нулевой скорости течения на входе (второй случай весьма напоминает картину, наблюдаемую на участке испарения тепловой трубы). Соответствующие данные представлены на фиг. 6, где показана зависимость безразмерного градиента давления от отношения местной скорости вдува на стенке  $v_w$  к средней местной осевой скорости  $\bar{u}$ . При значениях  $v_w/\bar{u}$ , больших 0,005, преобладает влияние изменения количества движения и опытные точки стремятся к асимптотической прямой, наклон которой равен  $\sim 17,5$ .

Точное решение уравнений Навье — Стокса для ламинарного течения приводится в работе Найта и Мак-Интира [12]. Для предельного случая преобладающего влияния изменения количества движения<sup>1</sup> ими получены следующие выражения для осевого градиента давления при течении между полубесконечными параллельными пористыми пластинами при равномерной скорости вдува или отсоса:

<sup>1</sup> Это течение имеет место при больших радиальных числах Рейнольдса  $Re_{v,r} = \rho v_w D_H / \eta_v \gg 1$ .

в случае вдува

$$\frac{dp}{dz} = -2 \left( \frac{\pi}{2} \right)^2 \frac{\rho_v \bar{u}^2}{2} \frac{1}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dz}; \quad (3)$$



Ф и г. 6. Зависимость местного безразмерного осевого градиента давления от местного параметра вдува в пористой трубе со вдувом.

Данные включают течение с нулевой скоростью на входе [8].

1 — расчетная кривая для ламинарного течения; 2 — усредняющая кривая для опытных данных при турбулентном течении.

в случае отсоса

$$\frac{dp}{dz} = -2 \frac{\rho_v \bar{u}^2}{2} \frac{1}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dz}, \quad (4)$$

где  $\bar{u}(z)$  — средняя местная осевая скорость течения ( $z$  берется в направлении течения).

На фиг. 6 дается сравнение приведенного к безразмерному виду уравнения (3) с опытными данными. При этом нужно оговориться, что уравнение (3) справедливо для случая вдува в ламинарный поток, а опыты проводились при турбулентном течении. Как видно и из фиг. 6, в диапазоне  $0,005 \lesssim v_w/\bar{u} \lesssim 0,03$  расчетные значения для ламинарного течения очень близко совпадают с экспериментальными данными для турбулентного потока. Однако не ясно, почему эти две кривые расходятся при больших  $v_w/\bar{u}$ , поскольку есть основания ожидать, что расхождение между двумя типами течения в области преобладающего влияния изменения количества движения должны исчезнуть.

В приведенных ниже примерах будем предполагать, что теория ламинарного течения дает хорошее приближение для расчета перепада давлений в паровом потоке. В этом случае в результате интегрирования уравнений (3) и (4) получаются следующие соотношения для перепада давлений:

зона испарения

$$\Delta p_v = -\frac{\pi^2}{8} \frac{q_{\max}^2}{\rho_v \left(1 - \frac{A_L}{A_{\text{полн}}}\right)^2 L^2} \quad (\text{падение давления}); \quad (5)$$

зона конденсации

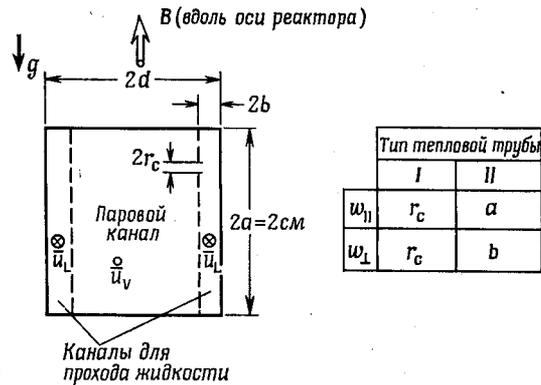
$$\Delta p_v = +\frac{1}{2} \frac{q_{\max}^2}{\rho_v \left(1 - \frac{A_L}{A_{\text{полн}}}\right)^2 L^2} \quad (\text{рост давления}), \quad (6)$$

где  $q_{\max}$  — максимальный осевой тепловой поток, отнесенный к полному поперечному сечению тепловой трубы  $A_{\text{полн}}$ ;  $A_L$  — площадь поперечного сечения канала, занятая жидкой фазой.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На фиг. 7 показан поперечный разрез тепловой трубы, которая может быть использована в зоне замедлителя управляемого термоядерного реактора (ось реактора сов-

падает на чертеже с вертикальным направлением). Назначение тепловой трубы — передача тепла в радиальном направлении (на фигуре перпендикулярно плоскости чертежа) от внутренних областей замедлителя, что приводит к выравниванию плотности выделяемой энергии [1]. Магнитное поле, как показано на фигуре, приложено в вертикальном направлении. Осевое течение пара в тепловой трубе происходит перпендикулярно от плоскости чертежа, осевое течение жидкости — в обратном направлении, к плоскости чертежа. Характерный размер канала  $a$  оста-



Ф и г. 7. Поперечный разрез тепловой трубы (вид в радиальном направлении к центру реактора).

$$AL = 8 ab; A_{\text{полн}} = 4 ad.$$

ся постоянным и равным 1 см. Суммарная площадь поперечного сечения трубы и площадь канала для жидкости рассчитываются по приведенным на фигуре соотношениям.

Максимальный расход циркулирующей в тепловой трубе жидкости, а следовательно, и ее максимальная тепловая мощность определяются следующим условием:

$$|\Delta p_L| + |\Delta p_v| = \Delta p_{\text{кап}}. \quad (7)$$

Здесь  $\Delta p_{\text{кап}}$  — движущий напор, обусловленный действием капиллярных сил, а  $\Delta p_L$  и  $\Delta p_v$  — перепады давлений

в жидкости и паре соответственно. Член  $\Delta p_{\text{кап}}$  может быть записан следующим образом:

$$\Delta p_{\text{кап}} = \frac{2\gamma \cos \theta}{r_c}, \quad (8)$$

где  $\gamma$  — поверхностное натяжение жидкости;  $\theta$  — краевой угол смачивания (взят равным нулю на основе данных испытаний высокоэффективных тепловых труб [13]);  $r_c$  — радиус поры капиллярной структуры (фитиля). Величина  $\Delta p_L$  определяется в результате интегрирования уравнения (2) по длине трубы. В итоге при равномерном подводе и отводе массы, т. е. при линейном изменении массового расхода по длине, имеем

$$|\Delta p_L| = \frac{\eta_L l q_{\text{max}}^2}{2w_{II} \rho_L L \varepsilon (A_L/A_{\text{полн}})} \left[ \frac{H^2 \text{th} H}{H - \text{th} H} - 3 + P \left( H=0, \frac{w_I}{w_{II}} \right) + \frac{H^2 C}{1+C} \right], \quad (9)$$

где  $\varepsilon$  — объемная доля жидкости в капиллярной структуре; в тепловой трубе типа II  $\varepsilon$  стремится к единице, в тепловой трубе типа I  $\varepsilon$  меньше единицы вследствие того, что определенная часть сечения занята собственно фитилем. Перепад давлений в паровой фазе  $\Delta p_v$  равен сумме уравнений (5) и (6). Все эти величины подставляются в уравнение (7), в итоге получаем результирующее соотношение, с помощью которого можно вычислить  $q_{\text{max}}$ .

#### ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

Уравнение (7) было решено для ряда конструкций тепловых труб, основные результаты расчетов приведены в табл. 1. Для всех конструкций были приняты одинаковыми следующие основные характеристики. В качестве рабочей жидкости использовался натрий при температуре 1000 °К. Все свойства натрия (табл. 2) взяты из работы [14], исключение составляют лишь  $\rho_v$  и  $\gamma$ , заимствованные из работ [15] и [16] соответственно. Полная длина всех тепловых труб была принята равной  $l = 1$  м, а их высота в направлении действия магнитного поля  $B$  равной  $2a = 2$  см (фиг. 7).

Таблица 1

Основные характеристики различных конструкций тепловой трубы

Тип тепловой трубы	Условия работы $B$ , $мл$	$H$	$C$	$A_L/A_{полн}$	$q_{max}$ , $квт/см^2$ (при $A_L/A_{полн}$ )	Точка на фиг. 8 или 9	Дополнительные конструкционные характеристики
I a	0	0	—	0,40 (опт.)	2,35	A	$\epsilon = 0,80$
I b	7	82,5	0,001	0,40	0,33	B	$r_c = 0,01$ см
	7	82,5	0,001	0,75 (опт.)	0,54	C	$l = 1$ м $a = 1$ см
II a	0	0	—	0,10 (опт.)	5,05	D	$\epsilon = 1,0$
II b	7	8250	0,001	0,10	1,15	E	$r_c = 0,01$ см
	7	8250	0,001	0,40 (опт.)	2,50	F	$l = 1$ м $a = 1$ см
II c	7	8250	0	0,15 (опт.)	4,37	G	
II d	7	8250	0,01	0,70 (опт.)	0,77	H	

Таблица 2

Свойства натрия при 1000 °К

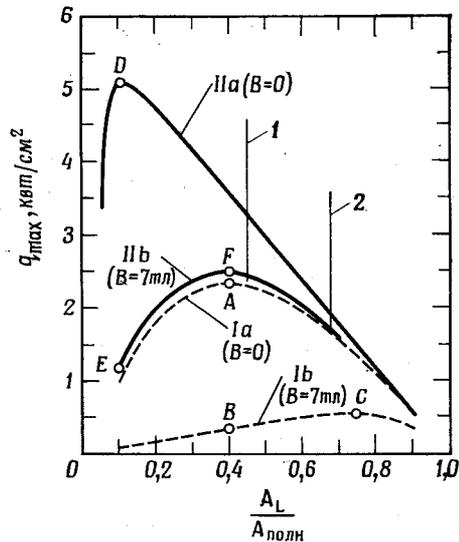
Свойство	Величина
Плотность жидкой фазы $\rho_L$	780,0 кг/м <sup>3</sup>
Плотность пара $\rho_v$	0,0611 кг/м <sup>3</sup>
Вязкость жидкости $\eta_L$	$1,8 \cdot 10^{-4}$ (н·сек)/м <sup>2</sup>
Теплота испарения $L$	$4,07 \cdot 10^6$ Дж/кг
Электропроводность жидкой фазы $\sigma$	$2,5 \cdot 10^6$ мо/м
Поверхностное натяжение $\gamma$	0,13 н/м

В тепловых трубах типа I использовалась простая фитильная структура со средним радиусом капиллярных пор  $r_c = 0,01$  см. Объемная доля жидкости в этой конструкции фитиля была принята равной  $\epsilon = 0,8$ ; извилистостью каналов для прохода жидкости пренебрегали, считая эффективную длину каналов равной 1 м. Среднее значение формпараметра для этих каналов было принято равным единице; таким образом, величина безразмерного градиента давления для обычного ламинарного течения равнялась  $P_u (H = 0) \approx 7,11$ . При этом считалось, что проходное сечение канала приблизительно имеет форму квадрата. Для фиксированного значения формпараметра, полученного из уравнения (7), решение для  $q_{max}$  зависит только от отношения проходных сечений  $A_L/A_{полн}$ , но не зависит от абсолютной величины сечений. Фитиль занимает площадь  $A_L = 8ab$  (фиг. 7).

Характеристика тепловой трубы типа Ia рассчитывалась при значении  $H = 0$  ( $B = 0$ ). Из анализа соответствующей пунктирной кривой на фиг. 8 видно, что имеется целое семейство подобных конструкций, соответствующих различным значениям отношения  $A_L/A_{полн}$ . Оптимальная конструкция отвечает точке A на графике, при этом отношение  $A_L/A_{полн} = 0,4$ , а максимальная плотность теплового потока в осевом направлении равна  $2,35$  квт/см<sup>2</sup>.

Характеристика второго семейства тепловых труб (тип Ib) рассчитывалась с учетом дополнительного перепада давлений, связанного с наличием магнитного поля с индукцией  $B = 7$  тл, характерное отношение проводимостей  $C = 0,001$ . Если тепловая труба, геометрические характеристики которой соответствуют точке A на кривой Ia, будет работать в магнитном поле с указанной индукцией, то ее рабочая характеристика будет соответствовать точке B на второй пунктирной кривой, показанной на фиг. 8. То есть при  $A_L/A_{полн} = 0,4$  из-за дополнительного перепада давлений достижимая величина  $q_{max}$  снизится с  $2,35$  до  $0,33$  квт/см<sup>2</sup>. Если использовать другую тепловую трубу, оптимизированную для данных условий работы, то у нее отношение площадей будет равно  $0,75$ , однако увеличение достижимой плотности теплового потока  $q_{max}$  будет довольно скромным, до  $0,54$  квт/см<sup>2</sup> (точка C).

Из приведенного примера можно сделать вывод, что тепловые характеристики тепловых труб типа I резко ухудшаются при работе в сильных магнитных полях даже при оптимальном выборе применительно к этим условиям их геометрических характеристик.



Ф и г. 8. Характеристики тепловых труб типов I и II при наличии и отсутствии наложенного магнитного поля.  
1 — граница смачивания фитиля при  $A_{\text{полн}} = 3 \text{ см}^2$ ; 2 — при  $A_{\text{полн}} = 2 \text{ см}^2$ .

При использовании тепловых труб типа II с составным фитилем можно добиться существенного снижения потерь давления, обусловленных действием магнитного поля. В этих тепловых трубах имеются два канала для прохода жидкости размером  $2a \times 2b$ , как показано на фиг. 7. Считается, что эти два канала для прохода жидкости отделены от парового канала сетками с тем же эффективным радиусом пор  $r_c = 0,01 \text{ см}$ , как и в простом фитиле тепловой трубы типа I.

Рассмотрим первое семейство тепловых труб этой конструкции (тип IIa), работающих при  $B = 0$ . В этом случае формпараметр канала для прохода жидкости равен

$$\frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} = \frac{b}{a} = \frac{A_{\text{полн}}}{8a^2} \frac{A_L}{A_{\text{полн}}}.$$

На фиг. 8 соответствующей сплошной линией показана кривая удельной мощности тепловых труб типа IIa с  $A_{\text{полн}} = 3 \text{ см}^2$ . Наилучшая характеристика при  $B = 0$  соответствует точке D кривой. Ей отвечает довольно малое значение  $A_L/A_{\text{полн}} = 0,10$ ; соответствующая плотность теплового потока равна  $q_{\text{max}} = 5,05 \text{ кВт/см}^2$ . Эта величина более чем в 2 раза превышает  $q_{\text{max}}$ , достижимую в лучшей тепловой трубе типа Ia (точка A), что указывает на эффективность составной капиллярной структуры по сравнению с простым фитилем даже при отсутствии магнитного поля.

Расчет второго семейства тепловых труб с составным фитилем производился при  $B = 7 \text{ мТл}$  и  $C = 0,001$ . (Это семейство тепловых труб на фиг. 8 и табл. 1 обозначено как труба типа IIb.) Если тепловая труба с  $A_L/A_{\text{полн}} = 0,10$ , оптимальным для тепловых труб семейства IIa, будет работать в магнитном поле, то ее тепловая характеристика будет соответствовать точке E кривой IIb. В этом случае плотность потока  $q_{\text{max}}$  будет равна всего лишь  $1,15 \text{ кВт/см}^2$ , т. е. тепловая мощность трубы снижается более чем в 4 раза по сравнению со случаем  $B = 0$ , когда  $q_{\text{max}} = 5,05 \text{ кВт/см}^2$ . Оптимальное отношение  $A_L/A_{\text{полн}}$  в тепловых трубах типа II, работающих в магнитном поле, соответствует точке F кривой IIb и равно 0,40. Достижимое значение  $q_{\text{max}}$  в этом случае составляет  $2,50 \text{ кВт/см}^2$ , что более чем в 2 раза превышает значение  $q_{\text{max}}$  в исходной трубе с  $A_L/A_{\text{полн}} = 0,10$  при работе в магнитном поле той же напряженности (точка E). Отсюда можно сделать заключение, что подобная оптимизация тепловой трубы с составным фитилем, работающей в сильных поперечных магнитных полях, определенно является целесообразной.

Основные результаты расчетов представлены в табл. 1. При  $B = 7 \text{ мТл}$  значение  $q_{\text{max}}$  для лучших тепловых труб

типа Ib и IIb равно соответственно 0,54 (точка C) и 2,50  $\text{квт}/\text{см}^2$  (точка F). Тем самым тепловая мощность трубы увеличивается почти в 5 раз. С другой стороны, при  $B = 0$  лучшая тепловая труба типа IIa (точка D) всего лишь в 2 раза эффективнее оптимальной тепловой трубы типа Ia (точка A). На основе этих расчетов становится ясно, что при работе в магнитном поле применение в тепловой трубе составного фитиля даже более важно, чем в случае ее работы при отсутствии магнитного поля.

Следует отметить, что число Гартмана жидкой фазы в тепловой трубе типа II при  $B = 7 \text{ мл}$  равно 8250, при этом вклад в перепад давлений первого и последнего членов уравнения (9) намного превышает составляющую, связанную с действием обычных вязкостных сил, которая зависит от величины фэрмпараметра. Отсюда для тепловой трубы типа II решения для  $\Delta p_L$  при  $B = 7 \text{ мл}$  будут по существу зависеть только от отношения  $A_L/A_{\text{полн}}$ , а не от абсолютных значений этих сечений.

Однако на величину  $A_{\text{полн}}$  накладывается определенное ограничение; оно связано с требованием обеспечения смачивания фитиля в случае, если тепловая труба определенным образом расположена относительно вектора силы гравитации, как это показано на фиг. 7. Показанная на фиг. 8 граница смачиваемости фитиля отвечает условию смачиваемости всей высоты фитиля  $2a$  в поле тяготения, равном одному  $g$ . Это требование может быть записано следующим образом:

$$\frac{2\lambda \cos \theta}{b} \geq \rho_L g 2a,$$

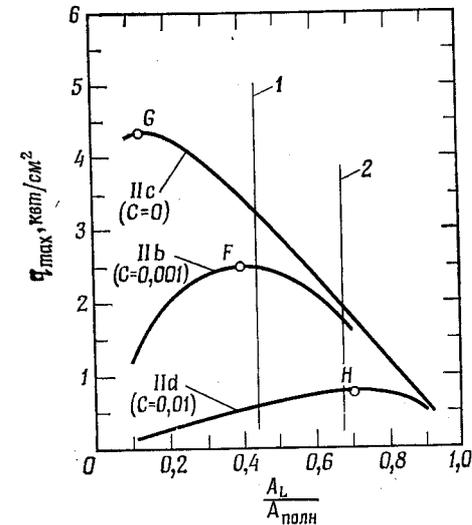
или, применительно к рассматриваемому примеру,

$$\frac{A_L}{A_{\text{полн}}} \leq \frac{1,36}{A_{\text{полн}} (\text{см}^2)}.$$

Большая часть потерь, обусловленных наличием магнитного поля, в приведенных выше примерах связана с электрическими токами, которые замыкаются через проводящие стенки фитиля. Поэтому весьма желательно, если это возможно, использовать фитили, изготовленные из неэлектропроводного материала. Достигаемый при этом

эффект можно определить, если в расчетных соотношениях положить  $C$  стремящимся к нулю. Соответствующие данные показаны на фиг. 9.

Были рассчитаны характеристики нового семейства тепловых труб с составным фитилем с  $C = 0$  (тип IIc), работающих при  $B = 7 \text{ мл}$ . Новое оптимальное значение



Фиг. 9. Характеристики тепловых труб типа II при наличии сильного наложенного магнитного поля ( $B=7 \text{ мл}$ ) и при различных значениях параметра проводимости стенки.

1 — граница смачивания фитиля при  $A_{\text{полн}} = 3,0 \text{ см}^2$ ; 2 — при  $A_{\text{полн}} = 2,0 \text{ см}^2$ .

$A_L/A_{\text{полн}} = 0,15$  (точка G) значительно меньше оптимального отношения площадей при  $C = 0,001$  (точка F), так как потери давления, обусловленные наличием магнитного поля, менее значительны. Оптимальное значение  $q_{\text{max}}$  при  $C = 0$  равно  $4,37 \text{ квт}/\text{см}^2$ , что почти в 2 раза больше наибольшего  $q_{\text{max}} = 2,50 \text{ квт}/\text{см}^2$  при  $C = 0,01$ . Таким образом, можно сделать вывод, что конструкции с фитилями, выполненными из неэлектропроводного материала,

могут оказаться более эффективными при работе в сильных магнитных полях.

Следует заметить, что если бы можно было в качестве рабочей жидкости в тепловой трубе использовать электропроводное вещество, то в оптимизированной тепловой трубе типа II достижимое значение  $q_{\max}$  составило бы  $5,05 \text{ кВт/см}^2$  (точка D на фиг. 8). То есть в неэлектропроводной рабочей жидкости при работе тепловой трубы в магнитном поле не возникает дополнительных потерь давления, даже если фитиль изготовлен из электропроводного материала. Однако при неэлектропроводном фитиле даже на рассматриваемой электропроводной рабочей жидкости (натрии) можно получить плотность теплового потока  $q_{\max} = 4,37 \text{ кВт/см}^2$  (точка G). Следовательно, если мы будем вынуждены использовать металлические рабочие жидкости, то следует направить усилия на разработку конструкций составных фитилей из изоляционных материалов. Это позволит достигнуть при работе в сильных магнитных полях значений  $q_{\max}$ , характерных для работ труб при отсутствии магнитного поля.

В заключение для иллюстрации отрицательного влияния электропроводности стенок фитилей дополнительно рассмотрим случай  $C = 0,01$  (тепловые трубы типа Pd). Это семейство тепловых труб также показано на фиг. 9. Если фитиль хорошо проводит электричество, то наибольшее значение  $q_{\max}$  имеет место в точке H (при  $A_L/A_{\text{полн}} = 0,70$ ) и равно всего лишь  $0,77 \text{ кВт/см}^2$ . Таким образом, вновь подтверждается положение, что малая электропроводность фитиля (т. е. малое значение C) дает существенный выигрыш в эффективности тепловой трубы, работающей на металлической жидкости и рассчитанной на эксплуатацию в сильных магнитных полях.

### ВЫВОДЫ

Наличие магнитного поля может сильно сказаться как на оптимальных конструктивных характеристиках тепловой трубы, так и на величине предельно достижимых в ней тепловых потоков. При проектировании тепловых труб для работы их в сильных магнитных полях необходимо учитывать следующие четыре момента:

1. Ось тепловой трубы, если это возможно, следует располагать в направлении магнитного поля или же использовать неэлектропроводную рабочую жидкость. Любое из этих мероприятий полностью исключит дополнительные перепады давлений в жидкости, связанные с действием магнитного поля.

2. Если нельзя использовать ни один из этих идеальных подходов, то дополнительные потери давления, связанные с влиянием магнитного поля, могут быть сведены к минимуму путем применения фитилей по возможности с наименьшей электропроводностью. Расчеты показывают, что при уменьшении отношения проводимостей стенки и рабочей жидкости  $C$  с 0,01 до 0, можно достигнуть увеличения тепловой мощности трубы в 5 раз.

3. Во всех случаях (включая отсутствие магнитного поля) тепловая мощность трубы может быть увеличена путем использования составного фитиля с большим проходным сечением для жидкости с целью уменьшения в ней перепада давления. Однако преимущества, связанные с использованием составного фитиля, становятся более ярко выраженными при увеличении напряженности магнитного поля. Расчеты показывают, что при  $B = 7 \text{ тл}$  тепловая мощность трубы с составным фитилем может быть в 5 раз больше, чем тепловой трубы с простым фитилем.

4. Во всех случаях можно добиться существенного улучшения характеристики тепловой трубы путем оптимизации соотношения между проходными сечениями паровой и жидкой фаз при заданном значении напряженности магнитного поля.

Таким образом, в оптимальной конструкции тепловой трубы, работающей на электропроводной жидкости в сильном поперечном магнитном поле, необходимо использовать составные фитили с максимально низкой электропроводностью. Расчеты показывают, что в таких тепловых трубах даже при наличии поперечных магнитных полей с индукцией  $7 \text{ тл}$  могут быть достигнуты максимальные тепловые потоки в осевом направлении, превышающие  $2 \text{ кВт/см}^2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Werner R. W., The Module Approach to Blanket Design — A Vacuum Wall Free Blanket Using Heat Pipes, Proc. Intern. Conf. on Nuclear Fusion Reactors, Culham, England, 1969.
2. Номеуер W. G., Thermal and Chemical Aspects of the Thermonuclear Blanket Problem, TR № 435, Mass. Inst. of Techn., June 1965.
3. Саттон Дж., Шерман А., Основы технической магнитной газодинамики, изд.—во «Мир», 1968.
4. Hughes W. F., Young F. J., The Electromagnetodynamics of Fluids, Wiley, N. Y., 1966.
5. Chang C. C., Lundgen Th. S., Duct Flow in Magnetohydrodynamics, ZAMP, 12, 100 (1971).
6. Ихара, Тадзима, Мацусима, Течение проводящих жидкостей в круглых трубах с проводящими стенками в однородных поперечных магнитных полях, Труды амер. об-ва инж.-мех., сер. E, № 1 (1967).
7. Loeffler A. L., Maciulaitis A., Hoff M., MHD Round Pipe Flow Experiments, USAF Office of Aerospace Research, Rept. ARL 67-0236.
8. Shercliff J. A., Entry of Conducting and Non-Conducting Fluids in Pipes, Proc. of the Cambridge Philos. Soc., 52, part 3, 573 (1956).
9. Shercliff J. A., Edge Effects of Electromagnetic Flowmeters, J. Nuclear Energy, № 3, 305 (1956).
10. Шерклифф Дж., Теория электромагнитного измерения расхода, изд.—во «Мир», 1965.
11. Олсон, Эккерт, Экспериментальное исследование турбулентного течения в пористой круглой трубе с равномерным вдувом газа через стенку, Труды амер. об-ва инж.-мех., сер. E, № 1 (1966).
12. Knight B. K., McInteer B. B., Laminar Incompressible Flow in Channels with Porous Walls, Los Alamos Scientific Lab., Rept. LADC-5309.
13. Kemme J. E., Heat Pipe Capability Experiments, Los Alamos Scientific Lab. Rept. LA-3585-MS, 1966.
14. Achener P. Y., Mackewicz W. V., Fisher D. L., Samp D. C., Thermophysical and Heat Transfer Properties of Alkali Metals, Nuclear Division Aerojet-General Corp., Rept. AGN-8195, vol. 1.
15. Ewing C. T., Stone J. P., Spann J. R., Steinkuller E. W., Williams D. D., Miller R. R., High Temperature Properties of Sodium, US Naval Research Lab., Rept. NRL-6241, 1965.
16. Taylor J. W., Wetting by Liquid Metals, Progress in Nuclear Energy, Ser. V, 2, 398—416 (1959).

## РТУТЬ КАК ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ ДЛЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ<sup>1</sup>

Деверолл

### ВВЕДЕНИЕ

Рабочий диапазон температур тепловой трубы определяется видом используемой рабочей жидкости; при соответствующем выборе жидкости тепловые трубы могут быть созданы для работы от уровня ниже 0 °С до температуры 2000 °С [1,2]. Однако имеется одна область в этом интервале (от 200 до 400 °С), для которой трудно подобрать подходящую рабочую жидкость. Температуры этого диапазона слишком высоки для воды из-за большого давления насыщенного пара, что вызывает конструктивные трудности, и слишком малы для щелочных металлов, потому что давление пара в этом случае недостаточно для поддержания нормальной работы тепловой трубы. Анализ показывает, что органические жидкости по своим свойствам не годятся в качестве рабочих тел, за исключением случаев, когда требуются трубы сравнительно малой мощности (например, для регулирования температуры или других специальных применений) [3]. Ртуть, по-видимому, является наиболее подходящим рабочим веществом для этой области температур. Однако здесь возникает проблема коррозии и некоторая трудность в достижении хорошего смачивания фитиля, что весьма существенно для работы тепловой трубы.

В связи с этим была сконструирована тепловая труба с ртутью в качестве рабочей жидкости, испытанная в течение 10 000 час при температуре 330 °С. Труба предназначалась для изучения процессов смачивания ртутью капил-

<sup>1</sup> Deverall J. E. (Los Alamos Scientific Lab. of Univ. of California), LA-4300-MS, 1970.

лярной структуры из нержавеющей стали. Другая тепловая труба была создана для изучения теплопередающих возможностей ртутной системы и для того, чтобы сравнить ее предельные характеристики (по смачиванию фитиля, достижению скорости звука в паре и пр.) с теоретическими расчетами [4]. Ртуть обладает приемлемыми свойствами для использования ее в качестве рабочего вещества в тепловой трубе, и, если достигается хорошее смачивание, такая труба может быть употреблена для передачи больших тепловых потоков. В настоящем исследовании смачивание достигалось путем добавки в ртуть магния и титана. Магний является для кислорода геттером, который очищает поверхность, способствуя смачиванию, а титан действует в качестве ингибитора, снижающего коррозию. Поскольку в данной работе не планировалось изучение коррозии или эффектов массообмена, были использованы легкодоступные материалы, не обладающие коррозионной устойчивостью. После ресурсных испытаний тепловую трубу разрезали и тщательно исследовали с целью определения коррозионных воздействий.

## РЕСУРСНЫЕ ИСПЫТАНИЯ

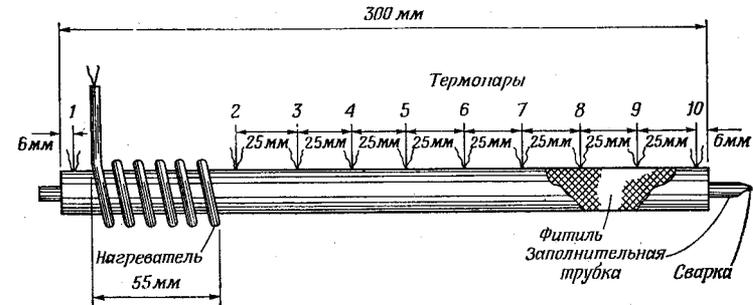
### КОНСТРУКЦИЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

Тепловая труба, изготовленная из нержавеющей стали марки 347, имела длину 300 мм и внешний диаметр 19 мм, толщина стенки трубы составляла 0,9 мм. Фитиль состоял из сетки, изготовленной из нержавеющей стали марки 304, с ячейками 100 меш. Сетку, свернутую в виде цилиндра в три слоя, помещали в тепловую трубу и специальной протяжкой прижимали к стенке. Труба закрывалась с обоих концов приваренными пробками. В один из торцов вваривалась трубка внешним диаметром 6 мм для загрузки рабочей жидкости и герметизации под вакуумом. Перед сборкой все элементы тепловой трубы были дегазированы при температуре 1000 °С в вакуумной печи.

Источником тепла служил нагреватель сопротивления, навитый змеевиком вокруг зоны испарения на длине 55 мм. Температура измерялась хромель-алюмелевыми

термопарами, приваренными вдоль трубы, как показано на фиг. 1.

После того как тепловая труба была собрана и испытана на герметичность, в нее загрузили 122 г чистой ртути через заполнительную трубку, опущенную под уровень в другой сосуд с ртутью. Магниева проволока в количестве 0,01 г и титановая проволока в количестве 0,005 г были загружены в тепловую трубу через заполнительную



Ф и г. 1. Схема тепловой трубы, предназначенной для ресурсных испытаний.

трубку для обеспечения смачивания и предотвращения коррозии. Затем тепловую трубу соединяли с вакуумной системой и вакуумировали в течение ночи для того, чтобы извлечь неконденсирующиеся газы. Отключение от вакуумной системы производилось сплющиванием соединительной трубки с последующим отпариванием в этом месте.

Перед тем как прикрепить термопары и основной нагреватель, на трубу наматывали по всей длине ленточный нагреватель и производили нагрев трубы до 400 °С в течение двух дней для обеспечения смачивания. В течение этого периода трубу поворачивали вокруг поперечной оси, чтобы смочить все части внутренней поверхности. Радиографический контроль показал, что после таких операций было достигнуто только частичное смачивание. После этого еще раз в течение двух дней повторяли операцию, но уже при температуре 500 °С, и было получено, как показал радиограф, полное смачивание.

С помощью радиографа было также показано, что однажды смоченная поверхность вновь легко смачивается после осушения. Так, например, если один конец тепловой трубы поднимался выше высоты капиллярного поднятия, то ртуть из него стекала. Если затем поднимался другой конец трубы, то осушенный конец вновь хорошо смачивался. В дальнейшем хорошее смачивание было продемонстрировано работой тепловой трубы и результатами исследования капиллярного поднятия в фитиле. В этих опытах испарительная часть трубы постепенно поднималась до тех пор, пока не превышался вертикальный размер, на который жидкость могла подниматься по фитилю. В этот момент фитиль в испарителе высыхал и температура быстро повышалась, что обнаруживалось по показанию термомпары на конце трубы. Измеренная высота капиллярного поднятия находилась в хорошем соответствии с расчетной величиной, полученной с учетом размера ячейки сетки фитиля. Это означало также, что достигалось хорошее смачивание и что добавка магния и титана не уменьшала существенно поверхностного натяжения ртути.

#### РАБОТА ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

Тепловая труба, помещенная под хорошо вентилируемый колпак (мера предосторожности на случай аварии), работала в горизонтальном положении в течение 10 000 час при температуре 330 °С. Мощность нагревателя составляла ~100 вт. В начальной стадии испытаний работающая труба была изотермична по всей длине. Во время испытаний температура измерялась достаточно часто для того, чтобы определить, какие происходят изменения в рабочих характеристиках и что влечет за собой возникновение осевых температурных градиентов. Также периодически контролировалось капиллярное поднятие фитиля, чтобы удостовериться в отсутствии каких-либо изменений в условиях смачивания.

#### СОСТОЯНИЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ ПОСЛЕ ИСПЫТАНИЙ

На заключительной стадии испытаний работа тепловой трубы продолжалась в изотермических условиях. Было проведено заключительное определение высоты капил-

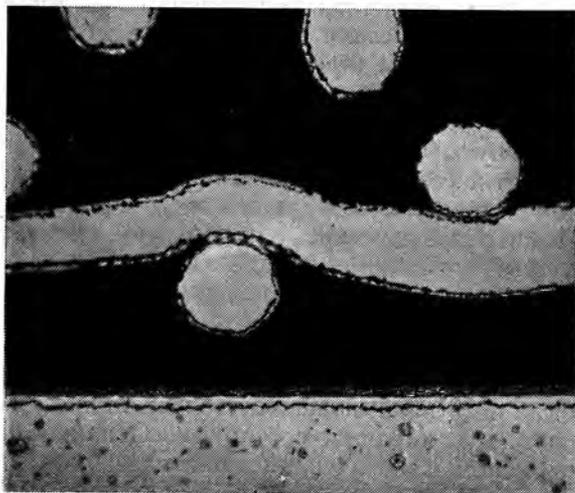
лярного поднятия фитиля, после чего нагреватель и термомпары были отделены от тепловой трубы. Прежде чем удалить ртуть из трубы, с помощью радиографии были проверены при вертикальном и горизонтальном положениях трубы условия смачивания. Ртуть сливалась через разгерметизированную заполнительную трубку. Часть ртути, оставшаяся в фитиле и на смоченной части трубы, удалялась путем вакуумной дистилляции при температуре 400 °С. Трубу разрезали на части и из отдельных частей отбирали образцы (предварительно отполированные) для микрофотографии и детального анализа. Некоторые части трубы и сетки, находившиеся в контакте с ртутью, были подвергнуты спектрохимическому анализу. На небольшом участке сетки в испарительной зоне был обнаружен осадок материала. Одну часть этого осадка исследовали фотомикрографическим, а другую спектрохимическим путем.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

Внешний осмотр частей тепловой трубы после того, как она была разрезана, показал, что фитиль и стенка трубы находились в хорошем состоянии. Однако проверка под микроскопом и химический анализ выявили наличие частичной коррозии и массоперенос. Как видно из фиг. 2, практически вся проволока, из которой состояла сетка, покрыта слоем, который оказался довольно однородным по структуре и имел среднюю толщину ~0,006 мм. Это относится к образцам, взятым из зон испарителя и конденсатора. Аналогичный слой средней толщиной ~0,015 мм был обнаружен на стенке трубы.

Спектрохимический и микроскопический анализы слоя на проволоке показали, что он состоит из сплава железо — хром — никель, подобного исходной нержавеющей стали марки 304, однако содержание марганца и хрома в нем меньше. Кроме того, в слое содержалось от 10 до 100 ч. на млн. титана. В слое на стенке трубы содержалось главным образом железо. Хрома и никеля было меньше, чем в исходной нержавеющей стали марки 347. Обнаруженные покрытия на поверхности проволоки и на внутренней стенке трубы были очень вязкими и представляли собой за-

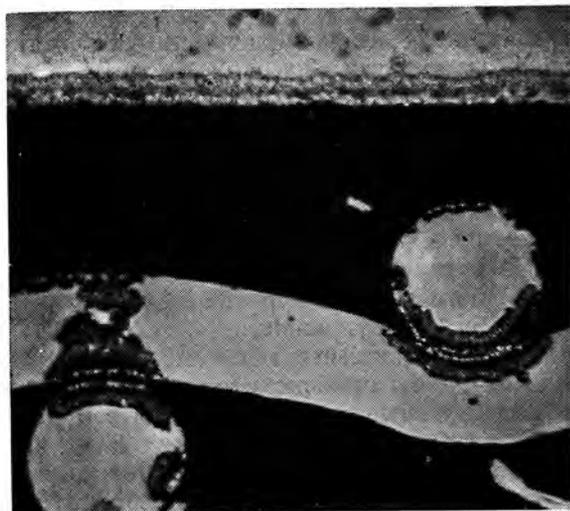
щитный слой, возникший вследствие присутствия титана, который действовал как ингибитор. Диаметр проволоки сетки уменьшился примерно на 0,017 мм. Изменение в толщине стенки трубы было пренебрежимо малым. Наибольший эффект коррозии наблюдался в местах пересечения проволок сетки фитиля, что явилось результатом



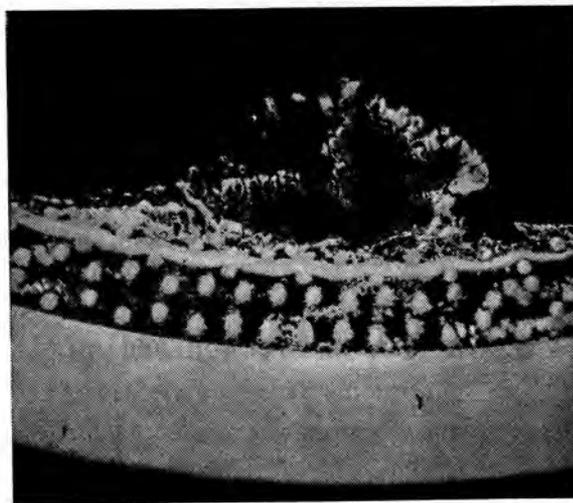
Ф и г. 2. Покрытия, образовавшиеся на проволоках сетки и на стенке трубы.

дополнительных напряжений, возникших после прижатия сетки к стенке тепловой трубы при сборке. Прижатие осуществлялось специальной протяжкой, и при этом в месте пересечения проволок сетки фитиля появлялся наклеп и возникали условия для дополнительной коррозии. Типичный пример такой коррозии показан на фиг. 3. В других участках проволоки, а также на внутренней стенке трубы не было обнаружено признаков какой-либо коррозии.

Радиографический анализ после испытаний выявил наличие осадка в небольшой зоне испарителя на внутренней поверхности цилиндра фитиля. Этот осадок был хорошо скреплен с сеткой фитиля и занимал участок длиной



Ф и г. 3. Коррозия из-за наклепа в местах пересечения проволок сетки.



Ф и г. 4. Отложение массы в испарителе.

~25 мм, шириной 6 мм и имел толщину 1,5 мм. Структура осадка была кристаллической и в то же время достаточно пористой. К двум другим слоям сетки фитиля осадок не проник (фиг. 4). Химический и микроскопический анализы показали, что осадок представляет собой смесь никеля, хрома, марганца, железа со следами магния, ртути и молибдена. Содержание никеля было наибольшим, затем шел марганец; меньше содержалось железа и хрома. Подобное распределение элементов совершенно отличалось от исходного состава нержавеющей стали. Присутствия титана не обнаружилось.

Это явление свидетельствует о том, что в процессе работы тепловой трубы происходил массоперенос. Каждый из обнаруженных элементов растворялся в ртути и перемещался к испарителю, где и выпадал в осадок, когда ртуть испарялась. Малое количество и пористая структура осадка не влияли на работу тепловой трубы. После того как ртуть была слита из тепловой трубы, было собрано небольшое количество материала черного цвета. Химический анализ его показал, что материал преимущественно состоял из магния и ртути со следами железа и никеля. Магний, по-видимому, находился либо в форме MgO вследствие геттерного процесса, либо в виде чистого металла. Ртуть же содержалась в порах металлического магния. Это малое количество черного материала образовалось за счет добавок, улучшающих смачивание, но это не могло повлиять на работу тепловой трубы. Химический анализ ртути, слитой из тепловой трубы, показал, что она не содержала растворенных магния или титана и была идентична исходной ртути, использованной для заливки.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

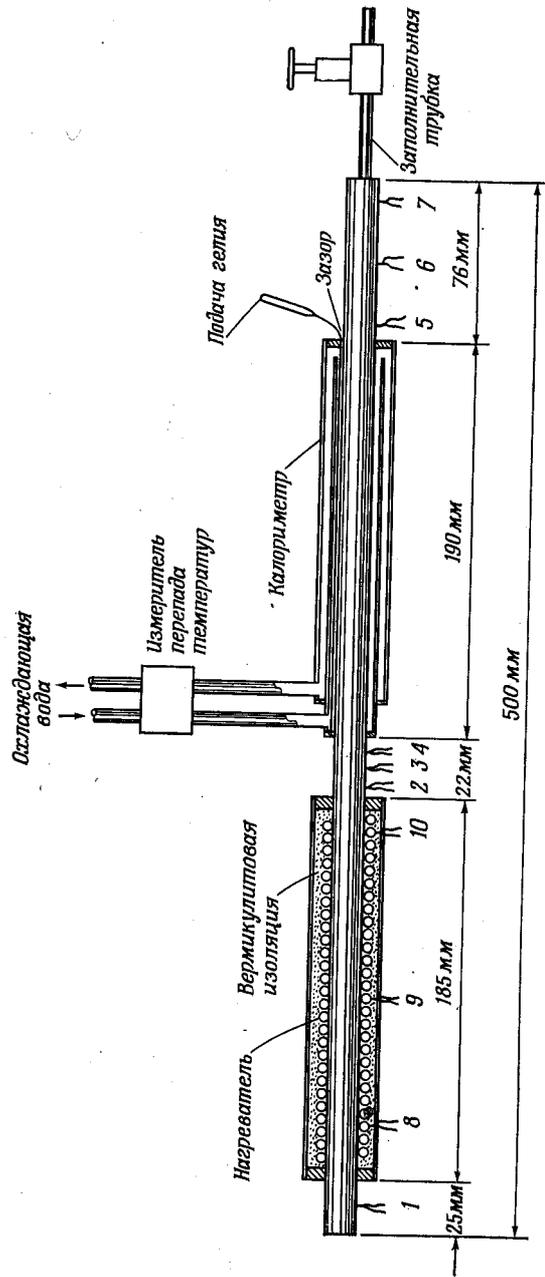
### КОНСТРУКЦИЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

Тепловая труба для этих исследований была изготовлена из нержавеющей стали марки 347. Длина ее была 500 мм, наружный диаметр 15 мм и внутренний диаметр 12,5 мм. Фитиль состоял из трех слоев сетки из нержавеющей стали марки 304 с ячейками 100 меш, прижатой к внут-

ренней стенке трубы так же, как и в предыдущем случае. Труба на торцах закрывалась приваренными пробками, причем в одну из пробок вваривалась тонкая трубка внешним диаметром 6 мм, присоединявшаяся к вентилю для заполнения и слива рабочей жидкости. Все части перед сборкой подвергались дегазации при температуре 1000 °C.

Тепло поступало от нагревателя, изготовленного из нихромовой проволоки, изолированной бусами. Длина нагревателя на участке испарителя составляла 180 мм. Нагреватель был помещен в трубу диаметром 50 мм, заполненную изолирующей засышкой; торцы трубы были замазаны алундовым цементом. Температура нагревателя контролировалась с помощью трех термопар, приваренных непосредственно к проволоке нагревателя. Помимо этого, еще семь термопар, приваренных точечной сваркой, были размещены по длине тепловой трубы для контроля распределения температур (фиг. 5). Тепло от трубы отводилось к водяному калориметру, который был снабжен измерителем перепада температур воды на входе и на выходе из калориметра. Калориметр насаживался на тепловую трубу с зазором. В зазор подавался гелий, который увеличивал коэффициент теплопередачи по сравнению с воздухом в 4 раза.

После сборки тепловая труба заполнялась ртутью в количестве 177 г с добавкой магния и титана, затем производилось вакуумирование и после этого труба герметизировалась с помощью вентилей. Труба затем отсоединялась от вакуумной системы и выдерживалась в течение двух дней при температуре 500 °C для обеспечения смачивания. Для этого использовался ленточный нагреватель, навитый по всей длине тепловой трубы. Затем, для того чтобы удостовериться, что происходит равномерное смачивание, производились радиографический контроль и проверка высоты капиллярного поднятия. Наконец, тепловая труба оснащалась нагревателем, термопарами и калориметром и помещалась в металлический кожух, заполненный вермикулитовой изоляцией. После выполнения процедур по обеспечению смачивания было обнаружено, что в трубе остается еще некоторое количество неконденсирующегося газа. Его не удалили, чтобы иметь возможность определить в первых трех сериях измерений



Ф и г. 5. Схема тепловой трубы, предназначенной для изучения теплопередающих возможностей.

влияние газа на работу тепловой трубы. С целью обеспечения техники безопасности работа тепловой трубы проводилась под зонтом с хорошей вытяжкой.

#### ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Теплообмен исследовался в шести сериях при различных условиях эксперимента, чтобы выявить ограничения и теплопередающие возможности тепловой трубы с ртутью.

Серия 1: конец трубы с нагревателем приподнят, в зазоре между калориметром и трубой — воздух, в трубе — неконденсирующийся газ.

Серия 2: конец трубы с нагревателем приподнят, в зазоре между калориметром и трубой — гелий, в трубе — неконденсирующийся газ.

Серия 3: конец трубы с конденсатором приподнят, в зазоре между калориметром и трубой — гелий, в трубе — неконденсирующийся газ.

Серия 4: конец трубы с конденсатором приподнят, в зазоре между калориметром и трубой — гелий, неконденсирующийся газ удален из трубы.

Серия 5: конец трубы с конденсатором приподнят, в зазоре между калориметром и трубой — воздух, неконденсирующийся газ удален из трубы.

Серия 6: конец трубы с нагревателем приподнят, неконденсирующийся газ удален, калориметр убран, тепло снимается естественной конвекцией, подводимая тепловая мощность 300 *вт*.

В сериях 1—5 тепловая труба вначале укреплялась в определенном положении, в зазор между калориметром и трубой подавался гелий или воздух и устанавливался расход охлаждающей воды. Затем включался нагреватель, и тепловая труба постепенно нагревалась до различных температурных уровней, пока не достигалась максимальная температура. На каждом уровне температуры измерения производились только после того, как обеспечивалось температурное равновесие. Температуры измерялись и записывались с помощью 16-точечного самописца, а разность температур воды на входе и выходе калориметра измерялась в милливольтках с помощью потенциометра. Расход воды определялся объемным методом.

Электрическая мощность, выделяемая в нагревателе, вычислялась по измеряемому напряжению и силе тока. Однако тепловой поток, передаваемый трубой, определялся по калориметрическим данным, которые были более точными по сравнению с электрической мощностью. Когда измерения на максимальном температурном уровне заканчивались, нагреватель выключался и труба остывала при комнатной температуре. Затем устанавливались рабочие условия следующей серии экспериментов и процедура испытаний повторялась. Для того чтобы проследить запуски и рабочие характеристики тепловой трубы, были построены графики распределения температур по длине трубы при различных тепловых потоках для каждой серии измерений.

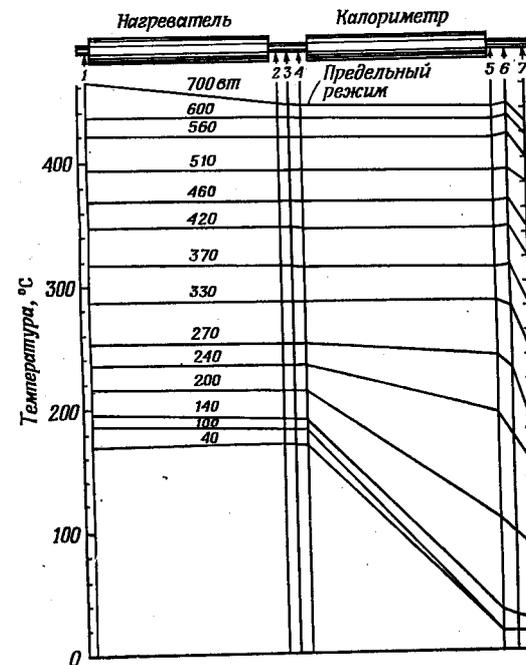
В 6-й серии измерений калориметр был снят и создан малый тепловой поток, так как охлаждение осуществлялось посредством естественной конвекции. Были добавлены три термопары; места заделки термопар перераспределены так, чтобы обеспечивалось более точное определение профиля температур. Жидкость возвращалась к испарителю под действием капиллярного напора, поскольку испарительный конец трубы был приподнят на 35 мм.

Труба находилась при комнатной температуре, к нагревателю подавалась постоянная мощность и изучалось изменение температуры в процессе запуска трубы.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

**Серия 1.** В этой серии были выявлены предельные возможности фитиля при приподнятом испарительном конце трубы, когда жидкость возвращалась к испарителю под действием капиллярного напора в фитиле. Если тепловая мощность превышала 700 *вт*, то фитиль оказывался неспособным обеспечить поступление необходимого количества жидкости к испарителю из-за недостаточного капиллярного напора, и, таким образом, наступал предельный режим трубы по капиллярному напору. Фитиль начинал осушаться и перегреваться, как показывает термопара 1 (фиг. 6). После запуска распределение температур по длине трубы было практически изотермичным, так как теплоотдача к калориметру была относительно невелика из-за

термического сопротивления воздуха в зазоре между калориметром и трубой. Низкий коэффициент теплоотдачи приводил также к установлению высокого уровня рабочей температуры при данном тепловом потоке. На небольшом участке конденсатора наблюдался заметный перепад температур из-за наличия неконденсирующегося газа.

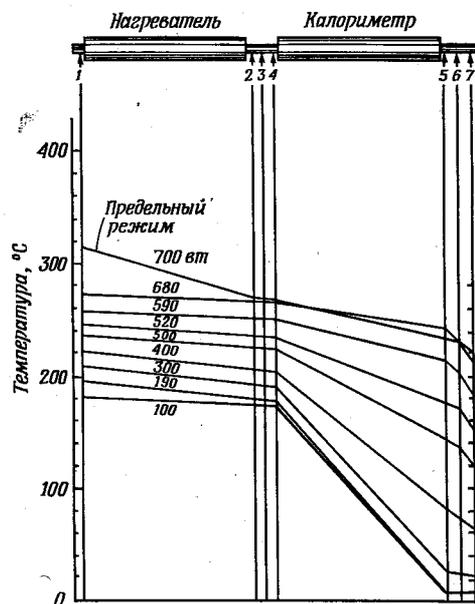


Ф и г. 6. Исследование теплопередачи, серия 1.

С ростом температуры газ сжимался, и его объем уменьшался, что приводило к уменьшению перепада температур.

**Серия 2.** В этой серии также достигался предельный режим по капиллярному напору, как видно из фиг. 7. Предельный режим наступал приблизительно при той же тепловой мощности, как и в серии 1, но на более низком температурном уровне, потому что в серии 2 теплоотдача

к калориметру значительно возросла из-за того, что в зазоре между калориметром и трубой был гелий. Интенсивный теплоотвод привел к появлению значительного температурного градиента вдоль калориметрической зоны.

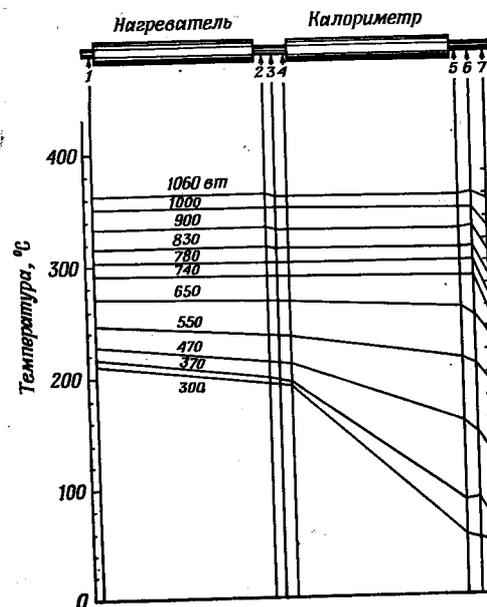


Ф и г. 7. Исследование теплопередачи, серия 2.

Этот температурный градиент при достижении предельного режима повышался вследствие уменьшения расхода пара. Хотя температура испарителя возрастала, количество образующегося пара уменьшалось, так как фитиль высыхал. Резкое падение температуры на конце трубы в данной серии сохранялось вследствие присутствия неконденсирующегося газа.

**Серия 3.** Для того чтобы исключить ограничение по капиллярному напору и исследовать другие ограничения, связанные с паровым потоком, тепловая труба уста-

навливалась в положение, когда был приподнят конденсаторный конец трубы. Это обеспечивало возвращение жидкости под действием силы тяжести, в связи с чем работа трубы не зависела от капиллярного напора. В этом случае появлялась возможность выяснить ограничения,

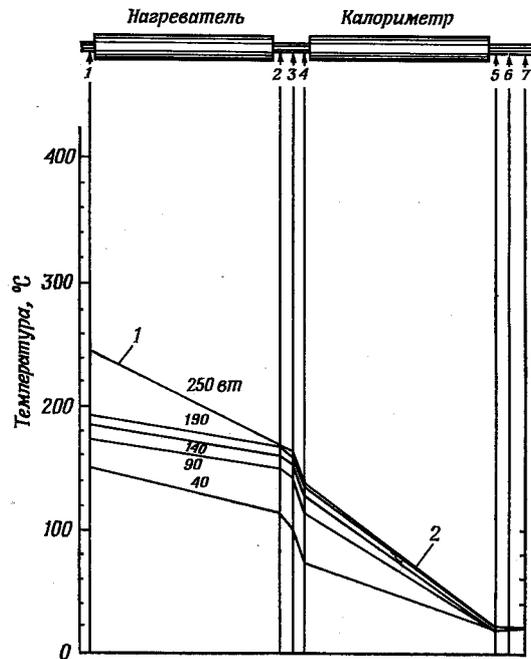


Ф и г. 8. Исследование теплопередачи, серия 3.

связанные с динамикой парового потока. В зазоре между калориметром и трубой находился гелий для обеспечения максимального теплоотвода. Труба работала на максимальной вводимой мощности. В таких условиях не наблюдалось ограничений в работе тепловой трубы при передаваемой мощности до 1060 Вт. Труба работала в практически изотермичных условиях. Температура изменялась по всей длине в пределах 5 °С, за исключением короткого участка в конце из-за влияния неконденсирующегося газа

(фиг. 8). На максимальном уровне мощности был замечен некоторый подъем (в пределах  $2^\circ\text{C}$ ) температуры испарителя.

**Серия 4.** Присутствие неконденсирующихся газов в тепловой трубе не только влияло на температурный градиент вдоль трубы, оно также значительно сказывалось и



Фиг. 9. Исследование теплопередачи, серия 4.

1 — предельный режим из-за разрушения границы раздела жидкость—пар.

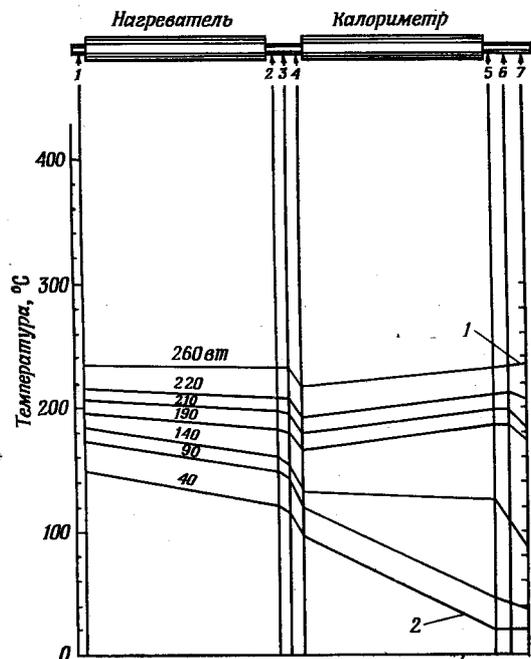
на динамике запуска. Для того чтобы изучить другие виды ограничений в работе тепловой трубы с ртутью, труба была повторно вакуумирована для удаления неконденсирующихся газов. В данной серии экспериментов конец трубы с зоной конденсации был приподнят для исключения ограничений по капиллярному напору. В зазор между калориметром и трубой подавался гелий для обеспече-

ния максимального теплоотода. Как видно из фиг. 9, температура конденсаторной зоны трубы при увеличении подаваемой мощности не повышалась. Высокий уровень теплоотода приводил к низким температурам на выходе из испарителя и соответственно к малой плотности пара и, как следствие, к звуковым скоростям пара. Так возникал звуковой предел в тепловой трубе, в результате которого поток пара замирался и ограничивался поток тепла в зону конденсации. В этих опытах пар, обладавший высокой скоростью, в конце концов увлекал жидкость из фитиля, что приводило к высыханию и перегреву. Такой унос жидкости из фитиля представляет существенное ограничение для работы тепловой трубы. Данный эффект является функцией отношения инерционных сил пара к силам поверхностного натяжения, известного как число Вебера  $(\rho V \lambda) / \sigma$ , где  $\rho$  — плотность пара,  $V$  — скорость пара,  $\lambda$  — характерный размер (зависит от структуры фитиля) и  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения. Если это отношение оказывается больше единицы, то инерционные силы будут преобладать и жидкие капли уносятся из фитиля. В подобном случае часто можно слышать удары капель о дно конденсатора. При этих условиях трубу запустить не удастся. При наличии неконденсирующегося газа такого явления не наблюдается, потому что газ тормозит поток пара и как бы сокращает длину участка конденсации. Теплоотвод при этом уменьшается, тепловая труба не попадает в звуковой режим и может постепенно достичь рабочего уровня температуры.

**Серия 5.** Следующая серия испытаний была проведена при тех же условиях, что и серия 4, за исключением того, что теплообмен в конденсаторе был уменьшен подачей воздуха в зазор между калориметром и тепловой трубой. В этом случае тепловая труба запускалась даже, если вначале она работала в звуковом режиме (фиг. 10). Теплоотвод был достаточно мал, что приводило к постепенному нагреву испарителя на выходе. В результате труба могла пройти через звуковой режим и достигала заданной температуры.

В работе не было достигнуто какого-либо ограничения, на конденсаторном конце трубы наблюдалось полное восстановление температуры. Если труба была выведена на

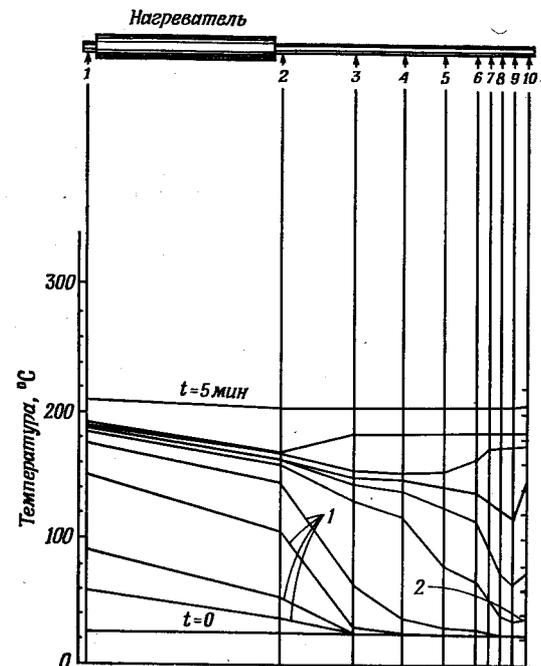
рабочую температуру, то она далее могла работать при значительно большей тепловой мощности. С этой целью постепенно увеличивалась подводимая мощность и одновременно в зазоре между калориметром и трубой воздух замещался гелием.



Ф и г. 10. Исследование теплопередачи, серия 5.  
1 — полное восстановление температуры; 2 — загибание по звуковому режиму.

**Серия 6.** В этой серии устанавливался переходный режим, чтобы иметь возможность наблюдать восстановление температуры в процессе запуска при комнатной температуре и при постоянно подводимой к испарителю мощности 300 Вт. На фиг. 11 показано распределение температур в зависимости от времени. Хотя скорость пара в начале запуска была сверхзвуковой и расход парового

потока оказывался предельным, тепловая труба преодолевала такой режим и достигала изотермического состояния. Это оказалось возможным из-за очень малого теплоотвода. Расход пара оказывался при этом достаточным, чтобы температура начала восстанавливаться при отно-



Ф и г. 11. Исследование теплопередачи, серия 6.  
1 — сверхзвуковая скорость пара; 2 — восстановление температуры.

сительно низком температурном уровне. При таких условиях температура и плотность пара в трубе повышались, а скорость парового потока уменьшалась, прежде чем за счет срыва жидкости высокоскоростным паровым потоком труба могла выйти из строя. При этих значениях подводимой мощности и отводимого тепла каких-либо ограничений в работе тепловой трубы не возникало.

## ОБСУЖДЕНИЕ

## РЕСУРСНЫЕ ИСПЫТАНИЯ

Результаты ресурсных испытаний показывают, что при тех температурах и условиях теплопередачи, которые использовались в эксперименте, значительной коррозии в течение 10 000 час работы трубы не произошло. Если принять во внимание максимальный эффект коррозии, наблюдавшийся на пересечении проволоки сетки фитиля, и принять, что коррозия происходит равномерно во времени и с постоянной скоростью, то можно утверждать, что срок службы трубы составит по крайней мере 4 года. Если коррозия из-за наклепа произойдет в начале испытаний и затем (когда исчезнут очаги наклепа) уменьшится, то ожидаемый ресурс трубы может быть даже большим. Материалы, использованные в тепловой трубе, включали не только коррозионноустойчивые с ртутью: несколько типов низкоуглеродистых сталей и разных сортов железа, испытанных в динамических условиях в ртутных контурах, оказались более коррозионноустойчивыми с ртутью, чем нержавеющие стали марок 304 и 347. Для того чтобы уменьшить электролитический эффект, более целесообразно использовать один и тот же материал как для контейнера, так и для фитиля. Независимо от типа использованного материала нужно подвергать отжигу сетку фитиля после сборки, чтобы уменьшить напряжение наклепа, который появляется при изготовлении сетки. При этом уменьшается вероятность появления коррозии от наклепа.

Массоперенос, который наблюдался в этом испытании, не отражался, по-видимому, на работе тепловой трубы и не снижал эффективности фитиля. Следует, однако, учесть, что уровень мощности при этом составлял только 100 *вт*. При более высокой мощности массоперенос может увеличиться. В то же время возможно, что как только на проволоке сформируется при реакции с титаном покрывающий слой, массоперенос уменьшится или станет вовсе пренебрежимо малым. Во всяком случае, необходимо провести дополнительные исследования эффекта массопереноса с различными материалами при различных температурах и более высоких тепловых потоках.

Условия смачивания в такого рода фитильной структуре при использовании добавок магния и титана были превосходными. Подобный метод использовался давно в системах с кипящей ртутью и оказался вполне удовлетворительным. В тепловых трубах смачивание должно осуществляться во всех порах, чтобы обеспечить эффективный капиллярный напор. В данных испытаниях тепловая труба для достижения полного смачивания нагревалась до 500 °С, ибо при температуре 400 °С смачивание было только частичным. Высокое значение поверхностного натяжения ртути затрудняет проникновение ее в мелкие поры, и поэтому, чтобы добиться смачивания структуры с весьма тонкими ячейками, по-видимому, необходимо комбинировать влияние температуры и давления. Этот вопрос будет обсуждаться ниже в разделе о теплопередаче.

На основании результатов этого единичного ресурсного испытания можно заключить, что ртуть оказывается удовлетворительной рабочей жидкостью для тепловой трубы с точки зрения смачивания и коррозии. Система, использованная в данных исследованиях, может применяться для решения многих теплообменных задач, и при дальнейшем развитии работ вполне возможно создать трубы для высоких тепловых потоков. Ртуть обладает очень высоким поверхностным натяжением, что способствует возникновению большого капиллярного напора, и, хотя большая плотность ртути противодействует этому фактору при работе в гравитационном поле, в космических применениях ртуть является превосходной рабочей жидкостью [5,6].

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Результаты этой серии испытаний показывают, что ртуть ведет себя в тепловой трубе удовлетворительно, если достигнуто хорошее смачивание фитильной структуры. Фитиль, состоявший в данных исследованиях из трех слоев сетки 100 меш, легко смачивался ртутью при температуре 500 °С при наличии добавок из титана и магния. Изучение высоты капиллярного поднятия в трубе подтверждает достижение хорошего смачивания, так как капиллярный напор обеспечивал смачивание на высоте

до 150 мм по вертикали. Это на 50% превышает величину, вычисленную на основе размера ячеек в сетке. Данный факт означает, что при прижатии сетки к стенке трубы стальной протяжкой возникла существенная деформация пор сетки. При этом значительно уменьшался эффективный размер пор и соответственно увеличивался капиллярный напор. Следует, однако, иметь в виду, что такая технология одновременно увеличивает гидравлическое сопротивление потоку жидкости. В результате проявилось ограничение по капиллярному напору при мощности 700 Вт.

Вторая труба, предназначенная для изучения теплопередачи, имела сложный фитиль в виде цилиндра из тонкой сетки, образующего кольцевой канал для потока жидкости. Обеспечить смачивание такого фитиля только за счет использования добавок не удавалось. Капиллярная структура изготавливалась из восьми слоев сетки 400 меш, навитых на медный стержень. Снаружи надевалась медная труба, после чего вся конструкция протягивалась через специальную фильеру. Затем медь вытравлялась азотной кислотой и оставался мелкопористый цилиндр. Таким методом удавалось получить очень компактную структуру с размером пор  $\sim 20$  мкм. Предпринималось несколько попыток обеспечить хорошее смачивание в такой структуре, но радиография показала, что было достигнуто только частичное смачивание, так как большое поверхностное натяжение ртути препятствовало ее проникновению в фитиль. В связи с этим такую трубу нельзя было использовать для настоящих испытаний. Для обеспечения смачивания в фитилях с очень малыми порами, используемыми в трубах для передачи больших тепловых потоков, должны быть разработаны иные методы. Один из методов обеспечения смачивания без применения присадки состоит в использовании медного покрытия. Поверхность хорошо очищается от окислов в процессе нанесения покрытия и сохраняется в таком состоянии под слоем меди. При контакте со ртутью медь растворяется, и ртуть смачивает всю чистую поверхность. Желательно, однако, данный метод усовершенствовать, так как трудно наносить покрытия на внутреннюю поверхность фитильной структуры.

Возможным решением проблемы может быть следующий путь. Тепловая труба заполняется целиком жидкой ртутью, а затем высоким давлением при температуре 500 °С ртуть вдавливается в мелкие поры фитиля. После этого излишки ртути сливаются и остается только такое количество, которое требуется для насыщения фитиля.

Необходимость в использовании фитиля сложной структуры для труб, предназначенных для передачи больших тепловых потоков, демонстрируется в сериях 1, 2 и 4. Ограничения из-за капиллярного напора и срыва жидкости потоком пара могут быть преодолены в большей мере при использовании комбинированного фитиля. Такой фитиль обеспечивает увеличение капиллярного напора и уменьшение гидравлического сопротивления. Мелкопористые капилляры также значительно снижают возможность срыва жидкости потоком пара, поскольку величина  $\lambda$ , входящая в число Вебера, уменьшается и в результате при звуковых скоростях этот параметр оказывается ниже единицы.

Если эти два ограничения будут эффективно устранены, тогда максимум теплового потока ограничивается главным образом пределом, связанным со звуковой скоростью, по крайней мере в нижней зоне рабочего интервала температур. Как следует из таблицы, наибольшие значения теплового потока соответствуют достижению этого предела. Звуковой предел, наблюдаемый при заперении парового потока, определяет максимальный осевой тепловой поток, который может быть получен при данной температуре испарителя: оказывается, он не зависит от интенсивности теплоотвода.

Еще одним фактором, ограничивающим работу тепловой трубы, является кипение в фитиле в зоне подвода тепла, хотя это и редко встречается в жидкометаллических тепловых трубах.

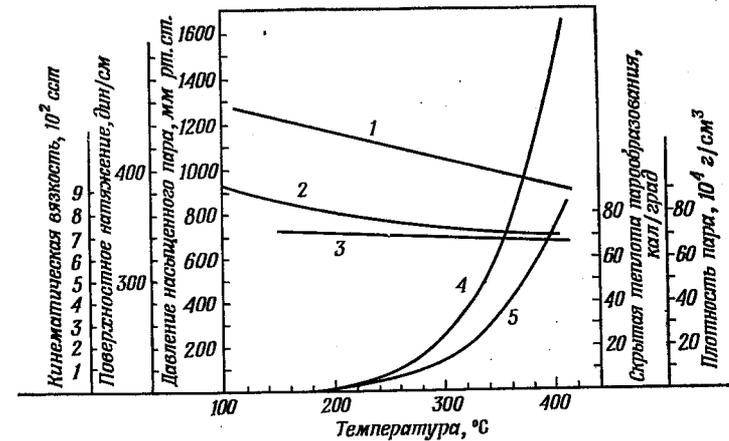
Динамика запуска испытанной тепловой трубы с ртутью в качестве рабочей жидкости при различных условиях опытов находилась в соответствии с предварительными расчетными данными [7]. Присутствие неконденсирующегося газа в трубе, как демонстрируется сериями 1, 2 и 3, облегчает запуск. Газ автоматически регулирует поверхность теплоотвода так, что тепловая труба выхо-

## Звуковой предел для тепловой трубы с ртутью

Температура на входе в испаритель $T_1$ , °C	Давление насыщенного пара при $T_1$ , мм рт. ст.	Температура на выходе из испарителя $T_2$ , °C	Перепад температур вдоль испарителя $\Delta T$ , °C	Максимальный осевой тепловой поток, Вт/см <sup>2</sup>
150	3,3	117	23	54
160	4,8	136	24	79
170	6,9	145	25	113
180	9,8	153	27	158
190	13,7	162	28	219
200	18,9	171	29	298
210	25,8	180	30	402
220	34,7	188	32	534
230	46,0	197	33	702
240	60,5	206	34	913
250	78,7	215	35	1174
260	101,4	223	37	1497
270	129,4	232	38	1891
280	163,5	241	39	2368
290	205,0	249	41	2941
300	255,0	258	42	3625
310	315,0	267	43	4435
320	386,0	275	45	5388
330	471,0	283	47	6503
340	567,0	292	48	7799
350	684,0	300	50	9299
360	818,0	309	51	11023
370	972,0	318	52	12996
380	1152,0	327	53	15244
390	1352,0	334	56	17792
400	1585,0	342	58	20668

1 Температура  $T_2$  определяется как температура насыщения, соответствующая статическому давлению пара на выходе из испарителя  $P_2$ . Давление  $P_2$  находится из соотношения  $P_2 = P_1 / (1 + M^2 k)$ , где  $M$  — число Маха;  $k$  — отношение теплоемкостей  $C_p / C_v$  (для ртутного пара  $k = 1,667$ ); при звуковом режиме  $M = 1$ .

дит к необходимому температурному режиму прежде, чем могут наступить условия срыва жидкости потоком пара. Тот же эффект достигается при отсутствии газа путем уменьшения теплоотвода. В серии 5 это достигалось введением воздуха в зазор между калориметром и трубой, а в серии 6 — только путем конвективного охлаждения. Переходный процесс при запуске — наглядный пример восстановления температуры, которое может происходить в тепловой трубе.



Ф и г. 12. Свойства ртути.

1 — поверхностное натяжение; 2 — вязкость; 3 — скрытая теплота парообразования; 4 — давление насыщенного пара; 5 — плотность пара.

Свойства ртути (давление насыщенного пара, поверхностное натяжение, плотность пара, вязкость и скрытая теплота парообразования) делают ее подходящим рабочим телом для тепловой трубы, работающей при температуре выше 200 °C (фиг. 12). Ее характеристики как рабочей жидкости значительно лучше по сравнению с другими жидкими металлами. И хотя должен быть решен еще ряд проблем, относящихся к смачиванию в мелкоячеистой структуре фитиля, тепловая труба с ртутью в качестве рабочего тела обладает превосходными тепло-

передающими возможностями и, по-видимому, является многообещающей системой в диапазоне температур 200—400 °С.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cotter T. P., Theory of Heat Pipes, LA-3246-MS, 1965.
2. Deverall J. E., Kemme J. E., High Thermal Conductance Devices Utilizing the Boiling of Lithium and Silver, LA-3211, 1965.
3. Deverall J. E., Total Hemispherical Emissivity Measurements by the Heat Pipe Method, LA-3834-MS, 1968.
4. Kemme J. E., Heat Pipe Design Considerations, LA-4221-MS, 1969.
5. Deverall J. E., Kemme J. E., Satellite Heat Pipe, LA-3278-MS, 1965.
6. Deverall J. E., Salmi E. W., Knapp R. J., Orbital Heat Pipe Experiment, LA-3714, 1967.
7. Cotter T. P., Heat Pipe Startup Dynamics, Thermionic Conv. Specialist Conf., Palo Alto, 1967.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ НА НАТРИИ И ВОДЕ<sup>1</sup>

Хёкер

На величину теплопереноса в тепловых трубах накладываются следующие пять ограничений: максимальный осевой перенос; максимальная радиальная плотность теплового потока (нагрузка поверхности нагрева); достижение скорости звука паровым потоком в конце зоны нагрева; унос капель жидкости из капиллярной структуры встречным потоком пара; растворимость материалов структуры капилляров и стенки трубы в теплоносителе. Целью исследований было изучение первых двух из указанных ограничений по переносу тепла в тепловых трубах на натрии и воде, стенки которых изготовлены из сплава V2A. В последние годы опубликован ряд работ по методам расчета осевого переноса в тепловой трубе, результаты которых в большей или меньшей степени согласуются с опытом. Напротив, расчет максимальной тепловой нагрузки представляет значительные затруднения и поэтому ее необходимо определять на основе экспериментальных исследований. В работе [1] изучался процесс кипения в заполненных жидкостью капиллярных структурах.

В настоящем исследовании определялась зависимость максимальной тепловой нагрузки в тепловой трубе от геометрии капилляров с целью получения представлений о механизме кипения. Одновременно изучались значения осевого переноса тепла, и эти значения сравнивались с расчетными. Исследования проведены главным образом с тепловыми трубами на воде (400—500 °К), которые по сравнению с натриевыми тепловыми трубами (800—

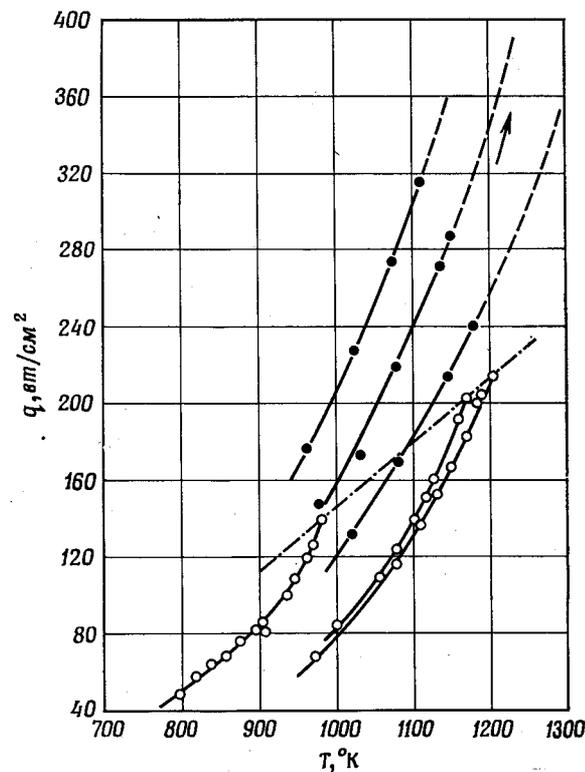
<sup>1</sup> Нёскер К. Н. (Inst. für Kernenergetik der Univ. Stuttgart), Bericht N-K-12, 1969, S. 10—16.

1200 °К) находят широкое применение и характеризуются низкой стоимостью. Кроме того, изучение теплообмена в тепловой трубе на воде предпочтительнее, поскольку зависимость максимальной тепловой нагрузки от геометрии капилляров проявляется сильнее, чем в случае жидких металлов. Опыты проводились с тепловой трубой, установленной горизонтально и обогреваемой индукционным методом с помощью генератора высокой частоты (1 МГц). Подводимая мощность определялась калориметрическим способом. В натриевой тепловой трубе отвод тепла осуществлялся за счет излучения через вакуумную полость кварцевой трубы к зачерненной медной рубашке охлаждения. В тепловых трубах на воде тепло передавалось непосредственно медной охлаждающей рубашке через слой изоляции с высокой теплопроводностью, находящейся в хорошем тепловом контакте со стенкой трубы.

Температура поверхности тепловой трубы измерялась нихромникелевыми термопарами и пирометрами. Перепад температур от стенки тепловой трубы до парового пространства рассчитывался по радиальной плотности теплового потока и по известным физическим свойствам материалов. Результаты измерения радиальной плотности теплового потока  $q$  в зависимости от температуры  $T$  для тепловой трубы на натрии первого поколения (тепловая труба ТТ9, фитиль состоит из трех слоев сетки, имеющей 625 отверстий на  $1 \text{ см}^2$ ) и для второго поколения с кольцевой щелью (ТТ12, щель толщиной 1 мм и с сеткой, имеющей 17 000 отверстий на  $1 \text{ см}^2$ ), показаны на фиг. 1. Тепловая труба ТТ12 изображена на фиг. 2.2 и 2.3, стр. 38,39. В качестве параметра в опытах изменялись условия охлаждения путем излучения. При неизменном радиальном тепловом потоке  $q$  в случае ухудшения условий охлаждения температура тепловой трубы возрастает. Пунктирной кривой соединены точки, соответствующие максимальным тепловым нагрузкам для тепловой трубы (ТТ9).

При использовании натрия и других жидких металлов в качестве теплоносителей тепловых труб выяснилось, что труба с кольцевой щелью допускает значительно большие тепловые потоки, чем тепловые трубы первого поколения. Это обусловлено высокой теплопроводностью

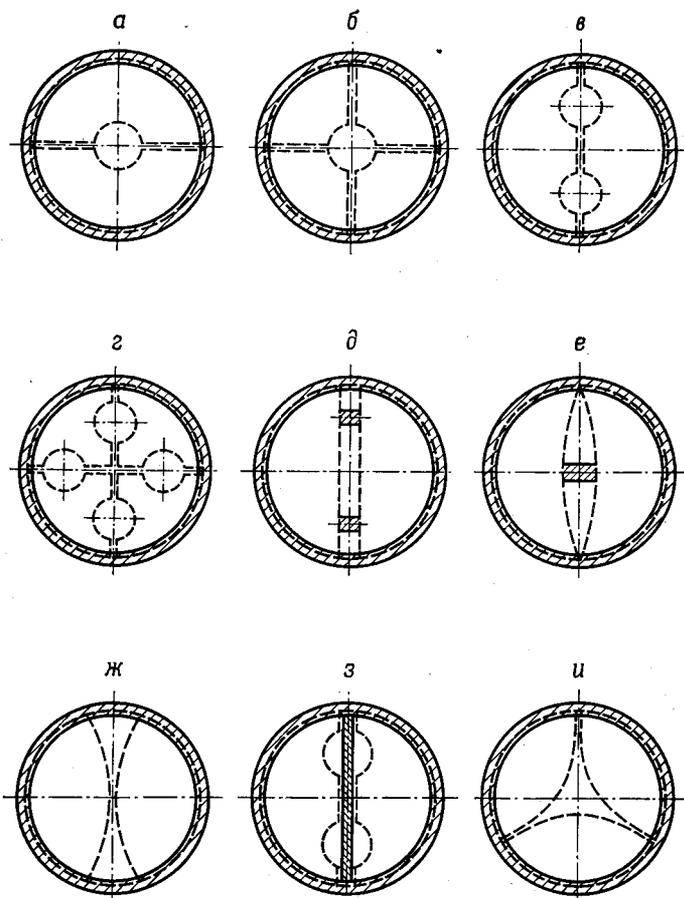
стью жидких металлов ( $\sim 56 \text{ вт/м} \cdot \text{°К}$  для натрия) и большим перегревом (50—100 °К для натрия), необходимым для образования пузырей. В случае использования



Ф и г. 1. Радиальная плотность теплового потока в зоне нагрева.  
● — тепловая труба ТТ12; ○ — тепловая труба ТТ9.

низкотемпературных теплоносителей из-за малой теплопроводности (для воды  $\sim 0,65 \text{ вт/м} \cdot \text{°К}$ ) в кольцевой щели возникает достаточно большой температурный перепад. Образование пузырей происходит при небольшом перегреве (5—10 °К), что приводит к пережогу трубы. При этом существенно, что при образовании одного-един-

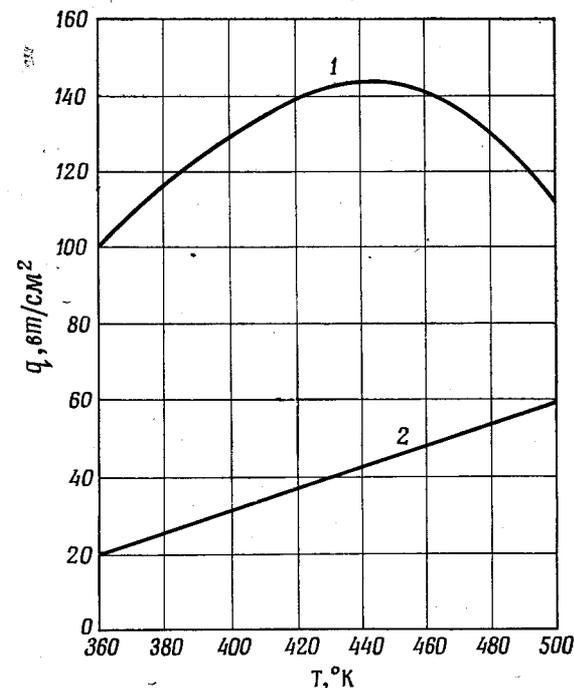
ственного пузыря капиллярное действие в очень тонких каналах срывается и перенос жидкости в зону нагрева прекращается.



Ф и г. 2. Тепловые трубы с артериями и резьбой.

На основе обследования большого числа различных конструкций было найдено конструктивное решение (труба с резьбой и артериями дана на фиг. 2 и на фиг. 2.5

на стр. 41), которое обеспечивает тепловую нагрузку, в 4—8 раз большую, чем при использовании тепловых труб, в которых фитиль выполнен в виде кольцевой щели или сетки [2].



Ф и г. 3. Радиальная плотность теплового потока в зоне нагрева. 1 — тепловая труба № 20 с артериями и резьбой; 2 — тепловая труба № 21, фитиль которой состоит из сетки.

Измеренная максимальная тепловая нагрузка для тепловой трубы на воде в зависимости от температуры показана на фиг. 3. Для сравнения приведены результаты опытов для тепловой трубы, фитиль которой состоит из сетки. Выполненные эксперименты позволяют заключить, что с такими тепловыми трубами можно получить еще большие тепловые потоки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kunz H. R. et al, Vapor Chamber Tin Studies, NASA CR-812, 1967.
2. Moritz K., *Chem. Ing. Techn.*, 41, Heft 1—2 (1969).

ЭКСПЕРИМЕНТ С ДВУХЖИДКОСТНОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБОЙ<sup>1</sup>

Фелдман, Витлов

## ВВЕДЕНИЕ

Большой интерес представляют тепловые трубы, работающие на смеси жидкостей. Цель данной работы состоит в поиске ответов на три основных вопроса, касающихся характеристики двухжидкостной тепловой трубы:

1. Является ли двухжидкостная тепловая труба изотермической?

2. Расширяется ли диапазон рабочих температур двухжидкостной тепловой трубы по сравнению с тепловой трубой, использующей только одну из двух выбранных жидкостей?

3. Превосходит ли рассматриваемая тепловая труба по уровню передаваемой тепловой мощности однокомпонентную тепловую трубу?

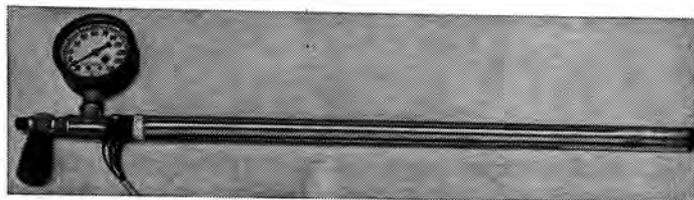
Чтобы ответить на эти вопросы, было предпринято экспериментальное исследование характеристики тепловой трубы, работающей на смеси метилового спирта с водой.

## КОНСТРУКЦИЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

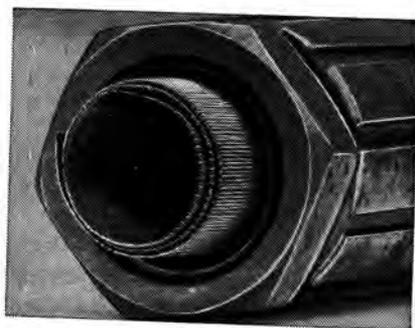
Исследования проводились с тепловой трубой обычной конструкции, представленной на фиг. 1. Оболочка изготавливалась из медной трубы наружным диаметром 19 мм, длиной 460 мм и толщиной стенки 1,5 мм. Фитиль состоял из трех слоев медной сетки 100 меш, которые плотно прилегали к внутренней стенке трубы, как показано на фиг. 2. Один конец тепловой трубы был заглу-

<sup>1</sup> Feldman K. T., Whitlow G. L., Proc. 4th IECEC, 1969, p. 1025.

шен, а на другом устанавливался манометр и вакуумный вентиль сильфонного типа. Манометр второго класса точности имел составную шкалу от вакуума 760 мм рт. ст. до избыточного давления 10 кг/см<sup>2</sup>. Для измерения температурного поля вдоль тепловой трубы в



Ф и г. 1. Экспериментальная тепловая труба.



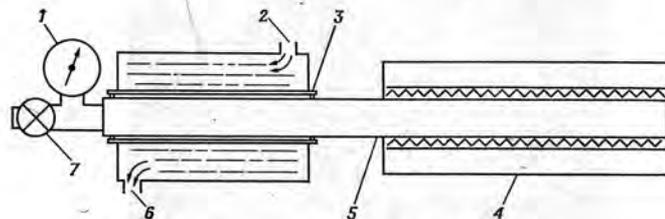
Ф и г. 2. Фитиль тепловой трубы.

канавках шириной 1,5 мм и глубиной 0,8 мм было заделано 12 медь-константановых термопар. Для закрепления термопар в пазах использовалась замазка на основе медного порошка, обладающая высоким коэффициентом теплопроводности.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для измерения тепловой мощности применялся калориметр, состоящий из электрического нагревателя и водяного холодильника. Нагреватель наматывался в виде

спирали вокруг трубы на длине 230 мм и теплоизолировался от окружающей среды двумя слоями асбестовой ткани. Водяной проточный холодильник представлял собой трубу из оргстекла длиной 150 мм и диаметром 65 мм. Охлаждающая вода подавалась в холодильник при температуре окружающей среды, чтобы свести к минимуму



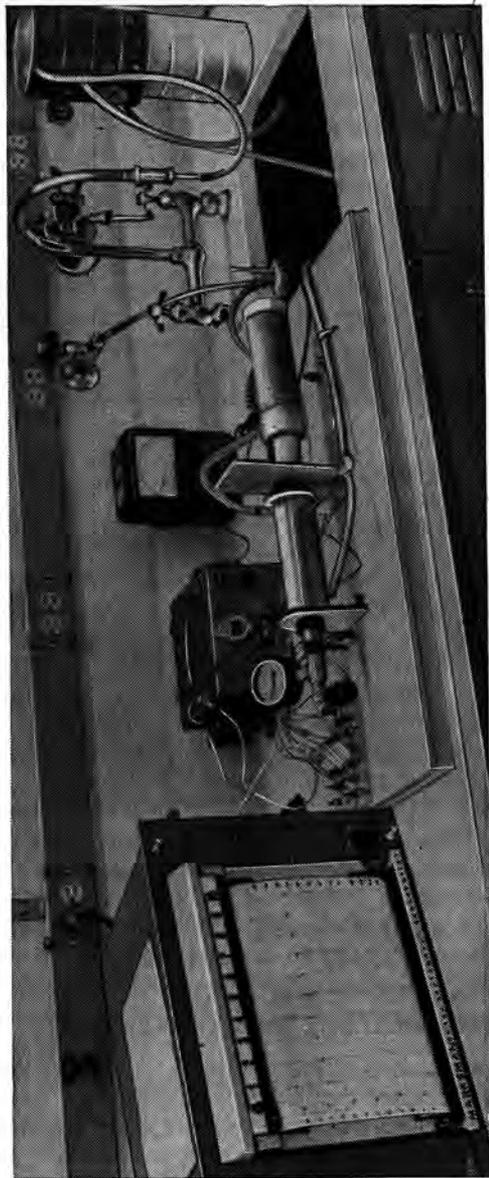
Ф и г. 3. Тепловая труба с калориметром.

1 — мановакуумметр; 2 — входной патрубок; 3 — труба из стекла; 4 — изолированный электронагреватель; 5 — тепловая труба; 6 — выходной патрубок; 7 — штуцер для заполнения.

тепловые потери. Тепловая мощность на трубе определялась по подъему температуры и расходу воды через калориметр. Разность температур измерялась при помощи двух термопар, расположенных на входном и выходном патрубках холодильника, и контролировалась по показаниям двух ртутных термометров, установленных во входном и выходном резервуарах. Мощность, подводимая к электрическому нагревателю, регулировалась посредством вариатора и измерялась ваттметром с учетом коэффициента мощности. Никаких специальных мер для устранения тепловых потерь от нагревателя в окружающую среду не предпринималось. Общий вид экспериментальной установки в сборке показан на фиг. 3 и 4.

#### ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

После тщательного заполнения тепловой трубы необходимым количеством рабочей жидкости на ней монтировались нагреватель и холодильник, а термопары подсоединялись к самопишущему регистрирующему прибору. Все экспериментальные данные относились к неиз-



Ф и г. 4. Общий вид экспериментальной установки.

менной температуре окружающей среды, поддерживаемой на уровне  $22^{\circ}\text{C}$ . Исследования начинались при минимальной мощности в заранее определенном диапазоне. Через калориметр устанавливался такой расход воды, чтобы температурный эффект мог быть измерен с достаточной степенью точности. После выхода тепловой трубы на стационарный режим, что фиксировалось по устойчивости показаний термопары на выходе из калориметрической рубашки, выполнялась серия замеров. Снимались показания 12 термопар на тепловой трубе, 2 термопар на входном и выходном водяных патрубках, вольтметра и ваттметра на нагревателе и манометра. Измерялся также расход воды через калориметр и подогрев воды в нем. Затем устанавливался новый режим на более высоком уровне мощности. Было исследовано пять рабочих смесей следующих составов: 100% спирта, 75% спирта — 25% воды, 50% спирта — 50% воды, 25% спирта — 75% воды, 100% воды. Все исследования выполнялись на одной и той же тепловой трубе.

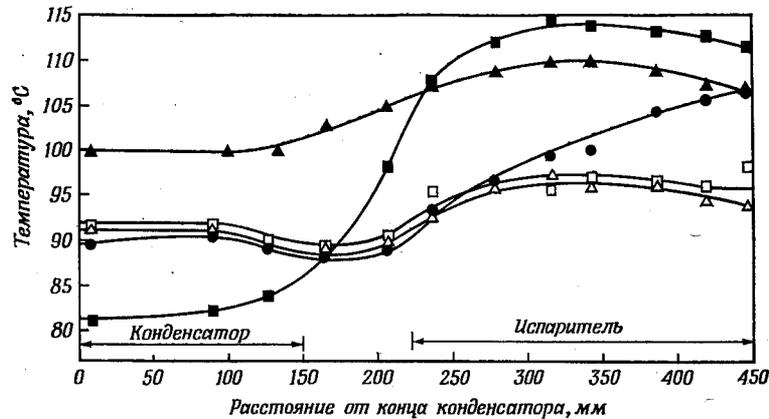
#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В общей сложности было проведено десять экспериментальных серий: по два различных тепловых режима для каждой из пяти рабочих смесей. На фиг. 5 и 6 графически представлены распределения температуры вдоль трубы. Наиболее важные экспериментальные данные сведены в таблицу. По оценкам, точность измерения температуры составляет  $\pm 3\%$ , а точность определения тепловой мощности  $\pm 9\%$ .

Кривые температурных полей вдоль трубы, работающей на чистой воде и спирте при тепловой нагрузке  $37,5 \text{ вт}$ , являются типичными для тепловых труб, мощность которых лимитируется капиллярным напором фитиля. Они относительно пологи в испарительной зоне, тогда как в зоне конденсации имеет место некоторый рост температуры, объясняемый торможением потока пара.

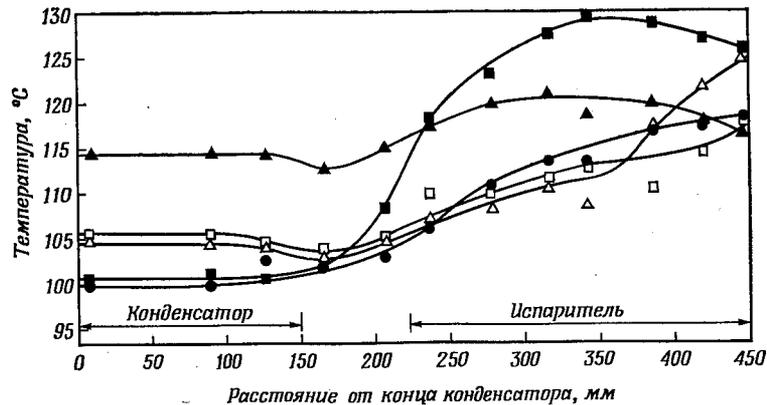
Для тепловой трубы, работающей на воде, при передаваемой мощности  $14,4 \text{ вт}$  перепад температур на всей длине составил  $6^{\circ}\text{C}$ ; при этих условиях в трубе по пока-

заниям вакуумметра был вакуум 127 мм рт. ст. Сопоставление измеренного и расчетного давлений пара служило дополнительным критерием надежности контрольно-измерительных приборов. На фиг. 7 приводятся тем-



Ф и г. 5. Распределение температуры при нагрузке 37,5 вт.

□ — 100% воды; ▲ — 75% воды — 25% метилового спирта; ■ — 50% воды — 50% метилового спирта; ● — 25% воды — 75% метилового спирта; △ — 100% метилового спирта.



Ф и г. 6. Распределение температуры при нагрузке 47,5 вт. Обозначения те же, что на фиг. 5.

### Экспериментальные данные

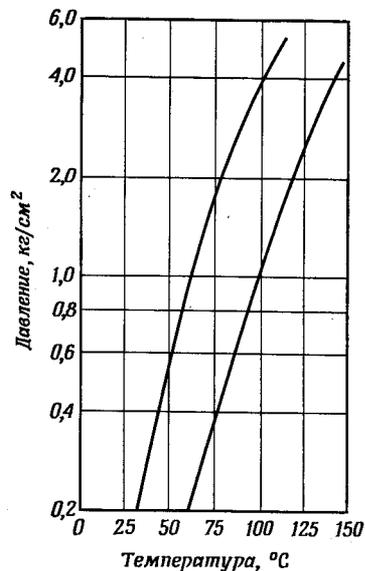
Состав смеси, %		Вводимая электрическая мощность, вт	Передаваемая тепловая мощность, вт	К. п. д., %	Давление пара в конденсаторе, кг/см <sup>2</sup>	Измеренный перепад температур, °C	Расчетный перепад температур, °C	Угол наклона трубы α°, град
вода	метиловый спирт							
100	0	37,5	14,4	38,4	1,06	7	—	36
0	100	37,5	29,1	77,6	2,64	4,5	—	36
25	75	37,5	18,7	49,9	2,43	17	37	36
50	50	37,5	18,2	48,5	1,51	30,5	37	36
75	25	37,5	15,4	41,2	1,23	—	39	36
100	0	47,5	21,9	44,0	1,23	12	—	45
0	100	47,5	36,4	77,6	4,12	20,5	—	45
25	75	47,5	17,35	36,8	3,70	18	38	45
50	50	47,5	19,0	40,0	3,70	25,5	37	45
75	25	47,5	38,6	81,0	1,76	2	37	45

1)  $P_{атм} = 0,88 \text{ атм.}$   
 2) Испаритель устанавливался выше конденсатора; угол  $\alpha$  отсчитывается от горизонтали.

пературные зависимости упругости насыщенных паров воды и метилового спирта в интересующем нас диапазоне. Измеренный вакуум в конденсаторе, составляющий 127 мм рт. ст., соответствовал абсолютному давлению 517 мм рт. ст. (для Альбукерка атмосферное давление равнялось 636 мм рт. ст.), что близко к давлению насыщенных паров воды, равному 543 мм рт. ст. при температуре конденсатора 91 °C (фиг. 7).

Для трубы, работающей на чистом спирте, при передаваемой мощности 29,1 вт перепад температур составлял только 4,5 °C. Измеренное давление пара, составлявшее 1,76 атм или 2,64 атм, удовлетворительно согласуется с давлением насыщенного пара метилового спирта, равным 2,6 кг/см<sup>2</sup> при температуре конденсатора 90,5 °C.

При повышении тепловой нагрузки до 47,5 *вт* в обеих трубах начал проявляться эффект высыхания испарительной зоны, что объясняется ограниченной способностью фитиля обеспечивать соответствующий приток жидкости. Температура испарительной зоны существенно повышалась, приводя к увеличению перепада температур на тепловой трубе. Таким образом, интервал нагрузок, при которых трубу можно считать изотермической, был относительно узким. Он был несколько шире для тепловой трубы на спирте из-за более высокой по сравнению с водой упругости пара.



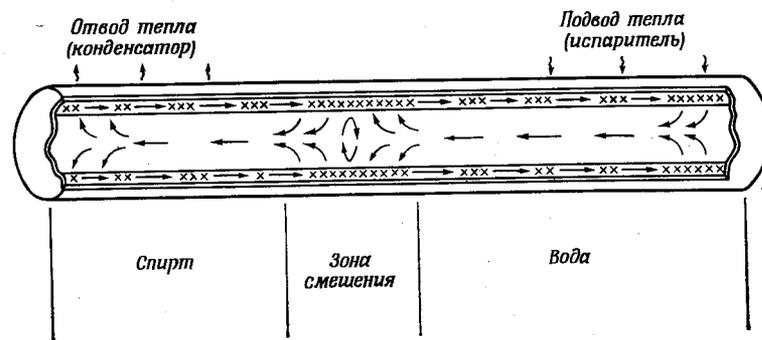
Ф и г. 7. Зависимость давления насыщенных паров воды и метилового спирта от температуры.

практически изотермичными, однако в зоне конденсации уровень температуры несколько ниже. Соответствующая разность температур составляла 30 °C (фиг. 5) и 25 °C (фиг. 6) в зависимости от тепловой нагрузки, что значительно выше аналогичных значений для однокомпонентных тепловых труб.

Тот факт, что двухкомпонентной тепловой трубе присуще неравномерное распределение температуры при практически постоянном давлении пара по длине, дает все основания предполагать наличие в ней двух зон, в каждой из которых находится чистый компонент при

Характеристики двухкомпонентных и однокомпонентных тепловых труб различаются между собой [5—7]. Типичные характеристики тепловой трубы, работающей на смеси 50% воды — 50% спирта, приведены на фиг. 5 и 6. Испарительная и конденсаторная зоны являются

своей температуре насыщения. На фиг. 8 показана схема работы тепловой трубы, иллюстрирующая разделение смеси на чистые компоненты. Несмотря на то что жидкости находятся в разных зонах (каждая при своей температуре), давления в этих зонах должны быть одинаковыми. При фиксированном давлении компонент, имеющий более высокую температуру насыщения, займет испарительную зону, температура которой выше.



Ф и г. 8. Принцип работы двухжидкостной тепловой трубы.

Другая жидкость с более низкой температурой насыщения займет низкотемпературную зону конденсации. Теплопередача в трубе будет осуществляться за счет теплопроводности и массообмена на границе раздела этих зон.

Гипотезу, предполагающую разделение смеси, можно дополнительно проверить, сравнивая экспериментально измеренные температуры на обоих концах трубы с расчетными температурами насыщения чистых компонентов, соответствующими данному давлению. Наблюдаемое совпадение качественно и количественно объясняется выдвинутым предположением.

Для 50%-ного состава смеси при нагрузке 37,5 *вт* абсолютное давление пара в конденсаторе составляло 1,50 *кг/см²*. Температура конденсатора равнялась 81 °C, температура испарителя 113 °C. Если предположить, что по длине тепловой трубы давление было постоянным,

то из фиг. 7 могут быть взяты температуры насыщения воды и метилового спирта при давлении  $1,5 \text{ кг/см}^2$  (110 и  $73^\circ\text{C}$  соответственно). Таким образом, измеренная разность температур испарительной и конденсаторной зон ( $\Delta t_{\text{изм}} = 113 - 81 = 32^\circ\text{C}$ ) составляет 85% расчетного значения ( $\Delta t_{\text{расч}} = 110 - 73 = 37^\circ\text{C}$ ). Отсюда можно заключить, что в испарительной зоне находится вода, а в зоне конденсации — метиловый спирт; однако на границе этих зон происходят процессы смешения и взаимной диффузии компонентов. Полученные в данной работе экспериментальные результаты были предсказаны Коттером и Кэтзоффом [5, 6].

Остающееся расхождение между измеренным и теоретическим перепадами температур на тепловой трубе может быть объяснено влиянием нескольких факторов. Во-первых, влияние теплопроводности вдоль стенки и заполненного жидкостью фитиля может давать вклад в наблюдаемое расхождение порядка нескольких градусов. Во-вторых, предположение постоянства давления по длине тепловой трубы является приближенным, поскольку для переноса пара в зону конденсации должен существовать некоторый градиент давления. Таким образом, часть существующего температурного градиента в паре является следствием движущего градиента давления. И в-третьих, вполне вероятно, что разделение рабочей смеси на чистые компоненты является неполным, т. е. вода в испарительной зоне может содержать некоторое количество метилового спирта, а метиловый спирт в зоне конденсации может содержать воду.

Аналогичные результаты получены и при более высоких тепловых нагрузках (47,5 *вт*). В этой связи интересно сопоставить положение переходной зоны, разделяющей чистые жидкости, для двух уровней нагрузки. Как видно из фиг. 5, для 50%-ного состава смеси тепловой трубы с нагрузкой 37,5 *вт* средняя точка переходной зоны находится в 200 мм от холодного конца, тогда как при нагрузке 47,5 *вт* эта точка смещается к отметке 250 мм (фиг. 6). Таким образом, более летучий пар метилового спирта оттесняет водяной пар на 50 мм по направлению к испарителю. Качественно другая картина наблюдалась недавно в вертикальной тепловой трубе, где переходная

зона с высоким градиентом температуры оставалась неподвижной и располагалась непосредственно за испарительной зоной [7].

Характеристика тепловых труб с составом смеси 75—25% выражена менее резко, чем характеристика тепловой трубы с 50%-ным составом. Данные о температурном распределении для трубы, работающей на смеси 25% воды и 75% метилового спирта (фиг. 5 и 6), дают возможность сделать вывод, что вода как компонент с более высокой температурой насыщения оттесняется в испарительную зону. Наблюдаемый перепад температур на тепловой трубе выше нормального перепада, характерного для однокомпонентных тепловых труб. Характеристики тепловых труб, работающих на 75 и 100% метилового спирта, практически совпадают в зоне конденсации и в среднем сечении трубы. Измеренный перепад температур составил 46,3 и 48,6% расчетного перепада, который имел бы место в случае полного разделения смеси. По-видимому, это расхождение может быть объяснено перемешиванием, диффузией и другими процессами в трубе, приводящими к понижению наблюдаемого перепада температур относительно расчетного.

Тепловая труба, работающая на смеси 25% спирта — 75% воды, обнаруживает своеобразную характеристику. Поле температуры по длине трубы является, как видно из фиг. 5 и 6, нормальным, т. е. с малым градиентом. По-видимому, разделения смеси не происходит, и перепады температур на трубе составляют всего лишь 17,2 и 6,0% расчетного перепада для случая полного разделения. Интенсивность передачи тепла в трубе значительно выше, чем у трубы на чистой воде, особенно при нагрузке 47,5 *вт*. Кроме того, средняя температура трубы почти на  $11^\circ\text{C}$  выше, чем у трубы, работающей на чистом спирте или чистой воде.

Этому факту можно дать следующее объяснение. При данном соотношении компонентов следует ожидать, что метиловый спирт занимает лишь малую часть секции конденсатора, включая объем полости манометра и соединительных штуцеров. Поскольку вода является преобладающим компонентом и занимает, как было показано выше, испарительный участок, температура запуска

трубы определяется ее свойствами. При данной температуре давление пара метилового спирта выше, чем у воды, поэтому вода будет испытывать дополнительное давление. Это дополнительное давление повышает температуру воды; в этих условиях возможен также некоторый перегрев водяного пара. Повышение интенсивности передачи тепла объясняется повышением плотности и энтальпии сжатого водяного пара.

### ВЫВОДЫ

Экспериментальные исследования показывают, что двухжидкостная тепловая труба при равном объемном содержании воды и метилового спирта не является изотермической, незначительно изменяет свою характеристику при различных нагрузках, а по передаваемой мощности не превосходит обычную одножидкостную трубу. Однако при использовании рабочей смеси иного состава характеристика тепловой трубы может быть существенно улучшена. Отличная характеристика трубы на смеси 25% спирта и 75% воды показывает, насколько эффективным является добавление к основной рабочей жидкости малого количества легкокипящего компонента. Вода является достаточно удобной рабочей жидкостью прежде всего потому, что она имеет относительно высокие значения теплоты парообразования и поверхностного натяжения, но упругость ее пара в испытанном диапазоне температур мала. Давление водяного пара и его плотность существенно увеличиваются при использовании рабочей смеси указанного состава, что приводит к улучшению характеристики тепловой трубы. Такая тепловая труба более изотермична, ее практический температурный диапазон шире, чем у труб, использующих в качестве рабочей жидкости чистые воду и метиловый спирт.

В настоящее время проводятся дополнительные исследования тепловых труб значительно большей длины с манометрами на обоих концах. Кроме того, предполагается провести исследования многокомпонентных тепловых труб.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Grover G. M. et al, Structure of Very High Conductance, *J. Appl. Phys.*, **35**, 1990—1991 (June 1964).
2. Feldman K. T., Whiting G. H., The Heat Pipe, *Mechanical Engineering*, 30—33 (February 1967).
3. Eckert E. R., Jackson T. W., Analytical Investigation of Flow and Heat Transfer in Coolant Passages of Free Convection Liquid-Cooled Turbines, NACA RM E 50D 25, July 1950.
4. Deverall J. E., Kemme J. E., High Thermal Conductance Devices Utilizing the Boiling of Lithium or Silver, LA-3211, April 1965.
5. Cotter T. P., Theory of Heat Pipes, LA-3246 MS, 1965.
6. Katzoff S., Heat Pipes and Vapor Chambers and Their Application to Thermal Control of Spacecraft, Proc. of Joint AEC/Sandia Laboratories Heat Pipe Conf., SC-M-66-623, Albuquerque, New Mexico.
7. Tien C. L., Two-Component Heat Pipes, AIAA Paper № 69-631.

## КОРРОЗИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ НА ЛИТИИ<sup>1</sup>

Буссе

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Литий является одним из наиболее интересных рабочих тел для передачи тепла в тепловых трубах при температурах в области 1500 °С [1]. Теоретически Li должен обеспечивать наивысший тепловой поток по сравнению с любым другим рабочим телом, имеющим давление пара не более 10 атм при температуре 1600 °С [2]. В тепловых трубах на литии длиной 50 см при температуре 1500 °С были экспериментально получены тепловые потоки до 15 кВт/см<sup>2</sup> без возникновения заметного перепада температур [3]. Однако выбор конструкционного материала для высокотемпературных тепловых труб является сложной проблемой.

Были испытаны следующие четыре материала: TZM<sup>2</sup>, W, Nb—1Zr и Ta [4,5]. Хорошие результаты по ресурсным испытаниям были получены с TZM и W<sup>3</sup>, применимость которых, однако, ограничена хрупкостью. С другой стороны, тепловые трубы из Nb—1Zr и Ta, не будучи хрупкими, выходили из строя во всех испытаниях при температуре 1600 °С после нескольких часов работы вследствие коррозионного разрушения стенки в зоне нагрева [5].

<sup>1</sup> B u s s e C. A. (Euratom, Ispra, Italy), Preprint, EUR 4298e, 1969.

<sup>2</sup> TZM=Mo—0,8Zr—0,5Ti—0,03C.

<sup>3</sup> TZM/Li тепловая труба: разрушение после 10 526 час работы в вертикальном положении при температуре в области 1475—1500 °С с тепловой нагрузкой 20 Вт/см<sup>2</sup> [4]. W/Li тепловая труба: коррозия практически отсутствует после 1000 час работы в горизонтальном положении при 1600 °С с тепловой нагрузкой 70 Вт/см<sup>2</sup> [5].

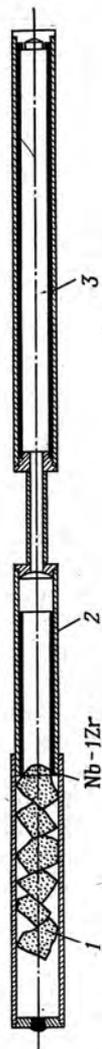
Для исследования процесса этой коррозии были созданы из Nb—1Zr/Li и Ta/Li тепловые трубы при соблюдении определенных условий (см. разд. 2), которые работали до разрушения (см. разд. 3). Тепловые трубы были затем вскрыты и исследованы (см. разд. 4). Совместное рассмотрение экспериментальных результатов и вопросов гидро- и термодинамики позволило выяснить механизм процесса коррозии (см. разд. 5) и предложить методы для исключения последней (см. разд. 6).

### 2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

Тепловые трубы изготавливаются из труб наружным диаметром 11 мм и внутренним диаметром 8 мм, на внутренней поверхности которых были сделаны 24 продольные канавки с поперечным сечением (0,5 × 0,5) мм<sup>2</sup>, представляющие капиллярную структуру. Соединение капилляров между этими канавками обеспечивается на концах тепловых труб при помощи специальных пробок. Для того чтобы предотвратить возможность коррозии от малых примесей в Li (номинальная чистота 99,9%), была применена двухступенчатая очистка Li в процессе заполнения. Сначала Li несколько раз плавился в глубоком вакууме в никелевой воронке. Для продавливания Li через отверстие воронки служил никелевый поршень. На второй стадии полученные таким образом блестящие капли Li выдерживались 10 час при температуре 800 °С с циркониевой губкой со средним содержанием кислорода 400 ч. на млн<sup>1</sup>. Количество Zr выбирается с таким расчетом, чтобы губка могла поглотить весь Li (масса Zr приблизительно в 30 раз больше массы Li). Можно предположить, что после такой очистки содержание кислорода и азота в Li не превышает 100 ч. на млн. [6].

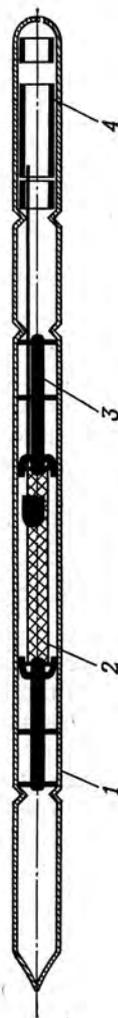
На фиг. 1 представлено геттерное устройство. Циркониевая губка помещена в трубу, изготовленную из сплава Nb—1Zr, которая соединяется с тепловой трубой при помощи двух промежуточных вставок. Одна из

<sup>1</sup> Все значения концентраций в частях на миллион относятся к массовым концентрациям.



Ф и г. 1. Тепловая труба с геттерной ловушкой.

1 — циркониевая губка; 2 — материал тепловой трубы; 3 — тепловая труба.



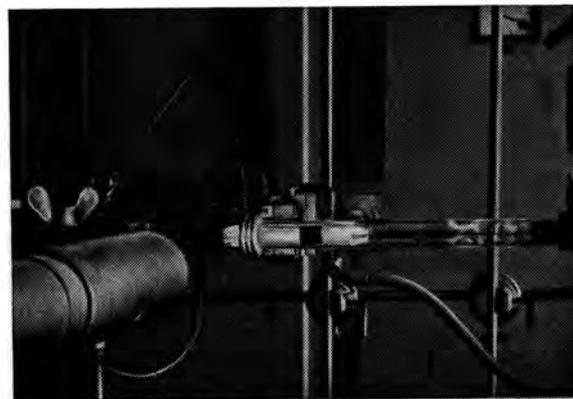
Ф и г. 2. Тепловая труба в контейнере.

1 — кварцевое стекло; 2 — тепловая труба; 3 — танталовая поддержка; 4 — никелевая труба.

них представляет собой тонкую соединительную трубку, которая отваривается электронным лучом после того, как литий из геттерного контейнера перегоняется в тепловую трубу. Другая промежуточная вставка представляет собой трубу с канавками, которая служит для определения величины примесей в стенке тепловой трубы в начале ресурсных испытаний. Для этой цели тепловая труба и упомянутая проставка изготавливаются из одного куска материала и подвергаются одинаковым операциям до отварки тепловой трубы<sup>1</sup>.

### 3. РЕСУРСНЫЕ ИСПЫТАНИЯ

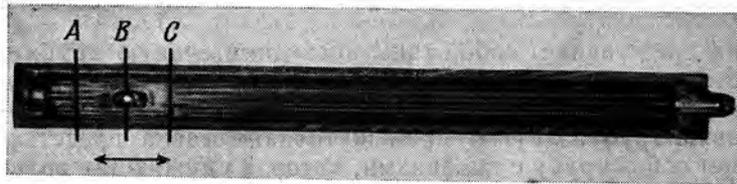
Для проведения ресурсных испытаний тепловые трубы помещаются в трубы из кварцевого стекла, которые за-  
паиваются пропано-кислородной горелкой (после отжи-



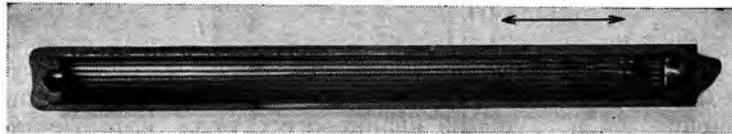
Ф и г. 3. Тепловая труба на стенде для ресурсных испытаний.

га в течение 10 час при температуре 400 °С в вакууме  $10^{-5}$  мм рт. ст. и нагревания тепловой трубы в течение нескольких минут до запланированной в эксперименте

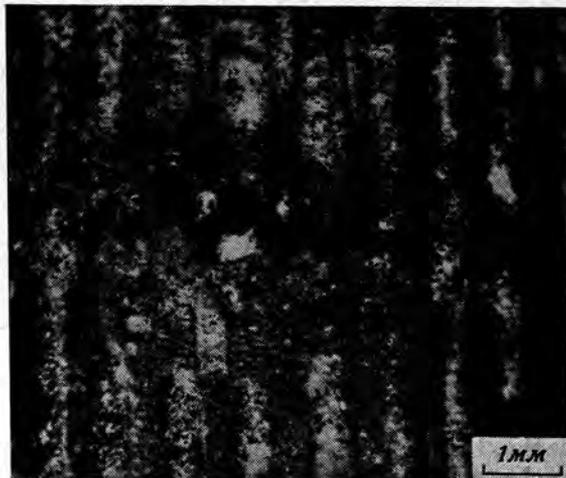
<sup>1</sup> За исключением процесса перегонки Li из геттерного контейнера в тепловую трубу, когда последняя холоднее, чем проставка.



Фиг. 4. Тепловая труба № 1 после 11 час работы при температуре 1500 °С (верхняя половина).



Фиг. 5а. Тепловая труба № 2 после 62 час работы при температуре 1500 °С.



Фиг. 5б. Нарушение герметичности в тепловой трубе № 2.

температуры). На фиг. 2 представлена впаивная в кварцевую оболочку тепловая труба. Она центрируется с помощью вольфрамовых штырей, укрепленных на опорах из Та. Подвижная шторка из тантала обеспечивает чистоту части поверхности кварцевой трубы, используемой для пирометрических температурных измерений.



Фиг. 6. Тепловая труба № 3 после 42 час работы при температуре 1500 °С (нижняя половина).



Фиг. 7. Тепловая труба № 4 после 3 час работы при температуре 1600 °С (нижняя половина).

Необходимо было выяснить, может ли газопроницаемость кварцевой трубки привести к существенному загрязнению тепловых труб в процессе испытания. В связи с этим температура кварцевого стекла измерялась термочувствительными красками. Было обнаружено, что для тепловой трубы из Та, работающей при температуре 1600 °С, максимально допустимая температура кварцевого стекла должна лежать между 500 и 600 °С. В соответствии с работой [7] при этой температуре проницаемость плавленного кварца для кислорода не превышает  $10^{-11}$  (норм.)  $\text{см}^3 \cdot \text{мм} / \text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.}$ . Из этого следует, что в течение 100 час тепловая труба сможет погло-

## Результаты ресурсных испытаний

Номер тепловой трубы	1	2	3	4
Конструкционный материал	Nb—Zr	Nb—Zr	Nb—Zr	Ta
Длина, см	11,6	11,6	11,6	11,6
Внутренний диаметр, см	0,8	0,8	0,8	0,8
Наружный диаметр, см	1,1	1,1	1,1	1,1
Капиллярная структура	24 открытые канавки поперечным сечением $(0,5 \times 0,5) \text{ мм}^2$	24 открытые канавки поперечным сечением $(0,5 \times 0,5) \text{ мм}^2$	24 открытые канавки поперечным сечением $(0,5 \times 0,5) \text{ мм}^2$	24 открытые канавки поперечным сечением $(0,5 \times 0,5) \text{ мм}^2$
Масса материала стенки, г	40	40	40	80
Масса лития, г	0,3	<0,3	0,3	0,3
Положение в эксперименте	Горизонтальное	Вертикальное (индукционная катушка на нижнем конце)	Горизонтальное	Горизонтальное
Температура, °C	1500	1500	1500	1600
Длина индукционной катушки, см	1,3	1,6	1,3	1,4
Длина зоны охлаждения с обеих сторон индукционной катушки, см	9,0	9,0	9,0	8,8
Тепловая нагрузка <sup>1</sup> , вт/см <sup>2</sup>	117	~85	117	156
Скорость пара, см/сек	200	185	200	174
Скорость <sup>2</sup> жидкости, см/сек	0,76	>0,66	0,76	1,11
Число $Re_{ж}$ для жидкости <sup>3</sup> ( $Re_{ж} = v_{ж} d_r / \nu_{ж}$ )	10	>9	10	14
Число $Re_{п}$ для пара ( $Re_{п} = \bar{v}_п d / \nu_{п}$ )	136	127	136	186
Радиальное число $Re_p$ в зоне нагрева <sup>3</sup> ( $Re_p = -u d / 2 \nu_{п}$ )	12	9	12	15

Радиальное число $Re'_p$ в зоне охлаждения <sup>3</sup> ( $Re'_p = -u d / 2 \nu_{п}$ )	-1,5	-1,4	-1,5	-2,1
Время эксперимента, час	11	62	42	9
Причина аварий	Отверстия в стенке в верхней части зоны нагрева	Отверстия в стенке в зоне нагрева	Отверстия в стенке в зоне нагрева	Отверстия в стенке в нижней части зоны нагрева
Обработка тепловой трубы после эксперимента	Испарение Li (несколько минут при 1500 °C, 10—5 мм рт.ст.). Резка и вскрытие на воздухе	Резка, вскрытие в петролейном эфире. Очистка от Li водой	Резка и вскрытие в керосине	Li-Растворение в этиловом спирте, окончательно в воде

1 Определается как полная лучистая энергия, деленная на поверхность змеевика нагрева, взятленную как поверхность цилиндра, диаметр и длина которого приняты равны ми соответственно внутреннему диаметру тепловой трубы и длине греющей индукционной катушки.

2  $\bar{v}_{ж}$ ,  $\bar{v}_{п}$  — соответственно скорости жидкости и пара, усредненные по сечению в месте перехода из двух зон охлаждения.  $\nu_{ж}$ ,  $\nu_{п}$  — кинематические вязкости жидкости и пара соответственно;  $d_r$  — гидравлический диаметр канала для жидкости ( $d_r = 4ab/2a+b$ );  $a$ ,  $b$  — глубина и ширина жидкостного потока;  $d$  — диаметр парового канала;  $u$ ,  $u'$  — скорость пара в радиальном направлении у стенки соответственно в зоне нагрева и охлаждения.

тить не более 1 ч. на млн. кислорода (аналогично и для азота).

На фиг. 3 показана тепловая труба, установленная на стенде для ресурсных испытаний. Нагревание осуществляется относительно короткой индукционной катушкой. Выключение высокочастотного генератора в случае аварии тепловой трубы обеспечивается при помощи двух фотоэлементов, измеряющих излучение из зон нагрева и охлаждения. Разность их сигналов регистрируется автоматическим милливольтметром, имеющим контакты «макс» и «мин» и производящим выключение генератора.

В табл. 1 представлены результаты ресурсных испытаний четырех тепловых труб, которые были изготовлены из сплава Nb — 1Zr (две различные поставки) и Ta. Подобно ранее проведенным экспериментам [5], все тепловые трубы выходили из строя после нескольких часов работы за счет прогара стенки в зоне нагрева.

После эксперимента тепловые трубы были вскрыты и Li удален (см. последнюю строку табл. 1). На фиг. 4—7 представлены четыре тепловые трубы на этой стадии исследования (стрелками показано положение индукционной катушки). Тепловые трубы были затем разрезаны и проанализированы.

#### 4. АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ ПОСЛЕ РЕСУРСНЫХ ИСПЫТАНИЙ

##### 4.1. АНАЛИЗ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ № 1 (Nb—1Zr/Li)

**4.1.1. Спектрохимический анализ.** Спектрохимический анализ тепловой трубы № 1 показал, что в зоне коррозии наблюдается увеличение содержания Fe, Ca и Mg. Известно, что Ta хорошо совместим с Mg [8] при температуре 1150 °C и, кроме того, Ta используется в качестве конструкционного материала для Ca при 1800 °C [9]. Подобную устойчивость можно было бы ожидать и от Nb; тепловые трубы из Nb с Mg [10] или Ca [11] в качестве рабочих сред проработали короткие промежутки времени без аварии. Поэтому следы Ca или Mg не могли быть причиной коррозии.

С другой стороны, Fe образует легкоплавкие эвтектики как с Nb, так и с Zr [12,13]. Для того чтобы прове-

рить способность Fe вызывать коррозию, были проведены некоторые химические исследования. Результаты этих исследований свидетельствуют о том, что нет заметной разницы между концентрацией Fe в материале стенки перед началом испытаний (150 ч. на млн.) и концентрацией Fe в зоне охлаждения (180 ч. на млн.) после испытаний, в то время как концентрация Fe в зоне нагрева в месте разрушения стенки превышает началь-

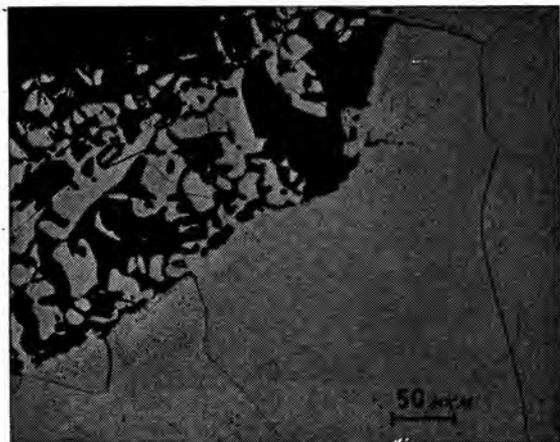


Ф и г. 8а. Сечение А на фиг. 4.

ную концентрацию более чем в два раза (380 ч. на млн.). На основе этих данных можно сделать вывод о том, что более 50 ч. на млн. Fe были вынесены из стенки в зоне охлаждения и перенесены в зону нагрева. Из сравнения этого количества Fe с количеством растворенного Nb можно было бы заключить, что на каждый атом Fe растворяется более 10 атомов Nb. Однако сомнительно, может ли Fe обусловить такую сильную растворимость Nb. Для того чтобы решить этот вопрос, тепловые трубы № 3 и 4 были сделаны из материала с более низким содержанием Fe. С этой целью технология изготовления тепловых труб была усложнена за счет травления металлических частей, поскольку было найдено, что поставляемые трубы с канавками были в значительной степени загрязнены Fe. Тепловая труба № 3 содержала только 50 ч. на млн.

на Fe, но она не дала существенного увеличения ресурса работы. Таким образом, был сделан вывод, что Fe не является основной причиной коррозии.

4.1.2. Анализ микрондами. На фиг. 8 представлены три сечения тепловой трубы № 1. В каждом случае можно увидеть часть стенки и коррозионные осадения. Можно заметить, что в сечениях А и С на концах зоны нагрева кристаллы имеют изъяны и небольшие включения (3



Ф и г. 8б. Сечение В на фиг. 4.

и 4 на фиг. 8а), однако этого нет в сечении В в месте разрушения стенки. Сечение А было исследовано с помощью микронзонда (Сатеса MS 46) на все элементы периодической системы.

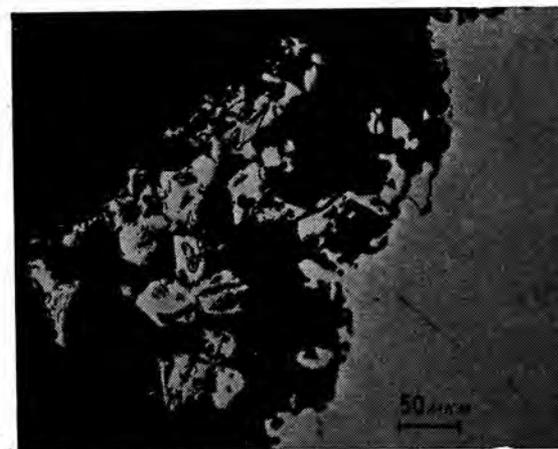
Были получены следующие результаты.

Стенка тепловой трубы (1):  $98 \pm 1,5\%$  Nb и  $0,8\%$  Zr. Небольшие зоны ( $< 10^{-3}$  мм), обогащенные железом, на внутренней и внешней поверхностях.

Основное осаднение (2):  $\sim 100\%$  Nb и  $0,03 \pm 0,015\%$  Fe.

Изъян кристалла (3):  $71\%$  Nb и  $2,5\%$  O. Измеренная концентрация кислорода, вероятно, слишком занижена. Необходимо учитывать присутствие Li.

Небольшие включения (4):  $\sim 83\%$  Nb, других элементов не обнаружено. Однако присутствие Li неправдоподобно, так как анализ стенки тепловой трубы (1) свидетельствует о незначительной растворимости Li в Nb.



Ф и г. 8в. Сечение С на фиг. 4.

Эти данные подтверждают присутствие Fe, обнаруженного спектрохимическим анализом. Существенным

Таблица 2

Концентрация кислорода в стенках тепловых труб № 1 и 2

	Тепловая труба № 1	Тепловая труба № 2	
	слаботравленные образцы (удаление материала при травлении $< 5\%$ ), ч на млн	нетравленные образцы, ч, на млн.	слаботравленные образцы, ч на млн.
Исходный материал	252	111	70
Перед испытанием		122	106
После испытания (стенка зоны охлаждения)	25	12	6

новым результатом является обнаружение кислородного обогащения осадков (3) вблизи обоих концов зоны нагрева.

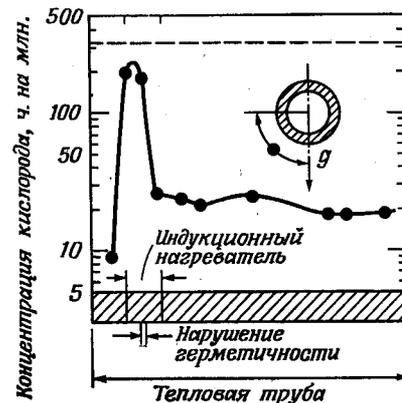
**4.1.3. Определение кислорода.** Концентрация кислорода была определена в трубе с канавками в состоянии поставки и после ресурсного испытания в стенке зоны охлаждения. Результаты представлены в первой колонке табл. 2. Из табл. 2 следует, что в тепловой трубе № 1 почти все начальное содержание кислорода было удалено из стенки в зоне охлаждения в течение эксперимента.

#### 4.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ № 2 (Nb—1Zr/Li)

Тепловая труба № 2 была изготовлена, подобно тепловой трубе № 1, но заполнена меньшим количеством Li (вследствие неполной перегонки из геттерной ловушки). Количество Li было настолько малым, что работа тепловой трубы в горизонтальном положении была невозможна. В противоположность тепловой трубе № 1 тепловая труба № 2 была испытана в вертикальном положении; кроме того, после испытания Li был удален путем растворения в воде, а не испарением. Спектрохимический анализ вновь показал обогащение Fe в зоне нагрева. В противоположность тепловой трубе № 1 микроанализ не выявил каких-либо элементов, за исключением Nb и Zr. Однако определение концентрации кислорода показало, что имеется сильное обескислороживание стенки в зоне охлаждения, как и в тепловой трубе № 1.

Концентрация кислорода была определена а) в трубе с канавками в состоянии поставки, б) в куске этой трубы, который был присоединен к геттерной ловушке и подвергался всей последовательности этапов обработки тепловой трубы до отделения геттерной ловушки, и в) в стенке зоны охлаждения после ресурсного испытания. Были использованы травленные и нетравленные образцы. Результаты представлены в табл. 2. Оба типа образцов показали сильное уменьшение концентрации кислорода в стенке зоны охлаждения в процессе ресурсного испытания. Незначительное увеличение кислорода было обнаружено в нетравленных образцах в процессе различных способов обработки до начала ресурсного испытания,

причем это обогащение находится в соответствии с известными результатами по поглощению кислорода сплавами Nb—1Zr [14,16]. Сравнение с травленными образцами показывает, что 1) в трубах в состоянии поставки обогащение кислородом наблюдается на поверхности, 2) термообработка до ресурсных испытаний приводит к более равномерному распределению кислорода и 3) соответственно после ресурсного испытания большая часть остаточного O концентрируется у поверхности.



Фиг. 9. Концентрация кислорода в стенке тепловой трубы № 3 (слаботравленные образцы).  
— — — начальное значение.

Также были проведены исследования по определению содержания N, C и H в тепловой трубе № 2, для чего использовались слаботравленные образцы, которые были взяты от тех же частей, что и образцы для исследования содержания кислорода. Получены следующие результаты: содержание N: всегда < 20 ч. на млн. (предел чувствительности); содержание C: 22 ч. на млн. в трубе в состоянии поставки и до ресурсного испытания и 29 ч. на млн. после испытания; содержание H: 10 ч. на млн. в трубе в состоянии поставки, 3 ч. на млн. до испытания и 19 ч. на млн. после испытания,

## 4.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ № 3 (Nb—1Zr/Li)

Технология изготовления тепловой трубы № 3 отличается от сборки, использованной при изготовлении тепловых труб № 1 и 2, дополнительным травлением металлических частей. Несмотря на то что материал этой трубы характеризовался низким содержанием железа (50 ч. на млн.), труба разрушилась через 42 час. Исследования после ресурсного испытания были сосредоточены на определении концентрации кислорода в материале стенки. Для этой цели был вырезан сектор 90° из стенки тепловой трубы, который был разрезан поперек на ряд образцов. Результаты представлены на фиг. 9. Концентрация кислорода имеет резкий пик в стенке в зоне нагрева; все абсолютные значения лежат ниже концентрации кислорода в начале испытания (318 ч. на млн., пунктирная линия на фиг. 9).

## 4.4. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ № 4 (Ta/Li)

Для тепловой трубы № 4 в качестве конструкционного материала стенки был использован Ta вместо сплава Nb — 1Zr. В зоне нагрева стенка начала разрушаться уже после 9 час работы. Для определения концентрации кислорода после испытания тепловая труба была разрезана по длине на 6 секторов, которые разрежали поперек на относительно малые образцы. На фиг. 10 представлены результаты исследований. В стенке зоны охлаждения концентрация кислорода уменьшается до 10 ч. на млн. Было обнаружено сильное обогащение кислородом в секторе из нижней части тепловой трубы, где имело место разрушение стенки. На нетравленных образцах в этих секторах измеренная концентрация кислорода составила ~ 2000 ч. на млн. с максимальными значениями на обоих концах зоны нагрева. Во всех других частях зоны нагрева концентрация кислорода лежит ниже значения, которое было перед началом ресурсного испытания (94 ч. на млн.).

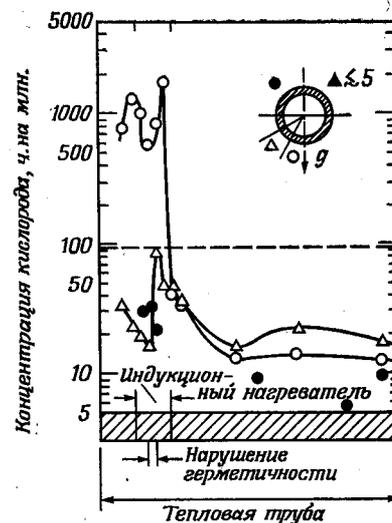
## 5. ПРОЦЕСС КОРРОЗИИ

## 5.1. ГИПОТЕЗЫ

Наиболее важными результатами ресурсных испытаний, приведенными в разд. 4, являются: унос кислоро-

да из материала стенки в зоне охлаждения, обогащение кислородом стенки в области разрушения трубы в зоне нагрева, отсутствие заметного обогащения другими примесями.

Эти данные позволяют сделать заключение, что наблюдаемая коррозия в зоне нагрева в Nb — 1Zr/Li и Ta/Li



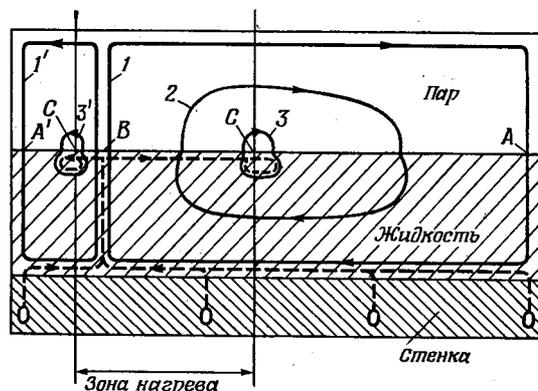
Фиг. 10. Концентрация кислорода в стенке тепловой трубы № 4.

— — — начальное значение (нетравленные образцы); ▲ — сильноотравленные образцы; ○, △, ● — нетравленные образцы.

тепловых трубах обусловлена начальным содержанием кислорода в конструкционном материале стенки и что процесс коррозии состоит из следующих этапов: уноса кислорода из материала стенки в зоне охлаждения, переноса кислорода в зону нагрева и взаимодействия кислорода с материалом стенки в этой области. В следующих разделах будут проанализированы и обсуждены детали гидро- и термодинамики этого процесса.

## 5.2. ЦИРКУЛЯЦИЯ ЛИТИЯ

Двухфазная циркуляция лития является основой процесса коррозии. Если предположить, что циркуляция осесимметрична, то в этом случае тепловую трубу можно подразделить на независимые одинаковые секторы, в каждом из которых содержится один канал с жидкостью

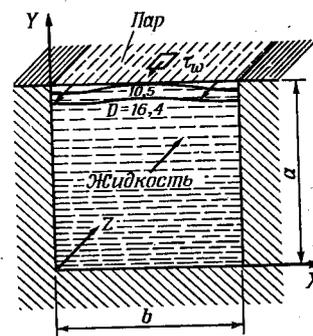


Ф и г. 11. Линии тока в тепловой трубе при наличии обратных потоков в жидкой фазе.  
— Li; - - - O.

и соответствующая часть парового канала. Циркуляционный контур лития в каждом секторе образует две петли (сплошные линии на фиг. 11). Поток пара из зоны нагрева растекается в две зоны охлаждения, а конденсаты возвращаются в зону нагрева. Две петли соединяются в зоне нагрева в области исчезновения осевой скорости. Из анализа чисел  $Re$  для пара и жидкости (табл. 1) следует, что течение пара и жидкости является ламинарным.

Действительная схема несколько сложнее описанной выше вследствие наличия трения между паром и жидкостью, которое может вызвать обратное течение в осевом направлении в поверхностном слое жидкости. Обозначим через  $a$  и  $b$  соответственно глубину и ширину прямоугольного горизонтального канала, который полностью заполнен жидкостью. Предположим, что жидкость имеет

среднюю скорость  $v_{ж}$  и что пар течет над поверхностью жидкости в противоположном направлении (фиг. 12). Скорость жидкости  $v_{ж}$  в произвольной точке  $(x, y)$  по-



Ф и г. 12. Поперечное сечение жидкостного канала с зонами обратных потоков.

перечного сечения канала определяется в соответствии с работой [17] следующим образом:

$$v_{ж}(x, y) = \bar{v}_{ж} \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_{2n+1}(y) \sin [(2n+1)\pi x/b], \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{2n+1}(y) \approx & \frac{48 + 4(b^2/a^2)D[1 - 1/\text{ch}(\pi a/b)]}{\pi^3(2n+1)^3[1 - (b/\pi a)\text{th}(\pi a/b)]} \times \\ & \times \left( 1 - \frac{\text{ch}[(2n+1)\pi(a-y)/b]}{\text{ch}[(2n+1)\pi a/b]} \right) - \\ & - \frac{4(b/a)D}{\pi^2(2n+1)^2} \frac{\text{sh}[(2n+1)\pi y/b]}{\text{ch}[(2n+1)\pi a/b]}. \end{aligned} \quad (2)$$

Безразмерный параметр  $D$  пропорционален касательному напряжению  $\tau_w$  на поверхности раздела жидкость — пар

$$D = (a/\eta_{ж}v_{ж})\tau_w, \quad (3)$$

где  $\eta_{ж}$  — вязкость жидкости.

Из этих уравнений следует, что течение жидкости в противоположном направлении имеет место при достаточно высоких значениях касательного напряжения  $\tau_w$ , т. е. параметра  $D$ . Для тепловых труб с квадратными ка-

налами ( $a = b$ ) обратное течение возникает при  $D = 2,4$  на поверхности вдоль кромок канала. С увеличением  $D$  эти два обратных потока становятся шире и глубже. При  $D$  выше 9,1 вся поверхность жидкости движется в противоположном направлении.

Значения  $D$  зависят от профиля потока пара в соответствии с уравнением Ньютона

$$\tau_w = \eta_{\text{п}} \left| \frac{\partial v_{\text{п}}}{\partial r} \right|_{r=d/2}, \quad (4)$$

где  $\eta_{\text{п}}$  — вязкость пара;  $v_{\text{п}}$  — осевая составляющая скорости пара;  $r$  — радиальная координата;  $d$  — диаметр парового канала. Когда радиальные числа  $Re$  для пара в зоне нагрева приблизительно равны 10 (табл. 1), поток пара при этом имеет профиль, близкий к закону  $\cos r^2$  [18]:

$$v_{\text{п}} = \left( \frac{\pi}{2} \right) \bar{v}_{\text{п}} \cos \left( \frac{2\pi r^2}{d^2} \right), \quad (5)$$

где  $\bar{v}_{\text{п}}$  — средняя скорость пара.

Из уравнений (3)—(5) с учетом уравнения неразрывности следует, что

$$D = 4\pi N \left( \frac{a^2 b}{d^3} \right) \frac{v_{\text{п}}}{v_{\text{ж}}}, \quad (6)$$

где  $N$  — количество каналов с жидкостью;  $v_{\text{п}}$ ,  $v_{\text{ж}}$  — кинематическая вязкость пара и жидкости соответственно.

В соответствии со значениями, приведенными в табл. 1, уравнение (6) дает для горизонтально работающих тепловых труб в зоне нагрева следующие значения:

$$D = \begin{cases} 16,4 & \text{(тепловые трубы № 1 и 3),} \\ 10,5 & \text{(тепловая труба № 4).} \end{cases} \quad (7)$$

Оба значения намного превышают величину 2,4, т. е. в тепловых трубах № 1, 3 и 4 обратные потоки имеют место в поверхностном слое жидкости.

В противоположность тепловым трубам № 1, 3 и 4 в вертикально работающей тепловой трубе № 2 обратных потоков не существует. Причина этого состоит, однако, не в гравитации, а в слишком малом количестве  $Li$  в этой тепловой трубе, которого было недостаточно, чтобы полностью заполнить каналы. Выше было указа-

но, что тепловая труба № 2 не может работать горизонтально. Анализ распределения давления приводит к заключению, что перепад давлений в практически пустых каналах тепловой трубы № 2 должен быть, во всяком случае, в 60 раз больше, чем в полностью заполненных каналах тепловых труб № 1 и 3. Легко оценить, что при этих условиях влияние пара на жидкость было недостаточным, чтобы вызвать обратное течение.

На фиг. 12 дано поперечное сечение жидкостного канала с двумя областями, в которых течения противоположны по направлению, а это соответствует условиям в зоне нагрева тепловых труб № 1, 3 и 4.

Можно видеть, что в тепловых трубах № 1 и 3 ( $D = 16,4$ ) обратный поток составляет  $\sim 10\%$  всего количества жидкости. Суммарный обратный поток в этом случае составляет 6% суммарного истинного жидкостного потока.

Поскольку радиальное движение накладывается на осевое движение жидкости как результат испарения и конденсации, форма линий тока оказывается такой, как представлено на фиг. 11. После конденсации каждая частичка проходит еще относительно короткое расстояние от зоны нагрева, после чего опускается на большую глубину в канале и возвращается к зоне нагрева.

Предшествующее обсуждение относится к тепловой трубе с осевой симметрией, однако имеется ряд эффектов, нарушающих симметрию потока, например асимметричный нагрев, который может быть вызван асимметрией индукционной катушки или неудовлетворительной центровкой тепловой трубы в катушке, и гравитация, которая в случае не вертикальной работы тепловой трубы вызывает поперечные токи жидкости из верхних в нижние каналы [5]. Фиг. 11 может поэтому служить только грубым приближением к истинной картине течения в тепловых трубах.

### 5.3. УНОС КИСЛОРОДА ИЗ МАТЕРИАЛА СТЕНКИ

Первым этапом процесса коррозии является перенос кислорода из стенки зоны охлаждения в жидкий литий. Этот перенос имеет место до тех пор, пока парциальная

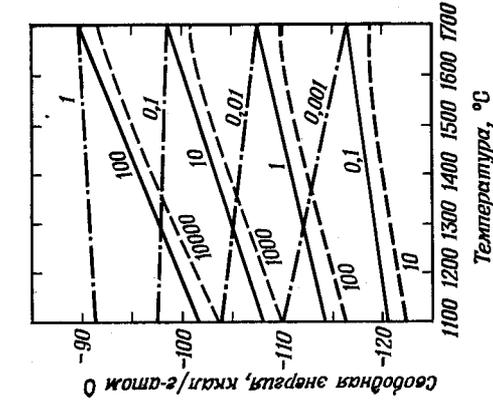
молярная свободная энергия кислорода в материале стенки больше, чем в литии. Обе свободные энергии зависят от концентрации кислорода в соответствующих материалах. Если предположить, что для различных кислородных растворов применим закон Генри, то парциальная молярная свободная энергия кислорода в соответствующем материале составит [19]

$$\Delta G(T, x) = \Delta G_0(T) + RT \ln \left[ \frac{x}{x_0(T)} \right], \quad (8)$$

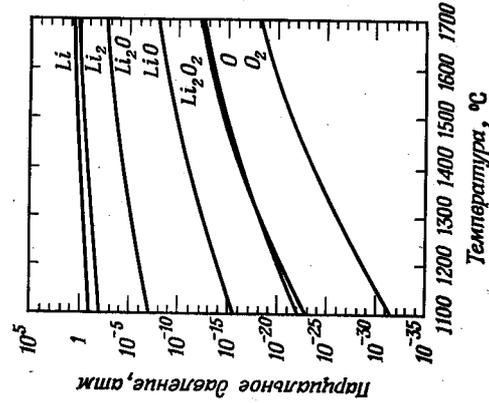
где  $\Delta G_0$  — стандартная свободная энергия образования окиси металла в равновесии с насыщенным раствором кислорода в металле;  $R$  — газовая постоянная;  $T$  — температура;  $x$  — молярная доля кислорода, растворенного в металле;  $x_0$  — предельная растворимость кислорода в металле.

На фиг. 13 показано изменение свободной энергии кислорода в Li, Nb — 1Zr и Ta для разных концентраций кислорода, рассчитанное по уравнению (8). Для того чтобы получить с помощью диаграммы равновесную концентрацию кислорода в материале стенки, необходимо предварительно определить концентрацию кислорода в жидком литии. Для этого предполагается, что в паре и жидкости перенос кислорода осуществляется вынужденной конвекцией без скольжения. Если исключить источники кислорода с внешней стороны тепловой трубы, то в стационарном состоянии поток кислорода из стенки зоны охлаждения в литий равен нулю. С жидкой фазой в зону охлаждения поступает лишь небольшое количество кислорода, хотя в жидкой фазе и имеется обратный поток в поверхностном слое жидкости, как описано в разд. 5.2, и кислород, поступающий из материала стенки, проходит только небольшое расстояние от зоны нагрева к зонам охлаждения благодаря наличию радиального движения. Поэтому по существу концентрация кислорода в жидком литии зоны охлаждения определяется кислородом, поступающим в пар.

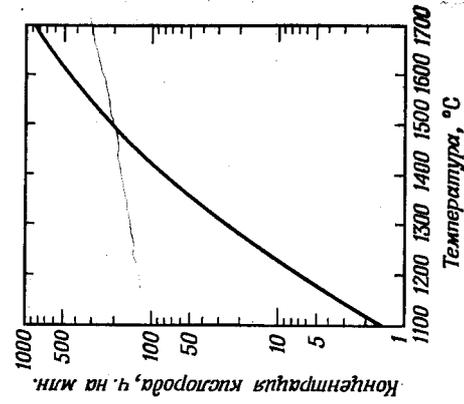
Концентрация кислорода в паре зависит от состава поверхности испарения. В настоящее время мало известно о системе Li — O и тройных системах, образо-



Фиг. 13. Изменение свободной энергии при растворении  $1/2$  моля  $O_2$  в Li, Nb — 1Zr и Ta с разным исходным содержанием кислорода. Давление 1 атм; температура равна температуре металла; — — — Ta; — — — Nb — 1Zr; — — — Li; на кривых указано содержание кислорода в частях на миллион.



Фиг. 14. Состав пара лития, насыщенного кислородом.



Фиг. 15. Концентрация кислорода в паре литиевокислородного соединения.

ванных с Nb или Ta. Поэтому можно оценить только верхний предел концентрации кислорода, поступающего из материала стенки. Для этой цели предполагается, что поверхность жидкости в зоне нагрева состоит из насыщенного раствора кислорода в литии, который находится в равновесии с фазой  $Li_2O$ , и что конденсирующийся пар имеет тот же состав, что и равновесный пар над такой поверхностью.

На фиг. 14 представлен состав такого пара в зависимости от температуры, рассчитанный из термодимических данных [20]. Как видно, среди составляющих  $Li_2O$  дает основной вклад в концентрацию кислорода. Это положение иллюстрируется фиг. 15, на которой дана зависимость концентрации кислорода от температуры. Из этой фигуры следует, что значения 200 и 500 ч. на млн. соответственно при температурах 1500 и 1600 °C являются верхним пределом для концентрации кислорода в сконденсированном литии.

Таким образом, из фиг. 13 следует, что равновесная концентрация кислорода в Nb — 1Zr при температуре 1500 °C и в Ta при температуре 1600 °C должна быть не более 1 и 0,02 ч. на млн. соответственно. Качественно этот результат согласуется с наблюдаемым сильным обескислороживанием стенки зоны охлаждения. Однако измеренные концентрации кислорода составляют ~10 ч. на млн. (фиг. 9, 10 и табл. 2), что значительно превышает рассчитанные значения. Это различие может быть вызвано несколькими причинами, например неточными значениями  $\Delta G_0$  и  $x_0$ , иным составом поверхности испарения, устойчивым состоянием, отсутствием равновесия или окислением после вскрытия за счет обратного переноса кислорода из зоны нагрева в зону охлаждения. Последнее подтверждается обогащением поверхности в зоне охлаждения кислородом (табл. 2 и фиг. 10); образцы, с которых более 10% было удалено травлением, дали содержание кислорода, не превышающее 5 ч. на млн. (достоверные данные при меньших концентрациях не могли быть получены вследствие малого размера образцов, используемых для такого анализа).

#### 5.4. АККУМУЛИРОВАНИЕ КИСЛОРОДА В ЗОНЕ НАГРЕВА

Второй этап процесса коррозии состоит в переносе кислорода, выведенного из стенки зоны охлаждения в зону нагрева. Перенос осуществляется в основном по жидкому слою, который располагается вблизи стенки (фиг. 11, линии 1 и 1'). Причина этого в том, что в жидкости отсутствует турбулентность, поскольку числа Re малы (табл. 1), и что диффузия не может приводить к заметному выравниванию разности концентраций в поперечном сечении канала, так как соответствующие времена слишком малы. Два жидких потока 1 и 1' достигают поверхности раздела жидкость — пар в области вокруг точки В. Поскольку литий является более летучим по сравнению с кислородом в литии, испарение приводит к сильному увеличению концентрации кислорода в жидком литии.

Дальнейший перенос кислорода зависит от того, имеются ли обратные потоки в осевом направлении на поверхности жидкости, как это обсуждалось в разд. 5.2. Если обратный поток отсутствует (тепловая труба № 2), то кислород аккумулирует вокруг точки В. Однако, если имеется обратный поток (тепловые трубы № 1, 3 и 4), кислород переносится жидкостью из точки В к концам С и С' зоны нагрева. Здесь он задерживается за счет циркуляции (линии 3 и 3' на фиг. 11). Такое аккумулирование кислорода на концах зоны нагрева подтверждается экспериментальными данными для максимальных концентраций кислорода на тепловой трубе № 4 (фиг. 11) и результатами микроанализа тепловой трубы № 1 (разд. 4.1.2). Для тепловой трубы № 3 химический анализ концентрации кислорода (фиг. 9) показал лишь один максимум, однако это может быть следствием относительно больших размеров образцов для анализа и связанного с этим грубого осреднения.

#### 5.5 РАЗРУШЕНИЕ СТЕНКИ

Заключительным этапом процесса коррозии является разрушение стенки в зоне нагрева. Известно, что при концентрации кислорода (ни N и ни С) в несколько сот частей на миллион как в Nb, так и в Ta возникает их коррозионное разрушение в Li [25, 26] и что подоб-

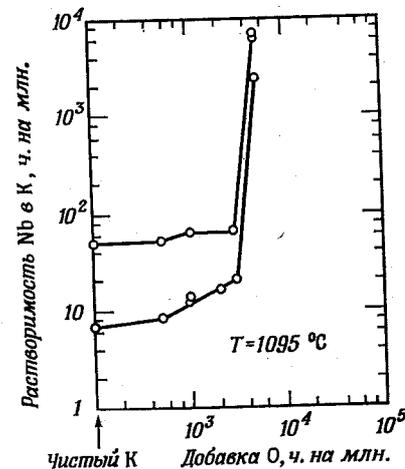
ная коррозия наблюдается также в сплаве Nb — Zr, когда концентрация кислорода достигает некоторого критического значения [24, 26, 28]. Это коррозионное разрушение состоит в проникновении лития в материал, содержащий кислород, и образовании «коррозионной фазы», которая в основном располагается вдоль грани зерен или вдоль плоскостей (110). Эта фаза, по-видимому, содержит Li, O и Nb или Ta [24, 25, 27].

Коррозия в литии тепловых труб отличается двумя особенностями: в зоне коррозии кислород вначале находится в литии, а не в материале стенки, и не литий проникает в стенку, а материал стенки растворяется в литии. Обнаружено, что в тепловых трубах № 1, 3 и 4 растворенный материал стенки осаждается на небольшом расстоянии от точки растворения (фиг. 4, 6, 7). Однако для тепловой трубы № 2 это не так (фиг. 5).

Известно, что при температурах до 1205 °С добавление кислорода в литий до концентрации порядка 1% практически не оказывает влияния на растворимость ниобия в литии [29]. Однако, исходя из точек плавления системы Li — O — Nb (например, Li<sub>3</sub>NbO<sub>4</sub> — 1408 °С, LiNbO<sub>3</sub> — 1253 °С [31]), можно предположить, что при температуре 1500 °С и высоких концентрациях кислорода в литии может раствориться заметное количество атомов O и Nb. Подобный эффект наблюдается уже при температуре 1095 °С в системах K — O — Nb [29], точки плавления которых располагаются значительно ниже по сравнению с системой Li — O — Nb (K<sub>3</sub>NbO<sub>4</sub> — 950 °С, KNbO<sub>3</sub> — 1039 °С [32]). На фиг. 16 представлено влияние концентрации кислорода на растворимость Nb в калии. Видно, что при концентрациях до 0,3% нет заметного увеличения растворимости Nb в калии, однако при концентрациях кислорода порядка 0,5% наблюдается резкое увеличение растворимости Nb в калии, которая достигает величины 1 атома Nb в расчете на несколько атомов O. Если предположить, что растворимость Nb или Ta при рабочих температурах тепловых труб имеет подобную нелинейную зависимость от концентрации O, как на фиг. 16, то наблюдаемое разрушение стенки и осаждение материала могут быть достаточно хорошо объяснены изменением концен-

трации O. Тогда интерпретация процесса коррозии может быть следующей (фиг. 11).

Ввиду низкой летучести кислорода в жидком литии в зоне нагрева содержание кислорода в конденсате лития в зоне охлаждения является столь низким, а свободная энергия связывания кислорода столь высокой,



Ф и г. 16. Растворимость Nb в калии в зависимости от содержания O в калии.

что конденсат может отобрать из стенки тепловой трубы в зоне охлаждения практически весь кислород. Благодаря ламинарному течению жидкого лития и малому влиянию диффузии выведенный из стенки кислород транспортируется в основном жидким потоком 1 вблизи стенки. Этот поток 1 испаряется в небольшой области В зоны нагрева. Здесь концентрация кислорода в литии сильно увеличивается. Увеличение отношения растворимых атомов стенки к растворенным атомам кислорода в соответствии с фиг. 16 приводит к прогоранию стенки в этой области. Оценка показывает, что количество растворенных атомов стенки сравнимо с общим количеством атомов кислорода, выведенных из зоны охлажде-

ния. В тепловой трубе № 2, в которой трение пара оказывается недостаточным для создания обратных течений в осевом направлении в поверхностном слое жидкости, кислород и растворенный материал стенки остаются в зоне растворения. В результате разрушение стенки происходит без существенного переноса массы (в соответствии с фиг. 5). Однако в тепловых трубах № 1, 3 и 4 кислород и растворенный материал стенки транспортируются к концам зоны нагрева  $C$  и  $C'$  благодаря обратным потокам в поверхностном слое жидкости. Концентрация кислорода в обратном потоке уменьшается с увеличением расстояния от зоны растворения  $B$  за счет добавления дополнительного  $Li$ , циркулирующего по контуру 2. Уменьшение концентрации кислорода в этом потоке и последующее уменьшение отношения растворимых атомов стенки к растворенным атомам кислорода (в соответствии с фиг. 16) объясняют осаждение материала стенки в тепловых трубах № 1, 3 и 4. Перенос кислорода к концам зоны нагрева  $C$  и  $C'$  и его скопление здесь находятся в соответствии с распределением осажденного материала стенки, обнаруженным после испытания.

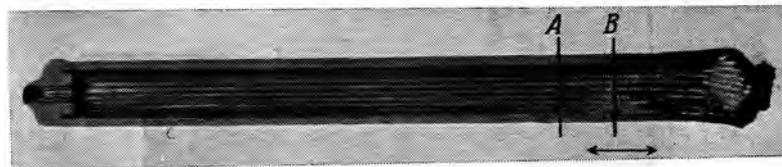
#### 6. ПРЕДОТВРАЩЕНИЕ КОРРОЗИИ

В соответствии с интерпретацией процесса коррозии были опробованы три способа предотвращения коррозии. Результаты представлены в табл. 3.

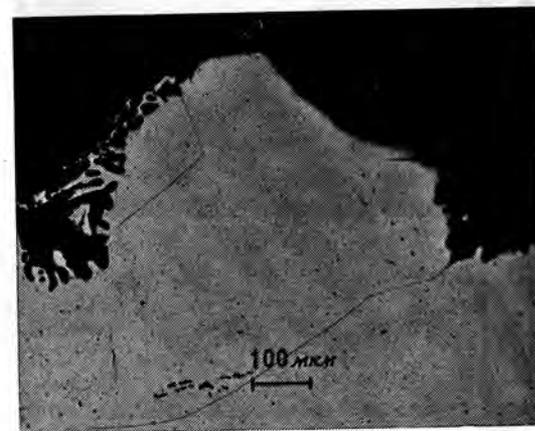
Таблица 3

Номер тепловой трубы	Конструкционный материал	Заполнитель	Условия эксперимента (положение тепловой трубы горизонтальное)			Примечание
			температура, °C	время, час	тепловая нагрузка, $вт/см^2$	
5	Обескислороженный Nb—1Zr	Li	1500	1000	115	Нет прогара, но сильный рост зерен, унос Zr и вспухание
6	Nb—1Zr	Li—13Ca	1500	1000	115	
7	SGS-Ta	Li	1600	1000	170	Безаварийная работа

Первый способ состоит в обескислороживании конструкционного материала стенки. Для этой цели использовался процесс коррозии. Это означает, что зона охлаждения тепловой трубы была изготовлена из материала зоны охлаждения другой тепловой трубы (Nb — 1Zr/Li),



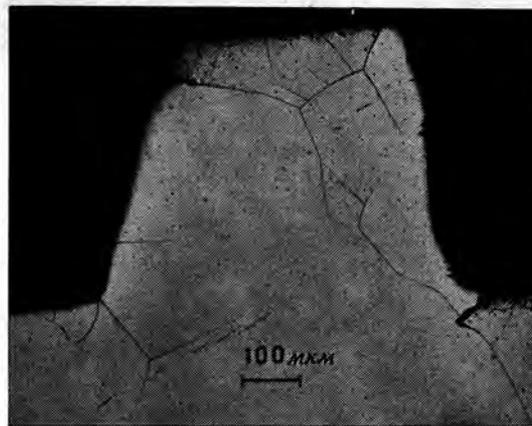
Ф и г. 17. Тепловая труба № 5 после 1000 час работы при температуре 1500 °C.



Ф и г. 18. Сечение А на фиг. 17.

которая уже была в работе и у которой зона нагрева была отрезана электронным лучом. Эта новая труба не вышла из строя, как прежде, после нескольких часов работы, а проработала 1000 час. На фиг. 17 показана эта тепловая труба после испытаний. Легкое коррозионное воздействие в зоне нагрева вызвано остаточным кислородом

после обескислороживания. В сечении А, близком к одному из концов зоны нагрева (фиг. 18), было замечено начавшееся разрушение зерен на границе. В самой зоне нагрева сечение В (фиг. 19), ребра жидкостных канавок оказались растворенными. Анализ концентрации кислорода дал два ожидаемых максимума на концах зоны нагрева (фиг. 20). Во время испытания на внутренней



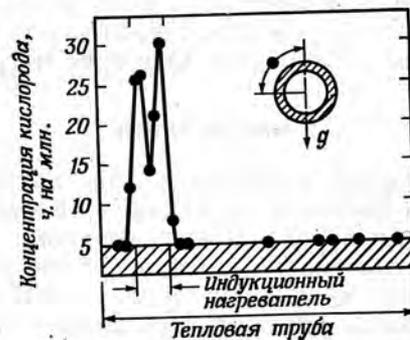
Ф и г. 19. Сечение В на фиг. 17.

стенке кварцевой трубы образовался электропроводящий слой (сопротивление  $< 1 \text{ ом}$ ). Анализ показал, что основным компонентом в этом слое является цирконий, а литий составляет только  $3 \cdot 10^{-6} \text{ г}$ . В расчете на внешнюю поверхность тепловой трубы потери лития составили в среднем  $7 \cdot 10^{-11} \text{ г/см}^2 \cdot \text{час}$ .

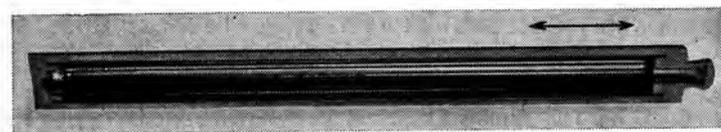
Идея второго способа состояла в том, чтобы предотвратить растворение материала стенки за счет введения добавок в литий, которые могут уменьшить активность кислорода в литии в зоне нагрева и таким образом предотвратить образование растворимых комплексов, содержащих кислород и материал стенки. Тепловая труба с добавкой 13% Са к литию проработала устойчиво

1000 час без поломок. В течение эксперимента диаметр тепловой трубы увеличился в зоне охлаждения на 2%, а в зоне нагрева на 4%.

Третий способ состоял в том, чтобы предотвратить процесс обескислороживания за счет введения в конструкционный материал добавок, уменьшающих активность кислорода в нем. Добавка приблизительно 30 ч.



Ф и г. 20. Концентрация кислорода в стенке тепловой трубы № 5 (сильноотравленные образцы).



Ф и г. 21. Тепловая труба № 7 после 1000 час работы при температуре 1600 °С.

на млн. У к Та с низким содержанием кислорода (от 10 до 20 ч. на млн.) оказалась достаточной. Этот материал, известный как SGS-Ta, показал после 1000 час работы при 1600 °С лишь незначительное уменьшение концентрации кислорода в зоне охлаждения. В зоне нагрева концентрация кислорода увеличилась максимум в 2 раза по отношению к начальному значению, но разрушения от растворимости здесь не было обнаружено, хотя

были обнаружены очень незначительные отложения (фиг. 21), которые, возможно, перенесены из зоны охлаждения и являются следствием нормальной растворимости Ta в чистом литии. Таким образом, система SGS-Ta является весьма перспективной для работы при температурах 1600 °C. Однако необходимо еще выяснить, достаточна ли коррозионная устойчивость этой системы для различных геометрических и термических условий, которые, возможно, могут приводить к более высоким концентрациям кислорода в Li в зоне нагрева.

### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдавшаяся коррозия в зоне нагрева в Nb — 1Zr/Li и Ta/Li тепловых трубах обусловлена начальным содержанием кислорода в конструкционном материале стенки. Коррозию можно уменьшить или исключить за счет обескислороживания материала стенки или путем введения добавок, уменьшающих активность кислорода в литии или конструкционном материале.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F., Structures of Very High Thermal Conductance, *J. Appl. Phys.*, 35, p. 1990 (1964).
2. Van Andel E., Heat Pipe Design Theory, Proc. 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
3. Busse C. A., Geiger F., Strub H., Pöttschke M., Kraft G., High Temperature Lithium Heat Pipes, Proc. 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
4. RCA, note in C and EN, August 21, 1967, 16; Rouklove P., discussion remark on the Second Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
5. Busse C. A., Geiger F., Quataert D., Pöttschke M., Heat Pipe Life Tests at 1600 °C and 1000 °C, IEEE Conf. Record of the Thermionic Conv. Specialist Conf., Houston, 1966, pp. 149—158.
6. Hoffman E. E., Solubility of Nitrogen and Oxygen in Lithium and Methods of Lithium Purification, *Newer Metals, ASTM Spec. Tech. Publ.*, 272, 195—206 (1960).
7. Espe W., Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, II, Berlin, 1960, p. 467.

8. Stern M., Bishop C. R., Corrosion and Electrochemical Behavior, в книге *Columbium and Tantalum* (ed. by F. T. Sisco and E. Eremian) John Wiley & Sons, 1963, p. 304.
9. Schins H. E. J., Euratom, Ispra (частное сообщение).
10. Busse C. A., Caron R., Geiger F., Pöttschke M., Performance Studies on Heat Pipes, 1st Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, London, 1965.
11. Schmidt E., Semeria R., Détermination Théorique et Expérimentale de la Puissance Thermique Limite Transférée par des Caloducs à Sodium. Proc. 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, 1968.
12. Hansen M., Constitution of Binary Alloys, McGraw-Hill, 1958.
13. Elliot R. P., Constitution of Binary Alloys, First Supplement, McGraw-Hill, 1965.
14. Harrison R. W., Delgrosso E. J., Low Pressure Oxidation of Columbium-1Zirconium, CNLM-5351, 1964.
15. Inouye H., Contamination of Refractory Metals by Residual Gases in Vacuums below  $10^{-6}$  Torr, ORNL-3674, 1964.
16. Hogan J. F., Limoncelli E. A., Cleary R. E., Reaction Rate of Columbium-1Zirconium Alloy with Oxygen at Low Pressures, TIM-901, 1965.
17. См. статью Хуфшмидта и др., стр. 203 настоящего сборника.
18. Busse C. A., Pressure Drop in the Vapor Phase of Long Heat Pipes, IEEE Conf. Record of the Thermionic Conv. Specialist Conf., Palo Alto, 1967, pp. 391—398.
19. Weeks J. R., Klamut C. J., Liquid Metal Corrosion Mechanisms, в книге *Corrosion of Reactor Materials*, IAEA, Vol. 1, 1962, pp. 105—132.
20. Stull D. R. et al., JANAF Thermochemical Tables, PB 168370, 1965, Addendum PB 168370-1, 1966, Second Addendum, PB 168370-2, 1967.
21. Marcotte V. C., Larsen W. L., Phase Studies of High-Niobium-Content Nb — Zr — O Alloys, *J. Less-Common Metals*, 10, 229 (1966).
22. Coughlin J. P., Contributions to the Data on Theoretical Metallurgy; XII, Heats and Free Energies of Formation of Inorganic Oxides, Bulletin 542, Bureau of Mines, 1954.
23. Vaughan D. A., Stewart O. M., Schwartz C. M., *Trans. AIME*, 221, 937 (1961).
24. Freed M. S., Corrosion of Columbium Base and other Structural Alloys in High Temperature Lithium, PWAC-355, 1961.
25. Di Stefano J. R., Hoffman E. E., Relation between Oxygen Distribution and Corrosion in Some Refractory Metal — Lithium Systems, в книге *Corrosion of Reactor Materials*, IAEA, Vol. 2, 1962, pp. 431—452.
26. Di Stefano J. R., Corrosion of Refractory Metals by Lithium, ORNL-3551, 1964.
27. Di Stefano J. R., Hoffman E. E., Corrosion Mechanisms in Refractory Metal-Alkali Metal Systems, в книге *The*

- Science and Technology of Tungsten, Tantalum, Molybdenum, Niobium and their Alloys (ed. N. E. Promisel), Pergamon Press, 1964, p. 257.
28. Di Stefano J. R., Litman A. P., Effects of Impurities in Some Refractory Metal-Alkali Metal Systems, *Corrosion*, 20, 392 (1964).
  29. Cleary R. E., Blecherman S. S., Corliss J. E., Solubility of Refractory Metals in Lithium and Potassium, TIM-850, 1965.
  30. Hoffman E. E., Harrison R. W., The Compatibility of Refractory Metals with Liquid Metals, GESP-15, 1968.
  31. Reisman A., Holtzberg F., Heterogeneous Equilibria in the Systems  $\text{Li}_2\text{O}$ ,  $\text{Ag}_2\text{O}$  —  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  and Oxide-Models, *J. Am. Chem. Soc.*, 80, 6503 (1958).
  32. Reisman A., Holtzberg F., Phase Equilibria in the System  $\text{K}_2\text{CO}_3$  —  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  by the Method of Differential Thermal Analysis, *J. Am. Chem. Soc.*, 77, 2115 (1955).
  33. Quataert D., Euratom, Ispra (частное сообщение).

## ПРИМЕНЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ<sup>1</sup>

Бинерт

### ВВЕДЕНИЕ

Тепловые трубы известны прежде всего как полностью статичные устройства для переноса тепла при незначительных перепадах температур. Однако во многих случаях желательно регулировать их эффективное термическое сопротивление. Для практического использования представляют интерес два метода регулирования: 1) двухпозиционное регулирование, или регулирование по принципу включено — выключено; 2) плавное регулирование эффективного термического сопротивления. В первом случае тепловая труба должна вести себя либо как тепловой изолятор, либо почти как идеальный проводник тепла в зависимости от того, находится она в состоянии «выключено» или «включено». Во втором случае плавное регулирование должно осуществляться в широком диапазоне. В данной статье будут рассмотрены различные схемы, позволяющие решить эти задачи. Однако особое внимание будет уделено использованию неконденсирующихся газов. Добавление их к рабочей жидкости представляется универсальным средством осуществления как плавного, так и двухпозиционного регулирования.

### ВОЗМОЖНОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

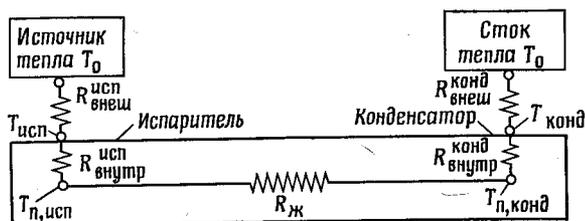
Поскольку в данной работе рассматриваются только вопросы регулирования термического сопротивления тепловых труб, предполагается, что какие-либо ограни-

<sup>1</sup> Bienert W. (Dynatherm Corp., Cocksவில்), Proc. 4th IECES, 1969, p. 1033.

чения переноса отсутствуют, т. е. предполагается, что рассматриваемая тепловая труба способна передать расчетный тепловой поток без высыхания фитиля. Эффективное термическое сопротивление тепловой трубы может быть определено как

$$R = \Delta T / Q, \quad (1)$$

где  $Q$  — количество переносимого тепла, а  $\Delta T$  — перепад температур между тепловым источником и холодильником.



Ф и г. 1. Термическая модель тепловой трубы.

В соответствии со схемой, приведенной на фиг. 1, сопротивление  $R$  представляет собой сумму сопротивлений

$$R = R_{\text{внеш}}^{\text{исп}} + R_{\text{внутр}}^{\text{исп}} + R_{\text{ж}} + R_{\text{внутр}}^{\text{конд}} + R_{\text{внеш}}^{\text{конд}}. \quad (2)$$

Здесь сопротивление  $R_{\text{внеш}}^{\text{исп}}$  и  $R_{\text{внеш}}^{\text{конд}}$  — термические сопротивления границ раздела между тепловой трубой и источником тепла или холодильником соответственно;  $R_{\text{внутр}}^{\text{исп}}$  и  $R_{\text{внутр}}^{\text{конд}}$  — суммарные сопротивления фитиля и стенки тепловой трубы в испарителе и конденсаторе. Наконец, сопротивление  $R_{\text{ж}}$  связано с необратимыми потерями, имеющими место в процессах массопереноса, в которых участвует рабочая жидкость.

Часто термическое сопротивление выражают через коэффициент теплопередачи  $h$  и площадь теплопередающей поверхности  $A$ :

$$R = \frac{1}{hA}. \quad (3)$$

В качестве примера, где используется эта зависимость, рассмотрим тепловую трубу, охлаждаемую естественной конвекцией. Если площадь конденсатора есть  $A_{\text{конд}}$ , а коэффициент теплоотдачи при естественной конвекции  $h_{\text{конв}}$ , то внешнее сопротивление на стороне конденсатора выражается формулой

$$R_{\text{внеш}}^{\text{конд}} = \frac{1}{A_{\text{конд}} h_{\text{конв}}}. \quad (4)$$

Соотношение типа (3) может применяться для определения внешнего и внутреннего сопротивлений в испарителе и конденсаторе, однако оно непригодно для расчета термического сопротивления в пределах рабочей жидкости.

Эффективное сопротивление тепловой трубы в принципе можно изменить путем изменения любого из указанных выше сопротивлений.

#### ИЗМЕНЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ В РАБОЧЕЙ ЖИДКОСТИ

Термическое сопротивление, связанное с испаряющейся и конденсирующейся рабочей жидкостью, обусловлено конечным градиентом давления в паре и жидкости, который вызывает движение в тепловой трубе. Градиент давления в паре можно регулировать в некоторых пределах без заметного изменения теплопередачи. Этот подход не без успеха применялся Анандом [1] и Франком [2], которые для дросселирования потока пара в осевом направлении использовали дроссельные вентили. Степень регулирования, достигаемого этим способом, к сожалению, ограничена: во-первых, термическое сопротивление в рабочей жидкости составляет лишь незначительную долю общего сопротивления тепловой трубы, а во-вторых, падение давления в паре и соответствующее ему сопротивление могут быть изменены только в ограниченном диапазоне, поскольку они не должны превосходить возможностей капиллярного всасывания.

Второе ограничение может быть отчасти устранено при работе тепловой трубы в условиях низкого абсолютного давления пара наполнителя, когда большое относительное изменение перепада давления мало по сравнению с капиллярным напором.

### РЕГУЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЕМ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАБОЧЕЙ ЖИДКОСТИ

Двухпозиционное регулирование тепловой трубы осуществить сравнительно легче, нежели плавно изменять ее эффективное термическое сопротивление. Существует много возможных способов такого регулирования, однако мы перечислим только некоторые из них. Двухпозиционное регулирование проще всего достигается прерыванием теплопереноса или, точнее, переноса циркулирующей в процессах испарения и конденсации жидкости. Теплопроводность вдоль стенки контейнера и капиллярной структуры безусловно будет играть роль даже в позиции «выключено». Один из методов выключения (остановки) тепловой трубы заключается в перекрывании потока пара при помощи вентиля. Этот подход был успешно применен Шлозингером [3]. Кроме перекрывания потока пара, можно также прервать возвратное течение жидкости, если каким-либо образом разъединить фитиль [2]. В обоих случаях нормальная циркуляция жидкости невозможна. После выключения тепловой трубы та часть жидкости, которая находится в испарительной зоне, будет продолжать испаряться (при условии, что тепловой источник не устранен) и непрерывно покидать испарительную зону, что приведет к ее высыханию. Высыхание произойдет также и в том случае, когда будет заблокирован только паровой канал, поскольку возросшее давление пара (как результат перегрева испарителя) преодолет капиллярный напор, и пар по капиллярной структуре будет перетекать в конденсатор, вытесняя туда же и жидкость.

### ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОЩАДИ ТЕПЛОСЪЕМА

Данный метод изменения проводимости в принципе отличается от предыдущих. Способность к теплопередаче в осевом направлении косвенным образом зависит от величины теплоотводящей поверхности. Регулирование осуществляется изменением термического сопротивления между тепловой трубой и основным холодильником. Изменение теплоотводящей поверхности в известном смысле эквивалентно регулированию внутреннего со-

противления тепловой трубы. Указанный принцип регулирования на практике проще всего достигается добавлением к рабочей жидкости неконденсирующегося газа.

Влияние неконденсирующегося газа на характеристику тепловой трубы было обнаружено еще в первых исследованиях тепловой трубы, выполненных Гровером и др. [4]. Он показал, что в тепловых трубах, работающих на натрии с примесью водорода, происходит заполнение водородом части конденсатора. Характеристики, приводимые авторами [4], отчетливо показывают стабилизирующее влияние водорода на температуру тепловой трубы при различных тепловых нагрузках. Впоследствии использование неконденсирующихся газов для регулирования температуры теплового источника было предложено в нескольких публикациях [5—8].

### САМОРЕГУЛИРУЮЩИЕСЯ И РЕГУЛИРУЕМЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Саморегулирующимися тепловыми трубами называют такие трубы, в которых эффективное сопротивление самоуставливается на уровне, определяемом некоторым внутренним параметром. Типичным примером таких труб являются так называемые трубы «терморегуляторы». Для поддержания температуры пара в конденсаторе практически постоянной в трубу вводится неконденсирующийся газ, влияние которого выражается в изменении площади конденсатора соответственно тепловому потоку или температуре холодильника. В этом случае внутренним параметром является давление пара жидкости. В регулируемой тепловой трубе связь между сопротивлением и температурой пара отсутствует. Управляющий сигнал может быть подан от любого внешнего источника. Такое регулирование бывает желательным даже в том случае, если цель заключается только в поддержании температуры источника.

В саморегулирующейся тепловой трубе с неконденсирующимся газом температура конденсатора устанавливается практически на постоянном уровне. Температура источника связана с температурой пара  $T_{п}^{конд}$  соотношением

$$T_{ист} = T_{п}^{конд} + Q(R_{внеш}^{исп} + R_{внутр}^{исп} + R_{ж}), \quad (5)$$

откуда

$$\frac{dT_{ист}}{dQ} = R_{внеш}^{исп} + R_{внутр}^{исп} + R_{ж} + \frac{dT_{п}^{конд}}{dQ} \quad (6)$$

Для саморегулирующей тепловой трубы последний член в уравнении (6) может быть близок к нулю, оставаясь всегда положительным:

$$dT_{п}^{конд}/dQ \geq 0. \quad (7)$$

Поскольку термические сопротивления  $R_{внеш}^{исп}$ ,  $R_{внутр}^{исп}$  и  $R_{ж}$  являются положительными величинами, график функции  $T_{ист}(Q)$  будет всегда иметь положительный наклон. Однако в случае применения внешнего регулирования последний член в уравнении (6) может быть отрицательным и температура источника будет поддерживаться постоянной.

## ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ С НЕКОНДЕНСИРУЮЩИМСЯ ГАЗОМ

### ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Неконденсирующийся газ, вводимый в тепловую трубу, вытесняется потоком пара в зону конденсации. Будучи неконденсирующимся, он не участвует в циркуляции и скапливается в зоне конденсации. При определенных условиях между циркулирующим паром и застойным газом устанавливается относительно резкая граница раздела (фиг. 2). В той части поверхности конденсатора, которая соприкасается с газом, теплоотвод практически отсутствует; таким образом, перемещая границу раздела, можно изменять поверхность теплоотдачи. Положение границы раздела определяется из условия равенства давлений пара и газа

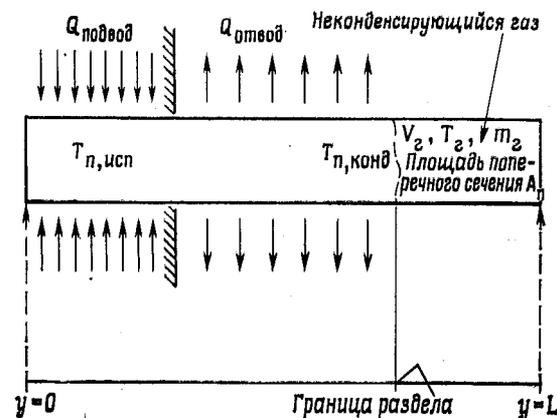
$$P_{газ} = P_{п}. \quad (8)$$

Регулирование может быть осуществлено изменением давления как пара, так и газа.

Поскольку газ приближенно подчиняется уравнению состояния идеального газа, его давление дается выражением

$$P_{г} = \frac{m_{г} R_{0} T_{г}}{V_{г} M}, \quad (9)$$

где  $m_{г}$  — масса газа;  $T_{г}$  — средняя температура газа;  $R_{0}$  — универсальная газовая постоянная;  $M$  — молекулярная масса;  $V_{г}$  — объем.



Ф и г. 2. Принцип терморегулирования инертным газом.

В качестве параметров для регулирования положения границы раздела, а следовательно, и термического сопротивления тепловой трубы в принципе могут быть использованы температура, объем и масса газа.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Модель позволяет описать в дифференциальной форме изменение температуры рабочей жидкости вблизи конденсатора тепловой трубы при изменении тепловой нагрузки, температуры холодного источника и других независимых переменных. Соотношение между температурами теплового источника и конденсатора уже приводилось в предыдущем разделе. При выводе уравнений приняты следующие допущения: 1) неконденсирующийся газ подчиняется уравнению состояния идеального газа; 2) между газом и паром существует бесконечно резкая граница раздела; 3) рассматривается стационарное состояние.

Рассматриваемая модель схематически представлена на фиг. 2. При данном режиме работы температура пара в конденсаторе  $T_n^{\text{конд}}$  будет определяться тепловым потоком  $Q$ , температурой холодного источника  $T_0$  и параметрами газа  $T_r$ ,  $m_r$  и  $V_r$ .

(Температура источника  $T_{\text{ист}}$  рассматривается как зависимая переменная.) Иными словами, опуская для простоты индекс «конд», запишем

$$T_n = T_n(Q, T_0, T_r, m_r, V_r). \quad (10)$$

Если предположить, что влияние параметров газа на температуру пара проявляется только через перемещение границы раздела, то вышеуказанное выражение упрощается:

$$T_n = T_n(Q, T_0, y), \quad (11)$$

где  $Q$  и  $T_0$  — независимые переменные; связь  $y$  с давлением пара и параметрами газа устанавливается условием равновесия давлений [уравнение (8)] и законом идеального газа [уравнение (9)]. Нас интересует изменение температуры пара  $T_n$  в зависимости от переменных  $Q$ ,  $T_0$ ,  $m_r$ ,  $T_r$  и  $V_r$ . Из уравнения (11) имеем

$$dT_n = \left( \frac{\partial T_n}{\partial Q} \right) dQ + \left( \frac{\partial T_n}{\partial T_0} \right) dT_0 + \left( \frac{\partial T_n}{\partial y} \right) dy. \quad (12)$$

Величины частных производных  $\partial T_n / \partial Q$  и  $\partial T_n / \partial T_0$  могут быть непосредственно измерены, а  $\partial T_n / \partial y$  связана с другим измеряемым параметром  $\partial Q / \partial y$  уравнением

$$\frac{\partial Q}{\partial y} = - \frac{\partial T_n / \partial y}{\partial T_n / \partial Q}. \quad (13)$$

Дифференциал  $dy$  можно исключить, используя уравнения (8) и (9):

$$dy = \frac{1}{-\frac{d}{dy} (\ln V_r)} \left[ \frac{\partial}{\partial T_n} (\ln P_n) dT_n - d(\ln T_r) - d(\ln m_r) + d(\ln V_r) \right]. \quad (14)$$

Объединяя уравнения (12) и (14), получим

$$dT_n = \frac{1}{1+S} \left[ \left( \frac{\partial T_n}{\partial Q} \right) dQ + \left( \frac{\partial T_n}{\partial T_0} \right) dT_0 + \frac{S}{\frac{\partial}{\partial T_n} (\ln P_n)} \left\{ \frac{\partial T_r}{T_r} + \frac{dm_r}{m_r} - \frac{dV_r}{V_r} \right\} \right], \quad (15)$$

где

$$S = \frac{\partial Q}{\partial y} \frac{\partial T_n}{\partial Q} \frac{\frac{\partial}{\partial T_n} (\ln P_n)}{-\frac{d}{dy} (\ln V_r)}. \quad (16)$$

Уравнение (15) представляет собой общее решение поставленной задачи.  $dT_n$  — изменение температуры пара в конденсаторе вследствие изменения независимых параметров  $Q$ ,  $T_0$ ,  $m_r$ ,  $T_r$  и  $V_r$ . Частные производные в уравнениях (15) и (16) — известные величины, смысл которых объяснен ниже.

$\partial T_n / \partial Q$  — изменение температуры пара с изменением теплового потока. Этот член эквивалентен аналогичной характеристике обычной тепловой трубы при отсутствии движения границы раздела.

$\partial T_n / \partial T_0$  — изменение температуры пара в результате изменения температуры холодного источника при неподвижной границе раздела.

$\frac{\partial}{\partial T_n} (\ln P_n)$  — наклон кривой в координатах логарифм давления пара рабочей жидкости — температура.

$-\frac{d}{dy} (\ln V_r)$  — этот коэффициент описывает зависимость объема, занятого газом, от положения границы раздела. Обращаясь к фиг. 2, можно записать  $V_r = (L - y)A_n$ . Однако в большинстве тепловых труб в реальных условиях имеется присоединенный газовый резервуар. Его объем  $V_0$  недоступен для пара и может быть введен в выражение для  $V_r$  как постоянная величина, т. е.  $V_r = (L - y)A_n + V_0$ . Предполагая, что объем внешнего резервуара велик по сравнению с объемом газа в конденсаторе, можно записать

$$-\frac{d}{dy} \ln V_r = -\frac{1}{V_r} \frac{dV_r}{dy} = -\frac{-A_n}{V_0 + (L - y)A_n} = \frac{A_n}{V_0}.$$

$\partial Q/\partial y$  — теплоотвод на единицу длины конденсатора в области границы раздела.

#### ОСОБЫЕ СЛУЧАИ

Тепловой поток  $Q$  изменяется, температура холодного источника и параметры газа постоянны ( $dT_0 = dT_r = dm_r = 0$ ). В соответствии с уравнением (15)

$$\frac{dT_n}{dQ} = \frac{1}{1+S} \frac{\partial T_n}{\partial Q}. \quad (17)$$

Это уравнение отчетливо показывает выгоду применения неконденсирующегося газа, заключающуюся в уменьшении изменения температуры пара.  $\partial T_n/\partial Q$  характеризует наклон  $T_n - Q$ -зависимости при неподвижной границе раздела. Множитель  $1/(1+S)$  всегда меньше единицы, поскольку  $S$  — положительная величина. Таким образом, самоустановление площади теплосъема (положения границы раздела) уменьшает амплитуду колебаний температуры пара в  $(1+S)$  раз.

Обычно температурная чувствительность  $\sigma$  регулируемой тепловой трубы определяется как величина, обратная  $dT_n/dQ$ , а именно

$$\sigma = \frac{dQ}{dT_n} \text{ км}^\circ\text{С}, \quad (18)$$

$$\sigma = \frac{\partial Q}{\partial T_n} + \frac{\partial Q}{\partial y} \frac{\frac{\partial}{\partial T_n} (\ln P_n)}{-\frac{d}{dy} (\ln V_r)}. \quad (19)$$

Первый член в выражении (19) представляет температурную чувствительность обычной тепловой трубы, а второй — эффект, связанный с изменением площади теплоотвода. Обычно второй член по величине значительно больше первого.

Тепловой поток и параметры газа постоянны. Температура холодного источника изменяется ( $dQ_0 = dT_r = dm_r = dV_r = 0$ ). В этом случае уравнение для изменения температуры пара формально тождественно уравнению (17):

$$\frac{dT_n}{dT_0} = \frac{1}{1+S} \frac{\partial T_n}{\partial T_0}. \quad (20)$$

Все величины уже обсуждались в предыдущем примере, и вновь  $\partial T_n/\partial T_0$  меньше в  $(1+S)$  раз.

Тепловой поток и температура холодного источника постоянны. Параметры газа переменны ( $dQ = dT_0 = 0$ ;  $dT_r, dm_r, dV_r \neq 0$ ). В соответствии с уравнением (15) изменение любой из указанных выше переменных оказывает одинаковое влияние. В качестве примера рассмотрим влияние температуры газа

$$dT_n = \frac{S}{1+S} \frac{1}{\frac{\partial}{\partial T_n} (\ln P_n)} \frac{\partial T_r}{T_r}. \quad (21)$$

Поскольку значение  $S$  обычно значительно больше единицы, последнее уравнение с некоторым приближением может быть представлено в виде

$$dT_n \cong \frac{1}{\frac{\partial}{\partial T} (\ln P_n)} \frac{dT_r}{T_r}. \quad (22)$$

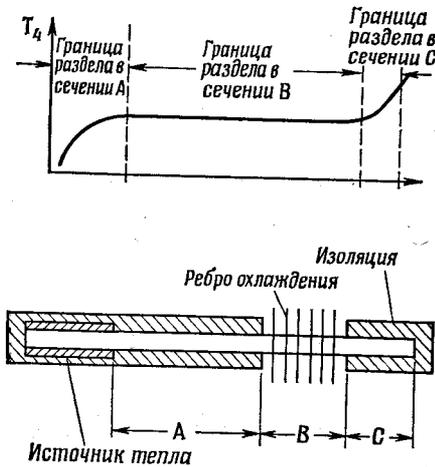
С помощью этого уравнения можно оценить влияние изменения температуры газа на изменение температуры пара.

#### УСЛОВИЯ ДЛЯ ПОДДЕРЖАНИЯ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПАРА

Тепловые трубы с регулируемой проводимостью чаще всего применяются для того, чтобы свести к минимуму колебания температуры источника при изменении теплового потока и температуры холодного источника. Проведенный анализ может быть использован при выборе оптимальной конструкции, отвечающей поставленной задаче.

Безразмерный фактор  $S$  должен быть большим, чтобы сгладить влияние изменения теплового потока и температуры холодильника. Конструктор имеет возможность управлять величинами  $\partial Q/\partial y$  и  $-(d/dy)(\ln V_r)$ , поскольку другие параметры обычно заданы в каждом конкретном случае. Первый член в выражении (16)  $\partial Q/\partial y$  представляет интенсивность теплоотвода от конденсатора; его величина должна быть большой. Так, например, оребренная труба будет предпочти-

тельной гладкой при прочих равных условиях, а высокотемпературная труба с жидким металлом должна регулироваться лучше, чем низкотемпературная из-за более интенсивного теплоотвода. Было установлено, что второй член  $-(d/dy)(\ln V_r)$  приблизительно равен  $A_n/V_0$  — отношению площади поперечного сечения парового ка-



Ф и г. 3. Качественная зависимость  $T - Q$ .

нала к объему газового резервуара. Впоследствии мы рассмотрим конструкции, для которых это отношение имеет минимальные значения, но очевидно, что объем резервуара желательно иметь большим.

Влияние интенсивности теплоотвода на  $T_n - Q$ -зависимость показано на фиг. 3. Когда граница раздела располагается в области  $A$ , интенсивность теплоотвода в области границы раздела очень низка (вследствие изоляции), а рассматриваемая зависимость будет крутой. В области  $B$  (нормальный режим работы) значение  $dQ/dy$  велико (вследствие ребрения), а  $dT_n/dQ$  будет постоянно и мало. Наконец, в области  $C$  зависимость опять резко выражена. Такой вид  $T_n - Q$ -зависимости был под-

твержден в экспериментальных исследованиях и будет еще обсуждаться (фиг. 7).

Условия для уменьшения влияния как колебаний температуры холодного источника, так и переменного потока являются идентичными. Иллюстрацией влияния температуры холодного источника может служить простой пример. Предположим, что тепло отводится только излучением и температура излучателя равна температуре пара:

$$Q = \varepsilon \sigma A (T_n^4 - T_0^4), \quad (23)$$

$$\frac{\partial T_n}{\partial T_0} = \left( \frac{T_0}{T_n} \right)^3. \quad (24)$$

В соответствии с уравнением (20) температурная чувствительность для этого случая будет равна

$$\frac{dT_n}{dT_0} = \frac{1}{1+S} \left( \frac{T_0}{T_n} \right)^3. \quad (25)$$

Если  $T_0 \ll T_n$ , отношение  $(T_0/T_n)^3$  пренебрежимо мало и температура пара становится нечувствительной к колебаниям  $T_0$  (даже в случае обычной тепловой трубы). При  $T_0 \approx T_n$  отношение  $(T_0/T_n)^3$  можно принять равным единице; тогда получим

$$dT_n = \frac{dT_0}{1+S}. \quad (26)$$

Таким образом, колебания  $dT_0$  уменьшаются в  $(1+S)$  раз.

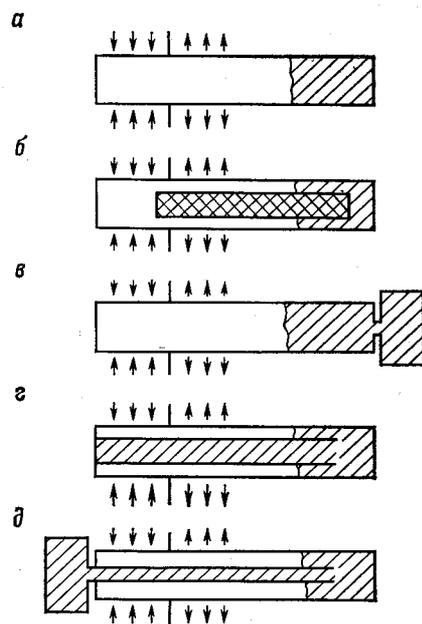
## ПРАКТИЧЕСКАЯ КОНСТРУКЦИЯ

### САМОРЕГУЛИРУЮЩИЕСЯ ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Рассмотрим конструкции тепловых труб, используемых в качестве саморегулирующихся устройств. Простейшая геометрия таких тепловых труб — прямая труба (фиг. 4, а). Газ собирается у конца трубы в зоне конденсации. Данная конструкция часто использовалась и ранее, однако возможности регулирования в этой схеме ограничены, поскольку имеющийся газовый объем мал, а площадь поперечного сечения парового канала относительно велика. Внутренняя вставка уменьшает площадь парового канала (фиг. 4, б), отношение  $V_0/A_n$

увеличивается, что приводит к увеличению способности регулирования.

Другой способ улучшения чувствительности заключается в присоединении к конденсатору газового резер-

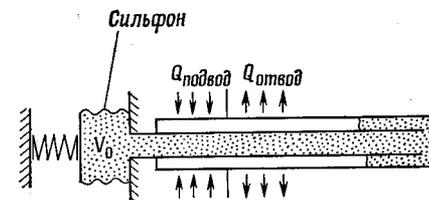


Ф и г. 4. Различные модификации тепловых труб с инертным газом.

*a* — прямая труба; *b* — труба со вставкой; *c* — газовый резервуар в зоне конденсации; *d* — газовый резервуар внутри тепловой трубы; *d* — газовый резервуар в зоне испарения.

вуара большого объема. В этом случае непосредственно увеличивается отношение  $V_0/A_{\text{п}}$  (фиг. 4, *в*). Недостаток указанных выше конструкций заключается в зависимости температуры газа от окружающей среды (холодный источник при температуре  $T_0$ ). Изменения температуры газа всегда неблагоприятно действуют на регулируемую способность. Указанный недостаток устраняется при использовании схем, представленных на фиг. 4,

*г* и *д*. Газовый резервуар может размещаться внутри тепловой трубы (фиг. 4, *в*); при этом температура газа остается по существу постоянной. В другой схеме (фиг. 4, *д*) большой резервуар располагается рядом с испарительным концом тепловой трубы. Такая геометрия сочетает преимущества большого резервуара с нечувствительностью к изменениям температуры окружающей среды.



Ф и г. 5. Переменный объем газа.

**Изменяемый газовый объем.** В предыдущих примерах газ заключался в неизменном объеме. Повысить способность регулирования можно, если позволить объему самоустанавливаться, что достигается применением сильфона (фиг. 5). Это вытекает из следующего выражения:

$$(dT_{\text{п}})_{\text{в}} = \frac{1}{1 + \frac{P_{\text{п}}}{L} \frac{A_{\text{п}}}{k}} (dT_{\text{п}})_{\text{4д}}, \quad (27)$$

где  $A$  — эффективное поперечное сечение сильфона;  $L$  — его длина, а  $k$  — постоянная, характеризующая упругость сильфона. Желательно применять короткий сильфон большого диаметра с малой упругой постоянной. Индексы 5 и 4д относятся к соответствующим схемам.

#### РЕГУЛИРУЕМЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Для изменения и регулирования температуры пара  $T_{\text{п}}$  в принципе может использоваться любая из переменных  $Q$ ,  $T_0$ ,  $m_{\text{г}}$ ,  $T_{\text{г}}$  и  $V_{\text{г}}$ . Тепловой поток  $Q$  и температура холодного источника рассматривают в качестве ос-

новых переменных. Зависимость  $T_n$  от этих переменных представляет собой рабочую характеристику трубы. При независимом изменении  $m_r$ ,  $T_r$  и  $V_r$  можно достигнуть желаемого наклона этой характеристики; он может быть отрицательным, что делает трубу подобной активному элементу в эквивалентной электрической цепи.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ САМОРЕГУЛИРУЮЩАЯСЯ ТЕПЛОВАЯ ТРУБА

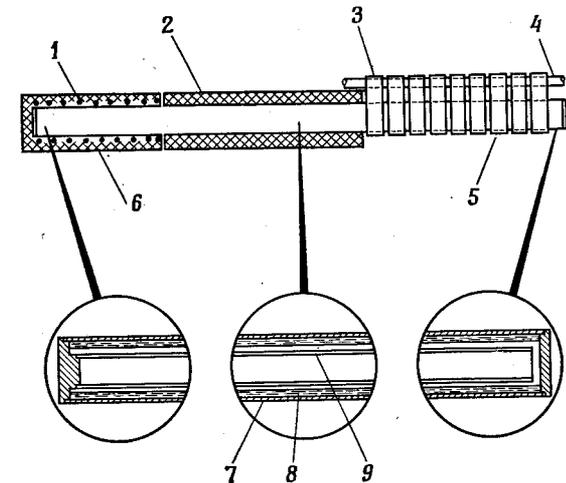
Чтобы оценить способность регулирования температуры тепловой трубы изменяемой проводимости с неконденсирующимся газом, была испытана ее экспериментальная модель. Труба была саморегулирующейся, т. е. количество неконденсирующегося газа и его объем поддерживались постоянными. Исследование имело своей целью установить зависимость температуры пара (и температуры теплового источника) от теплового потока и температуры холодного источника.

#### КОНСТРУКЦИЯ ТРУБЫ

Экспериментальная тепловая труба представлена на фиг. 6. Газовый объем размещается внутри тепловой трубы в концентрической трубе. Расчетные параметры приводятся в табл. 1. Мощность изменялась от 0 до

Таблица 1

Расчетные параметры экспериментальных тепловых труб	
Длина тепловой трубы . . . . .	90 см
Наружный диаметр . . . . .	25 мм
Диаметр внутренней концентрической трубы . . . . .	16 мм
Длина нагревателя . . . . .	18 см
Длина конденсатора . . . . .	34 см
Объем газового резервуара . . . . .	275 см <sup>3</sup>
Площадь поперечного сечения парового канала . . . . .	2,13 см <sup>2</sup>
Рабочая жидкость . . . . .	Металловый спирт
Неконденсирующийся газ . . . . .	Аргон



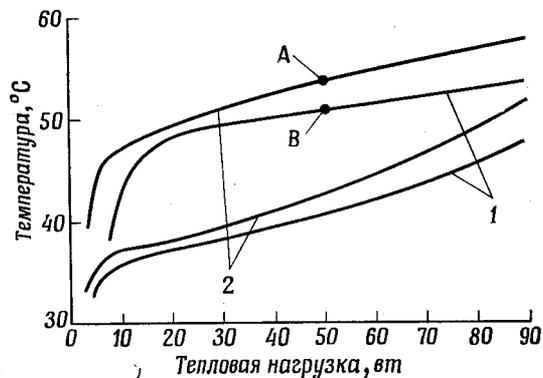
Ф и г. 6. Экспериментальная тепловая труба.

1 — нагреватель; 2 — изоляция; 3 — тепловые шунты; 4 — охлаждающая труба; 5 — конденсатор; 6 — испаритель; 7 — наружная труба; 8 — фитиль; 9 — резервуар с газом.

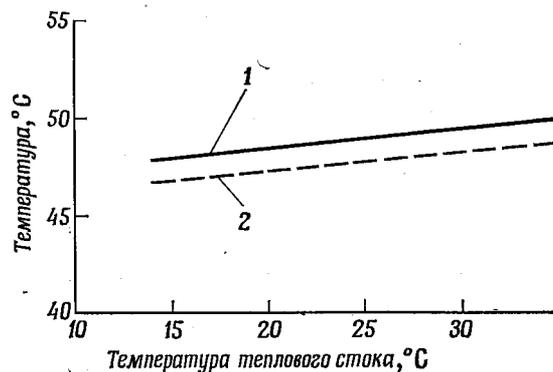
Тепло к испарителю подводилось от электронагревателя сопротивления, намотанного на трубу. Тепло от конденсатора отводилось при помощи водяного охлаждения. Как показано на фиг. 6, охлаждающая труба соединялась с тепловой трубой 12-ю параллельными тепловыми шунтами, изготовленными из медных полосок шириной 25 мм и толщиной 1 мм. Набор шунтов был применен с целью сведения к минимуму теплового потока теплопроводностью в осевом направлении. В то же время обеспечивался интенсивный теплоотвод на единицу длины трубки.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Труба переменной проводимости исследовалась с разными количествами неконденсирующегося газа. Проводилось два рода исследований. Так, была исследована зависимость температуры пара  $T_p$  и температуры теплового источника  $T_{ист}$  от нагрузки при постоянной



Ф и г. 7.  $T - T_0$ -диаграмма экспериментальной тепловой трубы. Температура теплового стока  $T_0$  постоянна. 1 — температура пара; 2 — температура источника тепла.



Ф и г. 8.  $T - T_0$ -диаграмма экспериментальной тепловой трубы. Тепловой поток  $Q$  постоянен. 1 — температура источника (испаритель); 2 — температура пара.

температуре холодного источника (температура охлаждающей воды). В эксперименте измерялась температура пара в адиабатической части трубы, которая является средней между  $T_p^{исп}$  и  $T_p^{конд}$ . Температура источника измерялась на трубе под нагревателем. Характеристики тепловой трубы для двух различных количеств газа представлены на фиг. 7.

Кроме того, исследовалась зависимость температуры пара (теплового источника) от температуры холодного источника. Экспериментальная кривая показана на фиг. 8.

## СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В случае постоянной температуры холодильника расчетный наклон  $T_p - Q$ -зависимости дается уравнением (17). Значения параметров уравнения (17) для характерной точки А приводятся в табл. 2. Измеренный на-

Таблица 2

$\frac{\partial Q}{\partial y}$	2,72 Вт/см	Определяется термическим сопротивлением шунтов в конденсаторе; измеряется в эксперименте
$\frac{\partial T_p}{\partial Q}$	0,70 °C/Вт	
$-\frac{d}{dy} (\ln V_r)$	0,0078 см <sup>-1</sup>	Вычисляется по геометрическим параметрам
$\frac{\partial}{\partial T_p} (\ln P_p)$	0,044 1/°C	Определяется по $P_p - T_p$ -зависимости
S	10,7	
$\frac{dT_p}{dQ}$	0,60 °C/Вт	

клон кривой в указанной точке  $\partial T_p / \partial Q$  оказался равным 0,065 °C/Вт, а температурная чувствительность  $\sigma = 15,3 \text{ Вт/}^\circ\text{C}$ . Эти значения хорошо согласуются с расчетными. Из практических соображений более важно проследить за изменением температуры источника. Температура источника связана с температурой пара уравнением (5). Вычисленное значение термического сопро-

тивления между тепловым источником  $T_{ист}$  и паром  $T_{п}$  оказалось равным  $0,053 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{вт}$  (основными составляющими этого сопротивления являются сопротивление стени и слоя жидкости в фитиле).

В эксперименте получены следующие значения: для сопротивления

$$R_{нар}^{исп} + R_{внутри}^{исп} + R_{ж} = \frac{53 - 50}{50} = 0,06 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{вт}.$$

(рассматриваются точки *A* и *B* на фиг. 8);

для наклона  $T_{ист} - Q$ -зависимости

$$\frac{dT_{ист}}{dQ} = 0,06 + 0,065 = 0,125 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{вт}.$$

Результат показывает, что дальнейшее увеличение температурной чувствительности пара будет оказывать более слабое влияние на температурную чувствительность теплового источника. Минимально достижимое значение равно

$$\frac{dT_{ист}}{dQ} = R_{нар}^{исп} + R_{внутри}^{исп} + R_{ж} = 0,06 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{вт}.$$

Однако дальнейшее уменьшение может быть достигнуто, если уменьшать термическое сопротивление в испарителе.

В случае постоянного теплового потока расчетный наклон  $T_{п} - T_0$ -характеристики дается уравнением (20). Поскольку тепло отводится к воде теплопроводностью по медным шунтам, то  $(\partial T_{п}/\partial T_0) = 1$ , а расчетный наклон оказался равным

$$\frac{dT_{п}}{dT_0} = \frac{dT_{ист}}{dT_0} = \frac{1}{1+S} \frac{\partial T_{п}}{\partial T_0} = 0,064.$$

Экспериментальное значение  $0,115$  только качественно согласуется с расчетным. Однако при анализе экспериментальных результатов не учитывалось изменение температуры газа. В соответствии с уравнением (22) изменение температуры газа влечет за собой изменение температуры пара

$$dT_{п} = \frac{1}{\partial \ln P_{п}} \frac{dT_{г}}{T_{г}} = \frac{1}{0,044 \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}} \frac{dT_{г}}{310 \text{ } ^\circ\text{K}} = 0,073 dT_{г}.$$

В нашей экспериментальной установке средняя температура газа отчасти зависела от температуры охлаждающей воды, что должно привести к дополнительному изменению температуры пара.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Добавление неконденсирующегося газа к рабочей жидкости тепловой трубы является эффективным средством изменения ее термического сопротивления. Тепловая труба может быть либо саморегулирующейся, либо управляться внешним сигналом. Зависимость температуры источника от некоторых параметров, а именно теплового потока, температуры холодного источника, количества газа, может быть в самом общем случае описана дифференциальными уравнениями. Анализ получающихся уравнений существенно облегчает задачу проектирования тепловой трубы переменной проводимости.

Проведено экспериментальное исследование на саморегулируемость опытной модели тепловой трубы, в которой в качестве рабочей жидкости используется метиловый спирт (в интервале температур  $20-50 \text{ } ^\circ\text{C}$ ). Измеренная температурная чувствительность ( $15,3 \text{ вт}/^\circ\text{C}$ ) находится в хорошем согласии с расчетным значением. Экспериментальная тепловая труба оказывает стабилизирующее влияние на температуру теплового источника при изменении тепловой нагрузки и температуры холодного источника.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Anand D. K., Hester R. B., Heat Pipe Application for Spacecraft Thermal Control, Tech. Memo of Johns Hopkins Applied Physics Lab., TG-922, 1967.
2. Frank S. (частное сообщение).
3. Shlosinger A. P., Heat Pipes for Space Suit Temperature Control, Aviation and Space Conf., Los Angeles, 1968.
4. Grover G. M., Cotter T. P., Erickson G. F., Structures of Very High Thermal Conductivity, *J. Appl. Phys.*, 35, № 6 (1964).

5. Ranken W. A., Kemme J. E., Survey of Los Alamos and Euratom Heat Pipe Investigations, Proc. of 1965 Thermionic Conv. Specialist Conf., p. 325.
6. Feldman K. T., Whiting G. H., Applications of the Heat Pipe, *Mech. Eng.* (November 1968).
7. Harbaugh W. E., Eastman G. Y., Experimental Evaluation of an Automatic Temperature Controlled Heat Pipe, Proc. IECEC, 1968.
8. Sheppard T. D., The Heat Transistor, A Device For Thermal Control, The Bendix Corp., MT-14, p. 182.
9. Frank S., Smith J. T., Taylor K. M., Heat Pipe Design Manual, Martin Marietta Corp., MND-3288.

## КОНСТРУКЦИИ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В КОСМИЧЕСКОМ СКАФАНДРЕ<sup>1</sup>

Шлозингер

### ВВЕДЕНИЕ

#### ИСТОРИЯ ВОПРОСА

В целях совершенствования и упрощения используемых в настоящее время методов регулирования температуры тела космонавтов при их работе в открытом космосе была выполнена соответствующая программа исследований. Результаты этих исследований, касающиеся специфических проблем регулирования температуры в космических скафандрах, приведены в работе [1]. Однако, хотя непосредственно эти исследования были вызваны необходимостью модификации основного принципа работы тепловых труб применительно к условиям регулирования температуры в космических скафандрах, полученные в процессе работы данные выходят за пределы этой специфической проблемы и носят более широкий характер.

Настоящая работа обобщает полученную информацию. Различные модификации тепловых труб и методы изготовления модифицированных тепловых труб рассматриваются в ней с общих позиций, а не только с точки зрения специфики использования этих устройств для регулирования температуры в космических скафандрах.

#### ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Первой публикацией по тепловым трубам была, по-видимому, статья Гровера, Коттера и Эриксона из Лос-Аламосской исследовательской лаборатории, появив-

<sup>1</sup> Shlosinger A. P. (TRW Systems Group, Redondo Beach, Calif), NASA CR-1400, 1969.

шаяся в 1964 г. в журнале J. Appl. Phys. под названием «Устройства с очень высокой проводимостью тепла». В этой статье описывалась конструкция тепловых труб цилиндрического типа, а также данные нескольких опытов, проведенных с этими трубами. В этой же статье был введен и сам термин «тепловая труба».

Под тепловой трубой подразумевалась труба, заглушенная с обоих концов, внутренняя поверхность которой покрыта капиллярной структурой и из которой удалены неконденсирующиеся газы. Капиллярная структура, в качестве которой могут использоваться фитиль из проволоочной сетки или пористая керамическая труба, должна быть пропитана соответствующей рабочей жидкостью, например водой или жидким металлом. В тепловых трубах реализуется замкнутый цикл испарение — конденсация. В результате эффективная плотность передаваемого теплового потока оказывается очень высокой. По внешнему эффекту тепловые трубы подобны стержням с очень высокой теплопроводностью. Была достигнута кажущаяся теплопроводность, на несколько порядков превышающая теплопроводность лучших металлических проводников тепла.

Принцип переноса тепла, используемый в тепловой трубе, хорошо известен. Он заключается в том, что перенос тепла осуществляется путем переноса массы, сопровождающегося изменением фазового состояния теплоносителя. Если к некоторой части тепловой трубы подвести тепло, то местное увеличение температуры приведет к росту давления паров жидкости, заполняющей капилляры фитиля. Жидкость будет испаряться, а пар под действием перепада давлений перетекать в более холодные зоны внутренней полости трубы. Там пар конденсируется, а конденсат под действием капиллярного напора возвращается по фитилю в ту часть трубы, где в результате испарения происходит убыль жидкой фазы.

Таким образом, рассматриваемый процесс включает изменение фазового состояния. Сначала жидкость переходит в пар, поглощая при этом количество тепла, равное скрытой теплоте парообразования, а затем происходит обратный переход из пара в жидкое состояние

с выделением в процессе конденсации скрытой теплоты. Так как скрытая теплота фазового перехода у многих веществ высока, при реализации указанного выше процесса обеспечивается высокая плотность теплового потока. Кроме того, поскольку возврат конденсата осуществляется под действием капиллярного напора и не зависит от силы тяжести, данная конструкция может быть использована в условиях невесомости. Фактически это одно из немногих известных устройств, которые в невесомости работают даже лучше, чем на земле.

Совершенно очевидно, что данный процесс никоим образом не ограничивается геометрией трубы. Любая полость (из которой удалены неконденсирующиеся газы), покрытая изнутри капиллярной структурой, пропитанной соответствующей жидкостью, сможет переносить тепло указанным выше путем. Перенос тепла будет осуществляться в любом направлении от области подвода тепла к области, где оно отводится; при этом для обеспечения переноса тепла потребуются очень малые перепады температур.

Величина перепада температур между зонами испарения и конденсации безусловно зависит от потерь давления в паровом потоке. Поскольку в тепловой трубе одновременно присутствуют как жидкая, так и паровая фаза, жидкость будет находиться в состоянии насыщения. Тем самым связь между давлением и температурой рабочей жидкости определяется уравнением кривой насыщения. Температура жидкой фазы будет увеличиваться до тех пор, пока давление пара не станет достаточным для обеспечения перетечки пара в холодную зону трубы. Если сечение парового потока сравнительно велико, как, например, в тепловых трубах цилиндрического типа, то перепад давлений в паровом потоке будет очень мал; перепад температур также окажется зачастую столь незначительным, что его нельзя будет определить путем измерений. В этом случае тепловая труба будет практически изотермичной.

Для того чтобы использовать это интересное устройство в космическом скафандре, требуется определенная модификация исходной конструкции. Детально причины этих изменений проанализированы в работах [1, 2].

Здесь достаточно указать лишь некоторые из них: 1) необходимо обеспечить возможность регулирования теплового потока в трубе, при этом в качестве регулирующего импульса должен использоваться приложенный внешний сигнал; 2) при конструировании труб нужно учитывать технологию соединения капиллярной структуры, например фитилей, с плоскими или криволинейными внутренними поверхностями тепловых труб; 3) должна быть предусмотрена возможность изготовления тепловых труб из эластичных материалов; 4) при конструировании тепловых труб должна быть решена проблема их повторного запуска при затвердевании рабочей жидкости под действием низкой температуры среды, в которую отводится тепло, и (или) временного уменьшения количества подводимого тепла.

#### РЕГУЛИРУЕМАЯ ТЕПЛОВАЯ ТРУБА

Было установлено, что тепловые трубы должны быть регулируемы, т. е. должна иметься возможность частичного снижения или даже уменьшения до нуля теплового потока в соответствии с поступающими внешними сигналами. Для того чтобы выполнить это требование, был проведен анализ процессов, происходящих в тепловой трубе, а также изучены возможности воздействия на эти процессы и тем самым регулирования теплового потока.

Весь рабочий процесс в тепловой трубе может быть разбит на следующие шесть отдельных одновременно протекающих процессов [3]:

1) перенос тепла теплопроводностью от наружной поверхности тепловой трубы к поверхности раздела жидкость — пар на поверхности фитиля;

2) фазовый переход жидкость — пар с поглощением тепла, т. е. испарение с поверхности раздела жидкость — пар на поверхности фитиля;

3) переток пара от горячей зоны тепловой трубы в более холодную;

4) фазовый переход пар — жидкость с выделением тепла, т. е. конденсация на поверхности раздела пар — жидкость на поверхности фитиля;

5) передача тепла теплопроводностью от поверхности раздела пар — жидкость к наружной поверхности тепловой трубы;

6) перетекание рабочей жидкости по капиллярам из области конденсации в область испарения.

Первые пять процессов представляют собой ряд последовательно протекающих процессов тепло- и массопереноса. Для осуществления каждого из них требуется соответствующий перепад температур. Наличие перепадов температур безусловно необходимо для передачи тепла теплопроводностью (стадия 1 и 5). Для испарения (стадия 2) и конденсации (стадия 4) необходимы соответственно перегрев и переохлаждение рабочей жидкости. Для осуществления перетока пара (стадия 3) требуется перепад давлений, что в условиях насыщения, существующих в полости тепловой трубы, приводит к появлению перепада температур. Поэтому можно сказать, что совокупность процессов (1—5) обусловит перепад температур между теплоподводящей и теплоотводящей поверхностями трубы и что этот перепад будет связан с величиной теплоотдающих поверхностей и тепловым потоком соотношениями, аналогичными уравнениям теплопроводности. Рост этой разности температур приводит к увеличению теплового потока, и, наоборот, снижение теплового потока приводит к уменьшению разности температур.

Шестой процесс — перетекание рабочей жидкости по капиллярам из области конденсации в область испарения — существенно отличается от рассмотренных выше процессов. Движущий напор в данном случае обеспечивается не перепадом температур, а действием капиллярных сил. Рост разности температур приведет не к интенсификации, а к ослаблению течения в капиллярах. Это связано с тем, что капиллярные силы, кроме гидравлического сопротивления течению жидкости, должны также преодолеть перепад давлений между областями испарения и конденсации. В большинстве конфигураций тепловых труб этот перепад давлений мал и не оказывает существенного воздействия на производительность фитиля как насосного устройства. Производительность капиллярной структуры поэтому либо почти не будет

зависеть от перепада температур, либо между ними будет существовать обратная зависимость.

Рост перепада температур между источником и стоком тепла, вызывающий увеличение теплового потока, однако, приведет в конце концов к полному прекращению переноса тепла трубой. Это произойдет в тот момент, когда количество испаряемой в области испарения жидкости превысит количество жидкости, перекачиваемой фитилем под действием капиллярных сил.

Первые пять процессов можно представить как пять последовательных термических сопротивлений на пути теплового потока. Рост теплового потока приведет к увеличению разности температур, и наоборот. Шестой процесс, т. е. перетекание жидкости по капиллярам фитиля, не подчиняется указанной зависимости и не реагирует на изменение перепада температур в трубе с изменением ее тепловой мощности.

С точки зрения возможностей регулирования теплового потока в тепловой трубе это различие оказывается весьма важным. Рост сопротивления в любом из первых пяти процессов приведет к увеличению суммарного термического сопротивления трубы в целом. Для преодоления этого возросшего сопротивления потребуются большая движущая сила (потенциал) в виде большей разности температур.

Один из широко предлагаемых методов регулирования теплового потока в тепловых трубах основан на влиянии на интенсивность переноса тепла присутствующих в полости трубы газов, не конденсирующихся в рабочем диапазоне температур тепловой трубы. В тепловой трубе осуществляется непрерывный переток пара из зоны подвода тепла в зону отвода тепла. При этом неконденсирующиеся газы сносятся потоком пара в холодный конец трубы. В результате у холодного конца трубы образуется «подушка» из неконденсирующихся газов. Интенсивность переноса тепла через слой неконденсирующегося газа, особенно при отсутствии естественной конвекции в условиях невесомости, мала. Тем самым наличие неконденсирующегося газа как бы укорачивает активную длину тепловой трубы. Количество отведенного тепла на холодном конце тепловой трубы за-

висит от величины эффективной теплоотдающей поверхности. Наличие неконденсирующегося газа уменьшит эту поверхность, а следовательно, и количество тепла, которое может быть отведено с наружной поверхности устройства.

Тем самым, вводя или отводя из тепловой трубы неконденсирующийся газ, можно регулировать количество тепла, передаваемого от поверхности фитиля, на которой происходит конденсация, к наружной поверхности тепловой трубы. Этот метод можно рассматривать как управление пятым процессом<sup>1</sup>. Перенос тепла теплопроводностью от поверхности конденсации к наружной поверхности тепловой трубы регулируется путем изменения эффективной теплопередающей поверхности.

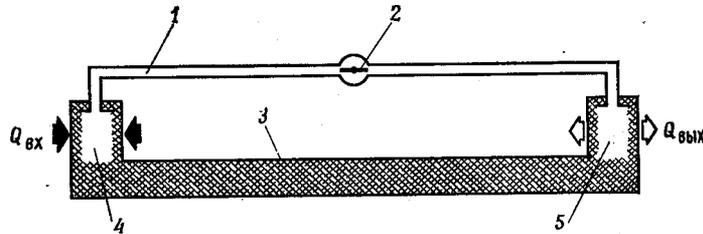
Этот метод оказался неподходящим для регулирования температуры в космических скафандрах. В тепловой трубе цилиндрического типа неконденсирующийся газ может быть удален в вакуум без значительных потерь паров рабочей жидкости, если отвод осуществляется из охлаждаемого конца тепловой трубы. Однако неконденсирующийся газ будет при этом либо потерян, либо его придется возвращать и сжимать для повторного использования в качестве регулирующей среды, когда снова потребуется снизить тепловой поток. Оба эти варианта были признаны непригодными для работы в космических условиях.

Если исходить из поставленной задачи регулирования температуры космического скафандра, то конфигурация тепловой трубы скорее всего должна быть плоской. Труба должна иметь вид тонких панелей, при этом тепловой поток будет в основном направлен перпендикулярно плоским поверхностям, т. е. длина тепловых труб составит всего несколько дюймов при достаточно большой ширине. Одна из плоских поверхностей панелей будет охлаждаемой. В этих условиях не может образоваться четко фиксированной в пространстве подушки из неконденсирующихся газов. Более того, будем

<sup>1</sup> Автор не точен. Изменение величины теплоотдающей поверхности влияет на количество переданного тепла как в пятом процессе, так и в четвертом. — *Прим. перев.*

иметь дело с тонким, распределенным на значительную ширину слоем неконденсирующегося газа. В этом случае любой местный отвод газа с поверхности неизбежно повлечет за собой значительные потери паров рабочей жидкости.

Из других методов, которые можно использовать для регулирования передачи тепла в тепловой трубе, был выбран метод, схематически показанный на фиг. 1. В его



Фиг. 1. Тепловая труба переменной мощности.

1 — пароперпускная труба; 2 — регулирующий клапан; 3 — труба, заполненная фитилем; 4 — камера испарения; 5 — камера конденсации.

основе лежит управление третьим процессом, т. е. регулирование потока пара от испарителя к конденсатору. Реализация этого метода требует модификации исходной конструкции тепловой трубы в тепловую трубу двухкамерного типа с разделенными камерами испарения и конденсации и разделенными капиллярной структурой и каналом для перетечки пара. Эта конструкция позволяет регулировать расход пара с помощью клапана. Паровой канал может быть полностью перекрыт или задресселирован, что приведет к преднамеренному увеличению перепада давлений между камерами испарения и конденсации. Так как в тепловой трубе рабочая жидкость находится в состоянии насыщения, при регулировании давления одновременно регулируются и температуры испарения и конденсации. Тем самым введение дресселирующего клапана в паровой канал позволит регулировать разность температур между камерами испарения и конденсации. Этот метод обеспечивает как полное отключение тепловой трубы, так и регулировку

разности температур в соответствии с внешним командным сигналом.

Этот метод рассчитан также на то, что перекрываемый клапаном паровой канал является единственным путем для перетечки пара из камеры испарения в камеру конденсации.

Оценка возможности осуществления этого требования показана на фиг. 1; внутренние полости камер выложены фитилем, при этом фитили двух камер связаны между собой соединительным (передающим) фитилем, помещенным в трубу. Фитиль не будет пропускать пар, если все его капилляры будут заполнены жидкостью. Поэтому показанный на фиг. 1 фитиль предотвратит неконтролируемую перетечку пара, если он будет плотно подогнан к трубе; при этом устройство в целом будет управляться регулирующим клапаном в паровом канале.

Силой, удерживающей жидкость в фитиле, является капиллярный напор. При достаточно большом перепаде давлений между камерами испарения и конденсации жидкость выдвигается из капилляров и по порам фитиля потечет поток пара. Однако цель, преследовавшаяся полным закрытием парового клапана, при этом все же будет выполнена. Полным закрытием парового клапана обеспечивается полное прекращение переноса тепла тепловой трубой. Выдувание рабочей жидкости из соединительного фитиля в камеру конденсации даст тот же эффект, что и закрытие клапана: перенос тепла в трубе происходить не будет.

При дресселировании потока тепла в трубе (частичном закрытии клапана) ситуация оказывается несколько иной. Вводя сопротивление в поток пара (дресселируя его регулирующим клапаном), мы увеличиваем разность температур между камерами испарения и конденсации. При заданном тепловом потоке устанавливается определенная разность температур; иными словами, тепловая труба по существу работает как управляемый тепловой резистор. Диапазон, в котором могут быть достигнуты эти цели, т. е. диапазон регулирования, ограничивается, однако, величиной перепада давлений между камерами испарения и конденсации, которую можно

преодолеть за счет действия капиллярных сил.

При разности температур между камерами, соответствующей предельному перепаду давлений, по превышению которого происходит выдувание жидкости из соединительного фитиля, регулирующая способность устройства нарушается и происходит полное прекращение передачи тепла.

Поэтому можно ожидать, что, дросселируя поток пара, мы будем увеличивать перепад температур в устройстве вплоть до точки, в которой произойдет резкое прекращение переноса тепла трубой.

Безусловно, желательно, чтобы диапазон регулирования был по мере возможности большим. Это требует тщательного выбора соединительного фитиля. Наибольшее капиллярное давление будет получено при наименьших размерах капилляров. Однако минимальный размер капилляров еще не обеспечивает максимального расхода через них, поскольку расход жидкости зависит не только от располагаемого капиллярного напора, но и от гидравлического сопротивления капилляра.

Дальнейшие требования вытекают из приведенных выше соображений. Многие материалы, из которых изготавливаются фитили, дают неравномерную капиллярную структуру. Обычно фитили, сплетенные из волокнистых материалов, представляют собой ткань, состоящую из нитей, в свою очередь нити скручены из волокон. Очевидно, что в подобных фитилях будут существовать два типа капиллярных пор. Первый тип — это капиллярные каналы между волокнами в нити, второй — капиллярные каналы между отдельными нитями, свитыми в ткань.

Наличие значительной неоднородности капиллярных каналов позволит пару прорваться через капилляры большего размера, тогда как более мелкие каналы будут все еще продолжать перекачивать жидкость в направлении, противоположном потоку пара. В результате принцип пространственного разделения каналов для прохода пара и жидкости оказывается нарушенным. Таким образом, соединительный фитиль должен иметь по мере возможности максимально равномерную капиллярную структуру. Только в этом случае в результате

прорыва пара жидкость выдуется из всех капилляров и прекратится передача тепла.

Допустим, что создан фитиль, обеспечивающий достаточно большой капиллярный напор и имеющий приемлемую равномерность размеров капилляров. Однако к этому фитилю предъявляются дополнительные требования. Необходимо, чтобы фитиль обладал способностью быстро всасывать жидкость и перекачивать ее из камеры конденсации в камеру испарения, если после достаточно продолжительной работы с закрытым паровым регулирующим клапаном его вновь открыть. Как говорилось выше, закрытие парового клапана приводит к тому, что вся рабочая жидкость из фитиля выдувается паром. Пар будет течь через каналы фитиля и конденсироваться в камере конденсации. По прошествии достаточного периода времени вся рабочая жидкость перейдет в камеру конденсации. В итоге произойдет осушение фитиля в камере испарения.

Если открыть паровой клапан, то давление в двух камерах выравняется. Это приведет к возобновлению капиллярной перекачки жидкости из камеры конденсации в камеру испарения. Для восстановления переноса тепла тепловой трубой требуется, чтобы расход перекачиваемой капиллярами жидкости был велик, а фитиль в камере испарения был смочен рабочей жидкостью за минимальное время с момента открытия парового клапана.

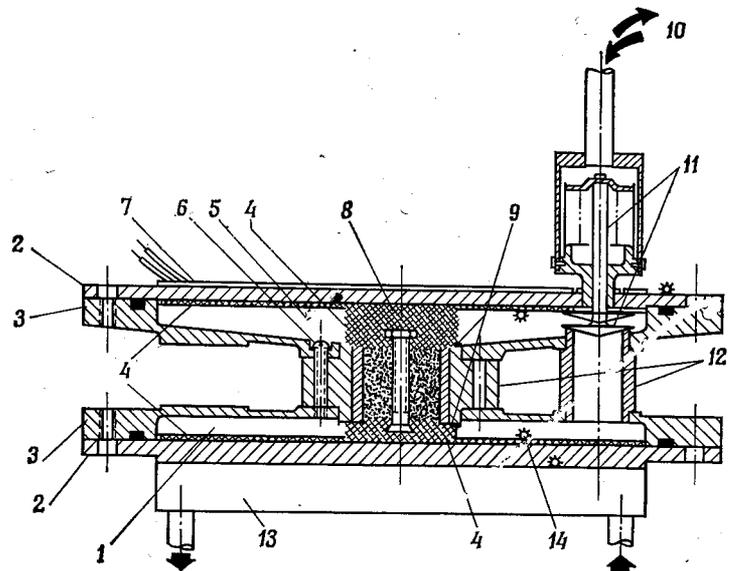
Из приведенных соображений видно, что создание надлежащего фитиля само по себе представляет значительную исследовательскую проблему. Для того чтобы добиться успеха в создании конструкции тепловой трубы с изменяемым эффективным термическим сопротивлением («теплого переключателя»), было решено вести работы по совершенствованию фитиля параллельно с разработкой конструкции собственно теплового переключателя. Достаточно глубокое понимание проблем, связанных с работой фитиля, позволит произвести оценку эффективности экспериментальных устройств с несовершенным фитилем. Последний следует выбирать таким, чтобы обеспечивалась приемлемая равномерность размеров капилляра. Режимные характеристики тепло-

вой трубы, работающей по принципу двухпозиционного теплового переключателя (включен — выключен), могут быть определены даже при использовании несовершенного фитиля. Хотя в принципе надо обеспечить возможность работы тепловой трубы с переменной тепловой мощностью, все же труба с удовлетворительной характеристикой в двухпозиционном режиме работы на худой конец удовлетворит минимальным требованиям. Разработка фитиля, приближающегося по свойствам к идеальному, позволит добиться успеха и в деле обеспечения работы теплового переключателя на промежуточных режимах.

Для космических скафандров были разработаны конструкции, несколько отличные от показанной на фиг. 1. Вместо устройств, длина которых значительно больше ширины, что характерно для большинства тепловых труб, потребовались плоские теплоизолирующие панели с изменяемой в широких пределах эффективной теплопроводностью. Эти панели представляют собой двухкамерные тепловые трубы, у которых паровой канал и канал, в котором уложен фитиль, погружены в слой тепловой изоляции с очень низкой теплопроводностью. На фиг. 2 показана использовавшаяся в экспериментах конструкция. Она состоит из круглых камер испарения и конденсации. Камеры были изготовлены из нержавеющей стали и закрыты глухими медными фланцами. Каналы для фитиля и пара образованы фиброгласовыми трубами, клееными в стенки камеры.

Для регулирования потока пара использовался клапан с пневмоприводом. Соединительный фитиль между двумя камерами первоначально представлял собой полосу из кварцевой ткани, скрученную в цилиндр и вставленную в трубу для фитиля. Такая конструкция оказалась неудовлетворительной. Тем временем были разработаны фитили другой конструкции. Они изготавливались из теплоизоляционной волокнистой фильтровальной стекловаты, спрессованной до плотности  $0,95 \text{ г/см}^3$ . Стекловата удерживается в трубе перфорированными прижимными пластинами, соединенными центральным болтом (фиг. 3). Для передачи жидкости от спрессованной стекловаты через перфорацию прижимных

пластин к фитилям, выстилающим медные пластины камер испарения и конденсации, использовались выполненные в виде жгутов фитили из кварцевого волокна. Преимущество подобного рода конструкции заключается



Ф и г. 2. Тепловой переключатель — тепловая труба регулируемой мощности (поперечный разрез).

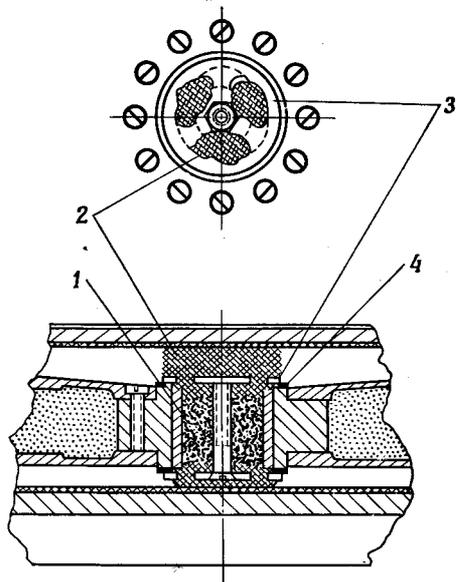
1 — камера конденсации; 2 — глухой медный фланец; 3 — корпус из нержавеющей стали; 4 — фитиль; 5 — глухой медный фланец; 6 — винт из пластмассы; 7 — электрический нагреватель сопротивления; 8 — соединительный фитиль (см. фиг. 3); 9 — прокладка; 10 — пневматический сигнал; 11 — клапан регулирования расхода пара с пневмоприводом; 12 — труба из фиброгласа; 13 — медный блок — теплообменник (сток тепла); 14 — термопара.

в том, что тесно соприкасающиеся фитили хорошо передают жидкость между капиллярами.

Было проведено экспериментальное исследование для получения данных по теплотрансферным характеристикам устройств при закрытом или открытом регулирующем клапане, при различной величине подводимой мощности и при различных уровнях температуры стока тепла, а также для определения переходных характе-

ристик при закрытии или открытии парового клапана. В качестве рабочей жидкости использовалась вода. Схема экспериментальной установки показана на фиг. 4.

На внешних поверхностях медных пластин и внутренних поверхностях фитилей в камерах испарения и



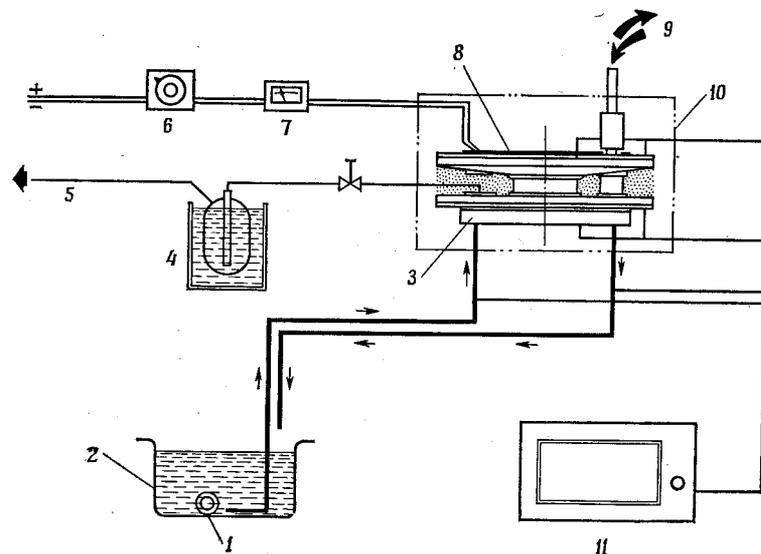
Ф и г. 3. Соединительный фитиль.

1 — набивка фильтровальной ваты из стекловолна; 2 — плетеный фитиль из кварцевого волокна; 3 — перфорированные прижимные пластины; 4 — прокладка.

конденсации были установлены термодары. Опыты проводились в вакуумном колпаке. Для создания адиабатических условий использовалась экранно-вакуумная изоляция. Тепло подводилось к верхней поверхности устройства с помощью электрического нагревателя сопротивления. Нижняя пластина тепловой трубы находилась в плотном контакте с медным блоком, через который циркулировала охлаждающая вода регулируемой

температуры. Все это обеспечивало передачу тепла сверху вниз, т. е. работу при отрицательном  $g$ .

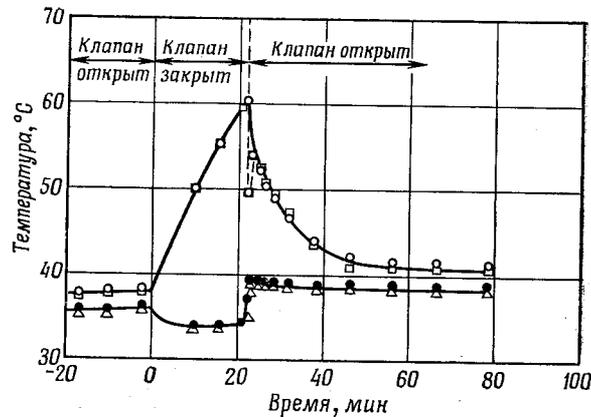
Методика эксперимента была следующей. Сначала устанавливалась циркуляция охлаждающей воды выбранной температуры через медной блок. Паровой



Ф и г. 4. Схема установки для испытания теплового переключателя. 1 — циркуляционный насос; 2 — бак с охлаждающей жидкостью; 3 — сток тепла; 4 — холодная ловушка; 5 — к вакуумному насосу; 6 — регулирующий трансформатор; 7 — ваттметр; 8 — электрический нагреватель сопротивления; 9 — пневматический сигнал; 10 — вакуумная изоляция; 11 — самопишущий термометр.

клапан оставался открытым, а к электрическому нагревателю сопротивления в верхней части устройства подводилась заданная мощность. При открытом паровом клапане устройство работало как обычная тепловая труба. По достижении установившегося режима работы паровой клапан закрывался. В результате работа устройства как тепловой трубы прекращалась. Лишь небольшое количество тепла продолжало передаваться теплопроводностью и излучением, а основная часть теп-

ла, поступающего от электрического нагревателя, аккумулировалась элементами камеры испарения. В итоге температура в этой камере повышалась. Рост температуры в камере испарения допускался до определенного заданного уровня, по достижении которого паровой клапан открывался, после чего устройство вновь



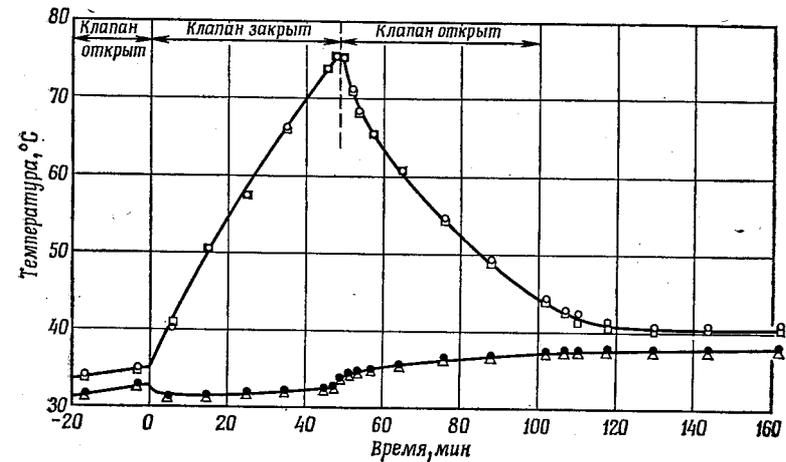
Ф и г. 5. Изменение температуры в двухкамерной тепловой трубе с регулирующим расход пара клапаном (опыт № 23).

Мощность нагревателя 20 Вт (постоянно). Расположение терморезисторов: ○ — камера испарения, греющая пластина; □ — камера испарения, поверхность фитиля; ● — камера конденсации, поверхность фитиля; △ — камера конденсации, пластина стока тепла.

начинало функционировать как тепловая труба. В процессе этих испытаний записывались показания четырех терморезисторов.

Из ряда опытов, проведенных при различных значениях подводимой мощности и различных температурах стока тепла, в качестве характерных примеров работы теплового переключателя были выбраны четыре режима, показанные на фиг. 5—8. В приведенном на фиг. 5 режиме паровой клапан оставался в открытом состоянии вплоть до момента времени, обозначенного на оси абсцисс точкой 0. Подводимая мощность равнялась 20 Вт. Небольшой подъем температуры, наблюдавшийся за время от точки -20 до точки 0 как в камере испа-

рения, так и в камере конденсации, был связан с ростом температуры охладителя, циркулирующего через медный блок. В момент времени 0 паровой клапан был закрыт. Это привело к возрастанию температуры в камере испарителя до 60°C примерно за 22 мин. В данном эксперименте температура 60°C была выбрана в качестве максимальной в камере испарения, поэтому в

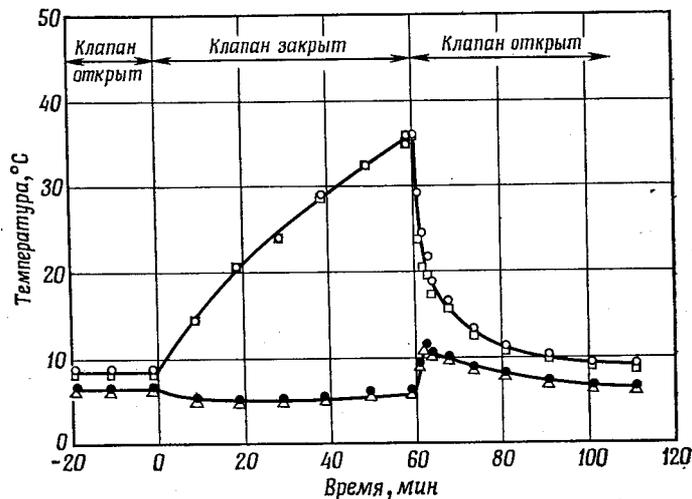


Ф и г. 6. Изменение температуры в двухкамерной тепловой трубе с регулирующим расход пара клапаном (опыт № 20).

Мощность нагревателя 20 Вт (постоянно); обозначения те же, что и на фиг. 5.

момент времени, равный 22 мин, паровой клапан открывался. Интересно отметить, что при этом наблюдалось временное резкое падение температуры фитиля в камере испарения (от 60 до 50°C). На графике это падение показано пунктирной линией. Падение температуры, по-видимому, связано с тем, что при росте температуры до 60°C в течение 22 мин фитиль в камере испарения не успел полностью высохнуть. Поэтому, как только паровой клапан открылся, резкое падение давления в камере испарения привело к интенсивному испарению рабочей жидкости, оставшейся в фитиле, и начальному падению температуры.

Температура в камере конденсации после закрытия клапана становится равной температуре охлаждающей воды. После повторного открытия парового клапана температура в камере конденсации растет очень быстро до величины, превышающей значения, наблюдавшиеся до закрытия клапана. Затем от этой точки наблюдается

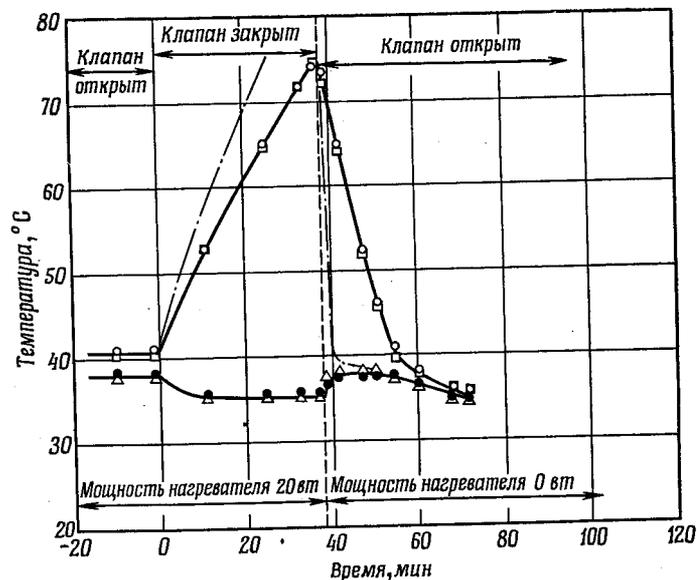


Ф и г. 7. Изменение температуры в двухкамерной тепловой трубе с регулирующим расходом пара клапаном (опыт № 1). Мощность нагревателя 10 *вт* (постоянно); обозначения те же, что и на фиг. 5.

постоянное слабое снижение указанной температуры. При этом вновь устанавливается разность температур между камерами испарения и конденсации, практически равная разности температур, предшествующей закрытию парового клапана. Однако абсолютная величина температур после повторного открытия клапана была на несколько градусов выше, чем до закрытия.

На фиг. 6 представлены результаты испытаний в аналогичных условиях. Различие состоит лишь в том, что допустимая температура в камере испарения была принята равной 75 °С. При этой большей температуре

и при той же величине подводимой мощности 20 *вт* фитиль в камере испарения, по-видимому, высушал. Резкого падения температуры фитиля после открытия клапана уже не наблюдалось. Небольшой постоянный рост температуры в камере конденсации при закрытом



Ф и г. 8. Изменение температуры в двухкамерной тепловой трубе с регулирующим расходом пара клапаном (опыт № 21). — — — изменение температуры в камере испарения с учетом поправки на количество тепла, аккумулированного в греющей пластине и корпусе камеры испарения; остальные обозначения те же, что и на фиг. 5.

клапане связан с подводом тепла теплопроводностью и излучением по элементам устройства. Как и следовало ожидать, этот подвод тепла оказывается большим при большей разности температур. Реакция на повторное открытие парового клапана оказалась более медленной, чем на фиг. 5. Как и прежде, восстанавливалась разность температур между камерами испарения и кон-

денсации, существовавшая до закрытия клапана, однако температуры вновь были выше, чем до закрытия клапана.

Замедленная реакция на повторное открытие парового клапана, по-видимому, обусловлена относительно большим количеством тепла, аккумулированного в установке. Конструкция данного экспериментального теплового переключателя такова, что обе камеры могут быть вскрыты для смены внутренних измерительных устройств, замены фитилей и т. п. Как видно из фиг. 2, это достигается за счет применения фланцев с кольцевыми прокладками. Необходимость обеспечения надежного уплотнения привела к тому, что фланцы оказались достаточно массивными.

Если температура в камере испарения дать возможность повыситься, то массой корпуса камеры будет аккумулироваться значительное количество тепла. После повторного открытия парового клапана это аккумулированное тепло должно «перетечь» в камеру конденсации и там «передаться» стоку тепла в дополнение к количеству тепла, продолжающему поступать от электрического нагревателя.

Более высокий уровень всех четырех температур без видимого изменения разности температур после повторного открытия клапана вызван недостатками конструкции экспериментальной установки. В опытах, когда температура в области конденсации поддерживалась между 30 и 40 °С, охлаждающая жидкость бралась из бака большой емкости, наполненного водой требуемой температуры. Ожидалось, что большой объем бака и наличие теплообмена с окружающим воздухом обеспечат практически постоянную температуру воды. Передача тепла от нагревателя сопротивлению через тепловую трубу к охлаждающей воде, однако, приводила к постоянному возрастанию температуры воды и температуры в области испарения, что особенно наглядно видно на фиг. 6 в момент, предшествующий закрытию парового клапана.

В опыте, результаты которого приведены на фиг. 7, в качестве источника охлаждающей жидкости использовалась ванна с тающим льдом, т. е. температура охла-

ждающей воды поддерживалась постоянной за счет плавления льда. При этом, несмотря на то что паровой клапан был открыт, никакого роста уровня температур не наблюдалось.

В этом опыте подводимая мощность составляла 10 *вт*. При этой более низкой мощности и при повышенной мощности стока тепла, которая возросла из-за использования охладителя с более низкой температурой, наблюдалась более быстрая реакция температур на повторное открытие парового клапана. После открытия клапана температура в камере испарения резко падала, а по завершении всего цикла закрытие — открытие клапана температуры достигли значений, существовавших до начала цикла.

На фиг. 8 показано изменение температуры в опыте с подводимой мощностью 20 *вт* и с той же температурой стока тепла, что и на фиг. 5 и 6. Во время этого опыта мощность, подводимая к нагревателю, в момент повторного открытия клапана была отключена. После роста температуры до 75 °С при закрытом клапане открытие последнего привело к резкому падению температуры и отводу тепла, аккумулированного в камере испарения за период времени менее 20 *мин*. Выравнивание температур в камерах испарения и конденсации (разность температур составила всего несколько градусов) и сближение этих температур с температурой стока тепла происходили очень быстро. При обработке результатов этого опыта была также рассчитана поправка на величину аккумулированного в камере испарения тепла. Полученные с учетом этой поправки значения температуры показаны на фиг. 8 штрих-пунктирной линией. Если количество аккумулированного тепла равно нулю, то после открытия парового клапана температура падает почти вертикально от 75 °С до точки, лежащей ниже 40 °С.

При оценке представленных выше данных следует иметь в виду, что условия проведения этих опытов были более жесткими, нежели те, с которыми придется иметь дело при работе тепловых переключателей в качестве регуляторов температуры электрического или электронного оборудования или же человеческого тела.

Если рассматриваемое устройство будет использовано в указанных целях, то возмущающим (независимым) воздействием будет не закрытие или открытие парового клапана, а напротив, положение парового клапана будет регулироваться таким образом, чтобы температура на горячем конце (в области испарения) поддерживалась практически постоянной. Характерным примером такого рода применения данного типа устройств может служить регулирование температуры в батарейном отсеке спутника, пролетающего в тени Земли. Можно принять, что мощность тепловыделения остается неизменной, однако потери тепла в период затмения увеличатся. При возрастании тепловых потерь температура батарей падает, паровой клапан по сигналу температурного датчика прикроется, предотвращая тем самым чрезмерные потери тепла батарейным отсеком. После выхода из тени Земли под действием солнечного излучения температура спутника будет увеличиваться. В этом случае паровой клапан приоткроется. На протяжении всего цикла температура в камере испарителя будет почти постоянной.

Это различие весьма существенно. Если тепловой переключатель, работающий по принципу тепловой трубы, используется для регулирования температуры и при этом температура в камере испарения поддерживается практически постоянной, то вероятность высыхания фитиля будет меньше и следует ожидать более быстрой реакции температуры на положение клапана. Тепловая емкость конструкции с ее тенденцией поддерживать температуру постоянной скорее поможет, нежели затруднит, достижению желаемой характеристики.

#### МЕТОДЫ СКЛЕИВАНИЯ ФИТИЛЯ СО СТЕНКОЙ ТРУБЫ

Обычно фитиль, используемый в тепловых трубах цилиндрического типа, представляет собой свернутую в цилиндр сетку из нержавеющей проволоки и вставленную с некоторым усилием в полость трубы. Этот сетчатый цилиндр обладает определенной способностью

пружинить. В других случаях в трубу дополнительно вставляются туго свитые спиральные пружины, которые затем в ней распрямляются. Оба эти способа механическим путем обеспечивают плотное прилегание фитиля к внутренней стенке тепловой трубы. В настоящей работе применительно к целям рассматриваемой задачи была разработана конструкция тепловых труб в виде плоских панелей. Для таких панелей используемая в тепловых трубах цилиндрического типа технология соединения фитилей со стенками оказалась непригодной.

Для обеспечения в тепловой трубе малых перепадов температур необходимо в числе прочих требований обеспечить малое термическое сопротивление между наружной поверхностью тепловой трубы и фитилем. В свою очередь это условие ведет к необходимости обеспечения хорошего термического контакта между фитилем и внутренней стенкой тепловой трубы. Несомненно, что при склеивании капиллярных структур с внутренней поверхностью полостей тепловых труб хорошая передача тепла будет обеспечена.

При работе на воде для изготовления фитилей были выбраны плетеные и тканые материалы из стекло- или кварцевого волокна. Их испытание, а также анализ более ранних работ [2 и 4] показали большую эффективность этих капиллярных структур по сравнению с другими капиллярными материалами.

Однако склеивание капиллярных материалов с твердой подложкой представляет собой сложную проблему. Для склеивания необходимо, чтобы клей смачивал соединяемые поверхности. Если жидкий клей контактирует с материалом, имеющим капиллярную структуру, и смачивает его, то под действием капиллярных сил клей проникает в капилляры. Если не принять меры для предотвращения этого процесса, то капиллярные каналы в материале окажутся заполненными клеем. После этого способность материала к капиллярной перекачке жидкости окажется нарушенной.

Отсюда возникает требование, которое нужно удовлетворить при склеивании фитилей с подложками. Проникновение клея в волокнистую структуру материала фитиля должно ограничиваться лишь небольшой до-

лей от полной толщины фитиля с тем, чтобы основная часть капилляров оставалась свободной и обеспечивала капиллярную перекачку рабочей жидкости. Выполнение этого требования осложняется еще и тем, что, исходя из условий обеспечения высокой теплопроводности поперек фитиля, его толщина должна быть порядка миллиметра или даже меньше.

Теоретически возможным решением этой проблемы было бы применение такой дозировки клея, при которой в любой точке поверхности раздела фитиль — подложка он проникал в капиллярную структуру лишь на ограниченную глубину.

Возможно, наиболее простым путем соединения фитиля с подложкой является использование клеев, которые должны высохнуть до липкого состояния еще до того момента, как они войдут в соприкосновение с фитилем. Типичным примером такого вида клея может служить обыкновенный резиновый клей для ремонта камер велосипедов. При пользовании этим клеем необходимо выждать, чтобы растворитель полностью испарился, и лишь после этого плотно прижать склеиваемые поверхности друг к другу. При приклеивании фитиля резиновый клей наносят только на твердую поверхность, затем дают растворителю испариться. После этого прижимают фитиль к подготовленной таким путем подложке, чем обеспечивается их достаточно хорошее склеивание. Однако рабочая температура, при которой можно использовать обыкновенный резиновый клей, ограничена приблизительно 50 °С, и склеивание недостаточно прочное [5].

Попытка использовать в целях повышения рабочей температуры выпускаемые промышленностью в тубиках кремнийорганические клеи такой же консистенции, как и у резинового клея, оказалась неудачной в связи с «отравлением» фитиля в процессе вулканизации кремнийорганических клеев. По-видимому, в процессе вулканизации выделяются кремнийорганические соединения с малым молекулярным весом. Эти соединения проникают в капилляры и покрывают их стенки водоотталкивающим слоем. Через несколько дней работы приклеенные указанным способом фитили

становятся настолько водонепроницаемыми, что капли воды скатываются по наклоненной поверхности фитиля [5].

Хорошим методом, позволяющим осуществить минимальное и регулируемое проникновение связывающего вещества в капилляры фитиля, является приваривание фитиля с подложкой с помощью размягчающихся при тепловом воздействии и приваривающихся при этом к подложке и фитилю пленочных материалов. К этим материалам относятся терморезактивные и термопластические тонкие листы полиэфирной смолы, размягчающиеся при тепловом воздействии полиэтиленовые пленки и текучие при повышенной температуре виды фторэтиленпропиленфторуглеродистой (ФЕР) пленки.

Методы приварки и склейки детально описаны в работах [5 и 6]. Рекомендуемый метод — сварка с помощью фторэтиленпропиленфторуглеродистой пленки толщиной 0,05 мм при температуре 290 °С под давлением 2,11 кг/см<sup>2</sup>, время выдержки — от 0,5 до 1,0 сек.

Методика приварки тканей из стекло- или кварцевого волокна к твердым подложкам может быть распространена на случай соединения с подложкой фитилей из металлических волокон, включая сетки, металлической вайлок и листы спеченного металла. Вместо термопластической и терморезактивной пленок подложка в этом случае может быть покрыта тонким слоем припоя. Для того чтобы слой припоя имел равномерную толщину, было предложено наносить его гальваническим способом. В результате капиллярная структура соединяется с покрытой припоем подложкой по существу тем же методом приварки в результате совместного действия тепла и сжатия соединяемых элементов. Этот метод в настоящей работе не применялся и не был проверен экспериментально. Мы полагаем, что в соответствующих случаях его можно с успехом использовать.

#### ГИБКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Для регулирования температуры человеческого тела в космическом скафандре необходимо обеспечить отвод тепла от кожи человека. Для этой цели необходимо разработать достаточно гибкую конструкцию тепловых

труб, которая обеспечивала бы перемещения человеческого тела, а также его мускульную активность, расширение грудной клетки и брюшной полости. Эти тепловые трубы должны находиться в контакте с кожей человека, т. е. работать в атмосфере, существующей внутри космического скафандра.

Стенки гибкой тепловой трубы неизбежно оказываются в какой-то мере проницаемыми для паров рабочей жидкости. Поэтому требовалось выбрать в качестве рабочей жидкости вещество, которое было бы безопасным, невоспламеняющимся и не могло бы служить источником загрязнения атмосферы в скафандре. В результате анализа возможных рабочих жидкостей выяснилось, что вода будет, по-видимому, наиболее подходящим для этих целей веществом.

Однако при использовании воды в качестве рабочей жидкости в гибкой тепловой трубе, расположенной в находящемся под давлением космическом скафандре, возникает ряд проблем. В области температур, характерных для работы космического скафандра, т. е. при температурах, равных или ниже температуры кожи человека ( $\sim 33^\circ\text{C}$ ), давление внутри тепловой трубы окажется намного ниже давления среды в космическом скафандре. Давление внутри используемых в настоящее время космических скафандров с атмосферой кислорода составляет примерно  $0,25 \text{ кг/см}^2$ . В разрабатываемых усовершенствованных космических скафандрах будут использоваться смеси газов при больших давлениях. Поскольку рабочая жидкость в тепловой трубе находится в состоянии насыщения, давление внутри тепловой трубы при температуре  $33^\circ\text{C}$  составит всего лишь  $\sim 0,05 \text{ кг/см}^2$ . Тем самым гибкая тепловая труба с водой в качестве рабочей жидкости, работающая в указанном интервале температур, будет смята наружным давлением.

Поэтому ключевым вопросом в деле создания тепловых труб для регулирования температуры в космических скафандрах является разработка гибких полых конструкций, способных противостоять, не разрушаясь, внешнему давлению, даже если из них полностью откачан газ.

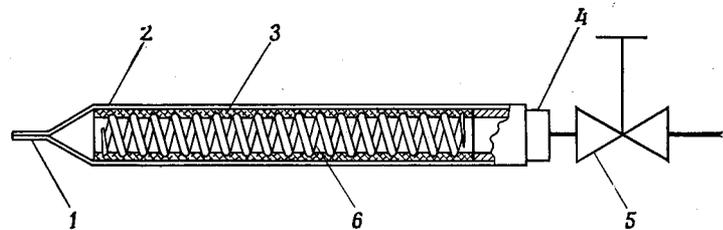
Были проанализированы и экспериментально опробованы некоторые возможные решения этой проблемы. Они включали «усиление» изнутри гибких труб с помощью спиральных пружин или гибких, эластичных вставок крестообразного или звездообразного поперечного сечения, а также «усиление» плоских панелей с помощью изготавливаемого промышленным способом «трехмерного полотна». Это полотно изготавливается следующим образом. В продольном направлении ткется два различных волокна и одно волокно — в поперечном направлении. При термообработке эти волокна дают различную усадку. В результате полотно «вспучивается» и приобретает трехмерную структуру. Получающееся при этом полотно представляет собой по существу трехмерную сетку или решетку с большими поперечными порами и параллельными продольными каналами, наподобие волнистого картона, изготовленного из сетчатого материала. В настоящее время имеются различные полимерные материалы с разной толщиной волокна, эластичностью и сопротивляемостью разрушению давлением.

Применение эластичных внешних оболочек, усиленных изнутри для предотвращения разрушения конструкции в результате сжатия, потребовало анализа второй проблемы, связанной с расположением капиллярной структуры в тепловой трубе. Фитили, выполненные в виде гибкой внутренней капиллярной обкладки гибких тепловых труб, как перекачивающие жидкость устройства очень чувствительны к приложенному к ним давлению, которое практически может пережать фитиль.

При применении гибкой тепловой трубы, усиленной внутренней спиральной пружиной, целесообразно размещать фитиль таким образом, чтобы он, как обычно, контактировал со стенкой трубы. В результате фитиль оказывается между стенкой трубы и спиральной пружиной. Под влиянием внешнего атмосферного давления труба сдавливает фитиль, прижимая его к спиральной пружине, в результате в этом месте произойдет пережим фитиля. В указанном случае жидкость будет вынуждена течь под действием капиллярных сил

по более протяженному спиральному пути из области конденсации в область испарения. В итоге характеристика фитиля ухуждается.

Тепловые трубы такого типа изготавливали из дающего усадку при нагреве облучаемого полиолефинового трубчатого корпуса, плетеного трубчатого фитиля из кварцевого волокна и спиральной пружины (фиг. 9). Плетеный трубчатый фитиль из кварцевого волокна



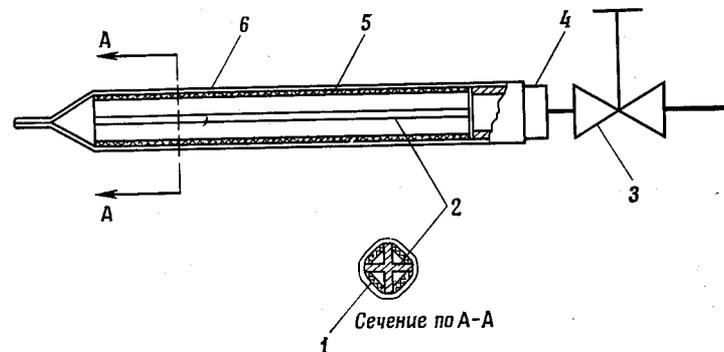
Ф и г. 9. Гибкая тепловая труба (усиление конструкции спиральной пружиной).

1 — сварка; 2 — труба, дающая усадку при термообработке; 3 — фитиль из кварцевого волокна; 4 — жесткая труба для заполнения и вакуумирования; 5 — вентиль заполнения и вакуумирования; 6 — спиральная пружина.

надевался на пружину, затем вставлялся в усаживающуюся при тепловом воздействии трубу. С одного конца тепловой трубы вставлялась жесткая труба для откачки газа и заполнения рабочей полости. После этого собранная конструкция нагревалась с тем, чтобы в результате усадки наружная труба плотно обжала фитиль, пружину и трубу для заполнения. Свободный конец трубы сплющивали и запаивали. Были проведены испытания тепловых труб указанной конструкции, однако их характеристика оказалась неудовлетворительной. Возможно, это было связано с пережимом фитиля, однако не исключено, что причина заключалась в высокой проницаемости для воздуха усаживающейся при нагреве полиолефиновой трубы; может быть, влияли оба эти фактора.

Применение продольных несущих элементов, состоящих из эластичных стержней крестообразного попе-

речного сечения, явилось попыткой предотвратить пережим фитиля, наблюдавшийся при использовании спиральной пружины. Можно было полагать, что в такого типа тепловой трубе поверхность контакта труба — фитиль — несущий элемент будет более протяженной, фитиль будет по существу делиться на параллельные продольные полосы, и поэтому применение подобного рода усиливающих элементов не окажет



Ф и г. 10. Гибкая тепловая труба (усиление конструкции стержнем крестообразного сечения).

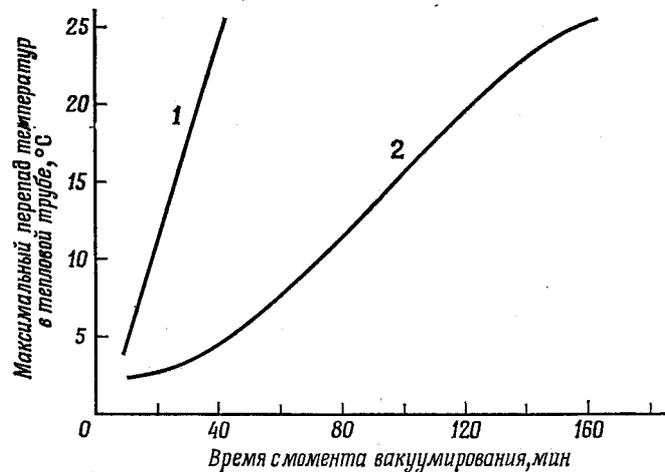
1 — фитиль; 2 — пластмассовый несущий крестообразный стержень (гибкий); 3 — клапан заполнения и вакуумирования; 4 — жесткая труба для заполнения и вакуумирования; 5 — фитиль из кварцевого волокна; 6 — труба, дающая усадку при термообработке.

серьезного воздействия на работу тепловой трубы (фиг. 10).

Эксперименты, проведенные с этими тепловыми трубами, имели частичный успех. Трудности были связаны с присосами атмосферного воздуха внутрь конструкции через полиолефиновую трубу.

Для устранения этого затруднения была сделана попытка использовать трубу из пленочного материала FER, также дающего усадку при нагреве. Облученная труба из FER работала лучше, чем полиолефиновая (фиг. 11).

Параллельно проводилась работа по созданию усиленных изнутри плоских панелей, использующих для «усиления» трехмерное полотно. Эти попытки оказались более успешными, в связи с чем дальнейшая разработка гибких конструкций трубчатого типа была прекращена. Однако не было установлено, что описанные



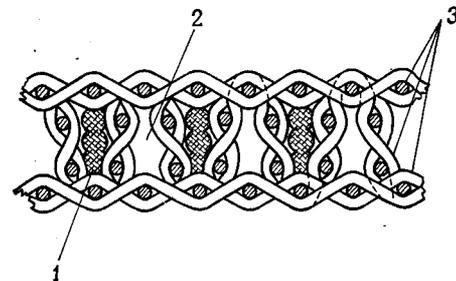
Ф и г. 11. Ухудшение характеристик гибких тепловых труб из-за присосов наружного воздуха.

1 — облученная труба с полиолефиновой оболочкой (тепловая труба № 13);  
2 — облученная труба с оболочкой из фторэтиленпропиленовой пленки (тепловая труба № 14).

выше две конструкции цилиндрических тепловых труб, усиленных изнутри, являются принципиально нежизнеспособными. Можно полагать, что при надлежащем выборе материала труб для наружной оболочки рассматриваемого устройства, который обладал бы меньшей проницаемостью для газа, или при надлежащих конструктивных усовершенствованиях идея использования гибких пластмассовых продольных несущих стержней крестообразного или звездчатого поперечного сечения окажется продуктивной и поз-

волит изготовить эластичные тепловые трубы малого диаметра.

Дальнейшие усилия были сконцентрированы на разработке эластичных плоских панелей с трехмерным несущим полотном. К этому времени была выявлена отрицательная роль присосов атмосферного воздуха; кроме того, технология сборки плоских панелей позво-



Ф и г. 12. Поперечный разрез характерного трехмерного полотна с заполненными фитилем каналами.

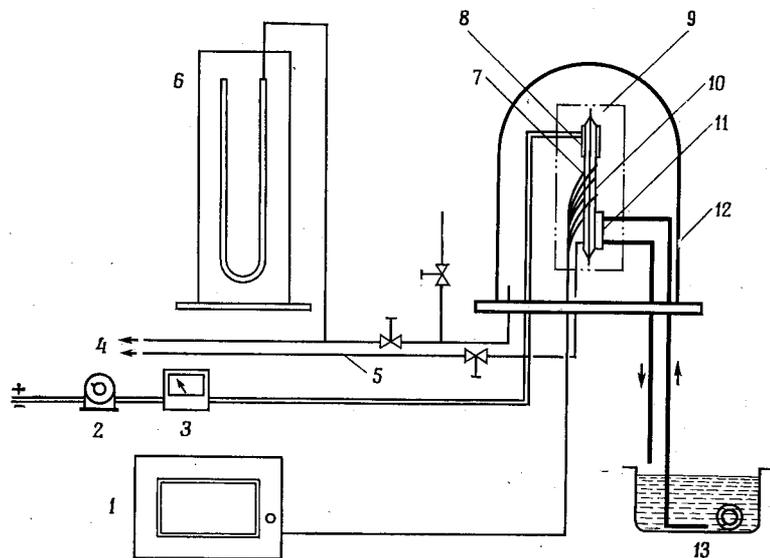
1 — фитили из кварцевого волокна; 2 — пустые каналы для прохода пара; 3 — полимерные волокна.

ляла использовать более широкий выбор материалов для наружной оболочки.

После предварительного исследования местоположения фитиля в плоских тепловых трубах панельного типа было принято следующее решение. Поскольку плоская конструкция обеспечивает большую поверхность теплового контакта с кожей человека, в этих условиях можно допустить некоторое смягчение требований, предъявляемых к непосредственному контакту фитилей с внутренней поверхностью наружной пленочной оболочки.

Трехмерное несущее полотно, используемое для внутреннего усиления конструкции, образует параллельные трубчатые каналы. В некоторые каналы вставлялись фитили из кварцевого волокна, а часть каналов оставалась свободной для прохода пара (фиг. 12). Затем фитиль и трехмерное полотно заваривались в оболочку из полимерной пленки. Для откачки газа из по-

лости тепловой трубы и ее заполнения использовалась небольшая труба с фланцем, выточенная из полиэтиленового прутка и приваренная к оболочке трубы. В качестве полимерных пленок использовались выпускаемые промышленностью прозрачные пленки из полиэтилполиэфира, нейлонсаранполиэфира и покрытые



Ф и г. 13. Схема экспериментальной установки для исследования характеристик гибких тепловых труб.

1 — самописец температуры; 2 — регулирующий трансформатор; 3 — ваттметр; 4 — к вакуумному насосу; 5 — вакуумная линия; 6 — манометр (абсолютное давление); 7 — термопара; 8 — нагреватели сопротивления; 9 — тепловая изоляция; 10 — гибкая тепловая труба; 11 — сток тепла; 12 — вакуумный колпак; 13 — сосуд с постоянной температурой жидкости.

алюминием полимерные пленки. За исключением последнего материала, все эти пленки сильно пропускали атмосферные газы.

На фиг. 13 показана схема установки, на которой было выявлено, что основные проблемы, возникающие при работе тепловых труб, связаны с натеканием газа. На этой же установке в результате ряда опытов были

получены данные для сравнительной оценки различных материалов оболочек тепловых труб.

Тепло к области испарения трубы подводилось от электрических нагревателей сопротивления и отводилось от конденсатора с помощью циркулирующей охлаждающей жидкости. Термопары, установленные вдоль тепловой трубы, позволяли производить запись температур в ней.

Если после начальной откачки газа и заполнения трубы возник значительный градиент температуры вдоль трубы, то производилось повторное ее вакуумирование в течение нескольких секунд. Это позволяло удалить неконденсирующийся газ из тепловой трубы и обеспечить рабочие условия, близкие к изотермическим.

Опыты проводились при давлении окружающего воздуха, равном 1 атм, или при абсолютном давлении окружающего воздуха, близком к давлению внутри трубы.

Опыты проводились достаточно длительно. Если при работе с давлением внешней среды в 1 атм нарушение тепловых характеристик происходило за короткий промежуток времени и если подобное нарушение не наблюдалось в условиях вакуума или же оно было незначительным, то можно было с достаточной уверенностью полагать, что это ухудшение характеристик связано с натеканием внутрь тепловой трубы атмосферного газа.

Всего было изготовлено 18 гибких тепловых труб. Основные характеристики этих тепловых труб приведены в таблице. На фиг. 14 и 15 показаны типичные характеристики плоской панельной тепловой трубы № 18 при ее работе в течение 9 дней при пониженном давлении окружающей среды и при работе в течение практически того же срока (10 дней) при давлении окружающей среды в 1 атм.

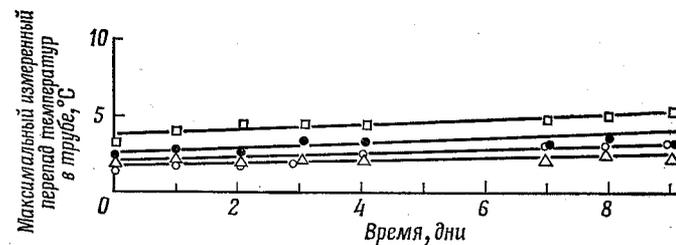
Вплоть до момента написания настоящей работы наилучшие результаты были достигнуты на выпускаемых промышленностью пленках с алюминиевым покрытием. Они представляли собой слой патентованного, сваривающегося при нагреве покрытия толщиной 0,076 мм с нанесенной на него алюминиевой фольгой толщиной 0,025 мм. Тепловая характеристика трубы оставалась

Характеристики экспериментальных гиских тепловых труб

Номер тепловой трубы	Тип внутренней несущей структуры	Оболочка	Фитиль	Полные габариты трубы, мм
1	Трехмерное полотно	Свариваемая полиэтиленполиэфирная пленка толщиной 0,11 мм	Жгуты из кварцевого волокна, по 4 жилы в канале. Фитиль установлен во всех каналах	70×40,6×2,5
2	»	То же	Жгуты из кварцевого волокна, по 4 жилы в занятом фитилем канале, 2 из каждого трех каналов заняты	72,5×34×2,5
3	»	Свариваемая нейлонсаранполиэтиленовая пленка толщиной 0,09 мм	Жгуты из кварцевого волокна, по 4 жилы в канале. Фитиль установлен через один канал	68,5×37×2,5
4	»	Свариваемая полиэтиленполиэфирная пленка толщиной 0,11 мм	Жгуты из кварцевого волокна, по 4 жилы в каждом канале. Фитиль установлен через один канал. Зазор между несущей конструкцией и пленочной оболочкой заполнен ватой из кварцевого волокна	152×38×2,5
5	»	То же	Жгуты из кварцевого волокна, по 2 жилы в канале, 2 из каждого трех каналов пустые	152×38×2,5
6	Тройной слой трехмерного полотна с различными размерами пор	»	Плетеная трубка из кварцевого волокна с наружным диаметром 0,7 мм. Одна	148×36,5×4,8
7	То же	»	жила в каждом канале наружного несущего слоя	148×36,5×4,8
8	Стержень из фторопласта крестообразного поперечного сечения	Облученная полиолефиновая трубка, дающая усадку при термообработке	Плетеная трубка из кварцевого волокна с наружным диаметром 9,5 мм	203×8,7×8,7
9	Спиральная пружина внутри	То же	То же	85×Ø12
10	Спиральная пружина внутри сетки из нержавеющей проволоки	»	»	114×Ø8
11	Спиральная пружина внутри пленочной защитной втулки из окисленной медной проволоки	»	»	82,5×Ø12
12	Трехмерная ткань	Свариваемая полиэфирсаранполиэфирная пленка	Жгуты из кварцевого волокна, по 2 жилы в канале, 2 из каждого каналов заняты фитилем	152,5×38×2,5
13	Стержень из нержавеющей стали крестообразного поперечного сечения (незластичная конструкция, используется только для оп-ределения характеристик трубы)	Облученная полиолефиновая трубка, дающая усадку при термообработке	Плетеная трубка из кварцевого волокна с наружным диаметром 9,5 мм	203×8,9×8,9
14	То же	Облученная трубка из фторэтиленпропилена, дающая усадку при термообработке	То же	203×9,6×9,6
15	»	То же	»	241×9,6×9,6

Номер тепловой трубы	Тип внутренней несущей структуры	Оболочка	Фитиль	Полные габариты трубы, мм
16	Трехмерное полотно	Свариваемая полиэтиленс-ранполиэфирная пленка	Плетеная трубка из кварцевого волокна с наружным диаметром 0,7 мм. Фитиль установлен через один канал	152×38,1×2,5
17	Стержень из фторопласта крестообразного поперечного сечения	Облученные трубы из фторэтиленпропилена, дающие усадку при термообработке	Плетеная трубка из кварцевого волокна с наружным диаметром 9,5 мм	203×8,4×8,4
18	Трехмерное полотно	Полиэфирная пленка 0,012 мм, алюминий (фольга) 0,012 мм, слой запаяющейся при нагреве парентонованной пленки 0,073 мм	Плетеная трубка из кварцевого волокна с наружным диаметром 0,7 мм, по 2 жилы в канале, фитиль установлен через один канал	152×38,1×2,5

вполне удовлетворительной при работе с давлением окружающей среды, равным 1 атм, в течение более 2 суток между последовательными откачками полости трубы от газа. Безусловно, проблема натекания атмосферных газов не была полностью решена. Однако работа в течение 2 суток без сколь-нибудь заметного ухудшения тепловых характеристик и восстановления нормальных параметров после 15-секундного вакуумиро-



Ф и г. 14. Изменение во времени характеристик гибкой тепловой трубы при пониженном давлении окружающей среды.

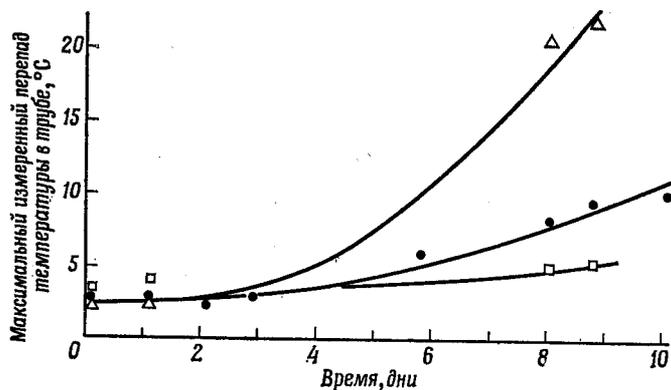
Гибкая тепловая труба № 18; наружное давление поддерживалось близким к давлению внутри тепловой трубы; неконденсирующиеся газы удалены из трубы в момент времени 0.

Подводимая постоянно мощность (вт): □ — 3,65; ● — 2,65; △ — 1,7; ○ — 0,7.

вания указывают на жизнеспособность гибких тепловых труб.

Анализ вероятных причин натекания газа, включивший консультации со специалистами по материалам и лицами, занимающимися сбытом соответствующих материалов, привел к предварительному заключению, что причина кроется в наличии в алюминиевой фольге, используемой для изготовления пленок с алюминиевым покрытием, мельчайших отверстий, связанных с присутствием загрязнений в исходном материале. При прокатке такого материала в тонкую фольгу эти включения во многих местах распространяются на всю толщину фольги, образуя при этом каналы для прохода молекул газа. Использувавшиеся в настоящем исследовании материалы ограничивались лишь изготавливаемыми промышленным путем изделиями. Намеченная програм-

ма исследований не включала разработку специальных конструкционных материалов. Полагают, что можно создать более совершенные эластичные пленки с металлическим покрытием. Их основу должны составлять полимерные материалы с известной низкой проницаемостью для определенных газов, и они должны покрываться металлической фольгой, прокатанной из металлов высокой чистоты или имеющей соответствующую толщину для снижения газопроницаемости.



Ф и г. 15. Изменение во времени характеристик гибкой тепловой трубы при давлении окружающей среды 1 атм.

Гибкая тепловая труба № 18; неконденсирующиеся газы удалены из трубы в момент времени 0.  
Подводимая постоянно мощность (Вт): □ — 3,65; ● — 2,65, △ — 1,7.

Разработанные эластичные панели были объединены с плоской жесткой панельной тепловой трубой из нержавеющей стали в одну двухкамерную тепловую трубу (тепловой переключатель). Эта двухкамерная тепловая труба представляла собой один из проектов устройства для регулирования температуры человеческого тела в космическом скафандре. По замыслу, положенному в основу этой конструкции, две камеры должны располагаться по обеим сторонам находящейся под давлением оболочки скафандра. Они как бы включены параллельно слою высокоэффективной тепловой изоляции. Эластичная камера будет находиться в контакте

с кожей и отводить от нее тепло, тогда как жесткая камера должна располагаться снаружи поверхности космического скафандра и отводить тепло в космос излучением. Возможность регулирования тепловой мощности устройства позволит, изменяя величину теплового потока, байпасирующего тепловую изоляцию, привести его в соответствие с потребностями организма космонавта.

Устройство включает электрический нагреватель сопротивления в верхней части тепловой трубы и охлаждающий теплообменник в нижней ее части. Нагреватель и холодильник моделировали выделение тепла человеческим телом и излучение тепла в космическое пространство. Вся конструкция в целом была широко оснащена термометрами. Разработка, проектирование и характеристики указанного устройства более полно рассмотрены в работе [1].

#### ПРОБЛЕМА ЗАМОРАЖИВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

Для выбранной рабочей жидкости рабочий диапазон тепловой трубы ограничен полосой между точкой замерзания жидкости и ее критической температурой. В большинстве тепловых труб диапазон рабочих температур лежит значительно ниже критической температуры. В то же время возможность замерзания рабочей жидкости в тепловой трубе представляет вполне реальную проблему.

При проектировании тепловой трубы, безусловно, желательно выбрать такую рабочую жидкость, у которой точка замерзания была бы заведомо ниже предполагаемой рабочей температуры. Однако может оказаться, что это требование все же будет трудно удовлетворить. Если говорить о применении тепловых труб в космическом скафандре, то выбор рабочей жидкости (воды) диктуется как соображениями безопасности, так и достижимыми эксплуатационными характеристиками. В других случаях, даже если требования безопасности будут менее жесткими, стремление обеспечить высокую тепловую эффективность устройства может склонить чашу весов в пользу рабочей жидкости, точка за-

мерзания которой будет выше минимальной возможной рабочей температуры.

Эффективными рабочими жидкостями будут те, которые сочетают высокую теплоту испарения, высокие поверхностное натяжение и плотность с низкой вязкостью [12]. Оценка с этих позиций рабочих жидкостей для тепловых труб показывает, что металлы с низкой точкой плавления (натрий, калий и т. п.) и вода стоят во главе списка, тогда как аммиак, спирты и фреоны значительно менее эффективны, т. е. более эффективными оказываются рабочие жидкости со сравнительно высокими значениями точки замерзания.

Рабочая температура в тепловой трубе зависит от плотности подводимого и отводимого тепловых потоков. В стационарных условиях количество подводимого тепла должно быть равно количеству отводимого тепла. Температура пара в большинстве тепловых труб приблизительно постоянна. Величина подводимого и отводимого тепловых потоков зависит от термических сопротивлений между источником тепла и паром и соответственно между паром и стоком тепла. Эти сопротивления практически постоянны. Поэтому тепловые потоки и температура пара будут изменяться при изменении температуры стока и (или) температуры источника тепла.

Тепловая труба может работать при температуре, лежащей между сравнительно высокой температурой источника тепла и температурой стока тепла, которая ниже температуры замерзания рабочей жидкости. При этом рабочая температура трубы за счет подвода тепла от источника будет поддерживаться на уровне, заметно превышающем точку замерзания. Роль источников тепла могут выполнять элементы оборудования, выделяющие тепло, температура которых регулируется тепловой трубой; выделяемое тепло отводится в космическое пространство излучением. Если оборудование будет временно отключено, то его температура понизится, к тепловой трубе перестанет поступать тепло и ее температура приблизится к температуре стока тепла. Рабочая жидкость в этом случае замерзнет, и передача тепла в процессе ее испарения-конденсации прекратится. Пос-

леднее обстоятельство само по себе не вызывает неприятностей, поскольку в оборудовании совсем не выделяется тепла. Более того, замерзание рабочей жидкости фактически предотвратит чрезмерное понижение температуры оборудования.

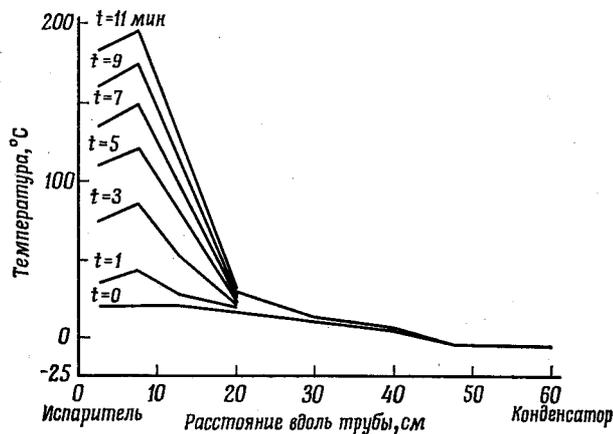
Если по прошествии этого периода с нулевым выделением мощности тепло вновь начинает выделяться, то тепловая труба окажется неспособной к немедленному возобновлению передачи тепла.

Низкая температура в конденсаторе тепловой трубы приводит к снижению давления пара. В свою очередь это обуславливает дальнейшее испарение рабочей жидкости в испарителе. Пар перетекает в холодную зону тепловой трубы (конденсатор), конденсируется там и замерзает или сублимируется. По мере того как рабочая жидкость будет собираться и замерзать, фитиль в области испарения высохнет.

При таком начальном состоянии увеличение подвода тепла к испарителю не может заставить тепловую трубу вновь функционировать. Перед запуском тепловой трубы, для того чтобы расплавить замерзшую рабочую жидкость, требуется поднять температуру в конденсаторе и заставить фитиль перекачать жидкость в испаритель. Однако в испарителе отсутствует какое-либо количество жидкости, которое обеспечило бы передачу тепла к конденсатору и расплавление затвердевшей рабочей жидкости. На фиг. 16 показано изменение во времени температуры вдоль «замерзшей» тепловой трубы трубчатого типа длиной 60 см, изготовленной из нержавеющей стали и использующей в качестве рабочей жидкости воду. В момент времени «нуль» подвод тепла в зону испарения увеличится. Из графика видно, что температура в испарителе возросла за 11 мин почти до 200 °С, тогда как температура в конденсаторе заметно не изменилась и осталась равной температуре замерзания воды.

Было сделано заключение, что необходимо предотвратить замерзание тепловой трубы, в противном случае повторный запуск замерзшей трубы в приемлемо короткий промежуток времени после возобновления подвода тепла к испарителю окажется невозможным.

Во многих практических конструкциях для предотвращения замерзания воды в нее добавлялись вещества, понижающие точку замерзания. Антифризные добавки, включающие спирты и этиленгликоль, обычно используются в автомобилях. Однако, если говорить о тепловых трубах, в них рабочая жидкость претерпевает фазовый переход; в этих условиях возможность применения смесей оказывается проблематичной.



Ф и г. 16. Профили температуры в замороженной тепловой трубе в различные моменты времени после начала подвода тепла к испарителю.

Тепловая труба цилиндрического типа из нержавеющей стали; фитиль из нержавеющей проволоочной сетки; подвод тепла к испарителю начался в момент времени 0; рабочая жидкость — вода.

Пусть рабочая жидкость представляет собой смесь метилового спирта и воды, тогда более высокое давление паров метилового спирта обусловит фракционную возгонку смеси при испарении. Паровая фаза будет представлять смесь паров компонентов, отношение концентраций которых равно отношению давлений насыщения двух компонентов при температуре смеси. Доля паров метилового спирта, обладающих более высокой упругостью, будет выше. Напротив, в жидкой фазе, наполняющей фитиль, основным компонентом будет во-

да, т. е. мы будем иметь дело с тепловой трубой, в которой перенос тепла будет осуществляться в основном метиловым спиртом, не являющимся достаточно эффективной рабочей жидкостью. Фитиль же будет заполнен жидкостью с относительно большим содержанием воды, которая будет замерзать при низких температурах, делая фитиль непригодным для перекачки вообще какой-либо жидкости.

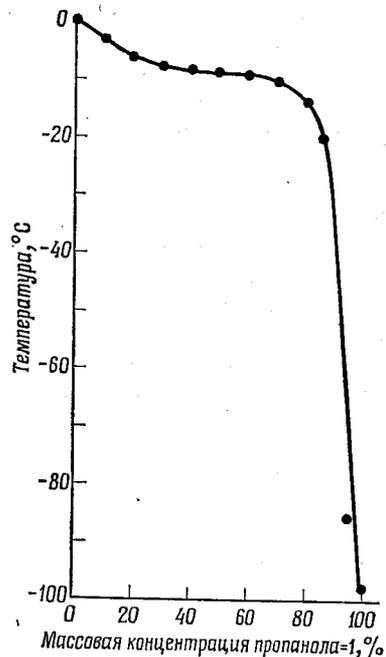
Положение изменится, если снижение точки замерзания будет достигнуто путем добавки жидкости, образующей с водой азеотропный раствор. Концентрация таких добавок будет постоянной в жидкой и паровой фазах, т. е. смесь будет по существу работать как одна жидкость.

Были предприняты поиски сведений о жидкостях, кривые упругости которых были бы близки к кривой упругости водяных паров. В результате обнаружилось, что кривая упругости паров нормального пропилового спирта (пропанола-1) почти идентична кривой упругости паров воды при температурах выше ее точки замерзания, и в то же время точка замерзания этого спирта равна  $-127^{\circ}\text{C}$ . В результате было начато исследование эффективности использования пропилового спирта в качестве вещества, снижающего точку замерзания воды. В опубликованной литературе имеется лишь одно указание [7], что смесь воды и 32,5% пропилового спирта имеет точку замерзания  $-10,5^{\circ}\text{C}$ . Для определения перспективности этой смеси было необходимо расширить имеющиеся сведения о точке плавления смеси, а также уточнить, существует ли эвтектическая смесь. Для простоты измерялась точка плавления, а не точка замерзания. Была разработана простая экспериментальная установка. Эта установка и методика исследования описаны в работе [6].

На фиг. 17 приведена кривая зависимости температуры замерзания смесей воды и пропанола-1 от состава смеси. Каких-либо указаний на существование эвтектического состава смеси обнаружено не было. Температура замерзания снижалась незначительно, пока массовое содержание пропанола-1 не достигало примерно 90%, т. е. пропанол-1 не является эффективным в пла-

не снижения точки замерзания воды до низких температур. Его применимость ограничивается, по-видимому,  $-10^{\circ}\text{C}$ .

Поиски упоминания о других жидкостях с требуемой кривой упругости паров не обнаружили каких-либо агентов, обещающих существенное снижение точки

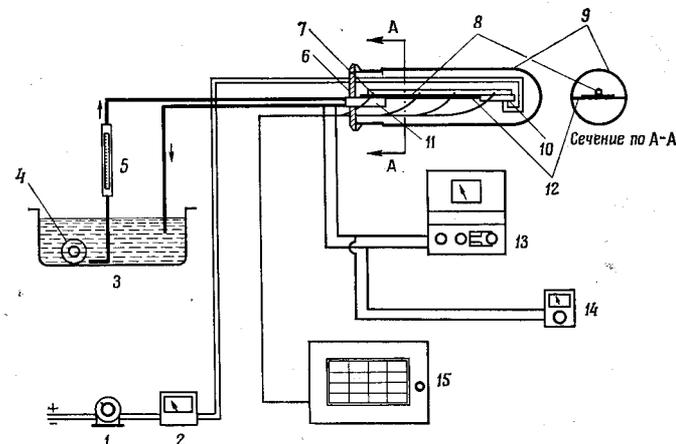


Ф и г. 17. Температура замерзания смеси вода — пропанол-1.

замерзания воды. В другом подходе к решению этой проблемы не делается попытки предотвратить замерзание.

Как указывалось выше, тепловая труба после замерзания не может быть вновь быстро запущена в работу, потому что вся рабочая жидкость в горячей зоне трубы испарилась, а пар сконденсировался и замерз в холод-

ной зоне. Если увеличить подвод тепла в горячей зоне, то передачу тепла к замерзшей рабочей жидкости можно осуществить только за счет теплопроводности по фитилю и корпусу тепловой трубы. Но, как видно из данных фиг. 16, этого явно недостаточно.



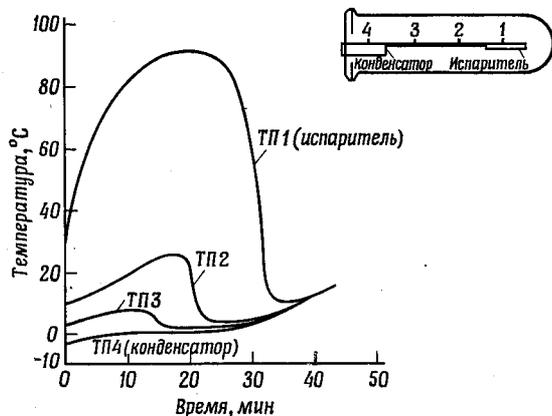
Ф и г. 18. Схема экспериментальной установки для исследования повторного запуска замороженной тепловой трубы.

1 — регулирующий трансформатор; 2 — ваттметр; 3 — бак со смесью вода — метиловый спирт с постоянной температурой; 4 — циркуляционный насос; 5 — расходомер; 6 — фланец из нержавеющей стали; 7 — термопара (ТП); 8 — вспомогательная тепловая труба; 9 — стеклянная камера для испытания тепловых труб; 10 — нагреватель; 11 — теплообменник (сток тепла); 12 — опорная пластина и фитиль; 13 — прибор для измерения разности температур; 14 — прибор для измерения абсолютной температуры; 15 — самописец температуры.

Однако тепловые трубы представляют собой устройства, обладающие способностью к передаче больших плотностей теплового потока. Пусть в качестве рабочей жидкости, обеспечивающей высокую интенсивность передачи тепла, для тепловой трубы выбраны вода или металл. В этом случае можно дополнительно установить вспомогательную тепловую трубу с менее эффективной с точки зрения переноса тепла рабочей жидкостью, но имеющей более низкую точку замерзания. Мощность этой трубы должна быть достаточна для передачи нужного количества тепла от испарителя к кон-

денсатору с тем, чтобы обеспечить повторный запуск замерзшей основной трубы в приемлемые сроки.

Вспомогательная тепловая труба должна находиться в хорошем тепловом контакте с основной тепловой трубой. Вспомогательную трубу устанавливают внутри

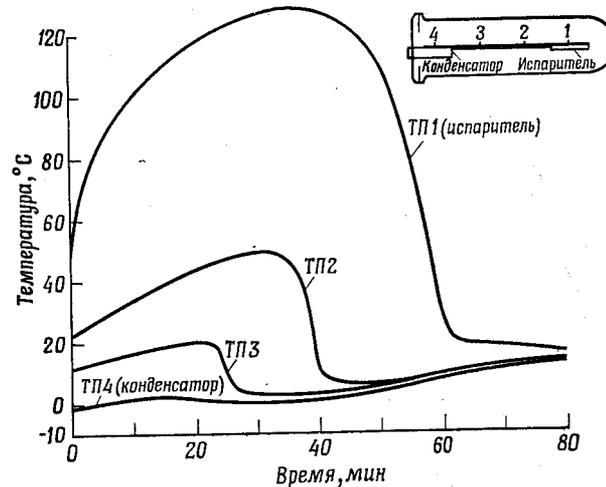


Ф и г. 19. Повторный запуск заморозившейся тепловой трубы с вспомогательной «пусковой» тепловой трубой.

основной тепловой трубы, и она непосредственно соприкасается с фитилем по всей его длине. Основная тепловая труба, использующая эффективную рабочую жидкость, рассчитывается на перенос основной доли тепла. Во вспомогательной тепловой трубе используется рабочая жидкость с низкой точкой замерзания, и хотя ее тепловая мощность весьма ограничена, тем не менее ее будет достаточно для передачи нужного количества тепла к конденсатору, чтобы обеспечить расплавление замерзшей рабочей жидкости основной трубы при увеличении подвода тепла к испарителю.

Для демонстрации осуществимости вышеуказанной идеи была создана специальная многоцелевая установка для испытаний тепловых труб, показанная на фиг. 1.8. Она состояла из стеклянной трубы, внутри которой размещались фитиль и плата, на которой он

укреплялся. Плата была снабжена с одного конца электрическим нагревателем сопротивления, выполнявшим роль источника тепла, а с другой — теплообменником, через который могла циркулировать охлаждающая жидкость; теплообменник служил стоком тепла. На поверхности фитиля были установлены термодатчики (ТП). В качестве вспомогательной использовалась тепловая



Ф и г. 20. Повторный запуск заморозившейся тепловой трубы без вспомогательной «пусковой» тепловой трубы.

труба с метиловым спиртом в качестве рабочей жидкости. Вспомогательная тепловая труба была изготовлена из трубки нержавеющей стали диаметром 12,7 мм. Фитиль образовывали два слоя сетки из нержавеющей стали размером 105 меш.

Были проведены два одинаковых опыта с водой в качестве первичной рабочей жидкости. В одном из этих опытов к верхней части фитиля, перекачивающего воду, была прикреплена вспомогательная тепловая труба. Во втором опыте вспомогательная тепловая труба не использовалась.

Во время опытов через теплообменник (сток тепла) циркулировала охлаждающая жидкость с температурой ниже точки замерзания рабочей жидкости основной трубы; к электрическому нагревателю сопротивления подводилась мощность 2 *вт*. Тепловая труба работала до тех пор, пока не появлялся большой перепад температур между испарителем и конденсатором. Это указывало на то, что тепловая труба замерзла, и рабочая жидкость, как ожидалось, собралась на холодном конце устройства. После этого прокачка охлаждающей жидкости прекращалась, а подводимая к тепловой трубе мощность увеличивалась до 15 *вт*. На фиг. 19 и 20 представлены графики изменения температуры во времени в этих двух опытах при наличии и отсутствии вспомогательной тепловой трубы. Из приведенных данных видно, что вспомогательная тепловая труба существенно ускоряла повторный запуск устройства после его замерзания.

Как уже отмечалось выше, основная тепловая труба в этом опыте представляла собой «многоцелевую конструкцию», не предназначенную специально для данного эксперимента. Вспомогательная тепловая труба также не проектировалась специально для обеспечения передачи тепла в холодную зону наилучшим образом. Однако проведенный эксперимент показал практическую возможность использования этой идеи для повторного запуска замороженных тепловых труб. Поэтому целесообразны дальнейшие исследования в этой области.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Shlosinger A. P., Study of Passive Temperature and Humidity Control Systems for Advanced Space Suits, Final Second Phase Report, NASA CR-73270, November 1968.
2. Shlosinger A. P., Study of Passive Temperature and Humidity Control Systems for Advanced Space Suits, NASA CR-73168, September 1967.
3. Marcus B. D., On the Operation of Heat Pipes, TRW Systems, Rept. № 9895-6001-TU-000, May 1965.
4. Shlosinger A. P., Woo W., Cafaro C., Bentila E. W., Technology Study of Passive Control of Humidity in Space Suits, NASA CR-69098, September 1965.

5. Shlosinger A. P., Jacobi E. F., Study of Passive Temperature and Humidity Control Systems for Advanced Space Suits, Material Research Report — First Year, NASA CR-73169, September 1967.
6. Woo W., Study of Passive Temperature and Humidity Control Systems for Advanced Space Suits, Material Research Report — Second Year, NASA CR-73271, November 1968.
7. International Critical Tables of Numerical Data, Physics, Chemistry and Technology, vol. IV, p. 262, McGraw-Hill, N. Y., 1933.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие редактора . . . . .	5
Феррелл, Джонсон, Механизм теплообмена в испарительной зоне тепловой трубы (перевод Жукова В. М.) . . . . .	9
Мориц, Влияние геометрии капилляров на максимальную тепловую нагрузку в тепловых трубах (перевод Гандельсман А. Ф.) . . . . .	33
Феррелл, Олливитч, Теплообмен при испарении в капиллярных структурах фитиля (перевод Жукова В. М.) . . . . .	118
Шато, Стреккерт, Предельный режим тепловой трубы (перевод Морозова А. Е.) . . . . .	142
Кемме, Предельные характеристики тепловой трубы (перевод Якимовича К. А.) . . . . .	160
Лаймен, Хуанг, Анализ распределения температуры в фитилях тепловых труб (перевод Морозова А. Е.) . . . . .	177
Хуфшмидт, Бурк, Кола, Хофман, Влияние касательных напряжений, возникающих при движении пара, на ламинарный поток жидкости в капиллярах тепловых труб (перевод Жукова В. М.) . . . . .	203
Карлсон, Гоффман, Влияние магнитных полей на характеристики тепловых труб (перевод Зейгарника Ю. А.) . . . . .	244
Деверолл, Ртуть как теплоноситель для тепловой трубы (перевод Якимовича К. А.) . . . . .	271
Хёкер, Экспериментальные исследования тепловых труб на натрии и воде (перевод Жукова В. М.) . . . . .	297
Фелдман, Витлов, Эксперименты с двухжидкостной тепловой трубой (перевод Цицаркина А. Ф.) . . . . .	303
Буссэ, Коррозия высокотемпературных тепловых труб на литии (перевод Морозова А. Е.) . . . . .	316
Бинерт, Применение тепловых труб для регулирования температуры (перевод Цицаркина А. Ф.) . . . . .	349
Шлозингер, Конструкции тепловых труб для регулирования температуры в космическом скафандре (перевод Зейгарника Ю. А.) . . . . .	371

### ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ

Редактор *Н. В. Серегина*

Художественный редактор *Н. Г. Блинов*

Технический редактор *В. П. Сизова*

Сдано в набор 31/V 1972 г.

Подписано к печати 20/X 1972 г.

Бумага кн. журн. 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub> = 6,56 бум. л. 22,05 усл. печ. л. Уч.-изд. л. 19,17.

Изд. № 20/6645.

Цена 2 р. 16 к.

Зак. 396.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»  
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Московская типография № 11 Главполиграфпрома Государственного Комитета  
Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной  
торговли. Москва, 88, Угрешская, 12.