

Федеральное агентство по образованию
Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)



Кафедра теплофизики

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

(Пособие к лабораторному практикуму по курсу
«Теория теплообмена»)

Под редакцией профессора В.И. Деева

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 536.2(075)
ББК 31.31я7
Э 41

Экспериментальные методы изучения процессов теплопередачи (пособие к лабораторному практикуму): Учебное пособие / В.И. Деев, А.С. Корсун, В.А. Корсун, В.Б. Круглов, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин, А.А. Одинцов; Под ред. проф. В.И. Деева. – М.: МИФИ, 2008. – 112 с.

Описаны методы экспериментального исследования теплопроводности и конвективного теплообмена в однофазной и двухфазной средах. Изложены теоретические основы рассматриваемых методов, освещены вопросы организации и техники теплофизического эксперимента, приведены принципиальные схемы экспериментальных установок.

Предназначено для студентов старших курсов факультета «Ф», специализирующихся в области теплофизики ядерных реакторов и перспективных методов получения и преобразования энергии.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент проф. О.В. Нагорнов

ISBN 978-5-7262-1083-4

© *Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель учебного пособия – помочь студентам, изучающим курсы теплопередачи, подготовиться к выполнению работ в лабораторном практикуме кафедры теплофизики. В пособии только кратко рассматриваются вопросы теории, основное же внимание уделено экспериментальным методам исследования процессов теплопроводности и конвективного теплообмена в однофазной и двухфазной средах. Наиболее полно описываются те методы, которые получили развитие в лаборатории теплопередачи кафедры.¹ Учебные стенды, на которых студенты приобретают навыки практической работы, постоянно совершенствуются, поэтому в пособии приведены лишь принципиальные схемы установок с указанием основных источников энергоснабжения и средств измерений. По мнению авторов, подробное описание конструкций рабочих участков, технических характеристик применяемого оборудования и приборов, а также конкретных систем электропитания, схем измерения необходимых параметров и способов контроля исследуемого процесса должно содержаться в специальных инструкциях, которые составляются для каждой экспериментальной установки и постоянно обновляются. По этой же причине в пособии изложены только общие правила выполнения лабораторных работ на кафедре, включая подготовку опыта и порядок проведения измерений, обработку экспериментальных данных и представление результатов.

Пособие подготовлено коллективом преподавателей кафедры теплофизики МИФИ. Предисловие и введение написаны В.И. Деевым, раздел 1 – А.А. Одинцовым и В.А. Корсуном, раздел 2 – А.С. Корсуном и В.Б. Кругловым, разделы 3 и 4 – В.И. Деевым, К.В. Куценко и А.А. Лаврухиным.

Авторы благодарны рецензенту профессору О.В. Нагорнову за сделанные замечания и ценные советы.

¹ Лабораторный практикум по курсу «Теория теплообмена»: / В.И. Деев, А.С. Корсун, А.А. Одинцов, Ю.Е. Похвалов. – М.: МИФИ, 1993.

ВВЕДЕНИЕ

Расчет процессов теплопередачи в ядерных энергетических установках проводится, главным образом, на основе феноменологического метода. В этом методе вещество рассматривается как сплошная непрерывная среда (континуум), а для математического описания изучаемых явлений используются фундаментальные законы физики: законы сохранения вещества, количества движения и энергии. Однако эти законы не отражают всех частных особенностей протекания процесса в конкретном веществе, которое обладает определенной микроструктурой и свойствами. Поэтому при составлении замкнутой системы дифференциальных уравнений, описывающей рассматриваемый физический процесс, приходится привлекать некоторые дополнительные соображения (гипотезы), которые следуют из непосредственного наблюдения данного явления. В случае процессов теплопередачи к таким гипотезам относятся закон теплопроводности Био – Фурье и закон вязкого трения Ньютона. Коэффициенты пропорциональности между искомыми величинами в дополнительных уравнениях, выражающих эти феноменологические законы, – коэффициент теплопроводности и коэффициент вязкости – являются теплофизическими параметрами вещества. Для данного вещества такие параметры зависят только от температуры и давления и, как правило, определяются опытным путем.

Реальные физические процессы обычно описываются весьма сложными системами дифференциальных уравнений, решить которые аналитическими методами во многих случаях не удастся. В полной мере это можно отнести и к рассматриваемым здесь явлениям теплопередачи. Таким образом, большое значение в данной области знаний принадлежит именно экспериментальным исследованиям, результаты которых широко используются для получения необходимых для практики расчетных соотношений.

1. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

В теории теплопроводности основным феноменологическим законом является гипотеза французских ученых Био и Фурье о связи между вектором плотности теплового потока $\vec{q}$ в неравномерно нагретом веществе и градиентом температуры T

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad} T, \quad (1.1)$$

где коэффициент пропорциональности λ , имеющий размерность Вт/(м·К), называется коэффициентом теплопроводности. Коэффициент теплопроводности, обычно определяемый в специальных опытах, зависит от рода вещества и в общем случае является функцией температуры и давления. Знак минус в выражении (1) в соответствии со вторым началом термодинамики указывает на то, что векторы $\vec{q}$ и $\text{grad} T$ направлены противоположно друг другу.

Феноменологическим методом при описании процесса теплопроводности можно пользоваться только в тех случаях, когда размеры среды, где происходит процесс, велики по сравнению с характерными размерами ее микроструктуры.²

1.1. Уравнение теплопроводности

При отсутствии конвекции и теплового излучения перенос энергии в веществе под действием градиента температуры осуществляется теплопроводностью. Наличие градиента температуры – признак неравновесности процесса, следовательно, и коэффициент теплопроводности – неравновесное свойство вещества.

Используя закон Био – Фурье вместе с первым началом термодинамики, можно получить уравнение теплопроводности (уравнение Фурье) [2 – 4]

² При описании процесса теплопроводности в веществе возможно использование микроскопического механизма переноса теплоты [1], но при этом для получения практических результатов необходимо проводить эксперименты на микроуровне.

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} - \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) - q_v = 0, \quad (1.2)$$

где c и ρ – удельная теплоемкость и плотность вещества; τ – время; q_v – мощность внутренних источников тепла в единице объема тела. Если свойства тела постоянны, то уравнение (1.2) можно представить в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T + \frac{q_v}{c\rho}, \quad (1.3)$$

где $a = \lambda/(c\rho)$ – коэффициент температуропроводности вещества, имеющий размерность $\text{м}^2/\text{с}$.

Из анализа размерностей λ и a следует, что для определения коэффициента теплопроводности нужно измерять поток тепла, геометрические размеры образца и перепады температур в нем, а для определения коэффициента температуропроводности достаточно располагать меньшим количеством измеряемых величин.

При больших перепадах температур в исследуемых образцах используется нелинейное уравнение теплопроводности (1.2), учитывающее зависимость λ от температуры [3].

Уравнение (1.2) при условии $\partial T/\partial \tau = 0$ легло в основу большинства стационарных методов экспериментального определения коэффициента теплопроводности, а уравнение (1.3) – коэффициента температуропроводности.

Теплофизические свойства тела, уровень температур, при которых проводятся исследования, в значительной степени определяют выбор формы и размеров испытуемых образцов, от чего, в свою очередь, зависит использование той или иной системы координат, в которой решаются уравнения для получения расчетных зависимостей. В ряде случаев выбор метода и системы координат непосредственно связан с геометрией уже имеющихся образцов.

Выражение $\nabla^2 T$ в декартовой системе координат x, y, z имеет вид:

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}; \quad (1.4)$$

в цилиндрической системе r, φ, z –

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}; \quad (1.5)$$

в сферической системе r, θ, ψ –

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial T}{\partial \mu} \right] + \frac{1}{r^2 (1 - \mu^2)} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2}, \quad (1.6)$$

где $\mu = \cos \theta$, а θ и ψ – соответственно полярный угол и долгота.

При решении задач теплопроводности в образце определенной геометрии после выбора системы координат необходимо задать условия однозначности. Это позволяет из множества решений дифференциального уравнения выделить конкретный процесс.

Условия однозначности включают в себя геометрические, физические, временные и граничные условия. Геометрические условия задают форму и размеры исследуемого образца. Физические условия характеризуют физические свойства образца и окружающей среды. Временные условия указывают на особенности протекания процесса во времени, в частности задают начальное распределение температур. Граничные условия определяют особенности протекания процесса на границах тела.

В экспериментах исследуемый образец обменивается теплотой с окружающей средой в различных условиях. Теплообмен может происходить при заданном распределении температур на поверхности образца, в этом случае известна функция

$$T_F = T_F(\bar{L}_F, \tau), \quad (1.7)$$

где $\vec{L}_F$ – вектор, характеризующий координаты точек поверхности образца F . Условие (1.7) называют граничным условием первого рода.

В ряде задач используется граничное условие второго рода. В таких случаях считается известным тепловой поток q_F на границах тела

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_F = q_F(\vec{L}_F, \tau), \quad (1.8)$$

где $(\partial T / \partial n)_F$ – производная температуры по внешней к поверхности тела нормали, взятая при $n = 0$, т.е. на поверхности тела F .³

Третий тип граничных условий определяет простейшее линейное условие теплообмена между образцом и окружающей средой. Это может быть конвективный теплообмен с жидкостью (газом) или лучистый теплообмен, который можно охарактеризовать эффективным коэффициентом теплоотдачи α :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_F = \alpha(T_F - T_{\text{окр.ср}}). \quad (1.9)$$

Если в задаче рассматриваются два тела и есть граница контакта между ними, то используются дополнительные условия (условия «сшивки»), которые выражают равенство удельных тепловых потоков и температур в точках контакта тел. При наличии термического сопротивления на границе тел необходимо учитывать возникающий при этом перепад температур в зоне контакта.

Уравнение теплопроводности (1.2) с указанными условиями однозначности решается аналитически [5, 6], численными методами [6] или методами аналогий [3, 7]. В результате решения получают формулы, позволяющие рассчитать экспериментальные

³ Правая часть (1.8) – заданная функция; она положительна, если тепловой поток отводится от тела (тело охлаждается), и отрицательна, если тепловой поток подводится к телу.

значения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности.

1.2. Стационарные методы измерения коэффициента теплопроводности и контактных термических сопротивлений

Наибольшее развитие получили стационарные методы измерения коэффициентов теплопроводности и контактных термических сопротивлений, основанные на решениях одномерных задач, т.е. когда $T = T(x)$ или $T = T(r)$ и выражения (1.4) – (1.6) значительно упрощаются. Например, в практике экспериментальных исследований широко используется метод «тонкого стержня» [2], температурное поле в котором можно считать одномерным. Неодномерность задач обычно учитывается введением соответствующих поправок.

Для получения расчетных соотношений, необходимых при экспериментальном определении коэффициента теплопроводности и термических сопротивлений, при одномерной постановке задач достаточно использовать закон Био – Фурье и постоянство удельного теплового потока q в случае плоских изотермических поверхностей; закон Био – Фурье и постоянство полного потока тепла через цилиндрическую или сферическую изотермические поверхности.

1.2.1. Меры по обеспечению одномерности температурного поля и теплового потока в образце

Одномерность температурного поля проще всего реализуется в сферической геометрии, но изготовить сферический слой из исследуемого материала с внутренним нагревателем в центре сферической полости, а также заделать измерительные термопары на изотермических поверхностях этого слоя является непростой задачей.

В случае плоского образца, если он представляет собой, например, диск радиусом R и толщиной δ , образец окружается охранным кольцом с нагревателем (рис. 1.1), что позволяет компенсировать радиальные утечки тепла.

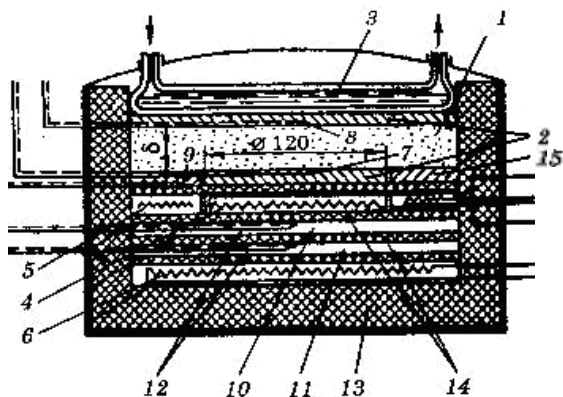


Рис. 1.1. Схема прибора для измерения коэффициента теплопроводности методом плоского слоя: 1 – образец; 2 – медные диски; 3 – холодильник; 4 – основной нагреватель; 5 – кольцевой охранный нагреватель; 6 – охранный нагреватель; 7 – 9, 12 – термопары; 10, 11 – медные диски; 13 – тепловая изоляция; 14 – прокладки (асбест); 15 – компенсационный диск

Если для измерений применяется цилиндрический слой, то одномерное температурное поле можно создать с помощью торцевых компенсационных нагревателей. Другой возможный путь заключается в использовании для проведения эксперимента средней части цилиндрического слоя большой длины, при этом нагреватель создающий радиальный тепловой поток должен иметь потенциальные выводы.

В экспериментальной установке, принципиальная схема которой изображена на рис. 1.2, исследуемое вещество помещается в кольцевом зазоре, образованном трубками из нержавеющей стали, расположенными коаксиально. Тепловой поток через слой исследуемого вещества создается основным нагревателем, установленным внутри трубки 2. На наружной поверхности трубки 3 размещен электрический нагреватель 5, необходимый для создания и поддержания заданного температурного уровня в исследуемом веществе. Кроме того, предусмотрена возможность компенсации торцевых утечек тепла. Для этой цели имеются компенсационные нагреватели, расположенные на концах трубки 3. Для измерения перепада температур на слое

исследуемого вещества используются хромель-алюмелевые термопары. Горячие спаи четырех основных термопар $T_1 - T_4$ установлены на боковых поверхностях трубок 2 и 3 в центральной части измерительной ячейки (по две термопары на каждую трубку), горячий спай контрольной термопары T_5 размещен на одном из торцов трубки 3. Холодные спаи всех термопар выведены за пределы опытного участка и находятся при комнатной температуре. Термопары подсоединены к переключателю, который позволяет поочередно подключать их к милливольтметру.

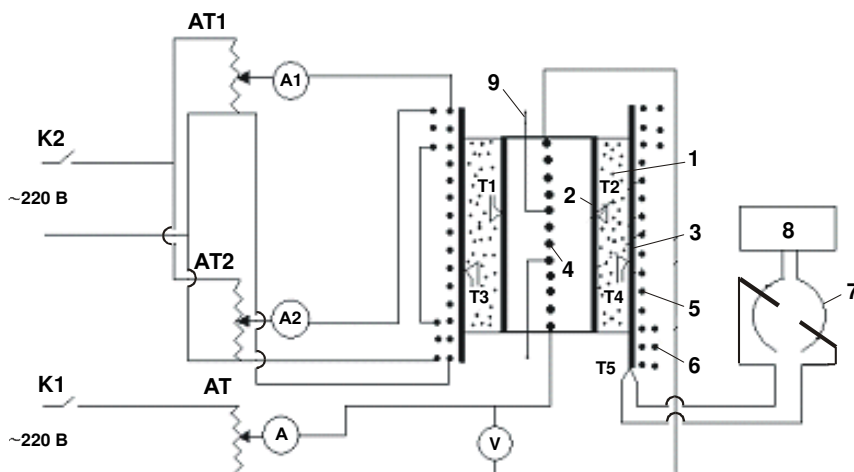


Рис. 1.2. Принципиальная схема экспериментальной установки для измерения коэффициента теплопроводности методом цилиндрического слоя: 1 – исследуемое вещество; 2, 3 – трубки из нержавеющей стали; 4 – основной внутренний нагреватель; 5 – наружный нагреватель; 6 – компенсационный нагреватель; 7 – термопарный переключатель; 8 – милливольтметр; 9 – потенциальные выводы; AT – автотрансформатор; К – выключатель

В методе стержня (рис. 1.3) радиальные утечки тепла компенсируются нагревателями охранный цилиндра, а зазор между образцом и цилиндром заполняется тепловой изоляцией: оксидом алюминия, магнезия или керамической крупкой, что облегчает вакуумирование зазора.

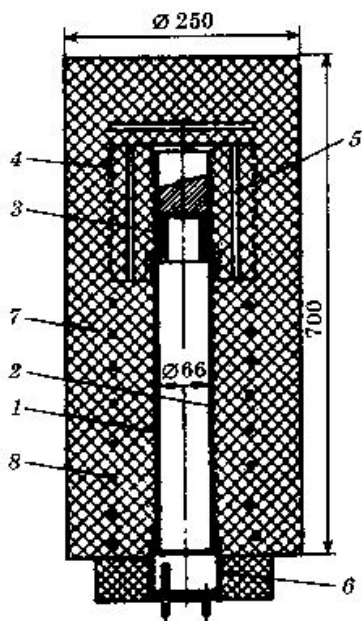


Рис. 1.3. Схема конструкции прибора для измерения коэффициента теплопроводности жидких металлов методом стержня: 1 – трубка из нержавеющей стали; 2 – термопары; 3 – основной нагреватель; 4, 8 – охранные нагреватели; 5 – тепломер; 6 – холодильник; 7 – тепловая изоляция

1.2.2. Методы измерений с внешним подводом тепла к образцу

Методы с внешним подводом тепла соответствуют уравнению теплопроводности с $q_v = 0$. Подвод теплоты к образцам осуществляется косвенно непрерывными лазерами, электронными пушками, лампами накаливания, электрическими нагревателями. Электрические нагреватели могут изготавливаться из нихрома, других жаропрочных сплавов, молибдена, вольфрама, платины, при этом среда, в которой находится нагреватель, должна обеспечивать надежную работу используемого материала.

Известные стационарные методы измерения коэффициента теплопроводности, в которых тепло подводится к образцу от

внешнего источника можно разделить на две группы: абсолютные и относительные методы.

Абсолютные методы. Абсолютные методы измерения коэффициента теплопроводности рассмотрим на примерах, в которых образец представляет собой либо плоский слой, либо неограниченный цилиндрический слой исследуемого вещества.

В случае плоского слоя в соответствии с уравнением (1.1) для определения λ необходимо измерить плотность теплового потока q и градиент температур в образце. Если исследуемый образец имеет коэффициент теплопроводности меньше 10 Вт/(м·К) , то можно получить достаточные (исходя из требований точности измерений) перепады температур на небольшом слое вещества, при этом не требуются большие тепловые потоки.



Рис.1.4. Схема измерения коэффициента теплопроводности методом плоского слоя с двумя образцами: 1 – термопары; 2 – основной нагреватель; 3 – образец; 4 – теплосъемник

Схематическое изображение прибора, в котором реализуется рассматриваемый метод, представлено на рис. 1.4. Исследуемому материалу придается форма круглой или квадратной пластины. При этом необходимо учитывать, что соотношение между толщиной и площадью поперечного сечения образца влияет на качество выполнения условия одномерности потока теплоты, которое зависит от величины боковых утечек тепла. Градиент температур в образце создается основным нагревателем. Температуры граничных поверхностей слоев измеряются термопарами, заделанными в стенки нагревателя и теплосъемника с

большим коэффициентом теплопроводности (медь, алюминий, латунь). Боковые утечки тепла максимально уменьшаются компенсационным нагревателем охранный кольца. Таким образом, исследуемый слой находится между двумя практически изотермическими поверхностями, температура которых измеряется. Кроме перепада температур измеряется полный поток тепла Q через образец. Формула для расчета коэффициента теплопроводности в данном случае имеет вид:

$$\lambda = \frac{Q}{F} \frac{\delta}{\Delta T}, \quad (1.10)$$

где δ и F – толщина и площадь поперечного сечения образца; ΔT – перепад температур на слое толщиной δ . Если нагреватель окружить с обеих сторон образцами и теплоемниками, как показано на рис. 1.4, то можно исключить погрешность измерений, связанную с утечками тепла от нагревателя.

При $\lambda > 10$ Вт/(м·К) метод плоского слоя обычно реализуется на образцах в виде стержней. Это позволяет получить необходимые перепады температур за счет увеличения δ в формуле (1.10). Одномерность потока тепла обеспечивается тепловой изоляцией и боковыми нагревателями.

Абсолютный метод плоского слоя находит применение для измерения коэффициента теплопроводности твердых тел, жидкостей и газов в широком диапазоне температур. При высоких температурах необходимо учитывать лучистый перенос энергии, а в случае жидкостей и газов исключить возможность возникновения конвекции в исследуемом веществе. Показанный ранее на рис. 1.3 прибор успешно применялся для измерения λ жидких металлов.

В методе неограниченного цилиндрического слоя образец из исследуемого материала имеет форму полого цилиндра. Он может быть цельным или набранным из коротких элементов, плотно прилегающих друг к другу. Для создания температурного перепада в цилиндрическом слое исследуемого материала последний может нагреваться с внутренней или наружной стороны. Тепловой поток должен быть постоянным по длине образца. Значение теплового потока может определяться по измеренной электрической

мощности нагревателя, либо калориметрическими методами. Одномерность потока тепла обеспечивается мерами, рассмотренными ранее в п. 1.2.1.

Применение набора коротких образцов уменьшает влияние торцевых утечек тепла из-за наличия контактных термических сопротивлений между образцами. Одновременно упрощается заделка термопар и сверление пирометрических каналов. Отношение полной длины образца (набора) к его наружному диаметру L/D должно быть не менее $5 \div 10$.

Для измерительного участка, который конструируется по методу цилиндрического слоя, типична схема, представленная ранее на рис. 1.2. Расчет коэффициента теплопроводности в рассматриваемом случае проводится с использованием следующей формулы:

$$\lambda = \frac{Q \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi L(T_1 - T_2)}, \quad (1.11)$$

где Q – полный тепловой поток через исследуемый слой длиной L ; r_1 и r_2 – радиусы цилиндрических поверхностей, где измеряются температуры T_1 и T_2 . Так как температура в цилиндрическом слое изменяется по логарифмическому закону, оптимальное отношение радиусов r_2/r_1 при выборе геометрических размеров слоя составляет $2 \div 3$.

Относительные методы. В относительных методах кроме образца из исследуемого материала обычно используется эталон с известным коэффициентом теплопроводности⁴. При одинаковом тепловом потоке через оба тела измеряется отношение градиентов температур в исследуемом теле и эталоне. Конструкция измерительной ячейки, предусматривающая использование этого метода, может представлять собой столбик, набранный из плоских образцов круглого сечения попеременно с эталонными образцами такого же сечения. Между образцами помещают тонкие медные

⁴ Знание теплопроводности эталона и градиента температур в нем позволяет определить тепловой поток, проходящий через измеряемый образец.

пластины с заделанными в них термопарами. Необходимости точного измерения мощности торцевого нагревателя нет. Утечки тепла с образцов могут быть учтены по перепадам температур на эталонах. Применение относительных методов при высоких температурах ограничено отсутствием эталонных материалов.

Метод определения контактных термических сопротивлений. При прохождении теплового потока через зону контакта двух тел возникает перепад температур ΔT_k в этой зоне (рис. 1.5). Качество теплового контакта между соприкасающимися поверхностями тел характеризуется контактным термическим сопротивлением R_k , которое рассчитывается по формуле

$$R_k = \frac{\Delta T_k}{q}, \quad (1.12)$$

где q – плотность теплового потока. При таком определении R_k его размерность – $\text{м}^2 \cdot \text{К} / \text{Вт}$.

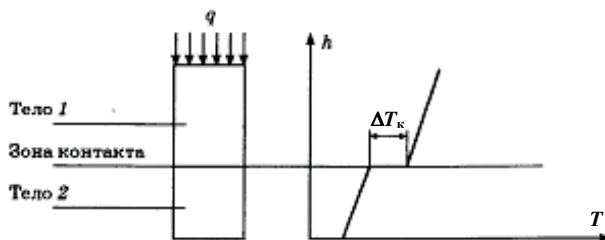


Рис. 1.5. Распределение температур в системе двух соприкасающихся тел при прохождении теплового потока через зону их контакта

Для измерения величины ΔT_k нужно установить на каждом теле, как минимум, две термопары, чтобы по полученным в эксперименте данным иметь возможность экстраполировать температурные кривые в зону контакта.

Так как тепло в общем случае переносится в зоне контакта теплопроводностью через пятна контакта и газовую прослойку между ними, а также посредством лучистого переноса, то термическое сопротивление R_k исследуется как функция чистоты

обработки поверхностей тел и силы их сжатия, теплопроводности газовой прослойки в зазоре, степени черноты поверхностей.

Возможная схема установки для измерения контактного термического сопротивления между двумя плоскими поверхностями изображена на рис. 1.6.

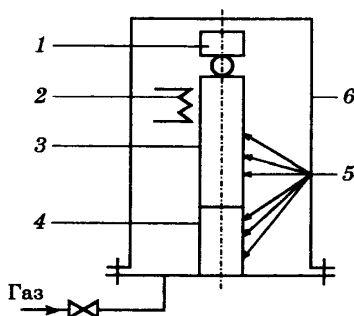


Рис. 1.6. Схема установки для измерения контактного термического сопротивления: 1 – нагрузочное устройство; 2 – нагреватель; 3, 4 – контактирующие стержни; 5 – термопары; 6 – герметичная оболочка

В качестве исследуемых тел используются два стержня, которые соприкасаются друг с другом по торцам. Термопары, измеряющие продольное распределение температур в стержнях, удалены от места расположения нагревателя, создающего тепловой поток, на расстояние не менее двух диаметров стержня, где температура по его поперечному сечению уже практически не изменяется. Это необходимо для того, чтобы обеспечить условие изотермичности в месте заделки термопар. Нагрузочная система должна создавать равномерную по сечению контакта нагрузку. Поток тепла может быть определен по известному значению коэффициента теплопроводности стержней.

1.2.3. Методы измерений с внутренним тепловыделением в образце

Методы измерения коэффициента теплопроводности с внутренним тепловыделением в образце можно разделить на методы плоских изотермических поверхностей и методы цилиндрических (или сферических) изотермических поверхностей.

Разработка методов для образцов с плоскими изотермическими поверхностями была впервые начата Ф. Кольраушем. В методе Кольрауша применяется образец в форме стержня, который нагревается пропусканием через него электрического тока. Если все выделяющееся тепло отводится через концы стержня (теплообмен на боковой поверхности отсутствует), то стержень рассматривается как «тонкий», поскольку температура в его поперечном сечении практически не меняется (случай плоской изотермической поверхности). Тогда расчетная формула имеет вид:

$$\lambda = \frac{U^2}{8\rho\Delta T}, \quad (1.13)$$

где U – падение напряжения на полной длине образца; ρ – удельное электрическое сопротивление материала стержня. Разность температур ΔT в формуле (1.13) вычисляется как

$$\Delta T = T_2 - \frac{T_1 + T_3}{2},$$

где T_2 – температура в середине образца, T_1 и T_3 – температуры концов образца. Погрешность измерений $\cong 3\%$. Метод применялся при температурах до 1200 К.

Использование метода «тонкого стержня» позволяет свести задачи с граничными условиями третьего рода к одномерным задачам с внутренними источниками тепла. На основе этого метода в МИФИ разработано устройство для измерения теплопроводности тепловыделяющих элементов (твэлов) ядерных реакторов [8].

1.3. Нестационарные методы измерения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности

В отличие от стационарных методов, использование которых позволяет определить только коэффициент теплопроводности λ , нестационарные методы, основанные на решении уравнения (1.3), предоставляют возможность непосредственного измерения коэффициента температуропроводности a . Если при исследовании нестационарного теплового процесса в экспериментах дополнительно измеряются плотность теплового потока через образец и градиент температуры в нем, то по закону Био – Фурье (1.1) можно определить и коэффициент теплопроводности. Кроме того, когда известны удельная теплоемкость c и плотность ρ исследуемого вещества, по измеренному в опытах значению a нетрудно рассчитать коэффициент теплопроводности как $\lambda = \rho c a$.

Используемые в технике теплофизического эксперимента нестационарные методы измерений можно условно разделить на две группы: регулярные и иррегулярные методы. К первой группе принадлежат уже давно известные и хорошо разработанные методы регулярного теплового режима. Ко второй группе можно отнести импульсные методы, которые начали интенсивно развиваться при появлении импульсных источников энергии (лампы-вспышек, лазеров и др.).

1.3.1. Методы регулярного теплового режима

В нестационарных процессах теплопроводности поле температур в теле зависит не только от координат, но и от времени. Решение уравнения нестационарной теплопроводности при заданных начальных и граничных условиях аналитическими методами (методами разделения переменных, преобразования Лапласа и др.) даже при постоянных физических свойствах тела (см. уравнение (1.3)) требует выполнения сложных математических процедур и обычно приводит к весьма громоздким выражениям. Конкретный вид результатов, полученных при решении задач нестационарной теплопроводности, для различных типов начального распределения температур и условий теплообмена на

границах тел разной геометрической формы можно найти в [5, 6, 9].

Важнейшим параметром, определяющим протекание нестационарного теплового процесса во времени, в наиболее общей (безразмерной) форме является число Фурье $Fo = a\tau/L^2$, которое включает коэффициент температуропроводности a и характерный размер тела L . Непосредственные наблюдения за процессом, а также теоретический анализ задач нестационарной теплопроводности показывают, что с течением времени (точнее при $Fo > 0,5$) начальное состояние тела перестает играть существенную роль и наступает так называемый регулярный тепловой режим. В этом режиме закономерности изменения температурного поля становятся достаточно простыми и, соответственно, значительно более простые формы приобретают решения уравнения нестационарной теплопроводности. Вид асимптотических решений, соответствующих большим значениям числа Fo , зависит от граничных условий. В связи с этим различают регулярные режимы 1-го, 2-го и 3-го рода.

Если тело помещается в жидкость и на его границах происходит конвективный теплообмен при постоянных значениях температуры $T_{\text{ж}}$ и коэффициента теплоотдачи α (граничное условие 3-го рода), то возникает регулярный режим 1-го рода (экспоненциальный тепловой режим), при этом избыточная температура тела $\Theta = T - T_{\text{ж}}$ выражается как

$$\Theta(x, y, z, \tau) = \Phi_1(x, y, z) \exp(-m\tau), \quad (1.14)$$

где m – темп регулярного режима.

Если к телу подводится постоянная тепловая мощность, то в нем формируется регулярный режим 2-го рода (регулярный линейный, или квазистационарный режим), при котором поле температур в теле описывается функцией, линейной относительно времени:

$$T(x, y, z, \tau) = \Phi_2(x, y, z) + b\tau, \quad (1.15)$$

где b – скорость нагрева.

Когда подвод теплоты к поверхности тела осуществляется тепловым потоком, изменяющимся по какому-либо периодическому закону, что в результате вызывает периодические колебания температуры поверхности, в теле наступает регулярный режим 3-го рода (температурные, или тепловые волны). Например, в случае образца в виде длинного стержня, температура одного из торцов которого ($x = 0$) периодически изменяется по закону $T(0, \tau) = A_0 \cos(\omega \tau)$, при отсутствии утечек тепла с боковой поверхности температура в любой точке стержня описывается выражением:

$$T(x, \tau) = A_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2a}}x\right) \cos\left[\omega\tau - \sqrt{\frac{\omega}{2a}}x\right], \quad (1.16)$$

где $A_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2a}}x\right)$ – амплитуда колебаний температуры в сечении стержня с координатой x ; ω – круговая частота, а $\sqrt{\frac{\omega}{2a}}x$ – сдвиг колебаний по фазе в этом же сечении.

На основе теории регулярных тепловых режимов разработан целый ряд экспериментальных методов определения теплофизических свойств веществ [10]. Эти методы позволяют сравнительно просто организовать эксперименты и получать необходимые результаты с достаточно высокой точностью.

Регулярный режим 1-го рода. В выражении (1.14) величина m характеризует относительную скорость изменения температуры в любой точке тела в стадии регулярного режима. Действительно, прологарифмировав (1.14) и взяв частную производную Θ по времени, найдем

$$m = -\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau}.$$

Темп регулярного режима – величина, не зависящая ни от координат, ни от времени. Значение m в общем случае определяется геометрической формой, размерами, теплофизическими свойствами тела, а также условиями теплообмена на поверхности тела с окружающей средой.

Согласно теореме Г.М. Кондратьева [10], если для тела с характерным размером L критерий Био $Bi = \frac{\alpha L}{\lambda} \rightarrow \infty$ (практически $Bi \geq 100$), то существует простая связь между темпом регулярного режима m и коэффициентом температуропроводности тела a :

$$a = mK, \quad (1.17)$$

где K – коэффициент формы. Для тел разной геометрической формы значение K зависит от размеров тела. Так, для шара

$$K = \left(\frac{R}{\pi}\right)^2; \text{ для неограниченной пластины } K = \left(\frac{2\delta}{\pi}\right)^2; \text{ для}$$

$$\text{неограниченного цилиндра } K = \left(\frac{R}{2,4}\right)^2; \text{ для цилиндра конечной}$$

$$\text{длины } K = \left[\left(\frac{2,4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2\delta}\right)^2 \right]^{-1}. \text{ Здесь } R - \text{ радиус шара или цилиндра, } 2\delta - \text{ толщина пластины или длина цилиндра.}$$

Из выражения (1.17) следует, что для определения коэффициента температуропроводности необходимо измерить темп регулярного режима. Такие измерения обычно проводят в следующем порядке. Образец определенной формы, выполненный из изучаемого материала, сначала нагревают до заданной температуры, а затем охлаждают в термостате, оборудованном специальной мешалкой (рис. 1.7). Дифференциальной термопарой измеряют избыточную температуру образца Θ как функцию времени τ . По данным проведенных измерений строят график в координатах $\ln \Theta - \tau$ и по нему определяют темп охлаждения по формуле

$$m = \frac{\ln \Theta_1 - \ln \Theta_2}{\tau_2 - \tau_1},$$

где Θ_1 и Θ_2 – значения избыточных температур в моменты времени τ_1 и τ_2 в стадии регулярного теплового режима.

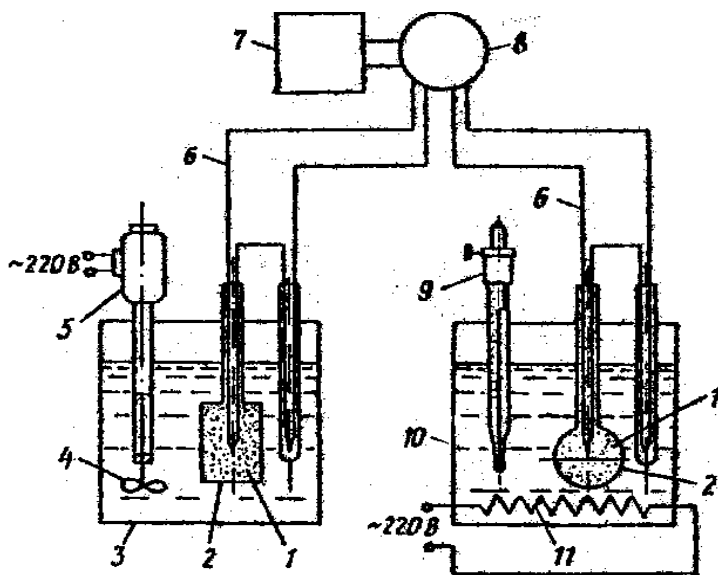


Рис. 1.7. Схема установки для определения коэффициента температуропроводности методом регулярного режима 1-го рода: 1 – исследуемое вещество; 2 – α -калориметр; 3 – водяной термостат; 4 – мешалка; 5 – электродвигатель; 6 – термопара; 7 – регистрирующий прибор; 8 – термопарный переключатель; 9 – контактный термометр; 10 – бак с водой; 11 – электрический нагреватель

Перемешивание жидкости в термостатах позволяет получить коэффициент теплоотдачи порядка 10^4 Вт/(м²·К). Поэтому измерения с удовлетворительной точностью возможны, если коэффициент теплопроводности образца $\lambda \leq 0,5$ Вт/(м·К). Обычно погрешность измерения коэффициента температуропроводности α методами регулярного режима 1-го рода составляет $4 \div 8$ %.

Регулярный режим 2-го рода. Из формулы (1.15) следует, что в стадии регулярного режима 2-го рода разность между температурами тела в любых его двух точках при фиксированном значении τ от времени не зависит. Учитывая эту закономерность, получим соотношения, пригодные для определения коэффициента температуропроводности тела. Для этого рассмотрим следующий конкретный пример.

Пусть стержень длиной L с постоянными теплофизическими свойствами (рис. 1.8), имевший в начальный момент времени $\tau = 0$ температуру T_0 , нагревается с торца $x = L$ постоянным тепловым потоком q_F , остальные все поверхности стержня теплоизолированы. Задача в такой постановке соответствует задаче теплопроводности в неограниченной пластине толщиной $2L$, которая нагревается с обеих сторон одинаковым тепловым потоком.

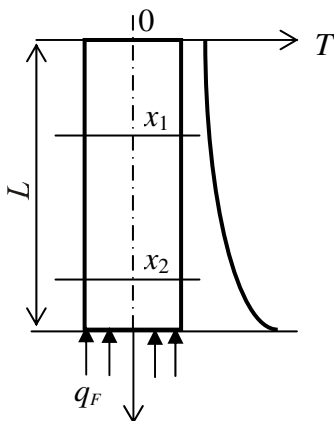


Рис. 1.8. Нагревание стержня постоянным тепловым потоком

Из решения одномерного уравнения нестационарной теплопроводности для пластины [5] можно найти приращение температуры $\vartheta(x, \tau) = T(x, \tau) - T_0$, которое в полном соответствии с формулой (1.15) для стадии регулярного режима в рассматриваемых условиях имеет вид:

$$\vartheta(x, \tau) = \frac{q_F L}{\lambda} \left[\frac{a\tau}{L^2} - \frac{1}{6} \left(1 - 3 \frac{x^2}{L^2} \right) \right]. \quad (1.18)$$

Рассматривая две точки стержня с координатами x_1 и x_2 , из (1.18) получим разность температур ΔT в этих точках для любого момента времени:

$$\Delta T = \frac{q_F}{2\lambda L} (x_2^2 - x_1^2). \quad (1.19)$$

Скорость изменения температуры (скорость нагрева) b в каждой точке образца получается дифференцированием (1.18) по времени и равна $q_F a / (\lambda L)$, или с учетом связи между λ и a

$$b = \frac{q_F}{c\rho L}.$$

Подстановка значения b в уравнение (1.19) приводит к результату

$$\Delta T = \frac{b}{2a} (x_2^2 - x_1^2), \quad (1.20)$$

который может быть непосредственно использован при экспериментальном определении a , если b известно.⁵

⁵ Из решения подобных задач для неограниченного цилиндра и шара с постоянным тепловым потоком на их поверхности вытекают соотношения, аналогичные (1.20). Поэтому формулу для расчета коэффициента температуропроводности по экспериментальным данным можно записать в следующем общем виде:

$$a = \frac{b}{2k\Delta T} (\xi_2^2 - \xi_1^2),$$

где $\xi = x$ для пластины, $\xi = r$ для цилиндра и шара; $k = 1, 2, 3$ соответственно для пластины, цилиндра, шара.

Наряду с расчетами по формуле (1.20) можно использовать и другой метод (рис. 1.9).

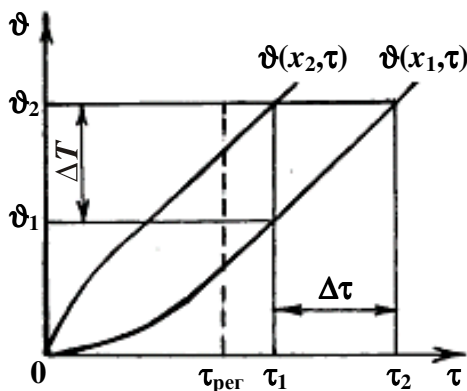


Рис. 1.9. Изменение температуры в различных точках образца со временем

В опытах определяется промежуток времени $\Delta \tau = \tau_2 - \tau_1$, за который в стадии регулярного режима температура в точке стержня с координатой x_1 увеличивается от θ_1 до значения θ_2 , которое ранее было достигнуто в момент времени τ_1 в точке с координатой x_2 . Затем по приращению температуры $\Delta T = \theta_2 - \theta_1$ вычисляется скорость нагрева $b = \Delta T / \Delta \tau$. После подстановки найденного значения b в уравнение (1.20) формула для расчета a будет иметь вид:

$$a = \frac{x_2^2 - x_1^2}{2\Delta \tau}. \quad (1.21)$$

Рассмотренный метод разработан для измерений при температурах до 1900 К. Погрешность определения коэффициента температуропроводности составляет $4 \div 8 \%$. Дополнительное измерение потока тепла, расходуемого на нагрев образца, позволяет использовать этот метод для определения коэффициента теплопроводности λ .

На основе теории регулярного режима второго рода создана промышленная установка (λ -калориметр) [11] для измерения коэффициента теплопроводности веществ с $\lambda = 0,5 \div 5 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. Схема рабочего узла установки приведена на рис. 1.10.

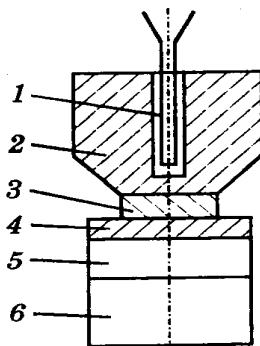


Рис. 1.10. Схема рабочего узла λ -калориметра: 1 – термопара; 2 – массивный медный блок; 3 – образец; 4 – контактная медная пластина с термопарой; 5 – тепломер; 6 – нагреватель

Нагреватель, расположенный в нижней части рабочего узла, обеспечивает непрерывный нагрев образца с постоянной скоростью. Это позволяет в течение одного опыта провести последовательные измерения зависимости $\lambda(T)$ для исследуемого материала в заданном интервале температур.

Исследуемый образец – диск диаметром 15 мм, толщиной 1 – 2 мм устанавливается между контактной медной пластиной и массивным медным блоком. Поток тепла через образец измеряется тепломером. Так как коэффициент теплопроводности меди значительно превышает λ материала образца, то перепады температур в контактной пластине и медном блоке пренебрежимо малы по сравнению с перепадом температуры на образце. Если малы и контактные термические сопротивления, то разница температур ΔT на границах образца может быть определена с

относительно небольшой погрешностью по показаниям термопар, расположенных в контактной пластине и блоке.

В нестационарном процессе некоторое количество тепла расходуется на нагрев элементов измерительной ячейки. Поэтому при расчете коэффициента теплопроводности материала образца в значение теплового потока, определяемого по показаниям тепломера, необходимо вводить ряд поправок, учитывающих, главным образом, теплоемкость образца и контактной пластины.⁶

Регулярный режим 3-го рода. Впервые метод температурных волн был разработан Ангстремом [12]. К концу стержня $x = 0$ подводится периодически изменяющийся тепловой поток. Это приводит к колебаниям температуры торца стержня:

$$T(0, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\omega_n \tau + \varphi_n), \quad (1.22)$$

где A_n – амплитуда, а φ_n – начальная фаза n -й гармоники.

Длина стержня L выбирается такой, чтобы не было отраженной волны, т.е. чтобы колебания температуры на конце стержня $x = L$ отсутствовали. Тогда, при наличии утечек тепла с боковой поверхности образца, колебания температур в стержне будут подчиняться закону:

$$T(x, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n x) \cos(\omega_n \tau - v_n x + \varphi_n), \quad (1.23)$$

где μ_n – декремент затухания амплитуды температурной волны, а значение v_n характеризует скорость распространения

⁶ Так как расчет коэффициента теплопроводности может быть произведен по формуле

$$\lambda = \frac{q_1 + q_2}{2\Delta T},$$

где q_1 и q_2 – плотность теплового потока на торцах образца, а ΔT – перепад температур на нем, то поправку на теплоемкость образца можно исключить.

температурной волны вдоль стержня. Значения μ_n и ν_n зависят от коэффициента теплоотдачи на поверхности стержня, его температуропроводности и частоты колебаний температуры. Таким образом, как видно из уравнения (1.23), сдвиг фаз и амплитуда колебаний зависят от интенсивности теплообмена с окружающей средой.

Обозначив фазу колебаний в точке x через β_n , в точке $x + l$ через γ_n и выделив первую гармонику, для коэффициента температуропроводности можем получить следующее выражение:

$$a = \frac{\pi l^2}{\tau_0 (\beta_1 - \gamma_1) \ln \frac{B_1}{C_1}}, \quad (1.24)$$

где τ_0 – период колебаний; B_1 , C_1 – амплитуды колебаний температуры в точках x и $x + l$.

Если нет утечек тепла, решение рассматриваемой задачи для первой гармоники можно записать по типу (1.16):

$$T(x, \tau) = A_1 \exp \left(-\sqrt{\frac{\omega}{2a}} x \right) \cos \left[\omega \tau - \sqrt{\frac{\omega}{2a}} x + \varphi_1 \right]. \quad (1.25)$$

Тогда коэффициент температуропроводности можно найти либо по отношению амплитуд колебаний температуры в двух точках стержня, находящихся друг от друга на расстоянии l :

$$a = \frac{\pi l^2}{\tau_0 \left(\ln \frac{B_1}{C_1} \right)^2}, \quad (1.26)$$

либо по сдвигу фаз колебаний температуры в этих же точках:

$$a = \frac{\pi l^2}{\tau_0 (\beta_1 - \gamma_1)^2}. \quad (1.27)$$

Выделение первой гармоники может быть осуществлено методом гармонического анализа. При постановке экспериментов этот же вопрос решается либо выбором места заделки датчиков температуры, где высшие гармоники затухают, либо созданием соответствующих граничных условий.

Повышение частоты колебаний приводит к скорейшему затуханию гармоник и к уменьшению влияния утечек тепла, что позволяет проводить эксперименты при температурах до 3000 К с погрешностью $\pm 5\%$ [13, 14].

1.3.2. Методы иррегулярных тепловых режимов

В методах иррегулярных тепловых режимов, или сокращенно иррегулярных методах исследуются закономерности явлений нестационарной теплопроводности на начальной стадии процесса. Достоинство таких методов заключается в том, что многие из них позволяют провести неразрушающий теплофизический контроль готовых изделий, что особенно важно, например, при производстве таких сложных и ответственных конструкций, как тепловыделяющие элементы ядерных реакторов. Применяя иррегулярные методы, удастся по характеру изменения температуры поверхности образца в нестационарных тепловых режимах получить достаточно полную информацию об основных теплофизических характеристиках изделия с целью оценки качества готового продукта.

Импульсный метод. Представленный ниже импульсный метод (метод «вспышки») [15] не может быть использован для неразрушающего контроля теплофизических характеристик изделий, однако в ряде случаев он оказывается весьма удобным при экспериментальном определении коэффициента температуропроводности технических, в том числе и реакторных материалов. Рассмотрим основные положения этого метода на примере образца в форме пластины толщиной L (рис. 1.11).

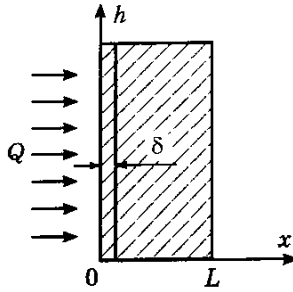


Рис. 1.11. Схема импульсного метода измерения коэффициента теплопроводности

Пусть в начальный момент времени каждая единица площади передней поверхности пластины ($x = 0$) получает импульс энергии Q . При этом будем считать, что длительность импульса значительно меньше времени распространения тепловой волны по толщине образца и вся энергия поглощается в тонком слое толщиной δ . Тогда начальное распределение температур в пластине можно представить следующим образом:

$$T(x, 0) = \begin{cases} \frac{Q}{\rho c \delta}, & 0 < x < \delta; \\ 0 & \delta < x < L, \end{cases} \quad (1.28)$$

где ρ и c – плотность и удельная теплоемкость образца.

Для непрозрачных образцов величина δ очень мала. Если потери тепла от образца несущественны, то выражение, описывающее изменение со временем температуры на обратной стороне пластины ($x = L$), имеет вид:

$$T(L, \tau) = \frac{Q}{\rho c L} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp \left(-\frac{n^2 \pi^2 a \tau}{L^2} \right) \right]. \quad (1.29)$$

Здесь множитель $Q/(\rho c L)$ дает максимальное значение температуры при нагреве пластины $T_{\max}$.

Введя безразмерные параметры $\theta = T(L, \tau)/T_{\max}$ и $\omega = \pi^2 Fo$, где $Fo = a\tau/L^2$ – число Фурье, представим выражение (1.29) в безразмерной форме:

$$\theta = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp(-n^2 \omega). \quad (1.30)$$

Вид безразмерной зависимости (1.30) приведен на рис. 1.12.

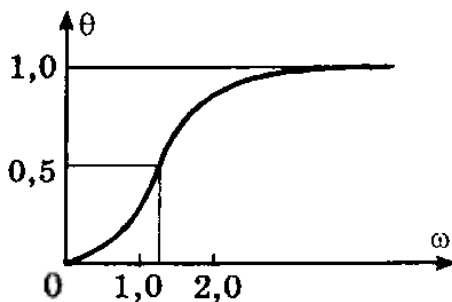


Рис. 1.12. Вид функции $\theta = f(\omega)$

Из формулы (1.30) следует, что безразмерному времени $\omega = 1,37$ соответствует подогрев противоположной поверхности пластины до температуры, равной половине максимального значения $T_{\max}$ ($\theta = 0,5$). Отсюда вытекает формула для экспериментального определения коэффициента температуропроводности a :

$$a = \frac{1,37 L^2}{\pi^2 \tau_{1/2}}, \quad (1.31)$$

где $\tau_{1/2}$ – характерное время, при котором $\theta = 0,5$.

Если в экспериментах длительность импульса $\tau_0 < 50\tau_{1/2}$, то влияние этого параметра на результаты экспериментов не превышает 1 %.

Решение задачи теплопроводности при импульсном нагреве образца операционным методом (методом преобразования Лапласа) дает возможность проводить обработку результатов регистрации температуры образца, изменяющейся со временем, логарифмическим методом [16].

При проведении экспериментов исследуемый плоский образец толщиной от десятых долей миллиметра до нескольких миллиметров (для образцов с большим значением a) и диаметром 5 – 10 мм помещается в печь, где предварительно нагревается до определенной температуры. После этого одна из его поверхностей подвергается импульсному нагреву. Регистрация изменения температуры противоположной поверхности образца может производиться электронными или шлейфовыми осциллографами, а также запоминающими устройствами с автоматическими цифровыми преобразователями. Для измерения температуры используются термопары и фотосопротивления.

Есть несколько способов обработки полученных результатов, но наиболее часто определяется значение $\tau_{1/2}$ и по формуле (1.31) рассчитывается коэффициент a .

Малая толщина образцов обеспечивает возможность создания необходимых начальных условий (1.28) и одновременно нагрев образца на несколько градусов. Однако в случае образцов со структурой типа микротрещин в матрице или крупки ядерного топлива с пропиткой может возникнуть необходимость изготовления толстых образцов, что потребует увеличения энергии импульса. Это приведет к тому, что условия (1.28) не будут соблюдаться. К тому же метод не подходит для неразрушающего контроля изделий.

Использование регулярных режимов теплопроводности в иррегулярных методах измерений. Характер протекания иррегулярной стадии теплопроводности в значительной степени зависит от теплового состояния, в котором находилось тело до момента начала нестационарного процесса, т.е. от условий, заданных в начальный момент времени. В связи с этим при планировании и постановке экспериментов с использованием

иррегулярных методов возникает задача, связанная с поиском и выбором способов создания начального распределения температур в образце. Это распределение должно быть таким, чтобы, во-первых, его можно было бы легко осуществить, а во-вторых, оно должно быть удобным как при проведении дальнейших измерений, так и при обработке экспериментальных данных, полученных в стадии иррегулярного режима.

В случае шаровых тепловыделяющих элементов, а также стержневых и пластинчатого типа достаточно просто организовать в них линейный регулярный режим теплопроводности. В этом режиме изменение температуры по координатам образца подчиняется параболическому закону (см. п. 1.3.1). Если установка термопар возможна внутри образца и на его поверхности, то применяется обычный метод измерений. Однако если в экспериментах необходимо выполнить требования неразрушающих испытаний изделия, то для измерений доступна только наружная поверхность исследуемого образца. В этом случае после нагрева образца в регулярном режиме до температуры T_0 подвод тепла прекращается и регистрируется изменение температуры его поверхности во времени [17] до тех пор, пока не наступит установившееся состояние с конечной температурой T_k (рис. 1.13).

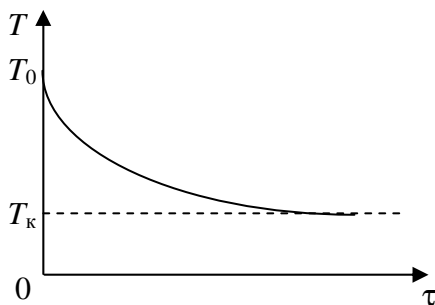


Рис. 1.13. Изменение температуры поверхности образца после выключения нагрева

Измеренная в опытах разность температур образца в начальном и конечном состояниях $\Delta T = T_0 - T_k$ позволяет определить коэффициент температуропроводности по формулам:

$$\text{для пластины толщиной } 2\delta - a = \frac{b\delta^2}{3\Delta T};$$

$$\text{для цилиндра радиусом } R - a = \frac{bR^2}{8\Delta T};$$

$$\text{для шара радиусом } R - a = \frac{bR^2}{15\Delta T},$$

где b – скорость нагрева образца.

По изменению температуры поверхности исследуемого образца можно найти a в любой момент времени процесса перераспределения температуры. Однако утечки тепла с поверхности могут приводить к ошибкам [18]. В этом случае для определения a достаточно провести измерения температур в начальной фазе процесса (т.е. вблизи момента выключения нагрева). Особенность измерений рассматриваемым методом состоит в том, что само начальное поле температур есть функция коэффициента температуропроводности (в отличие от импульсного метода). Если во время формирования температурного поля есть утечки тепла с поверхности образца, это может привести к нарушению закономерностей регулярного режима 2-го рода. В этом случае при измерениях следует использовать только начальную стадию нагрева образца. При значении числа $Fo < 0,5$ нагрев можно выключить и для определения коэффициента температуропроводности использовать кривую спада температур. Утечки тепла тогда будут незначительны из-за малости температуры нагрева.

1.4. Контрольные вопросы

К п. 1.2:

1. Можно ли получить расчетные формулы для стационарных методов определения λ , не решая уравнение теплопроводности?

2. Назовите основные элементы установок для измерения коэффициента теплопроводности и контактных термических сопротивлений.
3. Укажите составляющие ошибки измерений λ стационарными методами.
4. Каковы основные причины длительности измерения λ стационарными методами?
5. Как уменьшить время выхода экспериментальной установки на стационарный режим?
6. Из чего складывается ошибка измерения температуры термопарой?
7. Как реализуется условие одномерности в случае методов плоского и цилиндрического слоев?
8. С чем связана ошибка измерения коэффициента теплопроводности, если измерения производятся в стадии нагрева установки? В какую сторону отличаются эти результаты от значений, получаемых в стационарном состоянии?
9. Для чего при измерениях λ сыпучих тел заделывают несколько термопар на цилиндрических стенках, ограничивающих слой вещества?

К п. 1.3:

1. Назовите необходимые условия для наступления регулярного режима 1-го рода.
2. Для чего используется условие $Bi \rightarrow \infty$ в измерениях коэффициента температуропроводности методом регулярного режима 1-го рода?
3. От чего зависит точность определения коэффициента температуропроводности, если не выполняется условие $Bi \rightarrow \infty$?
4. Как влияет плохой тепловой контакт находящегося в теле спая дифференциальной термопары на результаты измерений?
5. Сформулируйте необходимые условия для наступления регулярного режима 2-го рода.
6. Можно ли вывести расчетные формулы для определения коэффициента температуропроводности методом регулярного

режима 2-го рода, не решая в общем виде уравнение теплопроводности, а используя стадию регулярного режима?

7. В стержне длиной l известно начальное распределение температур. В момент времени $\tau = 0$ к торцу стержня $x = l$ подводится постоянный тепловой поток q , боковая поверхность и другой торец стержня теплоизолированы. Как, не решая нестационарное уравнение теплопроводности, определить температуру в произвольной точке стержня для любого момента времени после наступления регулярного режима ($Fo > 0,5$)? Теплофизические свойства стержня постоянны.
8. Измерения коэффициента температуропроводности образца, имеющего форму стержня, проводятся методом регулярного режима 2-го рода. Влияют ли утечки тепла с образца при постоянных и равномерных по длине утечках с цилиндрической поверхности и отсутствии утечек с торцов на результаты измерений?
9. Какова роль массивного медного блока в λ -калориметре?
10. Какие требования предъявляются к образцам для измерения a методом «вспышки» (импульсным методом)?
11. Что определяет точность измерения a в методе «вспышки»?
12. Какое преимущество перед методом «вспышки» имеют иррегулярные методы измерения a , основанные на использовании поля температур регулярного режима 2-го рода в качестве начального условия?

2. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ОДНОФАЗНОЙ СРЕДЫ

2.1. Основные понятия и определения

Существуют три основных механизма переноса тепла: *теплопроводность, конвекция, лучистый перенос*. *Теплопроводностью* называют перенос тепла в неоднородно нагретой сплошной среде за счет внутреннего молекулярного движения, обусловленного наличием градиента температуры. *Конвективный перенос тепла* – это перенос за счет движения среды в целом. *Лучистый теплоперенос* – перенос тепла электромагнитной волной, связанный с двойным преобразованием энергии: переходом внутренней энергии в энергию электромагнитной волны (излучение) и, наоборот, переходом энергии электромагнитной волны во внутреннюю энергию при поглощении излучения средой.

В движущейся среде с неравномерно распределенной температурой процесс конвективного переноса тепла сопровождается теплопроводностью. Процесс совместного переноса тепла конвекцией и теплопроводностью называется *конвективным теплообменом*.

Теплоотдача – процесс конвективного теплообмена потока жидкости с поверхностью тела, омываемого потоком жидкости, или с ограничивающими течение жидкости стенками канала. Основной задачей исследования теплоотдачи является установление связи между тепловой нагрузкой поверхности теплообмена q_F , температурой поверхности t_c и температурой потока жидкости $t_{ж}$:

$$f(q_F, t_c, t_{ж}) = ? \quad (2.1)$$

При обтекании тела потоком жидкости температура жидкости вблизи поверхности непрерывно изменяется от температуры поверхности тела до температуры в набегающем потоке (рис. 2.1.).

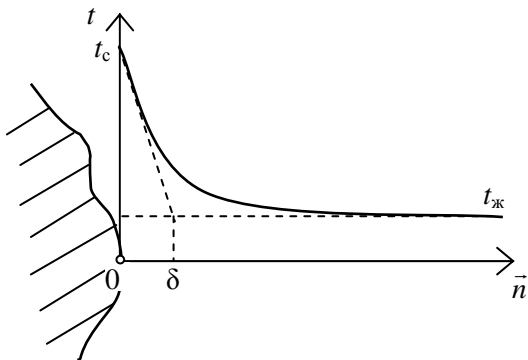


Рис. 2.1. Поле температур в потоке жидкости вблизи поверхности тела

На поверхности тела жидкость имеет нулевую скорость (условие прилипания), поэтому единственным механизмом передачи тепла от тела к жидкости является теплопроводность (излучение отсутствует) и тепловая нагрузка

$$q_F = -\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_{n=+0}. \quad (2.2)$$

Значение координаты $n = +0$ означает, что производная на стенке при $n = 0$ берется в потоке жидкости.

Соотношение (2.2) означает, что для определения тепловой нагрузки необходимо знать поле температур в потоке жидкости. Помножив и разделив соотношение (2.2) на разность температур $t_c - t_ж$, приведем его к виду

$$q_F = \alpha(t_c - t_ж), \quad (2.3)$$

где

$$\alpha \equiv -\frac{\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_{n=+0}}{t_c - t_ж} \quad (2.4)$$

коэффициент теплоотдачи.

Таким образом, для определения коэффициента теплоотдачи, как и для определения тепловой нагрузки (2.2), необходимо знать поле температур в потоке жидкости.

Далее будет показано, что при постоянных значениях физических параметров жидкости и отсутствии фазовых переходов в ней коэффициент теплоотдачи не зависит от величины тепловой нагрузки q_F и перепада температур $t_c - t_{ж}$ и определяется только скоростью движения жидкости, ее физическими параметрами, формой и размерами тела. При этом выполняется закон Ньютона – Рихмана о прямой пропорциональности тепловой нагрузки поверхности q_F разности температур $t_c - t_{ж}$.

Если провести касательную к кривой распределения температуры в жидкости (рис. 2.1) в точке, соответствующей $n = 0$, то она пересечет уровень $t = t_{ж}$ на некотором расстоянии δ от поверхности. При этом

$$\left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_{n=+0} = - \frac{t_c - t_{ж}}{\delta}, \quad (2.5)$$

и для коэффициента теплоотдачи получаем

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta}. \quad (2.6)$$

Величина δ имеет смысл эффективной толщины заторможенного слоя жидкости, через который тепло передается теплопроводностью.

Из (2.6) следует важная роль теплопроводности жидкости в определении коэффициента теплоотдачи. Для повышения эффективности теплосъема, т.е. увеличения α , необходимо использовать теплоносители с высоким значением коэффициента теплопроводности.

О влиянии других параметров на величину коэффициента теплоотдачи: физически очевидно, что увеличение скорости приводит к уменьшению толщины заторможенного слоя δ , т.е.

улучшает теплоотдачу, наоборот, увеличение вязкости жидкости μ способствует увеличению δ и уменьшению коэффициента теплоотдачи.

Теплоотдача растет при уменьшении размеров тела и увеличении плотности ρ и теплоемкости c_p теплоносителя.

2.2. Уравнения конвективного теплообмена

Уравнение, описывающее распределение температур в потоке жидкости с постоянными физическими свойствами, имеет вид [1]

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + (\vec{u}, \text{grad} t) = a \nabla^2 t, \quad (2.7)$$

где τ – время; $\vec{u}$ – вектор скорости; a – коэффициент температуропроводности жидкости, равный $a = \lambda/(\rho c_p)$.

При выводе уравнения (2.7) предполагалось, что работа сил давления и диссипативное тепловыделение, обусловленное трением между слоями движущейся жидкости, несущественны по сравнению с изменением энтальпии жидкости, а также в жидкости отсутствуют другие источники тепловыделения.

Распределение температур в потоке жидкости зависит от поля скорости. Для получения замкнутого описания процессов конвективного теплообмена уравнение (2.7) необходимо дополнить уравнениями движения жидкости в виде уравнений Навье – Стокса и уравнения неразрывности, которые при условии $\rho = \text{const}$ и $\mu = \text{const}$ имеют вид:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} + \rho (\vec{u}, \nabla) \vec{u} = \rho \vec{g} - \text{grad } p + \mu \nabla^2 \vec{u}, \quad (2.8)$$

$$\text{div} \vec{u} = 0, \quad (2.9)$$

где в уравнении (2.8) g – ускорение свободного падения, p – давление.

Дифференциальные уравнения (2.7) – (2.9), описывающие распределения скоростей и температур в потоке жидкости, имеют бесконечное множество решений. Для того чтобы получить описание конкретного рассматриваемого процесса, необходимо задать условия однозначности, включающие геометрические, граничные и временные условия. Геометрические условия определяют форму и размеры области, в которой протекает процесс конвективного теплообмена. Временные условия могут указывать на стационарность процесса, при этом распределения скоростей и температур во времени не меняются, в противном случае временные условия задают начальное распределение скоростей и температур во всем рассматриваемом объеме. В качестве граничного условия в задачах движения жидкости принимается, что на твердых ограничивающих поверхностях выполняется условие прилипания, т.е. равна нулю касательная к поверхности тела компонента скорости, жидкость не проскальзывает относительно стенки. При обтекании неподвижных непроницаемых поверхностей на стенке равны нулю все компоненты скорости и граничное условие имеет вид

$$\vec{u}|_{\Gamma} = 0. \quad (2.10)$$

Условие прилипания является эмпирическим условием. Как показывает опыт, оно выполняется независимо от рода жидкости и вида твердой поверхности.⁷

Решение уравнения теплопереноса в жидкости (2.7) наиболее часто проводится при задании на поверхностях, ограничивающих поток жидкости, граничных условий первого и второго рода. Граничное условие первого рода означает, что на твердой поверхности задано распределение температур, в общем случае как функция координат точек поверхности и времени. При постоянной

⁷ Исключение составляют сильно разреженные газы, для которых скорость скольжения на стенке $u_c = l_c (du/dn)_{n=0}$, где l_c – длина скольжения – величина порядка длины свободного пробега молекул газа. При низких давлениях газа длина свободного пробега молекул может быть достаточно велика и эффекты скольжения могут быть существенны. При нормальных условиях длина скольжения l_c ничтожно мала и выполняется условие прилипания $u_c = 0$.

температуре поверхности граничное условие первого рода имеет вид

$$t(\vec{x} = \vec{x}_\Gamma) = t_c = \text{const}. \quad (2.11)$$

Граничное условие второго рода предполагает, что на поверхности задано распределение тепловой нагрузки как функция координат точек поверхности и времени. В частном случае при постоянной тепловой нагрузке имеем

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{n=0} = q_F = \text{const}. \quad (2.12)$$

Соотношение (2.12) означает, что граничное условие второго рода задает на границе значение производной от температуры и решение может быть найдено с точностью до константы. Для получения однозначного решения условие (2.12) необходимо дополнить заданием значения температуры жидкости в какой-либо точке потока (в набегающем потоке, на входе в канал и т.д.)

Если в соответствии с постановкой задачи не удастся заранее сформулировать условие на твердой поверхности в виде граничных условий первого или второго рода, то решение проводится с использованием условий сопряжения температурных полей в жидкости $t_{\text{ж}}$ и стенке t_c в виде

$$t_c(\vec{x} = \vec{x}_\Gamma) = t_{\text{ж}}(\vec{x} = \vec{x}_\Gamma), \quad (2.13)$$

$$-\lambda_c \frac{\partial t_c}{\partial n} \Big|_{n=0} = -\lambda_{\text{ж}} \frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{n=0}. \quad (2.14)$$

Условие (2.13) означает, что при переходе через границу стенка – жидкость температура изменяется непрерывно, а (2.14) является следствием закона сохранения энергии, согласно которому поток тепла, выходящий из стенки, в точности равен потоку тепла, поступающему в жидкость.

Использование условий (2.13), (2.14) предполагает, что систему (2.8), (2.9) необходимо дополнить уравнением теплопроводности, описывающим распределение температур в ограничивающей системе, и полученную систему решать совместно. Подобные задачи называются *сопряженными*.

В зависимости от причин, которые вызывают движение жидкости, различают задачи конвективного теплообмена при вынужденном движении жидкости, конвективного теплообмена при естественной (или свободной) конвекции жидкости и конвективного теплообмена при смешанной конвекции.

Вынужденным движением жидкости или *вынужденной конвекцией* называется движение, которое происходит под действием внешних по отношению к рассматриваемому объему поверхностных сил или за счет кинетической энергии жидкости, которую она получила вне рассматриваемого объема.

Примеры вынужденной конвекции: течение в трубах и каналах под действием перепада давления, обтекание тела потоком с заданной скоростью, течение в пограничном слое, обтекание ветром и т.д.

Свободная конвекция – движение жидкости под действием сил тяжести в области с неоднородным распределением плотности, вызванным чаще всего неоднородным распределением температуры.

Типичным примером свободной конвекции является движение жидкости вблизи тела, помещенного в жидкость с температурой, отличной от температуры тела.

Смешанная конвекция – движение жидкости, обусловленное совместным действием факторов, вызывающих вынужденную и естественную конвекцию.

2.3. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости

Критерии, определяющие теплоотдачу при вынужденной конвекции, и общий вид соотношений, связывающих их, можно найти, приводя к безразмерному виду систему уравнений, описывающих процесс.

Для упрощения рассмотрим случай, когда течение и теплообмен стационарны, теплофизические свойства теплоносителя постоянны,

тепловыделение в потоке жидкости отсутствует, силы тяжести не влияют на поле скорости.⁸

Уравнения (2.7) – (2.9) при этом упрощаются к виду

$$(\vec{u}, \text{grad} t) = a \nabla^2 t, \quad (2.15)$$

$$(\vec{u}, \text{grad}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \nu \nabla^2 \vec{u}, \quad (2.16)$$

$$\text{div} \vec{u} = 0, \quad (2.17)$$

где в уравнении (2.16) $\nu = \mu/\rho$ – кинематический коэффициент вязкости.

Масштабы для переменных величин в системе (2.15) – (2.17) содержатся в условиях однозначности. Вне зависимости от конкретной задачи процессы вынужденной конвекции характеризуются масштабом скорости u_0 (скорость набегающего потока, средняя скорость жидкости через канал и т.п.) и масштабом расстояний l_0 (характерный размер обтекаемого тела, размер канала, в котором движется жидкость, и т.д.).

Обычно условия однозначности задают также некое постоянное значение температуры жидкости $t_{\text{ж}}$, которое можно рассматривать как опорное (температура набегающего потока, температура жидкости на входе в канал и т.п.).

Будем полагать, что на поверхности тела задано граничное условие первого рода в виде

$$t|_{\Gamma} = t_c, \quad (2.18)$$

при этом необходимо определить тепловую нагрузку поверхности тела

⁸ Изложенное ниже справедливо, если в объеме, в котором рассматривается процесс теплоотдачи, отсутствуют поверхности раздела фаз вещества или сред с различными свойствами.

$$q_F = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{n=0}. \quad (2.19)$$

Образуем безразмерные величины координат, скоростей и температур как отношение переменных к соответствующему масштабу:

$$\vec{N} = \frac{\vec{n}}{l_0}, \quad \vec{R} = \frac{\vec{r}}{l_0}, \quad \vec{U} = \frac{\vec{u}}{u_0}, \quad \Theta = \frac{t(\vec{r}) - t_{\text{ж}}}{\Delta t}, \quad (2.20)$$

где $\Delta t \equiv t_c - t_{\text{ж}}$ – масштаб для измерения температур жидкости.

Выразим из (2.20) переменные

$$\vec{n} = \vec{N}l_0, \quad \vec{r} = \vec{R}l_0, \quad \vec{u} = \vec{U}u_0, \quad t = t_{\text{ж}} + \Theta\Delta t \quad (2.21)$$

и подставим их в систему (2.15) – (2.17). После деления в каждом уравнении всех членов на один из масштабных множителей получим формулировку задачи в безразмерном виде:

$$(\vec{U}, \tilde{\nabla})\Theta = \frac{1}{\text{Pe}} \tilde{\nabla}^2 \Theta, \quad (2.22)$$

$$(\vec{U}, \tilde{\nabla})\vec{U} = -\tilde{\nabla} \text{Eu} + \frac{1}{\text{Re}} \tilde{\nabla}^2 \vec{U}, \quad (2.23)$$

$$\tilde{\nabla} \vec{U} = 0, \quad (2.24)^9$$

$$\text{Nu} = -\frac{\partial \Theta}{\partial N} \Big|_{N=0}. \quad (2.25)$$

⁹ Волнистая черта над символом ∇ в уравнениях (2.22) – (2.24) указывает на то, что векторные операции градиента, дивергенции и оператора Лапласа являются безразмерными.

В уравнениях (2.22) – (2.25) $Eu = \frac{p}{\rho u_0^2}$ – число Эйлера, безразмерное давление; $Re = \frac{u_0 l_0}{\nu}$ – число Рейнольдса; $Pe = \frac{u_0 l_0}{a}$ – число Пекле; $Nu = \frac{q_F l_0}{\Delta t \lambda} \equiv \frac{\alpha l_0}{\lambda}$ – число Нуссельта, безразмерная тепловая нагрузка, или безразмерный коэффициент теплоотдачи.

Из уравнений (2.23), (2.24) находим, что поля скорости и давлений зависят от числа Рейнольдса, т.е.

$$\vec{U} = \vec{U}(\vec{R}, Re), \quad (2.26)$$

$$Eu = Eu(\vec{R}, Re). \quad (2.27)$$

При этом безразмерное поле температур согласно (2.22) есть функция

$$\Theta = \Theta(\vec{R}, Re, Pe). \quad (2.28)$$

Подставляя (2.28) в (2.25), для безразмерной тепловой нагрузки (коэффициента теплоотдачи) получаем

$$Nu = f(\vec{R}_r, Re, Pe), \quad (2.29)$$

где $\vec{R}_r$ – координаты точек поверхности тела.

Согласно (2.29) тепловая нагрузка меняется по поверхности тела и зависит от двух режимных параметров – чисел Рейнольдса и Пекле. Последнее неудобно при обобщении экспериментальных данных и вместо (2.29) используется эквивалентное соотношение

$$Nu = f_1(\vec{R}_r, Re, Pr), \quad (2.30)$$

где $Pr \equiv \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля, безразмерный параметр, характеризующий свойства теплоносителя.

В зависимости от величины числа Прандтля теплоносители можно разбить на две большие группы: обычные теплоносители – теплоносители с числом Прандтля порядка единицы и выше, к которым относятся все газы, вода и многие другие жидкости, и теплоносители с числом Прандтля много меньше единицы – жидкие металлы и некоторые другие теплоносители. Вид обобщающих зависимостей (2.30) для этих групп существенно отличается.

Наряду с локальным коэффициентом теплоотдачи вводятся в рассмотрение средние коэффициенты теплоотдачи, связывающие среднюю по поверхности тепловую нагрузку со средней температурой поверхности:

$$\bar{\alpha} \equiv \frac{\bar{q}_F}{t_c - t_{ж}}. \quad (2.31)$$

Для средней теплоотдачи вместо (2.30) получаем

$$\overline{Nu} \equiv \frac{\bar{\alpha} l_0}{\lambda} = f_2(Re, Pr). \quad (2.32a)$$

В соответствии с формулой (2.32a) проводятся обобщения экспериментальных данных по теплообмену при вынужденной конвекции. Так, среднюю теплоотдачу при движении жидкости в круглых трубах можно рассчитать по формуле

$$\overline{Nu} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}, \quad (2.32б)$$

справедливой в диапазоне $10^4 \leq Re \leq 10^6$, $0,5 \leq Pr \leq 2,5$.

В качестве масштабов в (2.32б) используются диаметр трубы и средняя скорость движения жидкости, т.е. $Re = \frac{\bar{u}d}{\nu}$, $\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha}d}{\lambda}$.

Теплофизические свойства жидкости относятся к средней температуре, которая определяется как $t_{\text{ср}} \equiv (\bar{t}_{\text{ж}} + \bar{t}_{\text{с}})/2$, где $\bar{t}_{\text{ж}} = (t_{\text{вх}} + t_{\text{вых}})/2$.

Рекомендации по определению теплоотдачи в трубах в более широком диапазоне параметров, по локальной теплоотдаче, по теплоотдаче при движении жидкости в каналах другой формы и при внешнем обтекании тел вынужденным потоком можно найти в справочной литературе [1 – 4].

2.4. Теплоотдача при свободной конвекции

В уравнениях, описывающих свободную конвекцию жидкости, обязательным является учет сил тяжести и зависимости плотности жидкости от температуры, т.к. именно эти факторы являются причиной развития конвективного движения в объеме с переменной температурой жидкости. Остальные физические свойства жидкости примем постоянными. Будем также полагать процесс стационарным, тепловыделение в жидкости отсутствует. Тогда

$$\operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0, \quad (2.33)$$

$$\rho(\vec{u}, \nabla) \vec{u} = \rho \vec{g} - \operatorname{grad} p + \mu \nabla^2 \vec{u}, \quad (2.34)$$

$$\rho c_p (\vec{u}, \operatorname{grad} t) = \lambda \nabla^2 t. \quad (2.35)$$

Рассмотрим достаточно общую задачу, когда в неограниченном объеме жидкости с температурой $t_{\text{ж}}$ находится тело с характерным размером l_0 , температура поверхности тела $t_{\text{с}}$ поддерживается постоянной и отличной от $t_{\text{ж}}$. Необходимо определить тепловую нагрузку на поверхности тела q_F :

$$q_F = -\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_{n=0} = ? \quad (2.36)$$

Примем линейную зависимость плотности жидкости от температуры

$$\rho = \rho_{\text{ж}} [1 - \beta(t - t_{\text{ж}})] \quad (2.37)$$

(β – коэффициент объемного расширения жидкости) и будем рассматривать приближение Буссинеска, согласно которому плотность жидкости изменяется не сильно, поэтому там, где плотность входит в уравнения в качестве множителя, изменением плотности можно пренебречь (плотность $\rho = \rho_{\text{ж}}$) и, вместе с тем, необходимо учитывать изменение плотности при определении сил плавучести, которые выражаются через разность плотностей.

Вдали от нагретого (или охлажденного) тела жидкость покоится и имеет плотность $\rho_{\text{ж}}$. Давление вдали от тела $p_{\infty}(\vec{r})$ в соответствии с (2.34) изменяется по закону

$$\text{grad } p_{\infty} = \rho_{\text{ж}} \vec{g}. \quad (2.38)$$

Представим давление в виде

$$p = p_{\infty} + p^*, \quad (2.39)$$

где p^* – возмущение в распределение давления, вызванное наличием в жидкости нагретого тела. Это возмущение невелико и в большинстве работ, посвященных решению задач свободной конвекции, им пренебрегают.

Подстановка (2.37) и (2.38) в (2.34) позволяет выявить член, который описывает силы плавучести и является ответственным за возникновение движения жидкости:

$$\rho \vec{g} - \text{grad } p_{\infty} \equiv \vec{g}(\rho - \rho_{\text{ж}}) \equiv -\vec{g}\beta\rho_{\text{ж}}(t - t_{\text{ж}}). \quad (2.40)$$

После простых преобразований (члены всех представленных выше уравнений делятся на $\rho = \rho_{\text{ж}}$) система приводится к виду

$$\operatorname{div} \vec{u} = 0, \quad (2.41)$$

$$(\vec{u}, \nabla) \vec{u} = -g\beta\vartheta \vec{i}_g + \nu \nabla^2 \vec{u} - \operatorname{grad} p^*, \quad (2.42)$$

$$(\vec{u}, \operatorname{grad} \vartheta) = a \nabla^2 \vartheta, \quad (2.43)$$

где $\vartheta = t - t_{\text{ж}}$ – избыточная относительно $t_{\text{ж}}$ температура жидкости, $\vec{i}_g$ – единичный вектор, определяющий направление вектора ускорения силы тяжести ($\vec{g} = g\vec{i}_g$).

Система (2.41) – (2.43) взаимозависима и ее необходимо решать совместно. Распределение скоростей и давлений p^* в жидкости связано с распределением температуры ϑ , которое, в свою очередь, зависит от поля скорости.

Условия однозначности к системе (2.41) – (2.43) не содержат масштаба для поля скорости. Геометрический масштаб l_0 и масштаб для избыточной температуры ϑ , равный $\Delta t = t_c - t_{\text{ж}}$, позволяют определить безразмерные величины для координаты и температуры:

$$\vec{R} = \frac{\vec{r}}{l_0}, \quad \Theta = \frac{\vartheta}{\Delta t}. \quad (2.44)$$

Приводя с помощью (2.44) уравнение (2.43) к безразмерному виду

$$(\vec{U}, \tilde{\nabla} \Theta) = \tilde{\nabla}^2 \Theta, \quad (2.45)$$

получим выражение для безразмерной скорости

$$\vec{U} = \frac{\vec{u} l_0}{a}. \quad (2.46)$$

Используя безразмерные переменные (2.44), (2.46), остальные уравнения системы приводим к виду

$$\tilde{\nabla} \vec{U} = 0, \quad (2.47)$$

$$(\vec{U}, \tilde{\nabla}) \vec{U} = -\text{Gr} \text{Pr}^2 \Theta \vec{i}_g - \tilde{\nabla} P^* + \text{Pr} \tilde{\nabla}^2 \vec{U}. \quad (2.48)$$

При этом получаем

$$\text{Nu} = -\frac{\partial \Theta}{\partial N} \Big|_{N=0}. \quad (2.49)$$

В уравнениях (2.47) – (2.49) $\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля, $\text{Gr} = \frac{g\beta\Delta t l_0^3}{\nu^2}$ – критерий Грасгофа, $P^* = \frac{p^* l_0^2}{\rho_{\text{ж}} a^2}$ – безразмерное давление, $\text{Nu} = \frac{q_F l_0}{\Delta t \lambda}$ – критерий Нуссельта, безразмерная тепловая нагрузка или коэффициент теплоотдачи.

Из анализа системы (2.45), (2.47), (2.48) следует, что безразмерные поля скорости, давления и температуры являются функциями следующих величин:

$$\begin{aligned} \vec{U} &= \vec{U}(\vec{R}, \text{Gr}, \text{Pr}), \\ P^* &= P^*(\vec{R}, \text{Gr}, \text{Pr}), \\ \Theta &= \Theta(\vec{R}, \text{Gr}, \text{Pr}). \end{aligned} \quad (2.50)$$

При этом в соответствии с (2.49) для локальной теплоотдачи на поверхности тела имеем

$$\text{Nu} = f_1(\vec{R}_r, \text{Gr}, \text{Pr}), \quad (2.51)$$

а средний по поверхности коэффициент теплоотдачи определяется двумя безразмерными параметрами:

$$\overline{Nu} = f_2(Gr, Pr). \quad (2.52)$$

Число Грасгофа является основным параметром, определяющим процесс свободной конвекции. При $Gr \rightarrow 0$ решением уравнения (2.48) с учетом нулевых граничных условий для скорости на поверхности тела и вдали от него является $\vec{U} = 0$, т.е. движение теплоносителя отсутствует. Теплоотдача от тела определяется процессом теплопроводности, при этом $\Theta = \Theta(\vec{R})$, и для средней теплоотдачи получаем $\overline{Nu} = \text{const}$. Так, например, для шара $\overline{Nu} = 2$.

Дополнительный анализ показывает, что для обычных теплоносителей ($Pr \geq 1$) средняя теплоотдача определяется не отдельно числами Gr и Pr , а их произведением, которое называется числом Релея $Ra = GrPr$:

$$\overline{Nu} = f_3(GrPr) \quad \text{при } Pr \geq 1, \quad (2.53)$$

а для жидкометаллических теплоносителей произведением $GrPr^2$:

$$\overline{Nu} = f_4(GrPr^2) \quad \text{при } Pr \ll 1. \quad (2.54)$$

В соответствии с (2.53) и (2.54) построены рекомендации для расчета теплоотдачи при естественной конвекции, полученные в результате обобщения данных экспериментальных исследований.

Так, для теплоотдачи от поверхности труб, пластин, шаров при свободной конвекции теплоносителей с $Pr \geq 1$

$$\overline{Nu} = C(GrPr)^n. \quad (2.55)$$

Значения постоянных C и n в зависимости от числа Релея приведены в таблице.

Значения C и n в формуле (2.55)

GrPr	C	n
$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$	1,18	0,125
$5 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^7$	0,54	0,25
$2 \cdot 10^7 - 10^{13}$	0,135	0,33

В качестве характерного размера l_0 в формулах используются: для вертикально расположенных пластин и труб – их высота, для горизонтальных труб и шаров – диаметр. Физические свойства жидкости относятся к средней температуре $t_{\text{ср}} = \frac{1}{2}(t_{\text{с}} + t_{\text{ж}})$.

Для жидких металлов теплоотдачу можно рассчитать по формуле

$$\overline{\text{Nu}} = 0,7(\text{Gr Pr}^2)^{0,25} \quad \text{при } \text{GrPr} = 10 - 10^4. \quad (2.56)$$

При свободной конвекции около нагретого тела основное изменение скорости и температуры в потоке сосредоточено в тонком слое около поверхности тела. Так, при естественной конвекции около нагретой (или охлажденной) вертикальной плоскости вблизи поверхности теплообмена можно выделить пограничный слой толщиной $k(x)$ с распределениями скоростей и температур, показанными на рис. 2.2.

Использование приближения пограничного слоя позволяет решить задачу о свободной конвекции около вертикальной пластины и найти, что толщина пограничного слоя при ламинарном режиме течения увеличивается по мере удаления от передней кромки пластины по закону $k \approx x^{1/4}$, а максимальная в пограничном слое скорость u_0 растет пропорционально $x^{1/2}$. При этом расход жидкости в пограничном слое увеличивается по закону $G \approx x^{3/4}$. Увеличение расхода жидкости происходит за счет притока жидкости в пограничный слой с перпендикулярного к поверхности пластины направления, как показано на рис. 2.3.

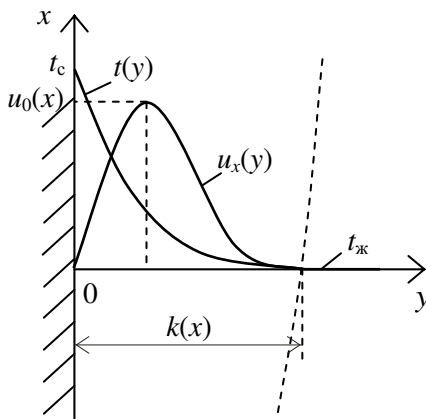


Рис. 2.2. Распределение скорости и температуры по толщине пограничного слоя

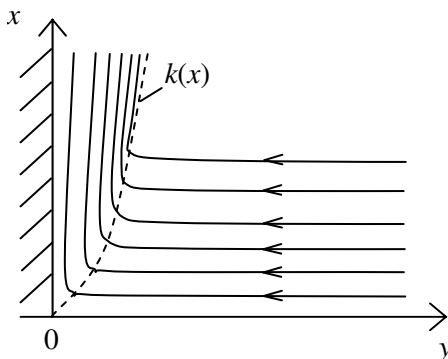


Рис. 2.3. Картина движения жидкости вблизи нагретой поверхности

При ламинарном течении в пограничном слое коэффициент теплоотдачи обратно пропорционален толщине пограничного слоя $\alpha \approx \frac{\lambda}{k(x)}$, поэтому при естественной конвекции около вертикальной пластины коэффициент теплоотдачи уменьшается по мере удаления от передней

кромки как $\alpha \approx x^{-1/4}$.

Если число Рейнольдса для пограничного слоя превышает критическое значение, то режим течения становится турбулентным, при этом толщина пограничного слоя перестает изменяться по высоте пластины. Как следствие, средний по высоте коэффициент теплоотдачи при высоких значениях $GrPr$ перестает зависеть от размера пластины. Режимам турбулентной естественной конвекции соответствуют рекомендации [4].

2.5. Типичные схемы экспериментальных установок

2.5.1. Исследование теплоотдачи при свободном движении воздуха

Методически исследование теплоотдачи при свободной конвекции проще по сравнению со случаем вынужденной конвекции, так как требует измерения небольшого количества параметров. В качестве примера на рис. 2.4 приводится схема экспериментальной установки для исследования теплоотдачи при свободной конвекции воздуха около горизонтального цилиндра.

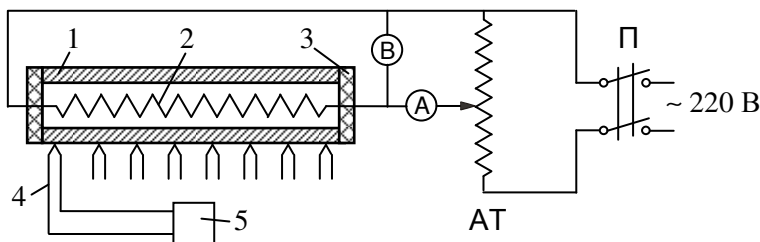


Рис. 2.4. Схема экспериментальной установки: 1 – опытная трубка; 2 – нагреватель; 3 – теплоизолирующая втулка; 4 – термопара; 5 – измерительный прибор; А – амперметр; АТ – автотрансформатор; В – вольтметр; П – пакетный выключатель

Измеряемыми в опытах величинами являются мощность, которая выделяется нагревателем, расположенным внутри трубы, и температура поверхности цилиндра. Мощность определяется по значению электрического тока через нагреватель и падению

напряжения на нем, температура поверхности цилиндра измеряется с помощью дифференциальных термодпар, показания которых пропорциональны разности температур поверхности и окружающего воздуха.

Торцы цилиндра закрыты теплоизолирующими втулками. Они препятствуют оттоку тепла через торцы в осевом направлении и тем самым способствуют созданию равномерного по длине цилиндра распределения температуры и теплового потока. От стенок цилиндра нагреватель отделен низкотеплопроводным электрическим изолятором с большим термическим сопротивлением. Так как термическое сопротивление между нагревателем и поверхностью цилиндра достаточно велико по сравнению с внешним термическим сопротивлением (сопротивлением теплоотдачи), то возможная неравномерность в распределении коэффициента теплоотдачи по периметру цилиндра не приводит к заметной неравномерности распределения тепловой нагрузки. Таким образом достигается выполнение на поверхности теплообмена условия $q = \text{const}$. Тепловой поток вычисляется с учетом радиационных потерь с поверхности цилиндра:

$$q = \frac{IU - Q_{\text{изл}}}{\pi dl}, \quad (2.57)$$

где I, U – ток и падение напряжения на нагревателе; $Q_{\text{изл}}$ – тепловой поток с поверхности цилиндра за счет излучения; d, l – наружный диаметр и длина цилиндра.

Среднением показаний термодпар, расположенных на поверхности цилиндра, определяется средняя температура поверхности нагрева $\bar{t}_c$ и вычисляется средний по поверхности цилиндра коэффициент теплоотдачи:

$$\bar{\alpha} = \frac{q}{\bar{t}_c - t_{\text{ж}}}. \quad (2.58)$$

Низкая теплопроводность изоляции нагревателя и ее значительная теплоемкость являются причиной тепловой

инерционности установки. Поэтому при выполнении измерений температур поверхности цилиндра необходимо убедиться в том, что установка уже вышла на стационарный тепловой режим.

Результаты измерений обрабатываются в виде зависимости числа Нуссельта $Nu = \frac{\bar{\alpha}d}{\lambda}$ от критерия Релея, равного

произведению чисел Грасгофа и Прандтля $Ra = \frac{g\beta(\bar{t}_c - t_{ж})d^3}{\nu\alpha}$.

Изменение последнего достигается изменением мощности, выделяемой нагревателем.

2.5.2. Исследование теплоотдачи при движении жидкости в каналах

Экспериментальное исследование теплоотдачи при вынужденной конвекции – задача более сложная по сравнению со случаем свободной конвекции, так как кроме измерений температуры и теплового потока на поверхности нагрева необходимо организовать процесс и измерять параметры, характеризующие вынужденную конвекцию.

В качестве примера на рис. 2.5 приводится схема экспериментальной установки для исследования теплоотдачи при турбулентном течении воды в круглой трубе.

Рабочий участок экспериментальной установки представляет собой тонкостенную трубку 14 из нержавеющей стали, которая обогревается непосредственным пропусканием по ней электрического тока. Через трубку прокачивается вода, теплоотдача к которой и определяется. Несмотря на то что трубка выполнена тонкостенной, ее электрическое сопротивление очень мало. Поэтому для обогрева по трубке пропускаются большие токи при малых перепадах напряжения. Такой режим обогрева осуществляется с помощью массивного понижающего трансформатора ТР₂. Регулирование мощности, выделяемой на рабочем участке, производится с помощью автотрансформатора ТР₁ путем изменения напряжения, подаваемого на вход понижающего трансформатора. Для измерения мощности в

электрическую цепь включены вольтметр В и амперметр А, последний присоединен через трансформатор тока TP_3 .

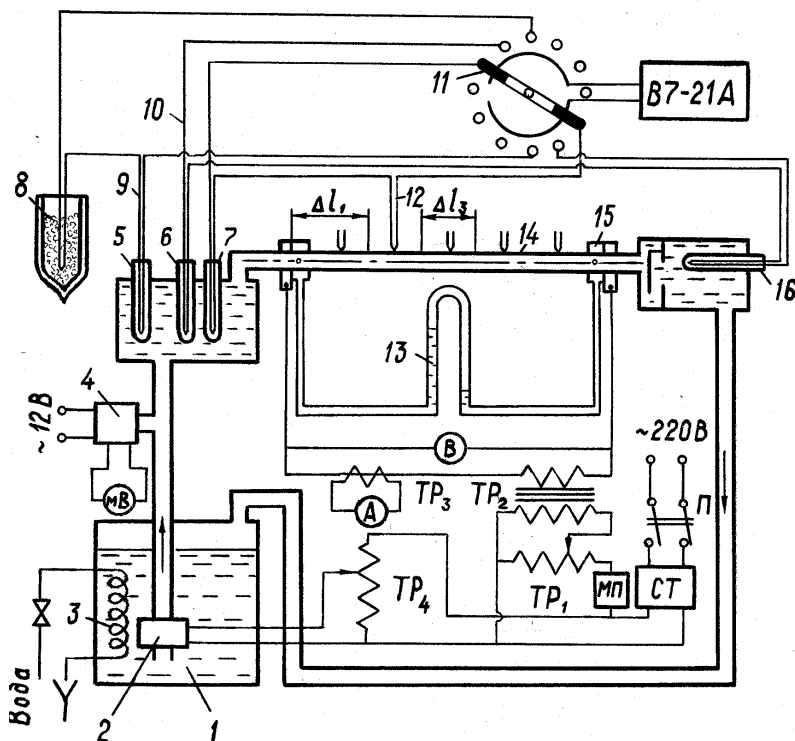


Рис. 2.5. Схема экспериментальной установки: 1 – бак с водой; 2 – насос; 3 – холодильник; 4 – расходомер; 5 – 7, 16 – термпарные гильзы; 8 – сосуд Дьюара со льдом; 9, 10, 12 – дифференциальные термпары; 11 – термпарный переключатель; 13 – П-образный водяной манометр; 14 – опытная трубка; 15 – камера отбора давления; А – амперметр; В – вольтметр; В7-21А – цифровой вольтметр; мВ – милливольтметр; МП – магнитный пускатель; П – пакетный выключатель; СТ – стабилизатор напряжения; TP – трансформатор

Контур циркуляции воды замкнутый. Вода забирается из бака 1, с помощью насоса 2 прокачивается через рабочий участок, а затем возвращается в бак. Расход воды G измеряется расходомером 4. Холодильник 3, расположенный в баке, служит для поддержания

постоянной температуры воды, забираемой из бака. В опытах измеряются значение температуры на входе в рабочий участок (во входной смесительной камере) и с помощью многоспайной дифференциальной гипертермопары подогрев жидкости в канале $\Delta t_{\text{ж}}$.

На наружной поверхности трубки теплоизоляция отсутствует, трубка непосредственно контактирует с окружающим воздухом. Так как коэффициент теплоотдачи от трубки к окружающему воздуху существенно меньше коэффициента теплоотдачи к воде, протекающей в трубке, потерями тепла в окружающую среду пренебрегается. Для контроля тепловая мощность, выделившаяся в трубке при прохождении электрического тока $Q_{\text{эл}} = I\Delta U$, сопоставляется с полученной водой мощностью, которая определяется по расходу и подогреву жидкости $Q_{\text{ж}} = Gc_p\Delta t_{\text{ж}}$. Среднее значение тепловой нагрузки поверхности теплообмена определяется как

$$\bar{q}_F = \frac{Q_{\text{эл}}}{\pi dl}, \quad (2.59)$$

где d – внутренний диаметр трубки, l – длина рабочего участка.

Для определения температуры поверхности теплообмена на наружной поверхности трубки заделаны дифференциальные термопары, измеряющие разность температур ϑ_i стенки в i -м сечении и жидкости на входе в рабочий участок. Среднее по поверхности значение измеренных разностей температур рассчитывается по формуле

$$\bar{\vartheta}_{\text{изм}} = \frac{\sum \vartheta_i F_i}{\sum_i F_i}, \quad (2.60)$$

где F_i – площадь поверхности трубки, приходящаяся на « i »-ю термопару. Для определения среднего значения $\bar{\vartheta}$ на поверхности теплообмена, т.е. на внутренней поверхности стенки трубки, из (2.60) вычитается перепад температур в стенке Δt_c , который

рассчитывается по среднему значению теплового потока $\bar{q}_F$, коэффициенту теплопроводности материала трубки и ее размерам.

Окончательно разность между средней температурой поверхности теплообмена $\bar{t}_c$ и средней температурой жидкости, равной $\bar{t}_{ж} = 0,5(t_{вх} + t_{вых})$, определяется по формуле

$$\bar{t}_c - \bar{t}_{ж} = \bar{\vartheta} - \Delta t_c - 0,5\Delta t_{ж}, \quad (2.61)$$

а средний по длине канала коэффициент теплоотдачи как

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{q}_F}{\bar{t}_c - \bar{t}_{ж}}. \quad (2.62)$$

Измерения проводятся при различных расходах теплоносителя и разных значениях мощности обогрева. Результаты измерений обобщаются в виде зависимости числа Нуссельта $\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha}d}{\lambda}$ от критерия Рейнольдса $Re = \frac{\bar{u}d}{\nu}$.

2.6. Контрольные вопросы

1. Какими безразмерными критериями определяется теплоотдача при вынужденной конвекции жидкости?
2. При каких условиях выполняется закон Ньютона – Рихмана, т.е. тепловая нагрузка поверхности нагрева прямо пропорциональна разности температур стенки и жидкости?
3. Как на среднюю теплоотдачу при обтекании тела потоком жидкости влияют: теплопроводность жидкости, скорость ее движения, размер тела, вязкость, плотность и теплоемкость жидкости?
4. Какими безразмерными критериями определяется теплоотдача при свободной конвекции жидкости?
5. Покажите, что при свободной конвекции закон Ньютона – Рихмана о прямой пропорциональности тепловой нагрузки

поверхности разнице температур стенки и жидкости не выполняется.

6. Запишите выражение для критерия Грасгофа.
7. Поясните различия между локальным и средним коэффициентами теплоотдачи при обтекании тела потоком жидкости.
8. Как определяется средний коэффициент теплоотдачи при движении жидкости в канале?
9. Какие величины обязательно измеряются при экспериментальном исследовании теплоотдачи в условиях свободного движения жидкости, при вынужденной конвекции?

3. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ

3.1. Основные понятия и определения

Кипение – процесс непрерывного образования в объеме жидкости пузырей пара. В большинстве случаев паровые пузыри образуются и растут в перегретом слое жидкости вблизи твердой стенки, к которой подводится тепло. Сильное перемешивание пристенного слоя паровыми пузырями и интенсивный отвод тепла в результате поглощения скрытой теплоты парообразования приводят к тому, что в определенных условиях теплоотдача от греющей стенки оказывается значительно выше, чем при однофазной естественной или вынужденной конвекции. В связи с этим процесс кипения находит широкое применение в различных теплообменных аппаратах, которые используются в современной технике: ядерной энергетике, ракетной технике, металлургии, теплотехнике, химической, нефтеперерабатывающей, пищевой и легкой промышленности.

Необходимым условием высокой интенсивности теплообмена при кипении является наличие контакта жидкости с теплоотдающей стенкой. Нарушение этого контакта всегда приводит к ухудшению теплоотдачи и, в зависимости от условий на границе твердая стенка – жидкость, имеет следствием либо увеличение температуры стенки, либо уменьшение на ней плотности теплового потока. Данное явление получило название кризиса теплоотдачи при кипении. Кризис теплоотдачи особенно опасен, когда тепловой поток на поверхности нагрева является заданной величиной. В этом случае при высоких тепловых нагрузках температура теплоотдающей стенки может очень быстро увеличиться до такого уровня, что произойдет ее пережог. Поэтому при проектировании активных зон ядерных реакторов, а также при эксплуатации ядерных энергетических установок всегда предусматриваются меры, предотвращающие возникновение кризиса теплообмена.

Кипение жидкости на поверхности нагрева может происходить в разных условиях. Когда жидкость кипит на поверхности, погруженной в большой объем жидкости, такой процесс называют кипением в большом объеме, или кипением при свободной

конвекции. Если кипящая жидкость принудительно движется в каком-либо канале, такое кипение называется кипением в условиях вынужденной конвекции. Движение кипящей жидкости в системе с вертикальными каналами может происходить и без внешнего побудителя под действием различия плотности двухфазного потока в различных участках контура. Такой случай рассматривается как кипение при естественной циркуляции двухфазной смеси. Жидкость может кипеть в тонком перегретом вблизи теплоотдающей стенке слое, в то время как остальная масса жидкости может иметь температуру ниже температуры насыщения. Согласно принятой терминологии такой процесс называется кипением с недогревом.

При анализе теплообмена в элементах энергетического оборудования практический интерес представляют не только стационарные режимы работы, но и нестационарные процессы, которые неизбежны при пуске установки, переходе с одного режима работы на другой, а также при возникновении аварийных ситуаций.

3.2. Кипение в большом объеме

3.2.1. Стационарные режимы кипения

В стационарных режимах основные параметры, определяющие процесс кипения, – давление, плотность теплового потока, температурный напор – не изменяются со временем¹⁰.

Закономерности стационарного теплообмена при кипении жидкости в большом объеме обычно иллюстрируют, рассматривая связь между плотностью теплового потока на теплоотдающей поверхности и перегревом стенки относительно температуры насыщения. Соответствующая кривая в логарифмических координатах, которая получила название кривой кипения,

¹⁰ На самом деле вследствие того, что сам процесс парообразования состоит из ряда кратковременных стадий, периодически сменяющих друг друга, указанные параметры непрерывно пульсируют во времени. Здесь имеются в виду осредненные по времени значения параметров. Осреднение должно проводиться за период времени, значительно больший, чем период роста паровых пузырей на поверхности нагрева.

представлена на рис. 3.1. Здесь при малых значениях q вплоть до точки A перегрев стенки Δt недостаточен для начала кипения, поэтому тепло отводится однофазной естественной конвекцией. Участок AB кривой соответствует режиму пузырькового кипения, а участок CD – режиму пленочного кипения.

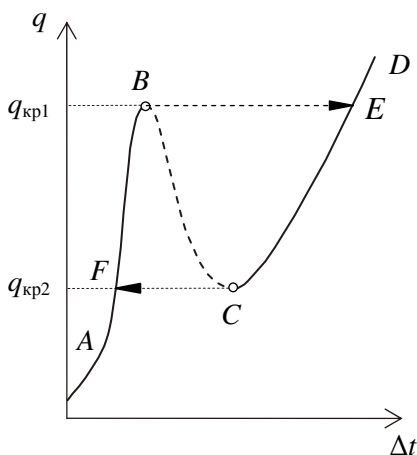


Рис. 3.1. Кривая кипения насыщенной жидкости в большом объеме

При пузырьковом кипении паровые пузыри образуются и растут в отдельных точках на поверхности нагревателя – активных центрах, с увеличением плотности теплового потока или температурного напора их число непрерывно возрастает. При пленочном кипении теплоотдающая поверхность отделена от жидкости сплошной пленкой пара, теплоотдача в этом случае значительно ниже, чем при пузырьковом кипении. Область между точками B и C , условно обозначенная на рис. 3.1 пунктирной линией, относится к переходному кипению. Режим кипения жидкости в этой области неустойчив и в экспериментах может быть воспроизведен только в условиях, когда независимой переменной является Δt .

Во многих случаях заданным параметром является q , а не Δt , поэтому переход от пузырькового кипения к пленочному в точке B при увеличении q происходит скачком (линия BE на рис. 3.1). Соответствующее кризису теплоотдачи максимальное значение q при пузырьковом кипении называется первой критической плотностью теплового потока $q_{кр1}$. В случае снижения q обратный переход от пленочного режима кипения к пузырьковому также происходит скачком при $q = q_{кр2}$ (линия CF на рис. 3.1) и связан с неустойчивостью паровой пленки при низких тепловых потоках и ее разрушением.

В теплообменных устройствах наиболее широкое применение находит пузырьковое кипение как режим с высокой интенсивностью теплообмена. Количественно интенсивность теплообмена характеризуется коэффициентом теплоотдачи α , который в случае кипения принято определять как отношение плотности теплового потока на греющей стенке q к разности температуры стенки t_c и температуры насыщения t_s :

$$\alpha = \frac{q}{t_c - t_s} . \quad (3.1)$$

Коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме зависит от большого количества факторов. Основными из них являются тепловая нагрузка поверхности q (или температурный напор Δt) и давление p . Как показывают экспериментальные данные, при определении α по формуле (3.1) коэффициент теплоотдачи к кипящей на стенке недогретой до температуры насыщения жидкости практически не зависит от степени недогрева. Существенную роль в процессе теплообмена при кипении могут играть свойства и состояние теплоотдающей поверхности (микрошероховатость, смачиваемость, теплофизические и некоторые другие свойства нагревателя). Однако удовлетворительно описать влияние поверхностных условий на теплоотдачу при пузырьковом кипении в количественной форме пока не удастся, поэтому предлагаемые для инженерных расчетов обобщенные на основе экспериментальных данных рекомендации, как правило, содержат только два

определяющих параметра: тепловую нагрузку q (либо температурный напор Δt) и давление p . Например, для расчета коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении воды в большом объеме широко используется формула В.М. Боришанского [1]

$$\alpha = 4,32 \left(p^{0,14} + 1,28 \cdot 10^{-2} p^2 \right) q^{0,7}, \quad (3.2)$$

где α выражено в Вт/(м²·К); q – в Вт/м²; p – в МПа. Формула (3.2) может применяться в диапазоне давлений 0,1 ÷ 20 МПа. Для атмосферного давления зависимость (3.2) имеет вид:

$$\alpha = 3,13 q^{0,7}, \quad (3.3)$$

В случае образования на поверхности нагревателя накипи или слоя каких-нибудь других загрязнений при расчете коэффициента теплоотдачи необходимо учитывать дополнительное термическое сопротивление, обусловленное этим слоем. Для этого требуется знать толщину и эффективный коэффициент теплопроводности слоя загрязнений.

При стационарном нагреве возможность отвода тепла от твердой стенки с высокой интенсивностью, характерной для режима пузырькового кипения жидкости, ограничена значением первого критического теплового потока $q_{кр1}$. В настоящее время существует несколько различных точек зрения на механизм возникновения кризиса теплоотдачи. Среди них наиболее признана гидродинамическая модель кризиса кипения, впервые выдвинутая С.С. Кутателадзе [2]. Предложенный им критерий устойчивости двухфазного пограничного слоя включает критическую скорость парообразования, напрямую связанную с критическим тепловым потоком. В окончательной форме критерий гидродинамической устойчивости С.С. Кутателадзе имеет вид:

$$\frac{q_{кр1}}{r \sqrt{\rho''^4 g \sigma (\rho' - \rho'')}} = k_1, \quad (3.4)$$

где r – скрытая теплота парообразования; g – ускорение свободного падения; σ – коэффициент поверхностного натяжения; ρ' и ρ'' – плотности жидкости и пара на линии насыщения. В определенных условиях критерий k_1 – приблизительно постоянная величина. Так, при кипении насыщенных жидкостей на плоских горизонтальных поверхностях достаточно большого размера, обращенных греющей стороной вверх, в широком диапазоне давлений $k_1 \cong 0,14$.

Изменение теплофизических свойств рабочих сред с давлением насыщения приводит к характерной для всех жидкостей кривой зависимости $q_{кр1}$ от p с максимумом при $p \approx 1/3 p_{кр}$, где $p_{кр}$ – критическое давление (рис. 3.2). Однако в случае кипения недогретых до температуры насыщения жидкостей критерий k_1 увеличивается с ростом недогрева приблизительно по линейному закону, для вертикальных поверхностей k_1 имеет другое (меньшее) значение, сложный характер изменения k_1 обнаруживается при кипении жидкостей на цилиндрических поверхностях малого диаметра.

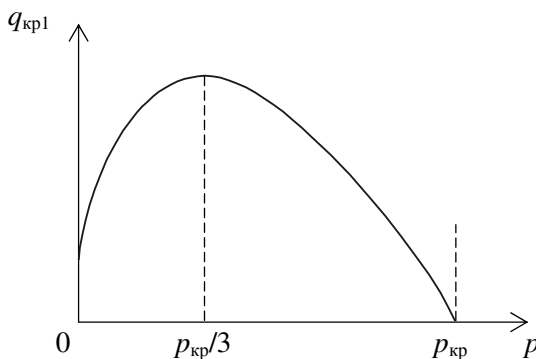


Рис. 3.2. Качественный характер зависимости первой критической плотности теплового потока от давления

Кроме гидродинамической модели С.С. Кутателадзе, в дальнейшем теоретически развитой за рубежом в работах Н. Зубера [3], получили распространение термодинамический подход к

кризису кипения, предложенный В.П. Скриповым [4], а также тепловые модели кризиса теплоотдачи, достаточно подробно сформулированные в работах Ю.А. Кириченко [5].

Суть термодинамического подхода к явлению кризиса кипения состоит в утверждении, что кризис наступает в тот момент, когда температура стенки достигает температуры предельного перегрева жидкости $t_{пр}$, при которой жидкое состояние вещества абсолютно неустойчиво и существовать не может. Контакт жидкости со стенкой при этом полностью исключается, так как в противном случае жидкость взрывообразно вскипает и мгновенно отесняется от стенки паром. Таким образом, пузырьковое кипение в этих условиях не может быть реализовано.

В соответствии с тепловой моделью кризис наступает, когда плотность центров парообразования достигает максимального значения и происходит слияние растущих на теплоотдающей поверхности паровых пузырей в сплошную паровую пленку, которая полностью отделяет поверхность теплообмена от жидкости.

Многообразие существующих на сегодня точек зрения на причину кризиса теплоотдачи при кипении свидетельствует о сложной физической природе этого явления, которое подлежит дальнейшему исследованию.

3.2.2. Нестационарные режимы кипения

По сравнению со стационарными режимами количество параметров, определяющих теплоотдачу и кризис пузырькового кипения в нестационарных процессах, возрастает, в этих условиях важным становится фактор времени. При кипении в большом объеме тепловая нестационарность может возникать в результате быстрого изменения тепловой мощности, выделяемой нагревателем, вследствие снижения давления над уровнем жидкости, а также и по другим причинам.

Характер режимов теплообмена и механизм кризиса кипения в нестационарном тепловом процессе могут изменяться в зависимости от конкретных условий. В опытах с жидким азотом и некоторыми органическими жидкостями обнаружено, что при мгновенном увеличении мощности от нулевого уровня

(ступенчатом набросе мощности) критический тепловой поток может быть значительно (в 2 - 3 раза) ниже значения $q_{кр1}$, полученного при медленном увеличении тепловой нагрузки. В связи с этим наименьшую величину плотности теплового потока q , при которой происходит кризис кипения в условиях наброса тепловой мощности, В.И. Толубинский [6] предложил называть минимальным нестационарным критическим тепловым потоком $q_{кр.н}^{мин}$. Вместе с тем было установлено, что в воде и жидком гелии отмеченные особенности не наблюдаются, в этих случаях значения критических тепловых потоков, полученные при стационарном и нестационарном нагреве поверхности, практически совпадают.

Режим ступенчатого наброса тепловой мощности позволяет наиболее отчетливо проследить динамику развития нестационарных тепловых процессов на поверхности нагрева при быстром увеличении мощности нагревателя. Изучение этого режима показало, что с течением времени происходит последовательная смена различных механизмов теплообмена. В качестве примера рассмотрим экспериментальные результаты, полученные авторами пособия в работе [7], где исследовался случай ступенчатого увеличения тепловой нагрузки нагревателя q_n от нуля до определенного уровня, превышающего стационарный критический тепловой поток. В опытах использовался электрический нагреватель из платиновой проволоки диаметром 0,1 мм. Нагреватель погружался в большой объем неподвижной воды, находящейся в условиях насыщения при атмосферном давлении. На основании этих экспериментов, результаты которых иллюстрируются графиками, представленными далее на рис. 3.3 и 3.4, можно сделать следующие выводы.

При больших уровнях набрасываемой мощности (рис. 3.3) на начальной стадии процесса нагреватель и прилегающая к нему жидкость быстро прогреваются. За короткий промежуток времени конвективные токи в жидкости не успевают развиваться и передача тепла в неподвижной жидкой среде около нагревателя осуществляется молекулярной теплопроводностью. Зафиксированные в опытах перегревы теплоотдающей стенки хорошо описываются расчетными соотношениями для этого режима. К моменту времени τ_3 достигается необходимый для

закипания перегрев теплоотдающей поверхности Δt_3 относительно температуры насыщения. Согласно экспериментальным данным величина необходимого перегрева зависит от плотности теплового потока на греющей стенке q , при этом связь между параметрами закипания Δt_3 и q_3 может быть выражена формулой [8]

$$\Delta t_3 = 0,048 q_3^{0,45}. \quad (3.5)$$

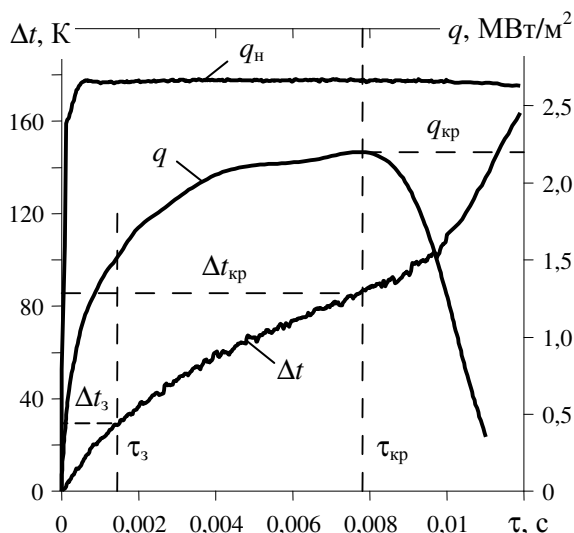


Рис. 3.3. Динамические кривые изменения параметров нестационарного теплового процесса при набросе тепловой нагрузки $q_n = 2,66 \text{ МВт/м}^2$

После закипания жидкости на поверхности нагрева наступает следующая стадия нестационарного процесса – стадия кипения. В общем случае, если набрасываемая тепловая нагрузка меньше стационарного критического теплового потока, то конечным итогом этой стадии является установление устойчивого режима пузырькового кипения с высоким уровнем теплоотдачи. При тепловых нагрузках, превышающих критическую плотность теплового потока для условий стационарного нагрева, возникает

режим, который можно классифицировать как режим теплообмена при метастабильном пузырьковом кипении. Последний всегда завершается кризисом теплоотдачи с достаточно быстрым и значительным ростом температуры стенки вследствие перехода к пленочному кипению.

Следует иметь в виду, что характер динамических кривых, соответствующих стадии метастабильного пузырькового кипения, зависит от того, насколько сильно набрасываемая тепловая нагрузка превышает стационарный критический тепловой поток $q_{кр1}$. Если эта нагрузка значительно превышает $q_{кр1}$, как, например, на рис. 3.3¹¹, стадия метастабильного пузырькового кипения занимает весьма малый промежуток времени. Возникающие в большом количестве на поверхности нагревателя паровые пузыри не успевают от него оторваться. Перегрев нагревателя в таких случаях непрерывно и плавно увеличивается, при этом пульсации его температуры не превышают нескольких градусов. Интенсивность теплопередачи от греющей стенки уменьшается с течением времени и мало отличается от скорости передачи тепла в стадии теплопроводности. Тепловой поток q , отводимый от греющей стенки в жидкость, достигнув максимального значения в момент кризиса $\tau_{кр}$, начинает быстро уменьшаться, а перегрев стенки возрастать вследствие значительного ухудшения теплоотдачи. В режимах, когда набрасываемая мощность лишь немного выше критической для стационарных условий, наблюдаются значительные пульсации температуры нагревателя (рис. 3.4), вызванные сильным перемешиванием жидкости в пристенном слое отрывающимися от поверхности нагрева паровыми пузырями. Продолжительность таких режимов может составить значительную величину порядка нескольких десятков, сотен и даже тысяч миллисекунд. Плотность теплового потока на поверхности нагрева в течение всего периода метастабильного пузырькового кипения в этих случаях практически равна набрасываемой тепловой нагрузке, а коэффициент теплоотдачи может изменяться от уровня, соответствующего режиму

¹¹ В рассматриваемых опытах стационарный критический тепловой поток $q_{кр1}$ был равен 0,7 МВт/м².

теплопроводности, до значений, характерных для стационарного пузырькового кипения.

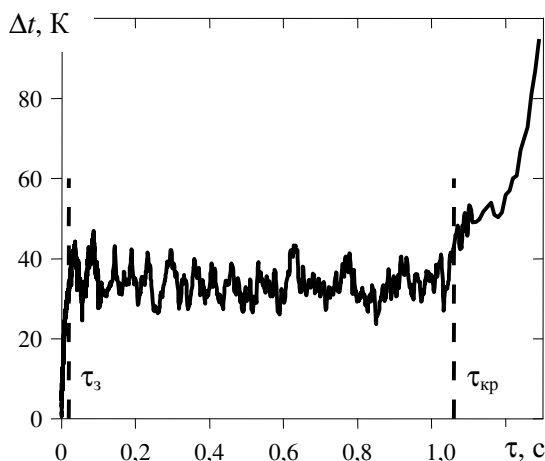


Рис. 3.4. Характер кривой изменения перегрева теплоотдающей стенки со временем при набросе тепловой нагрузки $q_n = 0,725 \text{ МВт/м}^2$

Значительное различие временных масштабов, в которых протекает процесс метастабильного пузырькового кипения при умеренных и высоких значениях набрасываемой тепловой мощности, обуславливает неодинаковый механизм возникновения кризиса теплоотдачи на поверхности нагрева. В первом случае (умеренные нагрузки) паровые пузыри успевают до наступления кризиса многократно оторваться от греющей стенки, а кризис теплоотдачи связан с предельным насыщением паром двухфазного пристенного слоя, аналогично тому, как это происходит при стационарном нагреве. Во втором же случае (высокие нагрузки) кризис кипения наступает в результате слияния расположенных близко друг к другу паровых пузырей в сплошную паровую пленку непосредственно на теплоотдающей поверхности. Явление кризиса метастабильного пузырькового кипения в таких режимах определяется совокупностью критических параметров, к которым следует отнести плотность теплового потока $q_{кр}$, температурный

напор $\Delta t_{кр}$ и интервал времени $\tau_{кр}$ от момента наброса нагрузки до достижения кризиса. Критическая плотность теплового потока может значительно (в несколько раз) превышать аналогичную величину, получаемую при стационарном нагреве, однако при этом резко сокращается критический интервал времени. В качестве иллюстрации на рис. 3.5 приведены опытные данные [7], полученные в диапазоне набрасываемых тепловых нагрузок $1.0 \div 3.4 \text{ МВт/м}^2$. Представленные здесь результаты с погрешностью $\pm 15\%$ можно описать зависимостью

$$q_{кр} = 1,7 \cdot 10^5 \tau_{кр}^{-0,5}. \quad (3.6)$$

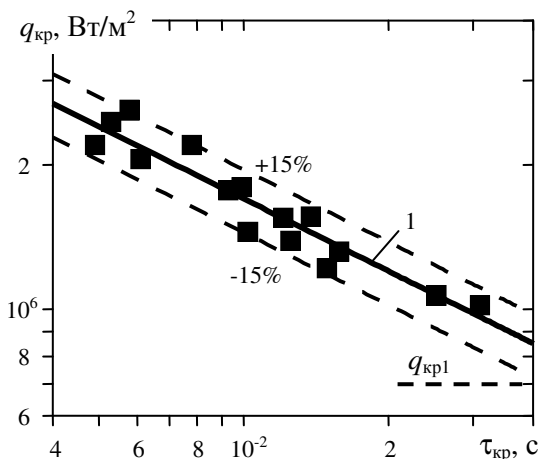


Рис. 3.5. Функциональная связь между критическим тепловым потоком и интервалом времени до наступления кризиса теплообмена: 1 – расчет по уравнению (3.6)

Связь между тепловым потоком и температурным напором в момент возникновения кризиса нестационарной теплоотдачи показана на рис. 3.6. Экспериментальные данные [7] следуют зависимости:

$$\Delta t_{\text{кр}} = 0,65 q_{\text{кр}}^{0,33} . \quad (3.7)$$

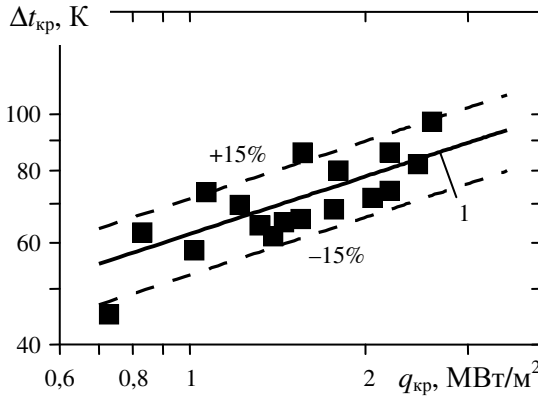


Рис. 3.6. Связь между критическими значениями плотности теплового потока и температурного напора:
1 – расчет по уравнению (3.7)

3.3. Кипение в условиях вынужденной конвекции

3.3.1. Теплообмен при кипении в вынужденном потоке

В отличие от кипения в большом объеме процесс теплообмена в обогреваемом канале, по которому движется кипящий вынужденный поток, происходит в условиях непрерывного изменения структуры и режима течения двухфазной смеси.

Для вертикальных каналов типичными являются пузырьковый, снарядный (пробковый), эмульсионный (вспененный), дисперсно-кольцевой и дисперсный режимы; в горизонтальных трубах, кроме того, могут существовать расслоенные режимы, а также ряд разновидностей волнового течения. Каждый из отмеченных режимов характеризуется определенными количественными соотношениями между жидкой и паровой фазами, а также особыми закономерностями их распределения в канале. Это, в свою очередь, приводит к соответствующим особенностям изменения

интенсивности теплообмена, а следовательно, температур потока и стенки канала по его длине и периметру.

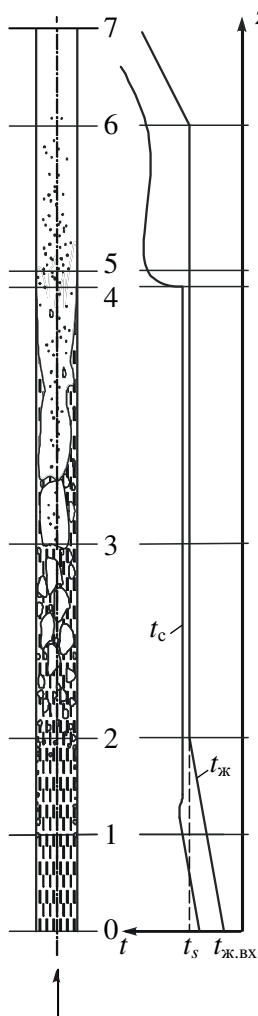


Рис. 3.7. Распределение температур в различных зонах вертикального парогенерирующего канала

На рис. 3.7 приведена типичная схема распределения температур в различных зонах вертикального парогенерирующего канала, равномерно обогреваемого по периметру постоянным тепловым потоком. На вход канала поступает вода, не догретая до температуры насыщения, на выходе получается перегретый пар. Весь канал по длине можно условно разбить на семь участков, в каждом из которых теплообмен имеет свои особенности.

Экономайзерная зона, где вода подогрывается до температуры насыщения, включает участки 0 – 1 и 1 – 2. На первом из них температура стенки ниже температуры насыщения, здесь происходит конвективная теплоотдача к некипящей жидкости. На участке 1 – 2, где температура стенки выше, а температура потока ниже температуры насыщения, начинается поверхностное кипение (кипение с недогревом), которое постепенно развивается по мере увеличения температуры жидкости. Полностью развитое кипение пароводяной смеси становится возможным, начиная с сечения 2, где температура воды достигает температуры насыщения.

В испарительной зоне, которая охватывает участки канала, расположенные между сечениями 2 и 6, происходят значительные изменения в структуре двухфазного потока вследствие непрерывного увеличения его паросодержания. В зависимости от условий (давления, плотности теплового потока, массовой скорости, паросодержания) в этой зоне могут быть реализованы различные режимы течения двухфазной смеси. В этих режимах при развитом пузырьковом кипении на стенке канала, которое характеризуется высокой интенсивностью теплообмена и занимает целиком участок 2–3, а также большую часть участка 3–4, температура стенки лишь на несколько градусов превышает температуру потока и почти не зависит от его скорости и паросодержания. Это позволяет проводить расчеты коэффициента теплоотдачи при кипении жидкости в каналах с удовлетворительной точностью по известным зависимостям, полученным для большого объема (см., например, формулы (3.2) и (3.3)), с поправочным множителем $\approx 0,7 - 0,9$.

Однако следует иметь в виду, что при определенном сочетании режимных параметров в двухфазном потоке могут возникнуть такие условия, когда конвективные факторы, обусловленные вынужденным движением, и кипение на стенке канала будут играть приблизительно одинаковую роль в процессе теплообмена. Совместное влияние скорости течения двухфазной среды и плотности теплового потока на коэффициент теплоотдачи в таких случаях может быть учтено с помощью расчета α по интерполяционной формуле С.С. Кутателадзе [2]:

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_{\text{конв}}} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{\text{кип}}}{\alpha_{\text{конв}}} \right)^2}, \quad (3.8)$$

где α_0 – коэффициент теплоотдачи в двухфазном потоке; значение $\alpha_{\text{кип}}$ оценивается по формулам для кипения в большом объеме, а при расчете $\alpha_{\text{конв}}$ в качестве скорости, определяющей конвективный теплообмен при турбулентном течении, принимается скорость циркуляции w_0 .

При увеличении паросодержания потока в области дисперсно-кольцевого режима течения (участок 3 – 4 на рис. 3.7) значительно возрастает скорость движения парового ядра, что оказывает существенное влияние на перенос тепла в пристенной пленке жидкости и приводит к заметному росту коэффициента теплоотдачи. Учесть эту закономерность можно, используя для расчета α формулу, предложенную В.М. Боришанским с сотрудниками [9]:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \sqrt{1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\rho' w_{\text{см}} r}{q} \right)^{3/2} \left(\frac{\alpha_{\text{кип}}}{\alpha_0} \right)^2}, \quad (3.9)$$

где $w_{\text{см}}$ – скорость пароводяной смеси, а α_0 определяется по формуле (3.8). Заметное влияние скорости движения парового ядра на теплообмен в двухфазном потоке начинает проявляться при значении комплекса $(\rho' w_{\text{см}} r / q)(\alpha_{\text{кип}} / \alpha_0)^{4/3} > 5 \cdot 10^4$, при меньшем значении этого комплекса можно принимать $\alpha \approx \alpha_0$.

В дисперсно-кольцевом потоке высокого паросодержания на конце участка 3 – 4 кипение в пленке жидкости, текущей по внутренней поверхности канала, может быть подавлено вследствие недостаточности перегрева стенки, необходимого для образования паровых пузырей. В этих условиях главную роль в переносе тепла от стенки играют конвективные факторы – массовая скорость и паросодержание. Рекомендации для расчета коэффициента теплоотдачи в подобных случаях можно найти, например, в обзоре [10].

Режимы кипения, обеспечивающие высокую интенсивность теплообмена в двухфазном потоке, могут существовать лишь в ограниченном диапазоне режимных параметров. При определенном их сочетании может произойти резкое ухудшение теплоотдачи. Причиной кризиса может быть либо дефицит жидкой фазы в пристенной пленке вследствие процесса испарения (например, кризис на участке 4 – 5 канала, показанного на рис. 3.7), либо достижение в некотором сечении канала критических значений режимных параметров (массовой скорости, энтальпии среды или плотности теплового потока). В последнем случае

кризис теплоотдачи может возникать и на начальных участках парогенерирующего канала, в том числе и в зоне поверхностного кипения недогретой до температуры насыщения жидкости, при этом происходит смена пузырькового режима кипения пленочным режимом.

Закризисный теплообмен на участке 5 – 6 рассматриваемого канала характеризуется существенной термической неравновесностью. Постоянный контакт жидкости со стенкой здесь отсутствует, поток пара перегревается, особенно вблизи стенки, находящиеся в паре жидкие капли постепенно испаряются. Длина данного участка может быть значительной, так как коэффициенты теплоотдачи невелики. Механизмы закризисного теплообмена в настоящее время недостаточно хорошо изучены, основные методы расчета теплоотдачи, основанные на равновесных и неравновесных моделях, можно найти в справочнике [11].

После полного испарения капель средняя температура пара на выходном участке 6 – 7 парогенерирующего канала начинает линейно увеличиваться. Температура стенки также растет по линейному закону в соответствии с закономерностями однофазного конвективного теплообмена в потоке перегретого пара.

3.3.2. Кризис теплообмена. Критический тепловой поток

Критический тепловой поток является одним из важнейших факторов, которые ограничивают мощность активной зоны ядерного реактора, охлаждаемого жидким теплоносителем. По сравнению с кризисом кипения в большом объеме явление кризиса теплообмена в круглых трубах, а также каналах другой формы значительно сложнее, механизм ухудшения теплоотдачи здесь тесно связан с режимом течения двухфазной среды.

Согласно современным представлениям в различных областях режимных параметров парожидкостного потока кризис теплообмена имеет разную физическую природу. В области недогрева жидкости до температуры насыщения, а также при сравнительно небольших паросодержаниях двухфазной смеси ухудшение теплоотдачи в момент кризиса связывают с переходом от пузырькового кипения к пленочному. Такого вида кризис, получивший название кризиса теплообмена первого рода, обычно

возникает при больших тепловых нагрузках и при заданном тепловом потоке сопровождается значительным скачком температуры теплоотдающей поверхности. По характеру своего проявления он напоминает кризис теплоотдачи при кипении жидкости в большом объеме. Параметром, определяющим начало ухудшения теплоотдачи, в данном случае является критическая плотность теплового потока $q_{кр}$.

При промежуточных и высоких паросодержаниях двухфазной смеси, когда поток имеет дисперсно-кольцевую структуру, кризис теплообмена объясняется осушением обогреваемой стенки. Он возникает, когда нарушается баланс массы жидкости в пленке, текущей по внутренней поверхности канала. По предложению В.Е. Дорошука [12] этот вид кризиса назван кризисом теплообмена второго рода. Характерным параметром кризиса второго рода является не плотность теплового потока, а граничное паросодержание. Полному осушению стенки предшествует распад пленки на отдельные ручейки, поэтому данному типу кризиса обычно сопутствуют значительные пульсации температуры теплоотдающей поверхности. При этом рост температуры стенки в момент кризиса сравнительно невелик из-за небольших значений плотности теплового потока, особенно при высоких давлениях.

При больших паросодержаниях в области дисперсного режима течения возможно некоторое охлаждение поверхности теплообмена попадающими на нее из ядра потока каплями жидкости. Если орошение стенки каплями по какой-либо причине прекращается, то теплоотдача становится хуже. Одной из причин, препятствующих выпадению капель на стенку, может быть встречный поток пара. Такой вид кризиса иногда называют «кризисом орошения».

В качестве иллюстрации на рис. 3.8 приведена типичная зависимость критического теплового потока $q_{кр}$ от относительной энтальпии (паросодержания) $x = (i - i')/r$, где показаны области существования различных типов кризиса теплообмена при вынужденном течении двухфазной среды в круглых вертикальных трубах.

Количество факторов, которые определяют условия наступления кризиса теплоотдачи при кипении жидкости в каналах, весьма значительно. К ним, прежде всего, относятся

режим течения двухфазной смеси, физические свойства кипящей жидкости, скорость движения, недогрев или паросодержание потока. Кроме того, существенными являются геометрия, размеры и ориентация канала в поле массовых сил, характер распределения тепловой нагрузки в системе, гидродинамическая устойчивость течения (наличие пульсаций расхода или давления) и ряд других факторов.

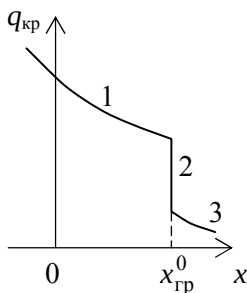


Рис. 3.8. Различные типы кризиса теплообмена при вынужденном движении пароводяного потока: в круглой вертикальной трубе: 1 - кризис, связанный с переходом пузырькового кипения в пленочное; 2 - кризис, обусловленный высыханием жидкой пленки в дисперсно-кольцевом потоке; 3 - кризис орошения

В настоящее время не существует надежных обобщающих зависимостей для расчета критической плотности теплового потока при кипении в каналах различных жидкостей. Подавляющее большинство расчетных соотношений получено на основе опытного изучения кризиса теплоотдачи в какой-либо одной конкретной среде.

Для пароводяного потока отобраны и систематизированы наиболее достоверные опытные данные по критическим тепловым нагрузкам, полученные в технически гладких вертикальных трубах с подъемным движением воды. На основе этих данных составлены скелетные таблицы [13], где приводятся рекомендуемые для расчетов значения $q_{кр}$ в зависимости от давления, массовой скорости и относительной энтальпии. Рекомендации относятся к длинным прямым круглым трубам диаметром $d = 8$ мм, для труб

других диаметров необходимо вводить поправки. Имеются также таблицы для граничных паросодержаний [12, 14]. Значения $x_{\text{гп}}^0$ можно рассчитать по интерполяционной формуле В.В. Сергеева [13]:

$$x_{\text{гп}}^0 = 1 - 0,86 \exp\left(-\frac{19}{\sqrt{\text{We}}}\right), \quad (3.10)$$

где $\text{We} = (\rho w)^2 d / (\rho' \sigma)$ – критерий Вебера. Для пароводяного потока эта формула описывает экспериментальные данные в диапазоне $p = 3 - 16$ МПа.

Особый случай представляет собой проблема кризиса теплообмена в тепловыделяющих сборках (ТВС) современных водоводяных реакторов. Наиболее часто ТВС выполняются в виде пучка тепловыделяющих стержней, омываемых в продольном направлении потоком теплоносителя. В таких устройствах существенную роль играют конструктивные особенности пучка, наличие необогреваемых поверхностей, дистанционирующих решеток или других элементов. Теплогидравлические неравномерности, обусловленные неоднородным распределением мощности тепловыделения по сечению и длине пучка, а также неодинаковыми расходами теплоносителя через параллельные ячейки, влияют на процесс возникновения кризиса теплообмена. Поэтому в инженерной практике наиболее надежны эмпирические соотношения, которые получены на основе экспериментального исследования кризиса теплоотдачи в пучках конкретной конструкции при определенных режимных условиях. Сведения о методах расчета критических тепловых нагрузок в ТВС водоохлаждаемых реакторов можно найти в справочнике [11].

3.4. Экспериментальные методы изучения теплообмена при кипении

3.4.1. Общая характеристика методов исследования и организация измерений

К настоящему времени в отечественной и зарубежной литературе опубликовано чрезвычайно большое количество работ как теоретического, так и экспериментального характера, в которых с разных сторон изучался комплекс сложных явлений, происходящих при кипении жидкости. При этом наиболее важные результаты, которые легли в основу современных инженерных расчетов, получены экспериментально. В связи с большими трудностями теоретического анализа процесса кипения, эксперимент по-прежнему остается основным методом изучения теплообмена при кипении.

При постановке экспериментов с целью получения данных о коэффициентах теплоотдачи и критических тепловых потоках при кипении исследователи применяли самые разнообразные приемы и методы измерений. Опыты проводились как на небольших лабораторных установках, так и на крупных промышленных стендах. Объектами изучения были стационарные и нестационарные режимы кипения воды, органических, криогенных жидкостей, жидкометаллических теплоносителей.

Подавляющее количество исследований проведено с водой, так как именно этот теплоноситель находит наиболее широкое применение в технике. Для воды опытные данные по теплоотдаче и кризису теплообмена при кипении в большом объеме получены в широком диапазоне изменения тепловых потоков при низких, средних и высоких давлениях, включая область околочритических параметров состояния. Рабочие объемы, в которых изучался процесс кипения, имели разные размеры. Опытные участки в виде плоских пластин, лент, труб, проволок изготавливались из разных материалов и имели разную чистоту обработки. Изучались возможности улучшения теплообмена при кипении на специально обработанных поверхностях, которые содержали углубления различной формы и размера, способствующие интенсификации кипения. Исследовались также способы повышения критических

тепловых нагрузок. Последовательно изложить все многообразие применявшихся экспериментальных методик не представляется возможным. Поэтому ниже рассматриваются только некоторые (наиболее важные с точки зрения авторов) вопросы, возникающие при исследовании процесса кипения. Подробное описание некоторых оригинальных методик можно найти в журнальных статьях, опубликованных докладах на научных конференциях, в ряде научных отчетов и обзоров. К сожалению, существует сравнительно немного изданий, например [15 – 18], которые содержат достаточно систематическое изложение накопленного опыта в области теории и техники теплофизического эксперимента. Применительно к изучению вопросов физики кипения краткий обзор применявшихся экспериментальных методов приведен в монографии [19].

Нагрев рабочего участка и определение теплового потока.

При планировании и постановке исследований теплообмена при кипении большое значение имеет выбор способа обогрева рабочего участка. В зависимости от целей исследования, а также условий эксперимента могут применяться различные методы обогрева.

Если предполагается, что передача тепла к кипящей жидкости должна происходить при независимом регулировании теплового потока, то обогрев рабочей поверхности можно осуществить, например, посредством кондуктивного или лучистого переноса тепла от косвенного электрического нагревателя. Для этой же цели можно использовать также газы высокой температуры, так как в этих условиях даже заметное изменение температуры обогреваемой стенки практически не сказывается на величине теплового потока. Путем концентрирования располагаемой энергии на исследуемой поверхности с помощью этих методов при необходимости удастся достигнуть плотностей теплового потока, составляющих несколько сотен киловатт на квадратный метр. Практически неограниченные по величине тепловые потоки можно получить нагревом металлической стенки, непосредственно пропуская по ней электрический ток. Высокую плотность теплового потока можно также обеспечить посредством бомбардировки теплоотдающей поверхности электронами, при поглощении лазерного излучения, при индукционном нагреве токами высокой частоты.

В тех случаях, когда требуется передавать тепло при независимом изменении температурного напора, обычно применяют нагрев опытного участка конденсирующимся паром или каким-либо высокотемпературным теплоносителем, движущимся с большой скоростью. Из-за высоких значений коэффициента теплоотдачи от теплоносителя к поверхности нагрева температура последней будет близка к температуре греющей среды. Поэтому, меняя температуру теплоносителя, можно поддерживать необходимую температуру стенки, а следовательно, и нужное значение температурного напора Δt .

Очевидно, чтобы получить большие значения q или Δt , требуется повышать температуру нагревателя или теплоносителя. Это может в значительной степени усложнить экспериментальную установку в связи с существующими ограничениями по предельно допустимым температурам и давлениям для используемых в данной установке материалов.

В стационарных режимах тепловой поток на поверхности теплообмена при прямом нагреве опытного участка постоянным или переменным током рассчитывается по измеренным электрическим величинам: напряжению, силе тока, электрическому сопротивлению. При этом необходимо учитывать потери, которые могут быть вызваны отводом тепла по токоподводящим шинам, измерительным проводам или другим элементам конструкции. При больших значениях силы тока токоподводящие шины могут разогреваться, и по ним к опытному участку может подводиться теплота. В таких случаях для снижения теплопритока на выбранных отрезках шин устраивают теплообменник, охлаждаемый какой-либо жидкостью. При косвенном обогреве рабочих участков электрическими нагревателями тепловые потери могут быть практически сведены к нулю с помощью охранных нагревателей, работа которых контролируется специальными тепломерами. Если рабочий участок массивный, то в его теле вдоль направления теплового потока можно установить термопары, по показаниям которых определяется необходимый для расчета q градиент температуры. Когда нагрев опытного элемента осуществляется вспомогательной жидкостью или конденсирующимся паром, подводимый тепловой поток

рассчитывается по расходу и изменению энтальпии вспомогательной жидкости или по расходу конденсата.

При расчете теплового потока к жидкости в нестационарных режимах необходимо учитывать теплоемкость нагревателя, поскольку в зависимости от знака производной температуры по времени часть выделяемой энергии либо аккумулируется в нагревателе, либо высвобождается им. Уравнение баланса энергии в этих случаях записывается следующим образом:

$$Q(\tau) = qF - c\rho V \frac{\partial \bar{t}}{\partial \tau}, \quad (3.11)$$

где $Q(\tau)$ – тепловая мощность нагревателя; τ – время; q – плотность теплового потока, отводимого в жидкость; F – площадь поверхности теплообмена; $c\rho V$ – полная теплоемкость нагревателя; $\bar{t}$ – его средняя температура.

Измерение температуры. Чрезвычайно важным параметром, который необходимо измерять при определении коэффициента теплоотдачи при кипении, является температура поверхности нагрева. Вследствие высокой интенсивности теплообмена при пузырьковом кипении температура теплоотдающей стенки может превышать температуру насыщения всего лишь на несколько градусов. Поэтому к точности измерения температуры стенки или температурного напора в экспериментальных исследованиях теплообмена при кипении должны предъявляться особенно высокие требования. Наиболее часто для измерения температуры теплоотдающей поверхности используют термоэлектрические термометры (термопары), которые позволяют производить измерения в различных точках как по длине, так и по толщине рабочего участка. Для определения разности температур стенки и кипящей жидкости лучше применять дифференциальную схему включения горячих и холодных спаев термопар, это приводит к снижению погрешности измерений. При необходимости увеличить чувствительность измерительной схемы прибегают к последовательному соединению нескольких термопар (используют так называемые многоспайные термопары).

Вследствие специфики задач, решаемых в исследовательской лаборатории, использование термопар, выпускаемых промышленностью, как правило, не представляется возможным. Поэтому в большинстве случаев необходимые термопары исследователи изготавливают сами из специальной термоэлектродной проволоки диаметром 0,1 – 0,5 мм.¹² Проволоку предварительно отбраковывают, затем отжигают и проверяют на однородность. Отобранные пары термоэлектродов спаивают или сваривают друг с другом таким образом, чтобы образовался прочный спай по возможности малого размера. Изготовленные термопары подлежат градуировке, т.е. определению зависимости термоэлектродвижущей силы от температуры. Градуировка термопар обычно производится по постоянным точкам плавления чистых веществ или по эталонным приборам.

Точность измерения температуры стенки термопарами очень существенно зависит от того, насколько тщательно соблюдаются требования, необходимые для правильной установки термопар. Эти требования, прежде всего, включают:

- 1) хороший тепловой контакт горячего спая термопары с теплоотдающей стенкой;
- 2) минимальную степень искажения температурного поля в месте заделки спая и термоэлектродов термопары;
- 3) максимальное снижение утечки или притока тепла через термоэлектроды.

При исследовании теплообмена при кипении, необходимо также всячески исключать причины, которые могут вызвать изменение состояния поверхности стенки в месте заделки термопары и в результате привести к изменению интенсивности кипения.

Следует также иметь в виду, что при использовании метода обогрева стенки пропусканием по ней постоянного электрического тока возникает шаговое напряжение, которое может превышать измеряемую величину термоЭДС термопары. При этом необходимо либо учитывать влияние шагового напряжения посредством изменения полярности электрических контактов при

¹² В зависимости от уровня измеряемых температур обычно используются термоэлектроды типа платинородий – платина, хромель – алюмель, медь – константан, никром – константан и некоторые другие.

измерении температуры, либо вообще исключить электрический контакт спая термопары со стенкой. В последнем случае возможно некоторое искажение показаний термопары за счет температурного градиента в электроизолирующем материале.

Обычно горячий спай термопары располагается в греющей стенке на некоторой глубине от поверхности теплообмена, через которую проходит тепловой поток. При таком способе установки термопары измеренная температура стенки всегда будет отличаться от температуры теплоотдающей поверхности. Поэтому в показаниях термопары приходится вносить поправку. В исследованиях стационарных процессов кипения при известных значениях теплового потока q , глубины заделки спая термопары δ и коэффициента теплопроводности материала стенки λ_c расчет такой поправки по уравнению теплопроводности не представляет особого труда. Так, например, в случае плоской стенки поправка вычисляется по формуле

$$\Delta t = \frac{q\delta}{\lambda_c}. \quad (3.12)$$

Если кипение в большом объеме жидкости изучается на наружной поверхности трубки, которая непосредственно обогревается электрическим током, а температура стенки определяется по равновесной температуре внутри трубки, то поправка, учитывающая перепад температуры в стенке, будет иметь вид:

$$\Delta t_c = \frac{qd_n}{4\lambda_c} \left[1 - \frac{2\ln\left(\frac{d_n}{d_{вн}}\right)}{\left(\frac{d_n}{d_{вн}}\right)^2 - 1} \right], \quad (3.13)$$

где d_n и $d_{вн}$ – наружный и внутренний диаметры трубки. Анализ выражений (3.12) и (3.13) показывает, что для малотеплопроводной стенки поправки могут иметь относительно большую величину, в результате некоторая неопределенность в знании параметров,

входящих в расчетные формулы, может привести к существенным погрешностям.

Иногда температуру теплоотдающей стенки, по которой пропускается электрический ток, определяют по изменению электрического сопротивления опытного участка при изменении его температуры. Такой способ особенно удобен, когда в качестве греющей поверхности используются проволоочные или тонкие ленточные элементы, а также тонкостенные трубки. Точность измерения температуры этим способом определяется величиной температурного коэффициента электрического сопротивления материала поверхности нагрева, который должен быть достаточно большим, чтобы избежать значительных погрешностей. Кроме того, следует иметь в виду, что в этом случае измеряется средняя температура стенки. Для измерения температуры на относительно небольших участках теплоотдающей поверхности можно использовать миниатюрные пленочные термометры сопротивления. Малая тепловая инерция таких приборов позволяет регистрировать температурные флуктуации при кипении, а также изучать быстропротекающие тепловые процессы в нестационарных режимах.

При исследовании процессов теплообмена для определения температурного напора кроме температуры стенки необходимо знать температуру жидкости вдали от поверхности нагрева. В условиях, близких к термодинамическому равновесию, температура объема кипящей жидкости при свободной конвекции или температура потока при вынужденном движении практически равны температуре насыщения, которая может быть найдена по измеренному значению давления. При отсутствии термодинамического равновесия (кипение с недогревом или кипение жидкости, сильно перегретой из-за затрудненности фазового перехода) температуру жидкости необходимо специально измерять. Для таких измерений обычно используются термопары или термометры сопротивления, которые помещаются в гильзы, погруженные в исследуемую среду. Конструкция гильз, размеры, используемый для их изготовления материал должны удовлетворять определенным требованиям, чтобы избежать значительных погрешностей при измерении температуры. Для оценки возможной погрешности Δt можно использовать формулу

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\text{ch } ml}, \quad (3.14)$$

где Δt_0 – отличие температуры стенки, к которой приварено основание гильзы, от температуры среды; $m = [\alpha\Pi/(\lambda_{\text{г}}f)]^{0.5}$; l – длина, Π – периметр наружной поверхности, f – площадь поперечного сечения стенки гильзы; α – коэффициент теплоотдачи от среды к гильзе; $\lambda_{\text{г}}$ – коэффициент теплопроводности материала гильзы. Из формулы (3.14) видно, что погрешность в измерении температуры среды будет тем больше, чем короче гильза и толще ее стенка, а также чем выше коэффициент теплопроводности материала, из которого гильза изготовлена. Поэтому гильзы, которые используются в измерениях, изготавливаются из тонкостенных трубок из нержавеющей стали, имеющей малую теплопроводность. Кроме того, длина гильзы должна быть достаточно большой, чтобы уменьшить поток тепла в стенке гильзы в продольном направлении из-за наличия разности температур Δt_0 . Необходимо также обеспечить такие условия, чтобы спай термодпары или термометр, установленные на конце гильзы, имели хороший тепловой контакт с ее стенкой, а конец гильзы интенсивно омывался движущейся средой.

Иногда термодпары, предназначенные для измерения температуры жидкости, помещаются не внутри специальных гильз, а погружаются непосредственно в теплообменную среду. Такой способ возможен, если жидкость не обладает заметной электропроводностью. Использование микротермодпар с термоэлектродами диаметром менее 0,05 мм позволило, например, измерить распределение температур в весьма тонком перегретом слое жидкости вблизи греющей стенки. Известны также и другие методы, в частности оптические, которые применялись некоторыми исследователями для производства подобных измерений [19].

В экспериментах с вынужденным движением двухфазной среды температура теплоносителя обычно измеряется на входе в обогреваемый опытный участок, где поток является однофазным. Для того чтобы определить равновесные параметры, описывающие

состояние рабочей среды на некотором расстоянии от входа в канал z , можно воспользоваться уравнением теплового баланса. По измеренным значениям давления и температуры сначала устанавливается энтальпия среды на входе $i_{\text{вх}}$. Затем, зная массовый расход теплоносителя G и подводимую на рассматриваемом участке канала тепловую мощность $Q(z)$, можно рассчитать для условий течения, близкого к изобарному, энтальпию потока как

$$i(z) = i_{\text{вх}} + \frac{Q(z)}{G} \quad (3.15)$$

и, наконец, по найденному значению $i(z)$ определить температуру теплоносителя $t_r(z)$, относительную энтальпию или паросодержание потока $x(z)$ в интересующем сечении канала.

Измерение давления и расхода теплоносителя. В экспериментах, связанных с исследованием теплообмена при кипении в большом объеме, необходимо измерять давление, а в случае кипения в вынужденном потоке, кроме того, и расход теплоносителя. Для определения указанных параметров во многих случаях можно использовать обычные стандартные методы и измерительные приборы. Если рабочая среда находится под давлением выше атмосферного, то для измерения избыточного давления наиболее часто применяются пружинные манометры с чувствительным элементом в виде трубчатой пружины. Верхние пределы измерения таких приборов охватывают очень широкий диапазон давлений: от 0,06 до 1000 МПа. При небольших избыточных давлениях для измерений можно использовать жидкостные манометры, у которых измеряемое давление уравнивается давлением столба жидкости. Верхний предел измерений этих манометров зависит от их геометрических размеров и удельного веса уравнивающей жидкости и, как правило, не превышает 100 кПа. В исследованиях вынужденных течений как однофазных, так и двухфазных сред жидкостные манометры наиболее часто применяются для измерения разности (перепадов) давлений на отдельных участках канала или на местных сопротивлениях, т.е. используются в качестве

дифференциальных манометров. Существенными недостатками жидкостных манометров являются большое запаздывание показаний, выход из строя при односторонних перегрузках, непригодность для измерений в нестационарных режимах. В этом отношении значительно более совершенными являются мембранные и сильфонные дифманометры, снабженные преобразователями перемещения чувствительного элемента (мембраны или сильфона) в электрический сигнал.

Известно большое количество различных методов измерения расхода вещества. В практике исследований вынужденных течений наибольшее распространение получили расходомеры с сужающими устройствами (диафрагмами, соплами), создающими местное сужение потока и соответствующий перепад давлений, однозначно связанный с расходом теплоносителя. В лабораторных условиях могут применяться расходомеры весьма разнообразных типов: напорные трубки, термоанемометры, ротаметры, тахометрические, электромагнитные, ультразвуковые, меточные и другие расходомеры. Подробное описание методов и средств измерения расхода вещества, давления и перепадов давлений можно найти в специальной литературе и справочниках, например [17, 18, 20].

Определение критических тепловых потоков и методы фиксации кризиса теплообмена. В зависимости от условий кипения для определения критических тепловых потоков используются разные методы. В тщательно поставленных экспериментах с большим объемом кипящей жидкости, когда независимым (регулируемым) параметром является температурный напор, можно получить всю стационарную кривую, изображенную на рис. 3.1, включая участки пузырькового, переходного и пленочного кипения. Критическим тепловым нагрузкам $q_{кр1}$ и $q_{кр2}$ в этом случае будут соответствовать измеренные в опытах максимальное и минимальное значения теплового потока. Вторую критическую плотность теплового потока $q_{кр2}$ можно также определить, исследуя нестационарный процесс охлаждения сильно нагретого тела при погружении его в большой объем относительно холодной жидкости. Фиксируя скорость охлаждения тела, можно наблюдать резкое увеличение темпа охлаждения тела в момент перехода от пленочного режима кипения к пузырьковому.

При исследовании стационарных режимов кипения на опытных участках с независимо регулируемым тепловым потоком момент ухудшения теплоотдачи при первом кризисе кипения обычно достигается путем медленного увеличения q небольшими ступенями. За величину критического теплового потока в этом случае принимается последнее значение q , непосредственно предшествующее скачкообразному увеличению температуры теплоотдающей стенки. Однако как показывают исследования, размер температурного скачка в момент кризиса теплообмена может существенно изменяться в зависимости от режимных параметров кипения. При высоких значениях критического теплового потока, характерных, например, для кипения жидкости с недогревом в области низких или умеренных давлений, скачок температуры возникает очень резко и настолько велик, что его появление заканчивается разрушением (пережогом или плавлением) стенки экспериментального участка.¹³ Иначе происходит кризис теплообмена при высоких давлениях рабочей среды в большом объеме, а также в канале с движущейся двухфазной смесью, если велики значения паросодержания x или массовой скорости потока w . В этих случаях наблюдаются значительные пульсации температуры теплоотдающей стенки, а скачок температуры может составить всего несколько градусов. Поэтому в зависимости от характера проявления кризиса теплообмена о возникновении его судят по различным признакам [12]:

- по разрушению (пережогу) стенки экспериментального участка;
- по скачку температуры, который фиксируется с помощью термопар, установленных на теплоотдающей стенке;
- путем визуального наблюдения за появлением красного пятна на поверхности нагрева;
- по резкому изменению электрического сопротивления участка обогреваемой стенки вследствие ухудшения теплоотдачи в месте появления кризиса;

¹³ В области криогенных температур возникновение кризиса теплообмена в кипящем жидком гелии не сопровождается плавлением поверхности нагрева.

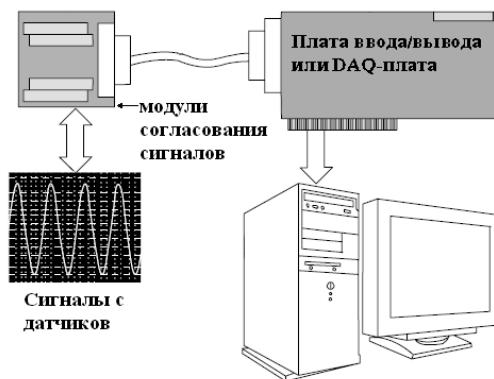
по разрушению легкоплавкого электрического проводника (провода), устанавливаемого на стенке экспериментального участка.

Кроме перечисленных способов фиксации кризиса теплообмена при кипении, возникновение значительных пульсаций температуры теплоотдающей стенки в определенной области режимных параметров двухфазного потока может служить явным признаком наступления кризиса теплообмена 2-го рода. Известен еще один способ обнаружения смены режимов кипения, который основан на изменении характера и интенсивности звукового шума, сопровождающего процесс кипения [19]. Различные методы фиксации кризиса теплообмена могут быть причиной некоторого расхождения экспериментальных данных по $q_{кр}$, полученных в опытах разных исследователей.

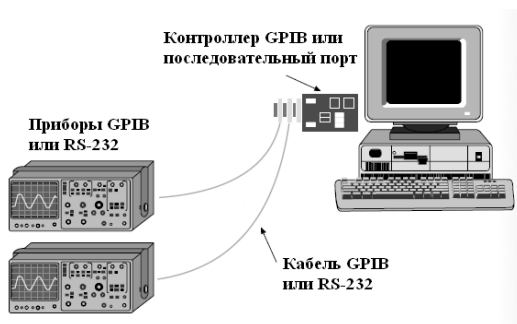
При детальном исследовании нестационарной теплоотдачи от нагревателя с изменяющейся тепловой нагрузкой фиксируется не только максимальное значение теплового потока на поверхности теплообмена (нестационарный критический тепловой поток $q_{кр.н}$), но и регистрируется динамика развития различных режимов теплоотдачи (нестационарная теплопроводность, метастабильное пузырьковое кипение, переход к пленочному кипению), каждый из которых занимает вполне определенный промежуток времени. Подобные эксперименты проводятся по специально разработанным методикам и требуют использования аппаратуры и средств измерений, обладающих малой инерцией и высокой разрешающей способностью.

Автоматизация экспериментов. Проведение экспериментальных исследований требует большого объема измерений различных параметров, выполнения трудоемкой математической обработки данных с целью получения наиболее полного описания исследуемого процесса. Системы автоматизации исследований позволяют организовать не только сбор и обработку необходимой информации непосредственно в ходе проведения эксперимента, но и управление экспериментом.

Сбор или ввод/вывод данных упрощенно можно определить как процесс измерения реального сигнала и передачи этой информации в компьютер для обработки, анализа, преобразования и хранения.



а)



б)

Рис. 3.9. Типичные системы сбора данных

На рис. 3.9 показаны компоненты типичных систем сбора данных. Человек научился преобразовывать большинство физических явлений в сигналы, которые можно измерять. Датчики (измерительные преобразователи, сенсоры) воспринимают действие физических явлений и преобразуют их в электрические сигналы согласно определенным пропорциям. Для взаимодействия

с датчиками программа на компьютере, например LabVIEW, управляет многофункциональными платами ввода/вывода (DAQ), чтобы считывать аналоговые сигналы, сформировать аналоговые выходные сигналы, считать или записать цифровые сигналы. Большинство датчиков физических величин имеет форму выходных сигналов, которые плата сбора данных не может эффективно воспринять непосредственно. Поэтому зачастую требуется согласование сигнала, осуществляемое специальными модулями. Например, при измерении температуры сигнал с термодатчика необходимо усилить и осуществить низкочастотную фильтрацию. Пример типичной системы сбора данных, построенной на принципе использования платы DAQ, приведен на рис. 3.9,а.

Другим способом ввода данных в компьютер является использование КОП (Канал Общего Пользования или General Purpose Interface Bus – GPIB). В этом случае по специальному протоколу КОП предписывает прибору выдать полученные им данные или записать информацию, необходимую для управления. Данный способ принципиально отличается от сбора данных DAQ-платами, поскольку функция сбора данных, как показано на рис. 3.9,б, предусматривает только обмен командами между отдельно стоящим прибором и компьютером. Технология КОП была разработана компанией Hewlett Packard для обеспечения связи между компьютерами и измерительными приборами. Вместо КОП может быть использован также стандарт RS-232, 422 и 485.

3.4.2. Принципиальные схемы экспериментальных установок

Установка для исследования теплоотдачи при пузырьковом кипении воды в большом объеме. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.10. Основная цель исследований на этой установке состоит в определении зависимости коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении воды от плотности теплового потока на поверхности нагрева. Опыты проводятся в условиях атмосферного давления при температуре воды, равной температуре насыщения.

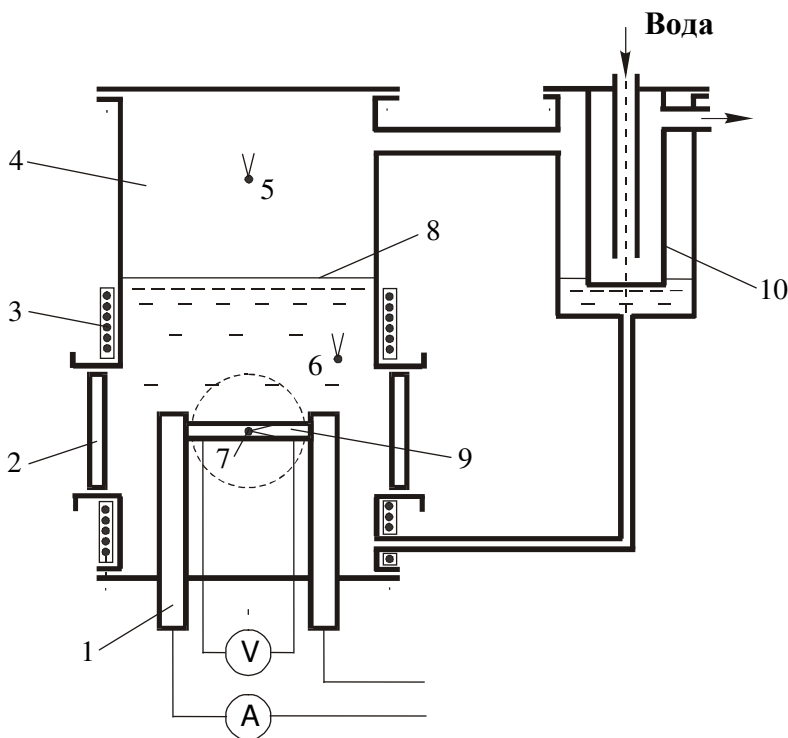


Рис. 3.10. Схема экспериментальной установки для исследования теплоотдачи при кипении воды в большом объеме: 1 – массивный медный токоподвод; 2 – окно для наблюдения за процессом кипения; 3 – электрический нагреватель; 4 – рабочий сосуд с кипящей водой; 5, 6, 7 – термопары; 8 – уровень воды; 9 – рабочий участок; 10 – конденсатор

Рабочий участок установки – стальная тонкостенная трубка, расположенная горизонтально внутри вертикального цилиндрического сосуда, заполненного водой. Трубка нагревается электрическим током, пропускаемым по стенке трубки. Мощность нагрева определяется по измеренным значениям тока и напряжения.

Для того чтобы нагреть воду и поддерживать ее при температуре насыщения, на боковой поверхности рабочего сосуда имеется электрический нагреватель, обеспечивающий слабое кипение воды во время измерений. Пар, образующийся при

кипении воды, конденсируется в конденсаторе, охлаждаемом проточной водой.

Для наблюдения за процессом кипения рабочий сосуд снабжен четырьмя окнами, уплотненными резиновыми прокладками.

Разность температур внутренней поверхности опытной трубки и кипящей воды измеряется дифференциальной термопарой 7. Температура воды и температура пара контролируются термопарами 5 и 6.

Автоматизированный стенд для исследования теплоотдачи и кризиса кипения в большом объеме. Установка, используемая на стенде, предназначена для экспериментального исследования режимов теплоотдачи к насыщенной и недогретой до температуры насыщения воде при стационарном и нестационарном нагреве опытного участка. В процессе работы на стенде студенты знакомятся с аппаратными и программными средствами систем автоматизации экспериментальных исследований. Принципиальная схема установки приведена на рис. 3.11.

Основными элементами установки являются:

- заполненный водой стеклянный сосуд (термостат) объемом около 3 л с рабочим участком и дополнительным вспомогательным нагревателем;

- система измерения и поддержания температуры воды в термостате;

- система измерения параметров тепловых процессов;

- система электропитания рабочего участка.

Опытный участок представляет собой тонкую платиновую проволоку, расположенную горизонтально в рабочем сосуде и нагреваемую электрическим током. Концы проволоки припаяны к упругим медным лепесткам несущей штанги, с помощью которых проволока находится в натянутом состоянии. К этим же лепесткам припаиваются токоподводы и потенциальные выводы. В области температур, при которых проводятся эксперименты, сопротивление платины практически линейно изменяется с температурой, что позволяет использовать рабочий участок одновременно как термометр сопротивления. Все измерения проводятся с водой, находящейся под атмосферным давлением.

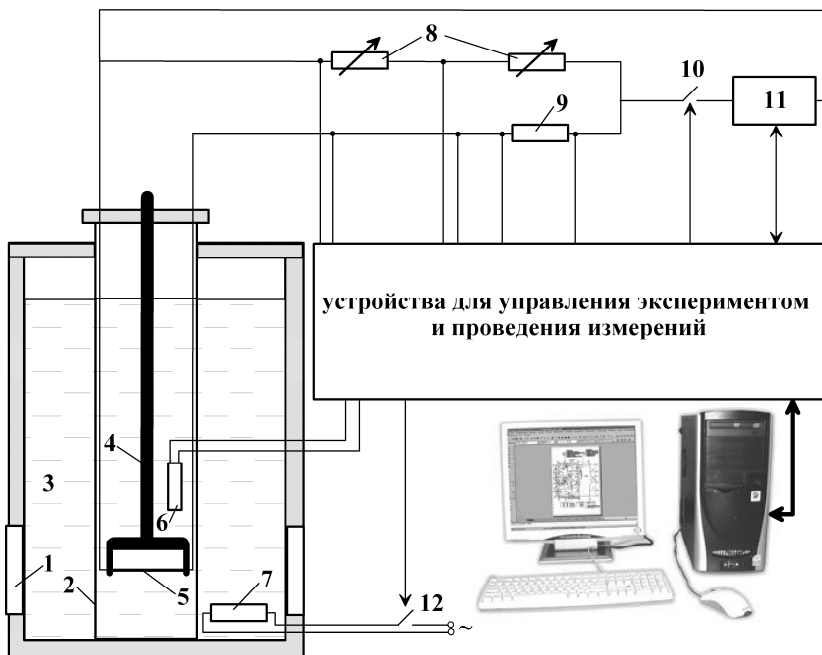


Рис. 3.11. Схема автоматизированного стенда для исследования теплоотдачи и кризиса кипения в большом объеме: 1 – окно для наблюдения; 2 – кварцевая трубка; 3 – рабочий сосуд с водой; 4 – несущая штанга; 5 – рабочий участок; 6 – термодатчик; 7 – нагреватель воды; 8 – переменные сопротивления; 9 – образцовое сопротивление; 10 – тиристорный ключ; 11 – программируемый источник питания; 12 – управляемое реле

Опыты со стационарным подводом тепла могут проводиться как в насыщенной, так и в недогретой воде. При проведении экспериментов заданная температура жидкости в объеме поддерживается автоматически по данным термодатчика 6 при помощи вспомогательного нагревателя, который питается от источника переменного напряжения, управляемого компьютером. Для уменьшения влияния конвективных токов, создаваемых в воде вспомогательным нагревателем, в термостат вставлена тонкостенная кварцевая трубка, которая изолирует объем жидкости около рабочего участка от внешнего объема сосуда. Необходимое значение тепловой нагрузки рабочего участка задается

экспериментатором при помощи программируемого источника питания, управляемого с компьютера. Падения напряжения, возникающие при проведении эксперимента на элементах измерительной схемы 8 и 9, поступают в компьютер, где осуществляется их обработка, отображение и сохранение.

Если в опытах исследуются нестационарные режимы теплообмена при ступенчатом увеличении мощности тепловыделения в рабочем участке (ступенчатый наброс мощности), то электрический импульс формируется тиристорным ключом, замыкающим цепь питания рабочего участка. Открытие и закрытие ключа производится при помощи TTL сигналов системы управления экспериментом. Этими же сигналами осуществляется синхронизация системы измерений. Эксперименты по исследованию режимов теплообмена в нестационарных процессах могут также проводиться при произвольном законе изменения мощности тепловыделения в опытном элементе. В этом случае тиристорный ключ замыкается, а изменение тепловой нагрузки рабочего участка осуществляется согласно выбранному закону при помощи программируемого источника питания.

Установка для определения критического теплового потока при кипении воды в кольцевом канале. Назначение установки – ознакомление студентов с экспериментальной методикой определения критического теплового потока при вынужденном движении кипящего теплоносителя. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.12.

В процессе выполнения работы определяется критическая плотность теплового потока при кипении недогретой до температуры насыщения воды, которая циркулирует в кольцевом канале, образованном тонкостенной рабочей трубкой 5 из нержавеющей стали и стеклянной трубкой 6. На вход опытного участка вода подается центробежным насосом. Температура воды на входе измеряется термопарой, помещенной в гильзу смесительной камеры. Расход воды определяется по показаниям ротаметра. Регулировка расхода осуществляется с помощью вентиля.

Рабочая трубка нагревается пропускаемым по ее стенке электрическим током. Кризис теплообмена достигается при повышении тепловой нагрузки небольшими ступенями путем постепенного увеличения электрического тока через трубку.

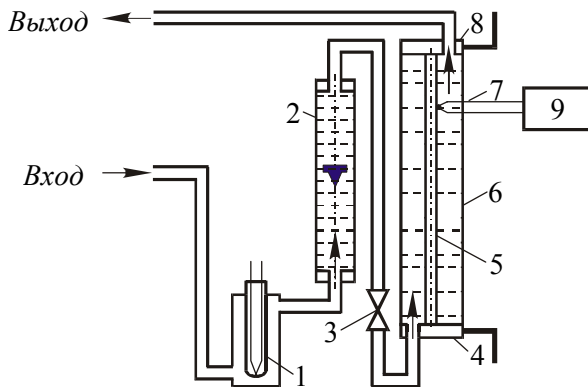


Рис. 3.12. Схема экспериментального контура для определения критической плотности теплового потока: 1 – гильза с термопарой; 2 – ротаметр; 3 – регулирующий вентиль; 4 – нижний токоподвод; 5 – рабочая трубка; 6 – стеклянная трубка; 7 – термопара; 8 – верхний токоподвод; 9 – автомат

Наступление кризиса фиксируется визуально по появлению красного пятна на поверхности трубки вблизи выхода воды из канала. Для того чтобы предотвратить пережог опытной трубки, необходимо в момент возникновения кризиса сразу же отключить электрическую нагрузку. Это может быть выполнено либо вручную, либо специальным устройством, автоматически разрывающим цепь питания рабочего участка при превышении заданного значения температуры.

3.5. Контрольные вопросы

1. Чем отличается процесс кипения жидкости от процесса испарения со свободной поверхности раздела фаз?

2. Каковы основные механизмы передачи тепла от поверхности нагрева к кипящей жидкости? Дайте общую характеристику различных режимов кипения жидкости в большом объеме и назовите причины изменения интенсивности теплообмена при переходе от одного режима к другому.
3. Перечислите основные факторы, оказывающие влияние на коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении.
4. Что означает понятие кризиса теплообмена при кипении? В чем заключается опасность этого явления? Каковы основные механизмы возникновения кризиса?
5. Какие факторы влияют на критическую плотность теплового потока? Приведите примеры, показывающие характер зависимости критического теплового потока от определяющих параметров.
6. В чем состоят особенности процесса кипения в нестационарных условиях? Какие режимы теплообмена могут существовать на теплоотдающей поверхности при нестационарном подводе тепла?
7. Каковы особенности процесса теплообмена при вынужденном движении кипящей жидкости в обогреваемом канале? Сравните этот процесс со случаем кипения в большом объеме.
8. Опишите явление кризиса теплообмена в вынужденном потоке. Какие виды кризиса вам известны? Какие режимные и геометрические параметры существенно влияют на критический тепловой поток? Как в настоящее время проводится оценка величины критического теплового потока?
9. Какие способы нагрева опытных элементов могут быть использованы при исследовании теплопередачи в экспериментах? Дайте сравнительную характеристику этих способов.
10. Какие типы измерительных средств используются в теплофизических экспериментах для определения температуры и перепадов температур? Чего следует избегать при организации эксперимента, чтобы не допустить значительных погрешностей при измерении температуры?
11. Какие методы и измерительные устройства используются в лабораторной практике для определения давления и расхода рабочей среды?

12. Как можно зафиксировать возникновение кризиса кипения на теплоотдающей поверхности? Какие меры необходимо принять, чтобы не допустить перегрева нагреваемой стенки?
13. Какие преимущества дает автоматизация теплофизического эксперимента? Какова роль ЭВМ в применяемых на современном этапе системах автоматизации?
14. Приведите примеры принципиальных схем экспериментальных установок для исследования теплоотдачи и кризиса теплообмена при кипении.

4. ОБЩИЕ ПРАВИЛА ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

4.1. Подготовка опыта и порядок проведения измерений

Перед началом лабораторных занятий, студенты обязаны тщательно изучить инструкцию, составленную для экспериментальной установки, на которой им предстоит работать.

В инструкции:

рассматриваются основные технические характеристики установки, ее конструкция, применяемые схемы питания и измерений с указанием источников электроснабжения, измерительных приборов, органов управления и контроля;

приводится перечень мероприятий, которые нужно выполнить при подготовке опыта, описывается порядок проведения эксперимента, указываются объем и последовательность необходимых измерений;

излагаются правила техники безопасности при работе на данной экспериментальной установке.

Прежде чем приступить к выполнению лабораторной работы, студенты должны пройти собеседование с преподавателем, ведущим занятия, и получить разрешение на включение экспериментальной установки.

Об окончании работы студенты извещают преподавателя или лаборанта, показывают преподавателю полученные результаты, затем выключают установку и приводят в порядок рабочее место.

4.2. Обработка экспериментальных данных и представление результатов

Обработка экспериментальных данных, полученных при выполнении лабораторной работы, как правило, включает несколько этапов.

На первом этапе по первичным данным (данным выполненных измерений электрического тока, напряжения, термоЭДС термопар и др.) подсчитываются величины, необходимые для расчета основного параметра, определению которого посвящена данная лабораторная работа. Такими промежуточными величинами могут

быть температура рабочей среды, скорость ее движения, тепловая мощность, потери тепла в окружающую среду, плотность теплового потока на исследуемой поверхности, перепады температур в теплоотдающей стенке, разность температур стенки и жидкости (температурный напор) и др.

На втором этапе на основе данных промежуточных вычислений рассчитываются значения основного параметра, а также и других величин, определяющих исследуемый процесс теплопередачи. Результаты всех расчетов заносятся в заготовленную заранее специальную таблицу.

Заключительный этап обработки полученных результатов – это их представление в удобной для анализа форме, а также сопоставление с известными из учебной и научной литературы экспериментальными данными и расчетными формулами. Обязательным условием при этом является учет погрешностей как проведенных измерений, так и использованных методов расчета. При оценке погрешностей необходимо руководствоваться общепринятыми рекомендациями (см., например, [1, 2]).

Кроме итоговых таблиц полученных результатов, наглядным методом представления данных является их построение на соответствующих графиках в виде зависимости основной исследуемой величины (коэффициента теплопроводности, коэффициента теплоотдачи, критической плотности теплового потока при кипении и т.п.) от определяющих параметров (температуры тела или жидкости, плотности теплового потока на теплоотдающей поверхности, скорости движения среды и т.д.). Такие построения наиболее представительны, если в них используются безразмерные параметры (критерии подобия).

По результатам выполненной лабораторной работы студенты подготавливают отчет, который сдается на текущем или следующем за ним занятии ведущему преподавателю.

Отчет должен содержать:

- кратко сформулированные цель и задачи исследования;
- схему экспериментальной установки с указанием основных характеристик использованных приборов и средств измерений;
- оформленный в табличной форме протокол измерений, содержащий первичные данные;

основные расчетные соотношения и результаты обработки экспериментальных данных в виде таблиц и графиков;

анализ, включающий оценку погрешности полученных результатов, а также их сравнение с известными экспериментальными и расчетными данными;

общее заключение о проделанной работе.

Отчет должен быть подписан всеми студентами, выполнявшими лабораторную работу, с указанием дат проведения измерений и подготовки отчета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К разделу 1

1. Одинцов А.А. Атомная теплопроводность жидких щелочных металлов // Теплофизика высоких температур. 1968. Т. 6. Вып. 6. С. 1138 – 1140.
2. Новиков И.И., Воскресенский К.Д. Основы ядерной энергетики. Прикладная термодинамика и теплопередача. – М.: Госатомиздат, 1961.
3. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. – М.: Энергоиздат, 1981.
4. Деев В.И. Теплопередача в ЯЭУ. – М.: МИФИ, 2004.
5. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967.
6. Беляев Н.М., Рядно А.А. Методы теории теплопроводности. В 2-х частях. – М.: Высшая школа, 1982.
7. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник / Е.В. Аметистов, В.А. Григорьев, Б.Т. Емцев и др.; Под общ. ред. В.А. Григорьева и В.М. Зорина. – М.: Энергоиздат, 1982.
8. Методика измерения продольного коэффициента теплопроводности стержней / В.И. Деев, Н.П. Киселев, В.К. Андреев и др. // Вопросы теплофизики ядерных реакторов. Вып. 6. – М.: Атомиздат, 1977. С. 29 – 31.
9. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964.
10. Кондратьев Г.М. Тепловые измерения. – М. – Л.: Машгиз, 1967.
11. Теплофизические измерения и приборы / Е.С. Платунов, С.Е. Буровой, В.В. Куренин, Г.С. Петров; Под общ. ред. Е.С. Платунова. – Л.: Машиностроение, 1986. С. 164 – 170, 196 – 198.
12. Angstrom A.J. Neue Methode des Warmemeleitungsvermogen der Korper zu bestimmen // Ann. Phys. Chem. 1861. Vol. 114. P. 513.
13. Краев О.А., Стельмах А.А. Температуропроводность тантала, молибдена и ниобия при температурах выше 1800 К // Теплофизика высоких температур. 1964. Т. 2. Вып. 2. С. 302.
14. Краев О.А., Стельмах А.А. Температуропроводность вольфрама в интервале температур 1600 – 2960 °С // Теплофизика высоких температур. 1963. Т. 1. Вып. 1. С. 8 – 11.
15. Parker W.J., Butler C., Abbot J. A flash method of measuring the thermal diffusivity // Journal of Applied Physics. 1961. Vol. 32. P. 1678 – 1684.
16. Laser flash method for measuring thermal conductivity of liquids – Application to low thermal conductivity liquids / Y. Tada, M. Harada, M. Tanigaki, W. Eguchi // Rev. Sci. Instrum. 1978. Vol. 49. No. 9. P. 1305 – 1314.

17. Использование поля температур линейного регулярного режима как начального условия в иррегулярном методе измерения коэффициента температуропроводности тел сферической формы / А.А. Одинцов, И.Г. Меринов, Ю.Е. Песня, Ю.М. Дубовский // Научная сессия МИФИ – 2006. Сборник научных трудов. – М.: МИФИ, 2006. Т. 8. С. 150, 151.
18. Одинцов А.А., Фролов А.А. Экспериментальное определение коэффициента температуропроводности иррегулярным методом // Научная сессия МИФИ – 2007. Сборник научных трудов. – М.: МИФИ, 2007. Т. 8. С. 64, 65.

К разделу 2

1. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам: (Ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы) / Под общ. ред. П.Л. Кириллова. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. – М.: Наука, 1982.
3. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1979.
4. Справочник по теплообменникам: В 2 т. Т. 1 / Пер. с англ., под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова. – М.: Энергоатомиздат, 1987.

К разделу 3

1. Новиков И.И., Боришанский В.М. Теория подобия в термодинамике и теплопередаче. – М.: Атомиздат, 1979.
2. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1979.
3. Zuber N. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer (thesis). AECU – 4439. 1959.
4. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. – М.: Наука, 1972.
5. Веркин Б.И., Кириченко Ю.А., Русанов К.В. Теплообмен при кипении криогенных жидкостей. – Киев: Наукова думка, 1987.
6. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении. – Киев: Наукова думка, 1980.
7. Теплоотдача и кризис кипения воды при быстром нагреве теплоотдающей стенки / В.И. Деев, К.В. Куценко, А.А. Лаврухин и др. // Труды РНКТ-4. Т. 4. – М: МЭИ, 2006. С. 79 – 82.
8. Ebrardt J., Vernier Ph. Optical measurement of water superheat near a rapidly heated wall at atmospheric pressure // Heat Transfer, 1982. Proc. 7th Int. Conf., München, 1982. Washington e.a., 1982. Vol. 4. P. 479 – 484.

9. Обобщенная зависимость для расчета теплоотдачи при движении двухфазного потока в трубах и каналах / В.М. Боришанский, А.А. Андреевский, Б.С. Фокин и др. // Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. – Л.: Наука, 1973. С. 194 – 200.
10. Колльер Дж. Обзор работ по теплообмену к двухфазным системам: Пер. с англ. / Под ред. Л.С. Стермана. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1962.
11. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам: (Ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы) / Под общ. ред. П.Л. Кириллова. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
12. Дорошук В.Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
13. Кириллов П.Л., Богословская Г.П. Тепло-массообмен в ядерных энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 2000.
14. Теплообмен в ядерных энергетических установках / Б.С. Петухов, Л.Г. Генин, С.А. Ковалев, С.Л. Соловьев. – М.: МЭИ, 2003.
15. Стырикович М.А., Резников М.И. Методы экспериментального изучения процессов генерации пара. – М.: Энергия, 1977.
16. Осипова В.А. Экспериментальное исследование процессов теплообмена. – М.: Энергия, 1979.
17. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник / Е.В. Аметистов, В.А. Григорьев, Б.Т. Земцев и др.; Под общ. ред. В.А. Григорьева и В.М. Зорина. – М.: Энергоиздат, 1982.
18. Теория и техника теплофизического эксперимента / Ю.Ф. Гортышов, Ф.Н. Дресвянников, Н.С. Идиатуллин и др.; Под ред. В.К. Щукина. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
19. Несис Е.И. Кипение жидкостей. Монография. – М.: Наука, 1973.
20. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. – М.: Энергия, 1978.

К разделу 4

1. Киселев Н.П. Погрешности теплофизических измерений. – М.: МИФИ, 1982.
2. Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешностей результатов измерений. – Л.: Энергоатомиздат, 1985.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	3
Введение	4
1. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ	5
1.1. Уравнение теплопроводности	5
1.2. Стационарные методы измерения коэффициента теплопроводности и контактных термических сопротивлений	9
1.2.1. Меры по обеспечению одномерности температурного поля и теплового потока в образце	9
1.2.2. Методы измерений с внешним подводом тепла к образцу	12
1.2.3. Методы измерений с внутренним тепловыделением в образце ...	18
1.3. Нестационарные методы измерения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности	19
1.3.1. Методы регулярного теплового режима	19
1.3.2. Методы иррегулярных тепловых режимов	30
1.4. Контрольные вопросы	35
2. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ОДНОФАЗНОЙ СРЕДЫ	38
2.1. Основные понятия и определения	38
2.2. Уравнения конвективного теплообмена	41
2.3. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости	44
2.4. Теплоотдача при свободной конвекции	49
2.5. Типичные схемы экспериментальных установок	56
2.5.1. Исследование теплоотдачи при свободном движении воздуха ...	56
2.5.2. Исследование теплоотдачи при движении жидкости в каналах ...	58
2.6. Контрольные вопросы	61
3. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ	63
3.1. Основные понятия и определения	63
3.2. Кипение в большом объеме	64
3.2.1. Стационарные режимы кипения	64
3.2.2. Нестационарные режимы кипения	69
3.3. Кипение в условиях вынужденной конвекции	75
3.3.1. Теплообмен при кипении в вынужденном потоке	75
3.3.2. Кризис теплообмена. Критический тепловой поток	79
3.4. Экспериментальные методы изучения теплообмена при кипении ...	83
3.4.1. Общая характеристика методов исследования и организация измерений	83
3.4.2. Принципиальные схемы экспериментальных установок	96
3.5. Контрольные вопросы	101

4. ОБЩИЕ ПРАВИЛА ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ	104
4.1. Подготовка опыта и порядок проведения измерений	104
4.2. Обработка экспериментальных данных и представление результатов	104
Список литературы	107

Виктор Иосифович Деев, Александр Сергеевич Корсун
Виктор Андреевич Корсун, Виктор Борисович Круглов
Кирилл Владленович Куценко, Алексей Анатольевич Лаврухин
Анатолий Александрович Одинцов

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ
ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ**

(Пособие к лабораторному практикуму по курсу
«Теория теплообмена»)

Редактор Н.Н. Антонова

Подписано в печать 24.11.2008. Формат 60х84 1/16.
Печ.л. 7,0. Уч.-изд.л. 7,0. Тираж 120 экз.
Изд. № 3/54. Заказ №

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
115409, г. Москва, Каширское ш., 31*

*Типография издательства «Тровант».
г. Троицк Московской обл.*