

В. М. ПОЛЯЕВ, В. А. МАЙОРОВ, Л. Л. ВАСИЛЬЕВ

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН

**в пористых
элементах
конструкций
летательных
аппаратов**

«МАШИНОСТРОЕНИЕ»

ББК 39.52
П49
УДК 629.7.023.001.2 (082)

Рецензент д-р техн. наук *Б.В. Дзюбенко*

Поляев В.М. и др.

П49 Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов / В.М. Поляев, В.А. Майоров, Л.Л. Васильев. — М.: Машиностроение, 1988. — 168 с.: ил.
ISBN 5-217-00120-8

В книге изложены современные представления о физических процессах, определяющих основу работы высокоэффективных пористых теплообменных элементов. Обобщены данные по гидравлическому сопротивлению и теплообмену при движении теплоносителей как однофазных, так и претерпевающих фазовые переходы в различных пористых материалах. Приведены классификация, описание конструкций и области применения этих элементов, даны основы теории и методы их расчета.

Для инженеров, специализирующихся в области разработки и создания высокоэффективных теплообменных элементов.

П 3606030000-112 112-88
038 (01)-88

ББК 39.52

Производственное издание

**Поляев Владимир Михайлович,
Майоров Виталий Александрович,
Васильев Леонард Леонидович**

**ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В ПОРИСТЫХ ЭЛЕМЕНТАХ
КОНСТРУКЦИЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

Редактор *Хрусталева А.А.*
Художественный редактор *В.В. Лебедев*
Обложка художника *И.Д. Богачева*
Технический редактор *О.В. Чеботарева*
Корректор *Л.В. Гарасова*
ИБ № 5007

Сдано в набор 11.07.87.	Подписано в печать 2.02.88.	T-05130.
Формат 60х90 1/16.	Бумага офсетная № 1.	Гарнитура Пресс Роман.
Печать офсетная.	Усл. печ. л. 10,5.	Усл. кр.-отт. 10,75.
Тираж 2200 экз.	Заказ 995.	Уч.-изд. л. 12,55.
		Цена 65 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство "Машиностроение",
107076, Москва, Стромынский пер., 4.

Отпечатано в Московской типографии № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии
и книжной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24
с оригинала-макета, изготовленного в издательстве "Машиностроение"
на наборно-пишущих машинах

ISBN 5-217-00120-8

© Издательство "Машиностроение". 1988

ПРЕДИСЛОВИЕ

Развитие авиационной и ракетно-космической техники характеризуется непрерывным увеличением энергонапряженности двигателей и энергетических установок летательных аппаратов, а также элементов их конструкций. Успешное решение возникающих при этом задач невозможно без интенсификации процессов теплопереноса.

Одним из перспективных и эффективных способов интенсификации теплообменных процессов является использование в теплообменных устройствах пористых металлов. Физическую основу этого способа составляет чрезвычайно высокая интенсивность теплообмена между проницаемой матрицей и протекающим сквозь нее теплоносителем вследствие очень развитой поверхности их соприкосновения. Практическая реализация этого способа стала возможной только после того, как развитие технологии и, в первую очередь, порошковой металлургии позволило производить разнообразные пористые материалы.

Широкий диапазон структурных, теплофизических, гидравлических, химических, оптических и других свойств пористых материалов, простота изготовления из них элементов конструкций, высокая интенсивность теплообмена — все это дает возможность использовать пористые теплообменные элементы в различных экстремальных условиях. Одновременно с интенсивным теплообменом с помощью пористых элементов можно реализовать процессы фильтрования, разделения фаз, дросселирования и т. д.

Для теплового и гидравлического расчетов разнообразных теплообменных устройств с пористыми элементами необходимо иметь информацию о механизме и интенсивности теплопереноса и гидравлическом сопротивлении при движении однофазного теплоносителя и теплоносителя с фазовыми превращениями в проницаемых матрицах различной структуры. Характер этих процессов в каждом конкретном случае зависит от геометрии устройства, условий подвода и направления потоков теплоты и теплоносителя.

В предлагаемой книге обобщены данные по гидравлическому сопротивлению и теплообмену, связанные с применением пористых теплообменных элементов.

С учетом результатов отечественных и зарубежных исследований предложена классификация, описаны конструкции и области применения пористых теплообменных элементов, даны основы теории и методы расчета этих элементов.

Систематизированы данные по гидравлическому сопротивлению и теплообмену при движении однофазного теплоносителя в пористых материалах. Представлены результаты оригинальных исследований структуры, теплообмена и гидравлического сопротивления двухфазного потока теплоносителя, испаряющегося в пористых нагреваемых металлах.

Исследовано влияние растворенного газа на гидравлическое сопротивление при движении жидкости сквозь пористые элементы.

Подробно исследованы теплообмен и гидравлическое сопротивление в теплообменных устройствах с пористыми элементами: однофазное транспирационное газовое охлаждение пористой стенки в системах теплозащиты; интенсификация теплообмена в каналах при размещении в них проницаемых вставок; испарительное жидкостное охлаждение пористой стенки с внешним и объемным теплоподводом.

Изложенный в книге материал позволяет рассчитывать и проектировать новые типы перспективных теплообменных устройств с пористыми элементами, применяемых в конструкциях энергетических установок, двигателей и летательных аппаратов, работающих в теплонапряженных и экстремальных условиях.

Основные обозначения

c — теплоемкость теплоносителя;

d — диаметр;

$d_{\text{ч}}$ — диаметр частиц;

$d_{\text{п}}$ — диаметр пор;

f_1, f_2 — относительные фазовые проницаемости по жидкости и пару;

G, g — размерные и безразмерные удельные массовые расходы теплоносителя;

h_v — интенсивность объемного внутрипорового теплообмена;

i — энтальпия;

K, k — размерная и безразмерная координаты окончания области испарения;

k — коэффициент теплопередачи между теплоносителем внутри пористого заполнителя в канале и внешним потоком;

k_{∞} — коэффициент теплоотдачи;

L, l — размерная и безразмерная координаты начала области испарения;

p — давление;

q — плотность внешнего теплового потока;

q_v — плотность объемного тепловыделения;

r — теплота парообразования;

s — насыщенность пористой структуры жидкостной фазой;

T, t — температуры проницаемой матрицы и теплоносителя;

v — удельный объем;

x — расходное массовое паросодержание двухфазного потока;

Z, z — размерная и безразмерная координаты;

α — вязкостный коэффициент сопротивления пористого материала;

α_F — коэффициент теплоотдачи от потока внутри проницаемого заполнителя к стенке канала;

α_m — коэффициент теплообмена между охладителем и пористым материалом на входе в него;

α_{∞} — коэффициент теплообмена между внешним потоком и стенкой канала;

β — инерционный коэффициент сопротивления проницаемой матрицы;

δ — толщина пористой стенки, элемента, а также ширина канала;

λ — коэффициент теплопроводности пористого материала;

λ_T — коэффициент теплопроводности теплоносителя;

μ — динамический коэффициент вязкости;

ν — кинематический коэффициент вязкости;

ρ — плотность;

σ — коэффициент поверхностного натяжения;

$A = h_v \delta / Gc$ — параметр, характеризующий интенсивность внутрипорового теплообмена;

$B = G\delta c/\lambda$ – критерий пористого охлаждения;
 $\gamma^2 = h_v\delta^2/\lambda$ – параметр, характеризующий интенсивность внутрипорового теплообмена;
 $Bi = k_\infty\delta/\lambda$ – критерий Био;
 $Nu = h_v(\beta/\alpha)^2/\lambda_T$ – критерий Нуссельта внутрипорового конвективного теплообмена;
 $Nu = \alpha\delta/\lambda$ – модифицированный критерий Нуссельта теплообмена между потоком теплоносителя внутри пористого заполнителя и стенкой канала;
 $Nu_k = k\delta/\lambda$ – модифицированный критерий Нуссельта теплопередачи между теплоносителем внутри пористого заполнителя в канале и внешним потоком;
 $Pr = \mu c/\lambda_T$ – критерий Прандтля;
 $Re = G\delta c/\lambda$ – модифицированный критерий Пекле потока теплоносителя внутри пористого заполнителя в канале;
 $Re = G(\beta/\alpha)/\mu$ – критерий Рейнольдса потока внутри пористой матрицы;
 $St_w = \alpha_w/G\delta$ – критерий теплообмена Стантона на входе в пористую стенку.

ПОРИСТЫЕ ТЕПЛООБМЕННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ – КЛАССИФИКАЦИЯ, КОНСТРУКЦИИ, ПРИМЕНЕНИЕ

1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПОРИСТЫХ ТЕПЛООБМЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Пористыми теплообменными элементами (ПТЭ) будем называть устройства, в которых осуществляется теплообмен между проникаемой матрицей и потоком жидкости внутри нее. При этом теплоноситель претерпевает фазовые или химические превращения. Рассмотрим ПТЭ, в которых течение вызвано перепадом внешнего давления (а не капиллярным эффектом).

Несмотря на большое разнообразие теплообменных устройств с пористыми элементами по назначению, конструктивному оформлению, свойствам и фазовому состоянию теплоносителя, общим для них является теплообмен между пористым материалом и теплоносителем, а основное отличие заключается в условиях подвода теплоты внутрь проникаемой структуры. По способу подвода теплоты все ПТЭ форсированного режима работы можно разделить на следующие основные типы (рис. 1.1... 1.4):

элементы транспирационного охлаждения (см. рис. 1.1) – подвод теплоты q конвекцией или излучением к внешней поверхности непрозрачной пористой стенки. Охладитель с удельным массовым расходом G движется навстречу и поглощает подводимый тепловой поток;

элементы с объемным тепловыделением q_v внутри проникаемого материала (см. рис. 1.2), которое может иметь различную физическую природу: омический нагрев, деление ядерного топливного материала, объемное поглощение проникающей радиации или лучистого теплового потока внутри полупрозрачной среды. Направление движения теплоносителя может как совпадать, так и быть противоположным лучистому и радиационному потокам;

ПТЭ с подводом (отводом) теплоты внутрь пористого материала теплопроводностью от имеющей с ним идеальной тепловой контакт гер-

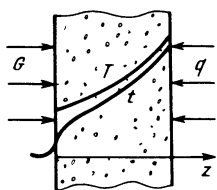


Рис. 1.1. Элемент транспирационного охлаждения

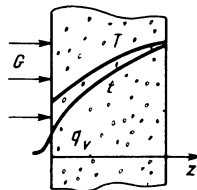


Рис. 1.2. Проникаемый элемент с объемным тепловыделением

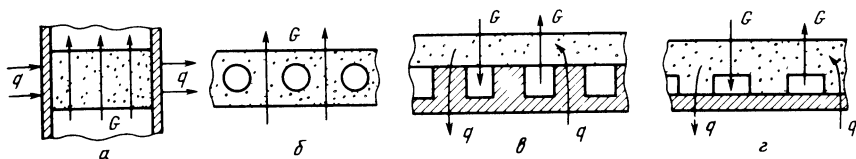
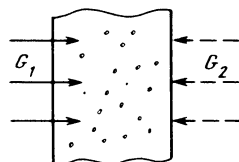


Рис. 1.3. Пористые теплообменные элементы с подводом (отводом) теплоты внутрь проницаемой матрицы теплопроводностью от боковой сплошной стенки

Рис. 1.4. Регенеративный ПТЭ



метичной нагреваемой (охлаждаемой) поверхности (см. рис. 1.3). Здесь можно выделить четыре основных варианта: канал с проницаемой вставкой a ; межтрубное пространство, заполненное пористой матрицей $б$; поверхность с ребрами, вершины которых соединены с проницаемой перегородкой $в$; поверхность, покрытая слоем пористого материала, в котором имеются каналы $г$. В последних двух вариантах теплоноситель проходит сквозь пористую структуру и движется по каналам вдоль поверхности;

регенеративные ПТЭ с периодическим нагревом проницаемой насадки потоком G_1 горячего теплоносителя и последующей отдачей теплоты потоку G_2 холодного теплоносителя (см. рис. 1.4).

В изображенных на рис. 1.1...1.4 основных типах ПТЭ использованы пористые однородные материалы. Эффективность ПТЭ резко возрастает при применении многослойных проницаемых структур с различными свойствами и функциональным назначением отдельных слоев.

1.2. ОСНОВНЫЕ КОНСТРУКЦИИ И ПРИМЕНЕНИЕ ПТЭ В ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТАХ

Способ транспирационного охлаждения конструкций, на которые воздействуют внешние тепловые конвективные или лучистые потоки высокой плотности (см. рис. 1.1), обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с другими видами тепловой защиты: a — высокой эффективностью использования охладителя; $б$ — контролируемым уменьшением внешнего конвективного теплового потока, достигающего поверхности за счет регулируемого вдува охладителя; $в$ — снижением внешнего лучистого теплового потока при подаче газозвеси с твердыми частицами, а также лучепоглощающего газа или паров; $г$ — отсутствием ограничений по величине внешнего теплового потока при сохранении неизменности формы и целостности охлаждаемой поверхности. В ряде случаев при чрезвычайно высоких тепловых потоках, сложной конструкции или малой доступности поверхности пористое охлаждение — единственно возможный метод тепловой защиты.

Указанные свойства обусловили широкое практическое применение этого метода: теплозащита поверхностей аэродинамического нагрева,

охлаждение камер сгорания и сопел реактивных и ракетных двигателей, лопаток газовых турбин, электродуговых нагревателей газа и магнитных газодинамических генераторов (МГД). Транспирационное охлаждение (метод активной теплозащиты) в некоторых случаях становится более предпочтительным, чем метод пассивной защиты (аблирующие покрытия) из-за более высокой экономичности и сохранения неизменными размеров и формы охлаждаемой поверхности.

В качестве примера необходимо отметить конструкцию транспирационно охлаждаемого окна сверхзвукового самолета (Пат. 3452553 США). Такое окно состоит из двух высококачественных прозрачных стекол, разделенных зазором. Внутреннее стекло — обычное сплошное прозрачное, внешнее — из оптического пористого материала. Холодный воздух подается в зазор между стеклами и охлаждает внешнее стекло, проходя сквозь мельчайшие отверстия в нем.

Транспирационное охлаждение широко используется при создании различных типов пористых лопаток турбин [10]. Предложено большое количество конструкций таких лопаток. В основном они состоят из стержня с продольными каналами для подачи охлаждающего воздуха и соединенной со стержнем проницаемой оболочки, имеющей профиль турбинной лопатки. В некоторых случаях охлаждающий воздух подается не по каналам, а сквозь промежуточный проницаемый слой между стержнем и оболочкой. Материал этого слоя имеет проницаемость значительно выше аналогичной характеристики пористой оболочки.

Дополнительным преимуществом транспирационного охлаждения при использовании его в электродуговых нагревателях газа (ЭДНГ) является существенное повышение КПД плазмотрона, так как вся поглощенная охлаждающим газом теплота снова поступает в основной поток. Этот способ применим для охлаждения различных элементов плазмотрона (анода, межэлектродных вставок), причем интенсивный вдув через пористую стенку разрядного канала стабилизирует дуговой разряд, позволяет регулировать его мощность и энтальпию потока. Отмеченные свойства позволяют снизить эрозию электродов, создать электродуговые устройства с высокой плотностью энергоснабжения и большим ресурсом работы при возможности использования рабочих газов, химически активных по отношению к материалу пористой стенки [12].

Качественно новые явления наблюдаются при охлаждении пористых электродов электроразрядных устройств и МГД-генератора вдувом инертного газа с добавкой ионизирующейся присадки щелочных металлов. В этом случае наряду с тепловой и химической защитой электродов имеет место и защита от эрозии, так как добавление в охладитель ионизирующейся присадки позволяет достигнуть высокой плотности тока на катоде до 15 А/см^2 в режиме распределенного бездугового разряда при температуре рабочей поверхности $1200...1600 \text{ К}$.

Транспирационное охлаждение при вдуве лучепоглощающих газов или паров, а также газозвеси с твердыми частицами может применяться для ослабления теплового излучения от нагретых элементов с целью инфракрасной защиты.

Система пористого охлаждения приобретает ряд качественно новых

свойств при использовании жидкостного испаряющегося внутри проникаемой стенки охладителя: существенное повышение эффективности последнего за счет теплоты парообразования; малый удельный объем жидкостного охладителя; возможность достижения низких, в том числе криогенных температур. Такие свойства определяют и новые области применения этой системы.

Особенно эффективны для теплозащиты пористые стенки из тугоплавких металлов при испарительном охлаждении их жидким металлом, а также при пропитке или подаче через них сублимирующего состава. Применение щелочных металлов позволяет сочетать теплозащиту с одновременным вводом паров в рабочий поток в МГД-генераторах в качестве ионизирующей присадки. Электродуговой испаритель, грубчатый проникаемый электрод которого охлаждается испаряющимся металлом, может быть использован для получения мелкодисперсного металлического порошка.

Пористые металлокерамические элементы иногда применяют при подаче компонентов топлива в качестве инжектора для ЖРД. В конструкции, представленной на рис. 1.5, *а*, оба компонента топлива смешиваются, испаряются и начинают реагировать внутри проникаемого вольфрама. В пористом алюминиевом инжекторе (см. рис. 1.5, *б*) подача компонентов осуществляется раздельно. Такие устройства позволяют удачно решать проблему тепловой защиты головки ЖРД при одновременном испарении компонентов топлива, что приводит к значительному сокращению габаритов камеры сгорания.

Значительное улучшение качества распыления топлива в центробежных форсунках достигается за счет применения пористых вкладышей. В закрученный поток компонентов топлива по внутренней поверхности сопла перед распылением через проникаемый вкладыш подают дополнительный поток маловязкостной жидкости, в качестве которой можно использовать также и предварительно полученный перегретый пар топлива. Причем проникаемыми могут быть выполнены стенки как сужающейся, так и расширяющейся части сопла [2].

Испаряющийся компонент топлива можно использовать также и для охлаждения пористой лопатки газовой турбины. Внутри лопатки, целиком изготовленной из пористого металла, выполнен конический канал, сужающийся к ее вершине (Пат. 2970807 США). Жидкий компонент топлива подается в основание канала и под действием центробежной силы выдавливается из него по всей поверхности вращающейся лопатки. Для равномерного распределения испаряющегося топлива по боковой поверхности наряду с сужением центрального канала лопатка изготавливается из металла с изменяющимися по длине структур

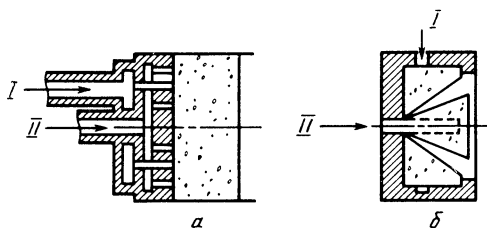


Рис. 1.5. Пористые металлокерамические инжекторы ЖРД: I — горючее; II — окислитель

ными характеристиками — пористость уменьшается, а его плотность возрастает по направлению к вершине лопатки.

Надежность работы системы транспирационного охлаждения существенно повышается при использовании многослойной стенки. Известно несколько вариантов многослойной пористой стенки. Расчеты показывают, что наиболее приемлемой является двухслойная стенка, внутренний конструкционный слой которой выполнен из теплопроводного материала малой пористости, высокой прочности, с большим гидравлическим сопротивлением. Наружный теплозащитный слой изготовлен из тугоплавкого материала низкой теплопроводности, высокой пористости и проницаемости.

Нагреваемая солнечным излучением проницаемая зачерненная металлическая стенка применяется в эффективных низкотемпературных солнечных воздухоподогревателях. При малой плотности используемых матриц (многослойных сеток, перфорированной фольги, металлического войлока или зачерненного стекловолокна) поглощение излучения в них приобретает объемный характер и такие устройства следует отнести к ПТЭ с объемным тепловыделением.

Основной областью применения пористых электронагревателей является подогрев газов и жидкостей. Существенное преимущество их перед обычными омическими при высокотемпературном нагреве газа заключается в том, что при одинаковой предельной температуре тугоплавкого материала температура газа в пористом нагревателе достигает наибольшей величины вследствие высокой интенсивности объемного теплообмена.

Пористый электронагреватель может быть использован также и в качестве парогенератора, например в пароструйных вакуумных насосах. В этом случае для повышения надежности его работы на внутренней входной поверхности размещается дополнительный, контролирующий поток жидкости слой из проницаемого электроизоляционного малотеплопроводного материала повышенного гидравлического сопротивления, который исключает закипание жидкости до входа в пористую структуру и обеспечивает равномерное распределение ее по поверхности (Пат. 3943330 США).

Другая область применения ПТЭ с объемным тепловыделением — это топливные элементы ядерных реакторов. На рис. 1.6 приведен поперечный разрез трубчатого твэла с пористым топливным материалом 2, который содержится между внутренней сетчатой оболочкой 1 из коррозионно-стойкой стали и внешней пористой керамической конструкционной оболочкой 3. Теплоноситель I подается по центральному каналу, а затем радиально проходит сквозь проницаемую массу, содержащую частицы ядерного топлива или сферические микротвэлы.

Газопроницаемая стенка из полупрозрачного тугоплавкого материала, расположенная в фокусе параболического концентратора солнечной энергии, может быть использована в качестве высокотемпературного источника теплоты, в частности, для непосредственного нагрева рабочего тела в ракетных двигателях [7]. Концентрированное солнечное излучение, проходящее через прозрачную кварцевую линзу 1 (рис. 1.7), погло-

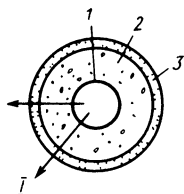


Рис. 1.6. Пористый трубчатый твэл ядерного реактора (Пат. 1241441 Великобритания):

1 — сетчатая оболочка; 2 — пористый топливный материал; 3 — проницаемая конструкционная оболочка; I — теплоноситель

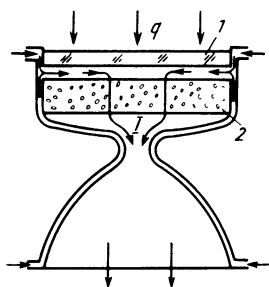


Рис. 1.7. Солнечный ракетный двигатель (Пат. 3064418 США):

1 — кварцевая линза; 2 — пористая полупрозрачная матрица; I — поток газа

щается, рассеивается и переизлучается в объеме пористой полупрозрачной матрицы 2, нагревая ее. Высокая поглощательная способность и развитая поверхность теплообмена создают значительные преимущества объемных гелиоприемников перед поверхностными при высокотемпературном нагреве газа I, особенно при прямоточном течении, когда направления потоков газа и падающего излучения совпадают. В этом случае количество энергии, поглощенное пористой насадкой, возрастает в направлении течения газа. При этом входные, менее нагретые слои матрицы экранируют излучение от внутренних, более нагретых, благодаря чему эффективное обратное излучение насадки снижается. Поступающий холодный газ предварительно охлаждает кварцевую линзу, поэтому возможен нагрев его до температуры, значительно превышающей допустимую температуру кварцевого стекла (1170 К). Наилучший режим работы гелиоприемника обеспечивается в случае, когда пористый материал является прозрачным и нерассеивающим в солнечном спектре излучения, но непрозрачным и рассеивающим в инфракрасном.

Использование жидкостного теплоносителя при противоточной схеме позволяет получить в объемном гелиоприемнике перегретый до высокой температуры пар.

Известно, что объемное тепловыделение происходит по экспоненциальному закону в элементах тепловой защиты ядерных реакторов вследствие поглощения проникающей радиации. Изготовление их из пористого материала и прямоточное охлаждение пронизывающим потоком охлаждаителя позволяет значительно снизить температуру и ее градиенты по сравнению с обычным конвективным охлаждением сплошных элементов.

Основное назначение ПТЭ с подводом теплоты от сплошной стенки — интенсификация теплообмена между поверхностью и омывающим ее потоком теплоносителя. Здесь качественно меняется механизм переноса теплоты: она от непроницаемой стенки передается теплопроводностью через каркас внутрь проницаемой матрицы и затем поглощается потоком теплоносителя за счет интенсивного внутрипорового теплообмена. По-

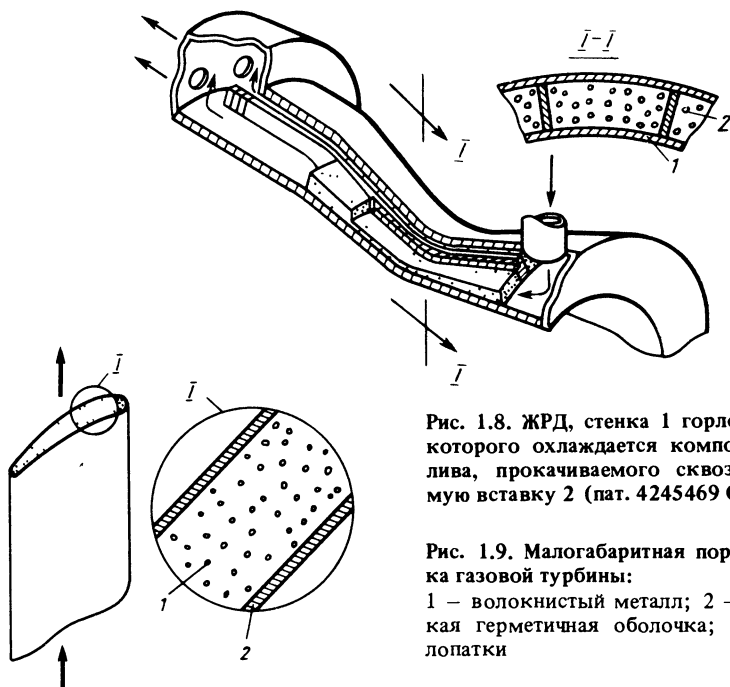


Рис. 1.8. ЖРД, стенка 1 горловины сопла которого охлаждается компонентом топлива, прокачиваемого сквозь проницаемую вставку 2 (пат. 4245469 США)

Рис. 1.9. Малогабаритная пористая лопатка газовой турбины:
1 — волокнистый металл; 2 — керамическая герметичная оболочка; I — сечение лопатки

ристый наполнитель должен иметь высокую теплопроводность и идеальные тепловой и механический контакты со стенкой.

Этот метод интенсификации позволяет с помощью однофазного теплоносителя охлаждать сплошную стенку, подверженную воздействию больших тепловых потоков, например при конвективном охлаждении стенок ракетных двигателей (рис. 1.8) и лопаток их газовых турбин, элементов электронной аппаратуры и других теплонапряженных устройств. В частности, за счет охлаждения прокачкой воды через проницаемую подложку может быть обеспечена надежная работа лазерного отражателя. Такой способ охлаждения в настоящее время — единственный при малых размерах или сложной форме нагреваемых конструкций, в которых невозможно выполнить каналы для охладителя. Например, лопатки малых газовых турбин ракетных двигателей с максимальной толщиной профиля порядка 3 мм, хордой около 2 см и длиной от 1 до 2 см обычно не охлаждаются, что ограничивает температуру газового потока и эффективность таких турбин. Изготовление лопаток из волокнистого металла 1 (рис. 1.9), покрытого снаружи тонким герметичным слоем керамики 2 и охлаждаемого продольным потоком газа, вытекающего через вершину, позволяет снять эти ограничения.

Указанный метод интенсификации теплообмена послужил причиной того, что одновременно с развитием технологии изготовления пористых металлов было предложено большое количество конструкций разнообразных теплообменных устройств, в которых каналы или межтрубное пространство заполнены такими металлами.

Основные конструкции теплообменных устройств с использованием ПТЭ данного типа приведены на рис. 1.10.

На рис. 1.10, а изображен теплообменник, в котором пористые поперечные матрицы 1 размещены как во внутренней, так и во внешней трубе. Эти вставки имеют одинаковую толщину и расположены в одной плоскости.

Как видно из рис. 1.10, б, пористая матрица 1 заполняет зазор между стенками, образуя два диаметрально противоположных канала 2, 3 для продольного подвода и отвода теплоносителя I. Здесь реализуется его продольно-поперечное движение: продольное — в подводящем 2 и отводящем 3 каналах; поперечное — сквозь матрицу 1 в окружном направлении.

На рис. 1.10, в пористая матрица 1 также заполняет пространство между двумя оболочками, но продольные подводящие 2 и отводящие 3 каналы расположены равномерно по окружности и примыкают к стенкам. Поперечное течение теплоносителя I сквозь матрицу осуществляется в радиальном направлении, что позволяет снизить затраты мощности на его прокачку. Интересно отметить, что здесь пронизываемый каркас может передавать значительные механические усилия от внутренней трубы к внешней. Если внутренняя стенка является оболочкой твэла, то это позволяет полностью разгрузить ее от давления газообразных продуктов деления и изготовить предельно тонкой. Конструкцию, представленную на рис. 1.10, в, можно использовать для охлаждения элементов, подверженных воздействию больших механических нагрузок, например, подшипников.

Для упрощения изготовления значительных по размерам устройств с ПТЭ предложено собирать их из отдельных модулей. Последние состоят из трубы, окруженной слоем пронизываемой матрицы, и имеют такой контур, что могут плотно монтироваться вместе в теплообменник желаемой формы.

Перспективным является использование сетчатых металлов для изготовления теплоотсеивающих панелей. Известно несколько их вариан-

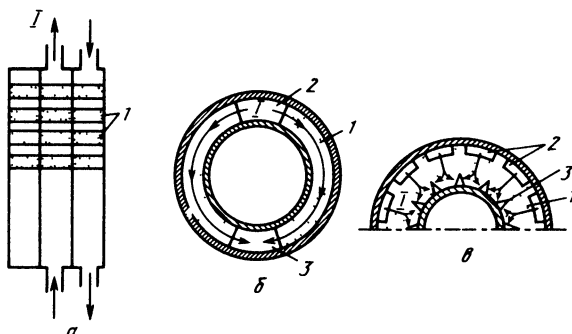


Рис. 1.10. Схемы теплообменных устройств с пористыми высокотеплопроводными вставками в каналах, предложенные в Пат. 3433299 США (а), в Пат. 3323586 США (б), в А.с. 486205 СССР (в):

1 — матрица; 2, 3 — подводящий и отводящий каналы; I — теплоноситель

тов и установлено, что такие панели значительно более эффективны, чем обычное оребрение в условиях как вынужденной, так и свободной конвекции.

Качественно новые свойства достигаются при фазовом превращении потока теплоносителя внутри примыкающего к сплошной стенке проникаемого материала. В первую очередь, перенос теплоты от стенки теплопроводностью через пористый каркас (или в обратном направлении) исключает высокое термическое сопротивление у стенки, создаваемое сплошной паровой пленкой при кипении теплоносителя или сплошной пленкой конденсата при конденсации потока пара. Это позволяет полностью осуществить фазовое превращение потока при высокой интенсивности теплообмена. Кроме того, капиллярные силы создают равномерную насыщенность пористой структуры жидкостью, чем устраняется расслоение двухфазного потока в канале под действием внешних сил. Поэтому такой способ организации форсированного теплообмена при фазовых превращениях типичен, например, для систем при изменении их ориентации относительно направления силы тяжести или в условиях пониженной гравитации.

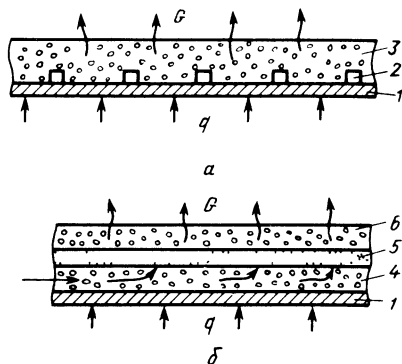
Все приведенные выше теплообменные устройства с проникаемым высокотеплопроводным заполнителем в каналах или межтрубном пространстве (см. например, рис. 1.3 и 1.10) могут быть использованы для организации фазового превращения потока теплоносителя. Отметим некоторые наиболее интересные конструкции испарительного элемента для сброса теплоты, подводимой к сплошной поверхности. В конструкции, показанной на рис. 1.11, *а*, охлаждающая жидкость распределяется по каналам 2 и при движении сквозь пористую матрицу 3 в окружающее пространство она поглощает теплоту и испаряется. Если такое устройство размещено в отверстии корпуса аппарата перед воздухозаборником реактивного двигателя, то в качестве испаряющейся жидкости можно использовать горючее последнего. В другом испарительном элементе пористое покрытие на теплоотдающей поверхности не имеет каналов, но выполнено трехслойным, с различной проникаемостью боковых и среднего слоев, причем последний имеет наиболее высокое гидравлическое сопротивление (см. рис. 1.11, *б*). Охлаждающая жидкость распределяется по теплоотдающей поверхности стенки 1 внутри примыкающего к ней слоя 4 высокой проникаемости. Далее направления потоков теплоты и испаряющейся жидкости в пористой структуре совпадают — по нормали от теплопередающей поверхности.

Основным элементом конденсатора (см. рис. 1.3, *б*) является пористая металлическая пластина с размещенными в ней трубами для движения охладителя. Под действием перепада давлений пар поступает внутрь охлаждаемой структуры, полностью конденсируется и образующийся конденсат выдавливается из нее в отводящий коллектор.

Кроме того, известны также кожухотрубные конденсаторы, в которых конденсационный ПТЭ имеет конструкцию, близкую к изображенной на рис. 1.3, *в*. В них трубы для протока охладителя могут иметь различную форму, но общим является то, что они окружены пористой металлокерамической перегородкой, соединенной с охлаждаемой трубой с

Рис. 1.11. Схемы испарительных элементов с напорной подачей охладителя в пористую матрицу на теплоотдающей поверхности, предложенные в Пат. 1526160 Великобритании (а); в А.с. 494585 СССР (б):

1 — теплоотдающая стенка; 2 — раздающие каналы; 3 — матрица; 4, 6 — боковые слои малого гидравлического сопротивления; 5 — средний слой высокого сопротивления



помощью ребер или выступов таким образом, что между стенкой трубы и пористой перегородкой образуются продольные каналы. Пар продавливается через проницаемую перегородку, полностью конденсируется внутри нее и по продольным каналам конденсат поступает в отводящий коллектор. Выделяющаяся при конденсации теплота теплопроводностью отводится из пористого металла через области соединения его со стенкой охлаждаемой трубы.

1.3. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЫЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПТЭ

Развитая поверхность проницаемых матриц, обладающих необходимыми каталитическими свойствами, наряду с интенсивным подводом или отводом теплоты ускоряет протекание химических реакций в потоке теплоносителя. Это дает возможность создавать компактные химические реакторы.

Выполненный анализ пористого охлаждения с использованием диссоциирующего охладителя выявил значительное повышение его эффективности вследствие поглощения теплоты при протекании эндотермической реакции разложения. Кроме того, разложение охладителя приводит к уменьшению молекулярной массы вдуваемой газовой смеси, что увеличивает блокирующий эффект охлаждения при конвективном нагреве.

Различные схемы ПТЭ могут быть использованы для организации разложения однокомпонентного топлива в газогенераторах РД или в гибридных и однокомпонентных РД. Скорость реакции контролируется выбором проницаемой матрицы с требуемыми каталитическими свойствами.

На основе пористых металлов разработаны также и газопламенные горелки с широким однородным факелом. Основным их элементом является металлокерамическая перегородка, для предотвращения оплавления которой применяется боковое водяное охлаждение или охлаждение с помощью змеевика, размещенного внутри пористого металла по схеме, изображенной на рис. 1.3, б. Такие горелки позволяют получить плоское однородное пламя в широком диапазоне изменения состава смеси и скорости ее истечения.

Специфические свойства пористых материалов позволяют наряду с интенсивным теплообменом организовать протекание целого ряда других важных процессов. Рассмотрим некоторые представляющие интерес примеры.

Наиболее широко пористая металлокерамика применяется для фильтрования жидкостей и газов. На рис. 1.12 изображен фильтр-теплообменник, содержащий установленную в корпусе 3 пористую фильтрующую металлокерамическую перегородку из расположенных последовательно по потоку фильтрующей жидкости I слоев грубой 1 и тонкой 2 очистки с размещенными в первом слое теплообменными

трубами 4. Такое устройство позволяет проводить фильтрование в термостатированных условиях при нагреве или охлаждении различных жидкостей, газов, расплавов, в том числе и химически активных, в широком диапазоне температур (от криогенных до температур расплавленных металлов).

В криосорбционной панели вакуумного насоса двойную функцию фильтра и теплового экрана 1 выполняет пористая металлокерамическая стенка (рис. 1.13). Замкнутая полость между пористым экраном 1 и профилем 2, охлаждаемым протекающей по каналу 3 криогенной жидкостью, заполнена кристаллическим адсорбентом 4. Откачиваемый газ I проходит сквозь пористую стенку, в ней охлаждается и затем поглощается адсорбентом. Экран воспринимает падающий на него лучистый тепловой поток и переносимую откачиваемым газом теплоту теплопроводностью передает охлаждаемому профилю. Таким образом, пористая стенка выполняет функцию тепловой защиты, препятствуя попаданию теплоты на адсорбент, и одновременно является фильтром, удерживающим мелкозернистый адсорбент от распыления по вакуумной системе. Это позволяет сделать конструкцию криосорбционного насоса высокотехнологичной и предельно компактной.

Лифофильные или лиофильные свойства проникаемых материалов в сочетании с малым диаметром пор обеспечивают достаточно эффективную сепарацию парожидкостной смеси, что особенно важно, например, для забора топлива из баков в условиях невесомости. На этом же принципе основана работа трубчатого испарителя для получения паров ртути в ионном двигателе. Пористая вставка из вольфрама внутри молибденовой трубки нагревается размещенным на ее внешней поверхности электрическим нагревателем. Жидкая ртуть под давлением подается в проникаемую вставку и испаряется. Вставка одновременно выполняет роль парожидкостного сепаратора, препятствуя протoku сквозь нее жидкой ртути. В том случае, когда жидкость смачивает нагреваемую пористую матрицу, на ее выходную поверхность для исключения прорыва жидкости и получения сухого пара помещают слой проникаемого лиофобного материала, например фторопласта.

Значительный перепад давлений, создаваемый на пористой структуре при движении сквозь нее парожидкостной смеси, используется в ПТЭ для реализации дрос-

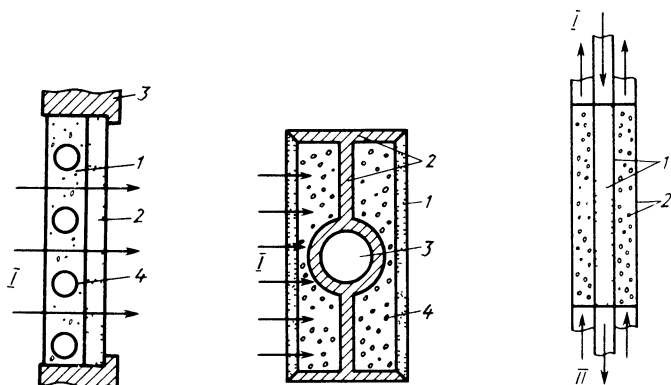


Рис. 1.12. Фильтр-теплообменник (А.с. 912219 СССР):

1, 2 — слои грубой и тонкой очистки; 3 — корпус; 4 — трубы; I — фильтруемая жидкость

Рис. 1.13. Криосорбционная панель вакуумного насоса [5]:

1 — пористый экран; 2 — профиль; 3 — канал; 4 — кристаллический адсорбент; I — откачиваемый газ

Рис. 1.14. Дроссель-теплообменник:

1 — дроссельный пористый элемент; 2 — теплообменный; I — хладагент, поступающий к испарителю; II — хладагент, поступающий из испарителя к компрессору

сельного эффекта (рис. 1.14). Дроссельный элемент 1 выполнен в виде трубы, заполненной металлом малой пористости, которая помещена внутрь теплообменного элемента 2, заполненного металлом высокой пористости. Жидкостный хладагент I поступает во внутреннюю трубу, постепенно испаряется за счет падения давления при течении сквозь пористую насадку и подается в испаритель. В противоточном направлении сквозь кольцевой канал, окружающий внутреннюю трубу, движется поток II холодного пара из испарителя. Он охлаждает двухфазный поток во внутренней трубе, тем самым понижая конечную температуру хладагента и увеличивая холодопроизводительность установки, а затем подается в компрессор.

Дроссельный теплообменный элемент в виде заполненной проницаемой матрицей трубы, помещенной в криогенную жидкость, можно использовать для ее термостабилизации. Здесь незначительная часть жидкости проходит через такой дроссель, где температура понижается, далее она испаряется и поглощает теплоту от оставшейся жидкости, охлаждая ее.

Термическое сопротивление пористого материала, заключенного в герметичную оболочку, можно регулировать в широком диапазоне путем дозированного ввода в него газа или жидкости (в том числе жидкого металла). Это позволяет плавно изменять его эффективную теплопроводность в пределах от 10^{-3} до 10^4 Вт/(м·град). Сверхвысокая теплопроводность таких ПТЭ достигается за счет кипения жидкости и конденсации пара внутри проницаемой структуры вблизи обогреваемой и охлаждаемой герметичных поверхностей. Указанное устройство может быть использовано для организации интенсивного теплообмена, например, при охлаждении электродов дугового нагревателя газа.

Интенсификация теплообмена особенно необходима в криогенных системах, где только так можно свести к минимуму площадь наружных поверхностей теплообменной аппаратуры. Некоторые из разработанных ранее теплообменных устройств с пористым заполнителем внутри каналов или в межтрубном пространстве созданы специально для криогенных температур. Например, в теплообменнике (см. рис. 1.10, а) во избежание снижения его эффективности за счет продольной теплопроводности пористый материал выполнен не сплошным, а в виде последовательно расположенных отдельных вставок. Кроме того, с этой же целью в гелиевых проточных криостатах предложено использовать сетчатые металлические вставки с ярко выраженной анизотропией теплопроводности, у которых продольная теплопроводность значительно меньше поперечной.

Кроме обычных теплообменников, существуют различные устройства, работающие при криогенных температурах. В них для интенсификации теплообмена применяются пористые материалы. Известны конструкции сверхпроводящих линий электропередачи, в которых проницаемая матрица используется для охлаждения сверхпроводящих проводников.

Важной задачей при разработке различного криогенного электрооборудования является организация эффективного охлаждения токовыводов. Основной способ ее решения заключается в использовании паров испаряющегося в криостате гелия для продольного охлаждения проницаемого токовывода. Одна из первых конструкций — это токовывод из собранного в жгут набора проволоочных оплеток.

Пористые высокотеплопроводные металлы используются также и при изготовлении теплообменников сосредоточенного теплообмена (дискретного типа) для получения сверхнизких температур. Предельно развитая поверхность теплообмена пористой структуры позволяет уменьшить граничное термическое сопротивление Капицы, вызывающее температурный скачок на границе раздела жидкость — твердое тело, через которую передается теплота. Такой теплообменник представляет собой блок, содержащий две камеры, заполненные проницаемым высокотеплопроводным материалом с большой удельной поверхностью. Обычно и пористая матрица и блок выполняются из меди. При растворении He^3 в He^4 на пористой насадке в одной из камер температура получаемой смеси может понизиться до 0,011 К. За счет этого происходит охлаждение всего блока и протекающего через другую камеру потока He^3 .

Основными трудностями, сдерживающими в настоящее время широкое практическое внедрение теплообменных устройств с ПТЭ, являются очень жесткие требования к чистоте теплоносителей и еще не отработанная технология их получения.

Например, при продолжительной работе должна производиться непрерывная очистка теплоносителя от механических загрязнений фильтрами, средний размер пор которых в 3...4 раза меньше размера пор ПТЭ.

ГЛАВА 2

СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ ОДНОФАЗНОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ПОРИСТЫХ МАТРИЦАХ

2.1. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ

Из всех пористых материалов наиболее подходящими для изготовления ПТЭ являются металлы. Высокая теплопроводность, прочность, термостойкость, коррозионностойкость, развитая внутриспоровая поверхность, пластичность позволяют изготавливать из них элементы любой формы с высокой технологичностью соединения их друг с другом и с элементами конструкции.

В настоящее время широко используются и исследованы пористые металлы из порошков и волокон. Методы получения и основные свойства изделий из таких металлов достаточно подробно освещены в работе [4].

По сравнению с порошковыми и волокнистыми пористые металлы из спеченных сеток или навитой на оправку проволоки обладают повышенными прочностью, пластичностью и однородностью структурных характеристик [21]. Это особенно важно при изготовлении тонких проницаемых листов и оболочек больших размеров и сложной формы.

Интересными свойствами обладает нетканый проволоочный упругий материал МР — металлорезина. Он получается прессованием (иногда с последующим спеканием) путаной растянутой проволоочной спирали. Такой материал обладает высокими упругодемпфирующими свойствами, что открывает возможности его применения в теплообменных устройствах систем, подверженных интенсивной вибрации. Промышленная технология позволяет производить из МР элементы различной пористости и формы [24].

Существенно отличающимися от проницаемых металлов свойствами обладают пористые полимерные материалы (поропласты) — пористые фторопласт, полиэтилен, полипропилен, полистирол, поливинилхлорид, поливинилформаль и другие [25]. Поропласты могут быть изготовлены любой пористости и размера пор (как больше, так и меньше 1 мкм), причем обе эти характеристики довольно точно регулируются. Наиболее важным отличием поропластов являются их ярко выраженные лиофобные свойства, что открывает возможность применения фильтрующих перегородок из таких материалов для сепарации эмульсий и парожидкостных или газожидкостных смесей в теплообменных устройствах с пористыми элементами.

Полученные к настоящему времени результаты по исследованию закономерностей движения однофазных жидкостей и газов в пористых металлах в исчерпывающем виде обобщены и приведены в работе [4].

Здесь отметим основные стороны этого явления, необходимые для расчета теплообменных элементов.

Пористые теплообменные элементы отличаются от других систем с движущейся в пористой среде жидкостью значительными скоростями фильтрации, при которых появляются и становятся все более существенными инерционные эффекты сопротивления. В таком режиме течения сопротивление проницаемой матрицы может быть представлено в виде суперпозиции вязкостной $\alpha \mu u$ и инерционной $\beta \rho u^2$ составляющих — модифицированное уравнение Дарси или уравнение Рейнольдса — Форшхеймера:

$$-dp/dZ = \alpha \mu u + \beta \rho u^2, \quad (2.1)$$

где p — давление; Z — координата; $u = G/\rho$ — скорость фильтрации, равная отношению удельного массового расхода жидкости G к ее плотности ρ ; μ — динамический коэффициент вязкости; α, β — вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления пористого материала.

Наиболее достоверное предположение о физической природе инерционной составляющей состоит в том, что отклонение от линейного закона Дарси обусловлено такими явлениями, как расширение и сжатие, резкое изменение направления струи жидкости в пористом материале.

Вследствие сложной структуры пористых материалов значения коэффициентов α, β могут быть установлены только экспериментально. Параметры α и β названы вязкостным и инерционным коэффициентами сопротивления и имеют размерность $[\alpha] = \text{м}^{-2}$; $[\beta] = \text{м}^{-1}$. При этом α есть величина, обратная коэффициенту проницаемости K . Для определения коэффициентов α, β экспериментальная зависимость перепада давлений $p_1 - p_2$ на пористой пластине толщиной δ от удельного расхода G несжимаемого потока в соответствии с уравнением (2.1) приводится к линейному виду

$$(p_1 - p_2)\rho/\mu\delta G = \alpha + \beta G/\mu. \quad (2.2)$$

Отношение β/α имеет размерность длины и может быть использовано в качестве характерного размера проницаемой структуры, что позволяет записать уравнение (2.1) в безразмерном виде

$$c_f = 2/\text{Re} + 2, \quad (2.3)$$

где $c_f = [2\rho(p_1 - p_2)]/(\delta G^2 \beta)$ — коэффициент сопротивления.

Число Рейнольдса потока в пористом материале

$$\text{Re} = [G(\beta/\alpha)]/\mu \quad (2.4)$$

получено как отношение инерционной составляющей сопротивления к вязкостной.

В случае течения сжимаемого идеального газа $p/\rho = RT$ уравнение (2.1) может быть представлено в более удобной форме

$$-dp^2/dZ = 2\alpha\mu GRT + 2\beta G^2 RT, \quad (2.5)$$

с помощью которой легко рассчитать для изотермического процесса соотношение между давлениями газа p_1 на входе и p_2 на выходе из пористого элемента

$$p_1^2 - p_2^2 = 2\alpha\mu\delta GRT + 2\beta\delta G^2 RT. \quad (2.6)$$

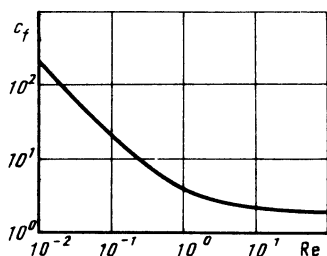


Рис.2.1. Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса потока в пористом материале

Графическое изображение соотношения (2.3) дано на рис. 2.1. С точностью до 1 % можно выделить следующие режимы течения: вязкостный (режим Дарси) $Re < 0,01$, $c_f = 2/Re$; переходный $0,01 < Re <$

< 100 , $c_f = 2/Re^{1/2}$; инерционный $Re > 100$, $c_f = 2$.

Подробные экспериментальные исследования показали, что уравнение (2.1) точно описывает в широких диапазонах числа Рейнольдса движение жидкости и газа не только в разнообразных спеченных из порошка металлах, но также в пористых материалах из порошков тугоплавких и минеральных соединений, в металлах из спрессованных и спеченных волокон, сеток и спиралей, во вспененных металлах и графите.

На основании анализа уравнений (2.1), (2.3) можно сделать следующие выводы:

а) коэффициенты сопротивления α , β довольно точно находятся при проведении гидравлических испытаний и в совокупности с массовым расходом G однозначно определяют число Рейнольдса потока в пористом материале. Этим устраняется произвольный выбор характерного размера пористой среды, в качестве которого используют: средний размер пор, эквивалентный гидравлический радиус, средний размер частиц, корень квадратный из коэффициента проницаемости;

б) отклонение кривой от линейного закона Дарси происходит плавно и его нельзя характеризовать некоторым "критическим" числом Рейнольдса, как это делается при определении смены режимов движения жидкости в трубах;

в) многочисленные, зачастую несопоставимые вследствие различного выбора характерного размера, критериальные соотношения для нелинейной фильтрации типа [4]

$$c_f = a/Re + b/Re^n; \quad c_f = c/Re^n + d; \quad c_f = e/Re^n, \quad (2.7)$$

где $0 < n < 1$, a , b , c , d , e — постоянные, можно рассматривать только как частичные аппроксимации уравнения (2.1) в той или иной области переходного режима.

Из ранее изложенного следует, что для гидродинамического расчета ПТЭ особое значение имеют вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления. На их величину оказывают влияние различные факторы. Так, для пористых порошковых металлов важную роль играют материалы, размер, форма частиц исходного порошка, технология изготовления образца.

Особенно существенно коэффициенты сопротивления зависят от пористости P материала (табл. 2.1). Для сравнения полученные зависимости изображены на рис. 2.2. Из этих данных можно сделать следующие выводы:

Таблица 2.1

Эмпирические корреляции между вязкостным α , инерционным β коэффициентами сопротивления и пористостью металлокерамических материалов [16]

Выражение для α	Выражение для β	Пористость	Размер частиц, мкм	Форма частиц	Пористый материал	Автор, год (прямая на рис. 2.2)
$\alpha = 1,25 \cdot 10^{10} \Pi^{-4,3}$	$\beta = 2 \cdot 10^4 \Pi^{-6}$	0,25...0,47	—	—	Коррозионно-стойкая сталь	Green L и др., 1951 (1)
$\alpha = 2,5 \cdot 10^{10} \Pi^{-4,9}$	$\beta = 4 \cdot 10^2 \Pi^{-8,8}$	0,11...0,31	40...50	—	То же	Ильин Ю.В. 1959 (2)
$\alpha = 4 \cdot 10^9 \Pi^{-5,8}$	$\beta = 1,8 \cdot 10^4 \Pi^{-5,8} \delta^{-0,45}$	0,30...0,55	50...125	Дендритная	”	Федорченко И.М. и др., 1967 (3)
$\alpha = 6,2 \cdot 10^9 \Pi^{-5,8}$	$\delta = 2; 5; 8 \text{ (мм)}$	0,30...0,55	100...160	”	”	То же
$\alpha = 5,2 \cdot 10^9 \Pi^{-5}$	$\beta = 7,5 \cdot 10^3 \Pi^{-5,8}$	0,27...0,49	150...250	Тарельчатая	Железо	Белов С.В. и др., 1972 (4)
$\alpha = 8,9 \cdot 10^9 \Pi^{-7}$	$\beta = 6,8 \cdot 10^2 \Pi^{-10}$	0,26...0,50	50...75	Гранулированная	ZrB ₂ ; (Ti, Cr)B ₂ ; WC; TiC	Кукоца Ю.П. и др., 1965 (5)
$\alpha = 2 \cdot 10^{10} \Pi^{-4,5}$	$\beta = 1,6 \cdot 10^3 \Pi^{-7}$	0,12...0,35	50...160	”	Монель	Дубровский А.П. и др., 1966 (6)
$\alpha = 5 \cdot 10^8 \Pi^{-4}$	$\beta = 1,25 \cdot 10^3 \Pi^{-4}$	0,12...0,33	250...400	Сферическая	Бронза	Дубровский А.П. и др., 1966 (7)
$\alpha = 2 \cdot 10^8 \Pi^{-4}$	$\beta = 9 \cdot 10^2 \Pi^{-4}$	0,12...0,33	200...250	”	”	”
$\alpha = 2 \cdot 10^8 \Pi^{-4}$	$\beta = 6,2 \cdot 10^2 \Pi^{-4}$	0,12...0,33	250...315	”	”	”
$\alpha = 171 (1 - \Pi)^2 \Pi^{-3} d_q^2 \beta = 0,635 (1 - \Pi) \Pi^{-4,72} d_q^{-1}$		0,20...0,40	35...63	Сферическая	Сталь 50XГ	Белов С.В. 1976 (8)
$\alpha = 5,2 \cdot 10^{10} \Pi^{-5}$	$\beta = 3,0 \cdot 10^4 \Pi^{-6,1}$	0,16...0,36	100...200	”	”	”
$\alpha = 8,2 \cdot 10^9 \Pi^{-5}$	$\beta = 1,8 \cdot 10^4 \Pi^{-6,2}$	0,16...0,36	100...200	Лепестковая	Сталь 50XГ	Белов С.В. 1981 (9)
$\alpha = 3,77 \cdot 10^9 \Pi^{-5}$	$\beta = 1,2 \cdot 10^4 \Pi^{-5,7}$	0,16...0,36	200...315	”	Сталь 50XГ	Белов С.В. 1981 (9)
$\alpha = 1,5 \cdot 10^9 \Pi^{-5}$	$\beta = 1,3 \cdot 10^4 \Pi^{-5,2}$	0,16...0,36	315...500	”	Сталь 50XГ	То же
$\alpha = 2,4 \cdot 10^8 \Pi^{-5,6}$	$\beta = 2,7 \cdot 10^3 \Pi^{-5,6}$	0,30...0,50	250	Волокно	Никель	”
$\alpha = 2,57 \cdot 10^8 \Pi^{-3,91}$	$\beta = 9,1 \cdot 10^2 \Pi^{-5,33}$	0,29...0,60	200	”	”	Косторнов А.Г. и др., 1970 (10)
						Косторнов А.Г. и др., 1976 (11)

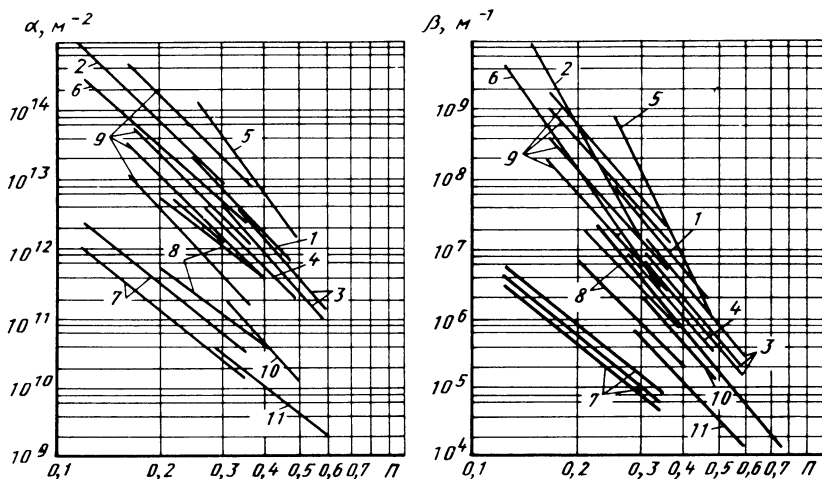


Рис. 2.2. Вязкостный (а) и инерционный (б) коэффициенты сопротивления проникаемых металлов в зависимости от пористости. Обозначения соответствуют данным табл. 2.1

а) вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления являются индивидуальными характеристиками пористой матрицы;

б) несмотря на то, что разброс зависимостей для различных материалов весьма значителен, однако для материалов, имеющих идентичную структуру порошковых металлов из частиц неправильной формы, результаты довольно близки между собой;

в) характерный размер β/α пористой структуры в отличие от величин α , β является более консервативной величиной, а для некоторых металлов вообще не зависит от пористости;

г) наиболее важным является наличие одного параметра (пористости), количественное влияние которого на коэффициенты α , β можно заранее оценить; при этом пористость легко контролируется, например, изменением содержания летучего наполнителя или давлением прессования.

Следует особо отметить полученные в работе [3] выражения для расчета коэффициентов сопротивления порошковых металлов из сферических частиц среднего диаметра $d_{\text{ср}}$

$$\alpha = 171 (1 - \Pi)^2 \Pi^{-3} d_{\text{ср}}^{-2}; \quad \beta = 0,635 (1 - \Pi) \Pi^{-4,72} d_{\text{ср}}^{-1}. \quad (2.8)$$

Отсюда следует зависимость коэффициентов сопротивления от размера частиц исходного порошка. Эта зависимость качественно сохраняется и для металлов из частиц другой формы [4]. В то же время пористые металлы из сферических частиц обладают минимальным сопротивлением по сравнению с другими порошковыми металлами. Поэтому выражения (2.8) позволяют оценить предельную минимально возможную величину коэффициентов сопротивления проникаемых металлов из порошка различной формы с известным средним размером частиц. Усложнение формы частиц сопровождается увеличением коэффициентов гидравлическо-

го сопротивления и показателей степени в зависимости от пористости. Расширение диапазона частиц в исходном порошке также приводит к увеличению коэффициентов сопротивления.

Если пористые порошковые металлы получены прессованием с последующим спеканием, то поверхностные слои из расплюснутых частиц обладают повышенным сопротивлением, что может в некоторых случаях привести к зависимости коэффициентов сопротивления от толщины образца.

Коэффициенты α , β не зависят от вида фильтрующей жидкости, поскольку они являются характеристиками пористой структуры. При исследовании сопротивления пористых металлов при различных температурах не обнаружено заметного изменения коэффициентов сопротивления. Только происходящие в материале структурные преобразования при высоких температурах или больших механических нагрузках приводят к изменению их гидравлических характеристик.

В ПТЭ во избежание локального перегрева важной является равномерность потока охладителя. Были проведены специальные исследования пористых порошковых, волокнистых металлов и графита. У всех исследованных образцов существенной неоднородности проницаемости по большим участкам поверхности не обнаружено. Участки с повышенной или пониженной плотностью располагаются небольшими пятнами, отклонение пористости от средней на этих участках не превышает 4...11 % для пористых металлов из порошка и 10...17 % для металлов из волокон. Отмеченное локальное изменение пористости вызывает и локальное отклонение расхода охладителя от средней величины, которое для металлов из порошков достигает 40 %, для металлов из волокон 50 %. Неоднородность пористости образцов вызывается неравномерностью плотности или толщины слоя порошка и волокон перед прессованием. Так, для волокнистых металлов применение операции предварительного войлокования позволяет снизить максимальную величину отклонения пористости с 14...17 % до 10...15 %. Наилучшей однородностью проницаемости обладают пористые металлы из спрессованных и спеченных сеток.

При высоких скоростях течения газов в пористых матрицах глубокие качественные изменения в потоке вызывает сжимаемость газов, которая учитывается в уравнении движения (2.1) с помощью дополнительного слагаемого — конвективной составляющей $\Pi^{-2} \beta u du/dZ$:

$$-dp/dZ = \alpha \mu + \beta \rho u^2 + \Pi^{-2} \rho u du/dZ. \quad (2.9)$$

Нетрудно показать, что конвективная составляющая не оказывает заметного количественного влияния на общее сопротивление. В предположении изотермичности течения идеального газа интегрирование последних двух слагаемых правой части уравнения (2.9) по толщине δ пористого материала и оценка величины их отношения

$$\Pi^{-2} \int_0^\delta \rho u \frac{du}{dZ} dZ / \beta \int_0^\delta \rho u^2 dZ = \ln(p_1/p_2) \Pi^2 \beta \delta$$

показывает, что оно мало во всех случаях, кроме очень низкого давления на выходе p_2 .

Сжимаемость газа приводит к глубоким качественным изменениям при больших скоростях. Наступает такой режим течения, когда при постоянном давлении на входе и понижении давления на выходе расход газа достигает максимума и затем остается постоянным — на выходе из пористого материала устанавливается режим истечения со скоростью звука.

Достаточно очевидно, что такой режим, особенно при транспирационном охлаждении, очень опасен. Поэтому большой интерес представляет определение параметров процесса, при которых это явление наступает.

Используя модель пористой среды в виде капилляров постоянного поперечного сечения, можно получить следующие параметрические соотношения для определения толщины слоя δ и отношения давлений p_1 на входе к давлению p_2 на выходе, при котором на выходе из матрицы поток достигает скорости звука

$$\delta \beta = \frac{1}{2\Pi^2} \left(\frac{1}{\text{Re}} + 1 \right)^{-1} \left\{ \frac{1 - M^2}{k M^2} + \frac{k + 1}{2k} \ln \left[\frac{(k + 1) M^2 / 2}{1 + (k - 1) M^2 / 2} \right] \right\}; \quad (2.10)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = M \left[\frac{1 + (k - 1) M^2 / 2}{(k + 1) / 2} \right]^{1/2}. \quad (2.11)$$

Здесь в качестве параметра использовано число Маха, рассчитанное по средней скорости u/Π течения в порах на входе в материал.

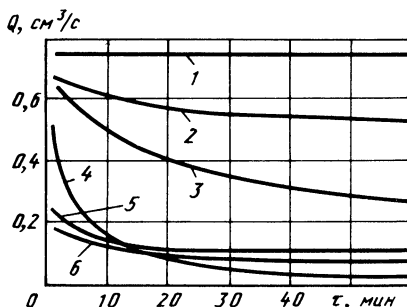
Однако выражения (2.10), (2.11) могут быть использованы только для качественной оценки явления вследствие того, что реальная структура пористых металлов существенно отличается от использованной капиллярной модели. Это приводит к тому, что режим достижения скорости звука на выходе из матрицы наступает постепенно и определяется не единственным давлением на выходе, а диапазоном давлений [8].

При высоких скоростях течения в пористых материалах могут стать заметными потери давления на перестройку течения охладителя на входе и выходе матрицы в связи с резким изменением проходного сечения. Причем выходные потери всегда больше входных из-за меньшего давления газа. На основе расчетов в [8] показано, что потерями давления на выходе, а следовательно, и на входе можно пренебречь почти до наступления звукового истечения, а точнее — до достижения величины расхода охладителя, составляющей 0,92 от величины расхода в режиме достижения скорости звука на выходе из пористого материала. Эти результаты подтверждаются экспериментальными данными, которые показывают также, что для пористых металлов толщиной более 2 мм входными и выходными потерями можно пренебречь.

2.2. ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Возможность точного и предполагаемого регулирования расхода жидкостного теплоносителя является одним из важнейших условий надежной работы разнообразных ПТЭ. Однако эксперименты по течению жидкости в пористых матрицах показали, что в отличие от движения газа

Рис. 2.3. Изменение расхода жидкости при течении сквозь тонкопористые материалы при постоянном перепаде давлений на образце $\Delta p = 17$ кПа: 1 — гептан; 2 — бензол; 3 — изопропиловый спирт; 4 — вода; 5 — 0,5 %-ный водный раствор ПАВ; 6 — гептан (1–5 — данные для образца из титана со средним размером пор 7,3 мкм; 6 — для образца из проницаемого фторопласта со средним размером пор 3,6 мкм)



очень часто наблюдается нежелательное явление неравномерного и невоспроизводимого постепенного уменьшения расхода капельной жидкости. Это явление известно под названием "филтратационного эффекта", или по аналогии с уменьшением расхода жидкости при течении через капилляры — облитерации и обнаружено при движении различных жидкостей в разнообразных проницаемых материалах. Типичный пример уменьшения расхода жидкости через пористый образец при постоянном перепаде давлений приведен на рис. 2.3.

О причинах указанного явления до настоящего времени существуют различные мнения. В качестве основных причин называют следующие:

- 1) физические свойства (в частности, вязкость) жидкости в тонком слое вблизи сплошной поверхности отличаются от аналогичных характеристик жидкости, заключенной в большой объем;
- 2) на поверхности твердого тела адсорбируются слои молекул, которые постепенно уменьшают проходное сечение каналов в пористой структуре.

Появление адсорбированного слоя в зависимости от свойств жидкости может иметь различную физическую природу: молекулярное или электрическое поле твердого материала, электрически заряженный двойной слой. Независимо от причины их образования в поверхностных слоях наблюдается изменение структуры жидкости (упорядочение слоев молекул) и, следовательно, изменение структурно чувствительных физических свойств (в частности, вязкости и теплопроводности). Отсюда следует, что первая из упомянутых ранее причин облитерации есть следствие образования адсорбированных слоев.

Для подтверждения гипотезы о существенном влиянии адсорбированного слоя на уменьшение расхода жидкости в пористых материалах необходимо иметь информацию о толщине этого слоя и о соотношении его толщины с диаметром поровых каналов. Толщина адсорбированных слоев зависит от свойств жидкости и твердого тела, температуры. При наложении напряжений сдвига (внешнего перепада давлений) возможно уменьшение толщины этих слоев из-за срыва внешних слабосвязанных молекул. Следует ожидать также постепенного ослабления и полного разрушения пограничных слоев при увеличении температуры вследствие возрастания интенсивности теплового движения молекул.

В табл. 2.2 приведены результаты по толщинам граничных слоев δ некоторых жидкостей на поверхности кварца при комнатной температу-

Физические свойства жидкостей при температуре 20 °С

Жидкость	Дипольный момент μ , Дебай	Толщина граничного слоя на поверхности кварца δ , мкм	Коэффициент поверхностного натяжения $\sigma \cdot 10^3$, Н/м	Коэффициент абсорбции Бунзена для кислорода
Вода	1,84	0,09	72,75	0,031
Ацетон	2,85	0,08	23,70	0,216
Бензол	0	0	28,87	0,163
Четыреххлористый углерод	0	0	25,68	0,230
Этиловый спирт	1,68	0,06	22,03	0,143

ре. Обращает на себя внимание тот факт, что неполярные жидкости ($\mu = 0$) не образуют измеримого поверхностного слоя ($\delta = 0$). В работе [26] показано, что средняя вязкость всего граничного слоя непрерывно возрастает с уменьшением его толщины, а предположение о локальном уменьшении вязкости в слое по экспоненциальному закону по мере удаления от твердой поверхности приводит к результатам, качественно согласующимся с экспериментом.

Количественная и экспериментальная проверка [26] показала, что электрический двойной слой и электровязкостный эффект (торможение вязкого течения обратным электроосмотическим потоком, вызванным потенциалом течения) не являются причинами заметного повышения вязкости в граничном слое.

Установлено также, что отличие вязкости воды в пристенном слое от его объемных значений с повышением температуры уменьшается и исчезает совсем при температуре выше 70 °С.

Из приведенных данных следует, что граничный слой может оказывать некоторое влияние на уменьшение расхода жидкости, но только в проницаемых матрицах со средним размером пор значительно меньше микрона (например, для воды в порах диаметром менее 1 мкм).

Таким образом, образование адсорбированного граничного слоя нельзя считать причиной облитерации, потому что оно не объясняет следующих особенностей процесса течения жидкости в пористых материалах различной структуры и среднего размера пор в диапазоне 1...100 мкм:

1. Почему происходит уменьшение массового потока со временем? Наличие граничных слоев жидкости должно только уменьшать проницаемость по жидкости по сравнению с проницаемостью по газу, делать эту характеристику воспроизводимой при повторных испытаниях, но не вызывать непрерывного уменьшения расхода жидкости со временем при постоянных условиях фильтрации.

2. Почему с увеличением скорости течения жидкости возрастает и скорость уменьшения расхода жидкости. В этом случае должно происходить уменьшение толщины адсорбированных слоев за счет срыва внешних слабосвязанных рядов молекул жидкости и, как следствие, должно снижаться и относительное изменение ее расхода.

3. Почему наблюдается падение расхода жидкости при течении неполярных жидкостей (керосин, бензол, гептан), которые не образуют измеримого граничного слоя?

4. Почему при тщательно поставленных экспериментах по течению различных жидкостей в пористых матрицах разной структуры вообще не наблюдается уменьшения проницаемости по жидкости и ее нестабильного изменения во времени?

Все эти явления получают объяснение, если в качестве достоверной причины облитерации считать забивание пор частицами загрязнений и пузырьками выделяющегося растворенного газа.

Наиболее очевидным является первый случай, если учесть чрезвычайно широкое применение пористых материалов в качестве фильтров. В связи с этим, следует отметить, что в большинстве работ, в которых отмечается уменьшение проницаемости образцов, отсутствуют сведения о степени предварительной очистки жидкости.

Жидкости содержат растворенные газы, количество которых в равновесных условиях зависит от свойств жидкости и газа, а также от давления и температуры. Зависимость равновесной концентрации z растворенного газа в жидкости от давления для слабо растворимых газов выражается законом Генри $z = A(t)p$, где p — парциальное давление газа над раствором; $A(t)$ — коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств жидкости и газа, а также от температуры. Для большинства жидкостей $A(t)$ уменьшается с увеличением температуры. Очень часто растворимость газа в жидкости характеризуют с помощью коэффициента абсорбции Бунзена α , который равен объему газа, приведенному к 0°C и 760 мм рт. ст., поглощенному единицей объема жидкости при парциальном давлении газа, равном 760 мм рт. ст. В табл. 2.2 в качестве примера приведены данные о коэффициенте абсорбции для кислорода.

При движении жидкости сквозь пористый материал давление в ней падает и раствор газа в жидкости может оказаться перенасыщенным, несмотря на то, что был ненасыщенным в месте ее контакта с газом (например, в системе наддува сжатым газом). Образование и увеличение пузырьков происходит внутри проницаемой структуры, где благодаря значительной шероховатости поверхности облегчаются условия их зарождения. Кроме того, здесь центрами образования пузырьков могут служить остатки воздуха, заполнявшего ранее пористый каркас. Некоторыми исследователями визуально наблюдались пузырьки газа в прозрачных стеклянных фильтрах или в фильтрах, находящихся между стеклянными пластинами.

Анализ результатов и условий проведения экспериментов [6] позволил сделать вывод о том, что основными причинами, вызывающими невоспроизводимое повышение сопротивления при течении капельных жидкостей сквозь проницаемые материалы со средним размером пор

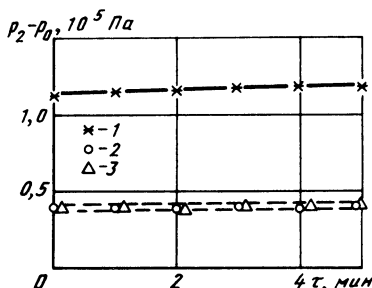


Рис. 2.4. Изменение перепада давлений на пористом образце во времени при течении насыщенной воздухом (1, 2) и деаэрированной (3) воды с постоянным массовым расходом $G = 10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и температурой 90°C при давлении на выходе:

1, 3 – $p_0 = 0,1 \text{ МПа}$; 2 – $p_0 = 0,6 \text{ МПа}$ [19]

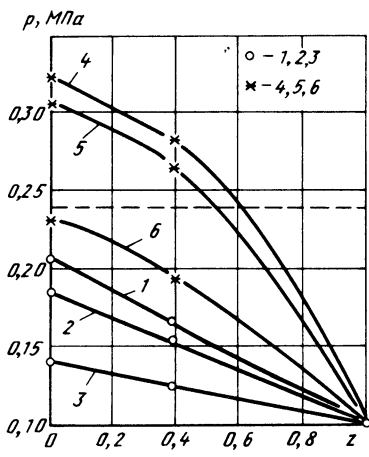


Рис. 2.5. Падение давления внутри пористого образца при течении деаэрированной (1, 2, 3) и насыщенной воздухом воды (4, 5, 6) с температурой 90°C при удельных массовых расходах:

1, 4 – $G = 17,3 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; 2, 5 – $G = 13,7 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; 3, 6 – $G = 6,8 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ [19]

больше микрона, являются забивание каналов выделяющимися пузырьками растворенного в жидкости газа и закупорка их механическими примесями, содержащимися в потоке жидкости. Противоречивые результаты ранних исследований объясняются недостаточной тщательностью постановки эксперимента.

Загрязнение пористых матриц механическими примесями можно исключить тщательной очисткой жидкости с помощью фильтров, имеющих средний размер пор, меньший в 2...3 раза, чем исследуемая матрица.

Значительно более сложную физическую природу имеет процесс забивания пор выделяющимися пузырьками газа. В связи с важностью этого явления для ПТЭ было выполнено подробное аналитическое и экспериментальное исследование по определению условий появления газовых зародышей и влиянию пузырьков выделяющегося растворенного газа на гидравлическое сопротивление при течении жидкостей в пористых металлах, основные результаты которого приведены в работе [19].

На рис. 2.4 и 2.5 приведены типичные примеры экспериментальных данных.

В ходе выполненного исследования установлено:

1. При движении жидкостей в проницаемых матрицах имеются благоприятные условия для зарождения пузырьков растворенного в жидкости газа в условиях равновесной насыщенности.

2. При длительном течении тщательно очищенной каплевой жидкости без выделения пузырьков растворенного газа сквозь исследованные пористые металлы со средним диаметром пор $14...26 \text{ мкм}$ не происходит заметного увеличения гидравлического сопротивления вследствие адсорбционных и прочих молекулярных эффектов.

3. Единственной причиной существенного повышения гидравличес-

кого сопротивления при движении тщательно очищенной жидкости в пористых металлах является образование пузырьков и выделение в них растворенного в жидкости газа, приводящее к формированию газожидкостного двухфазного потока. Показано, что на интенсивность этого процесса влияет большое количество различных факторов: величина начальной концентрации растворенного в жидкости газа; изменение ее насыщенности в пористых металлах, зависящее от удельного массового расхода, а также от температуры потока и давления на выходе; начальное развитие процесса, определяющее концентрацию газовых зародышей внутри проницаемой матрицы; соотношение между перепадом давлений на образце и капиллярным давлением; физико-химические свойства пористого материала.

4. При длительном установившемся движении жидкости в пористом металле выделение растворенного газа происходит в условиях, близких к равновесной насыщенности жидкости растворенным газом. При этом перепад давлений на образце в зависимости от условий может возрасти в 3...4 раза по сравнению с той же величиной при течении жидкости без образования газовых пузырьков.

5. Для исключения зарождения пузырьков растворенного газа и вызываемого этим увеличения гидравлического сопротивления необходимо обеспечить такие условия, чтобы жидкость на выходе из пористой матрицы не достигала состояния равновесной насыщенности растворенным газом. Это достигается двумя способами:

а) тщательной предварительной дегазацией жидкости, если равновесная концентрация растворенного газа низка при заданных параметрах на выходе ее из проницаемого материала;

б) повышением давления на выходе из пористой среды, большим давления равновесного насыщения жидкости при имеющейся концентрации растворенного газа в тех случаях, когда внешнее давление можно изменять.

2.3. МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА ТЕПЛОТЫ

Перенос теплоты в пористых средах при вынужденном течении в них жидкостей осуществляется несколькими способами. Коэффициент теплоотдачи изменяется в зависимости от свойств материала и теплоносителя, интенсивности и характера процесса. При этом он обязательно сопровождается разностью температур между твердой и жидкой фазами, независимо от того, какую величину они имеют.

Отдельные составляющие передачи теплоты рассмотрим на примере одномерного стационарного процесса, который описывается системой осредненных уравнений:

$$\begin{aligned} \lambda \frac{d^2 T}{dz^2} + q_v = h_v (T - t) + \frac{d}{dz} (q_{r1} + q_{r2}), \\ \lambda_1 \frac{d^2 t}{dz^2} + h_v (T - t) = Gc \frac{dt}{dz} + \rho c \frac{d}{dz} (\bar{u}'\bar{t}'). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Эта система является общепринятой, она может быть получена несколькими методами (априорным постулированием; , осреднением локальных уравнений переноса теплоты для каждой из фаз и т. д.) и учитывает:

$\lambda d^2 T/dZ^2$ — перенос теплоты теплопроводностью через пористый каркас;

$\lambda_1 d^2 t/dZ^2$ — теплопроводность через теплоноситель;

$h_v (T - t)$ — объемный внутрипоровый теплообмен между твердой структурой и потоком;

$Gcdt/dZ$ — конвективный перенос теплоты;

$\frac{d}{dZ} (q_{r1} + q_{r2})$ — объемное тепловыделение в поглощающей и рассеивающей излучение полупрозрачной среде;

$\rho c \frac{d}{dZ} (\overline{u't'})$ — пульсационный перенос теплоты вследствие пульсаций скорости u' и температуры t' потока внутри проникаемой матрицы;

q_v — объемное тепловыделение в пористом каркасе.

Составляющая $d(q_{r1} + q_{r2})/dZ$ включает лучистый тепловой поток q_{r1} падающего параллельного коротковолнового излучения и результирующий поток q_{r2} диффузного инфракрасного собственного излучения. Эта составляющая важна только при движении газов в пористых полупрозрачных материалах, например объемных гелиоприемников. Для большей части ПТЭ выполняется соотношение $\lambda_1/\lambda \ll 1$, вследствие которого составляющую $\lambda_1 d^2 t/dZ^2$ можно не учитывать.

Основную роль в наиболее часто встречающихся ПТЭ играют составляющие переноса теплоты $\lambda d^2 T/dZ^2$; $Gcdt/dZ$, $h_v (T - t)$, для расчета которых необходимы экспериментальные данные по теплопроводности λ пористых материалов и интенсивности h_v объемного внутрипорового конвективного теплообмена.

2.4. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛОВ И ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Пористые металлы являются наиболее подходящим материалом для изготовления теплообменных элементов. Для них получено значительное количество аналитических зависимостей и экспериментальных данных по теплопроводности [18]. Обобщение этих данных позволит выявить как наиболее общие закономерности теплопроводности пористых металлов различных структур, так и оценить максимальную величину разброса этих данных, вызванную многочисленными невоспроизводимыми особенностями самих материалов и методик измерения.

В пористых металлах основное термическое сопротивление теплопроводности сосредоточено в зоне контакта частиц, где наблюдается наименьшая площадь поперечного сечения и наибольшая неоднородность в составе металла. Качество теплового контакта определяется многими практически невоспроизводимыми технологическими факторами — формой и размером исходных частиц, чистотой и составом материала, давлением прессования, температурой и временем спекания [14]. Именно эта особенность исключает возможность создания точной аналитической мо-

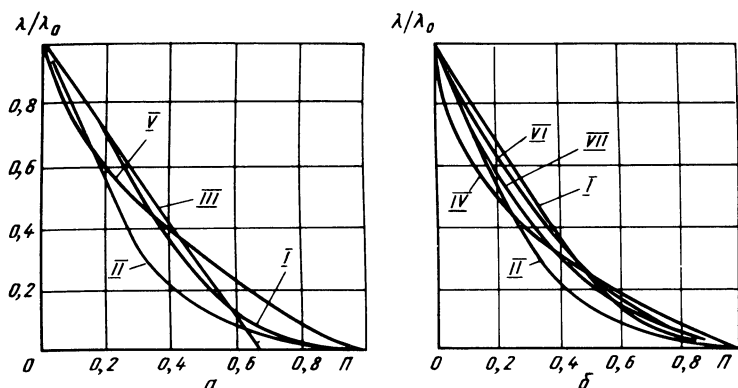


Рис. 2.6. Зависимости относительной теплопроводности λ/λ_0 от пористости Π спеченных из порошка (а), а также из волокон, сеток, спиралей и вспененных (б) металлов

дели и обуславливает значительный разброс экспериментальных данных по относительной теплопроводности λ/λ_0 в зависимости от пористости Π даже для близких по структуре проникаемых металлов. Здесь λ , λ_0 — теплопроводность пористого и сплошного металлов.

Обобщение и анализ имеющихся теоретических моделей выполнены в [9]. Однако многие авторы после сравнения с многочисленными аналитическими формулами останавливают свой выбор на эмпирических или полуэмпирических зависимостях, как наиболее удачно аппроксимирующих полученные ими экспериментальные данные.

На рис. 2.6 [18] приведен ряд зависимостей относительной теплопроводности от пористости. Теоретическая зависимость I выведена В.В. Скороходом* для статистической смеси сферических, эллипсоидальных и цилиндрических частиц с совершенным тепловым контактом между ними.

Полуэмпирическая зависимость II

$$\lambda/\lambda_0 = (1 - \Pi) / (1 + 11\Pi^2) \quad (2.13)$$

получена на основе обработки данных для пористых металлов различных структур в широком диапазоне изменения пористости $0,05 < \Pi < 0,80$.

Следует отметить, что кривые I и II достаточно хорошо совпадают при больших $\Pi > 0,80$ и малых $\Pi < 0,25$ значениях пористости. В диапазоне $0,30 < \Pi < 0,70$ расхождение между ними достигает 50 %.

Прямой линией III изображена аналитическая зависимость В.И. Одеlevского** $\lambda/\lambda_0 = 1 - 1,5\Pi$, наиболее часто использовавшаяся для сравнения с экспериментальными результатами. Она практически совпадает (с погрешностью не более + 10 %) с кривой I при $\Pi < 0,58$.

Кривыми IV и V представлены теоретические соотношения для модели с взаимопроникающими компонентами при хаотической структуре в

* Скороход В.В. Об электропроводности дисперсных смесей проводников и непроводников // ИФЖ, 1959, т. 2, № 8, с. 51–58.

** Одеlevский В.И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных смесей // ЖТФ, 1951, т. 21, № 6, с. 667–685.

виде брусьев постоянного квадратного сечения; IV — при дроблении ячейки адиабатическими плоскостями и вычисляется по формуле (1.32); V — с учетом искривления линий тока и рассчитывается по формуле (1.78) работы [9] при $\lambda_T/\lambda_0 = 0$. Здесь λ_T — коэффициент теплопроводности заполняющего поры вещества в сплошном состоянии. Следует отметить, что адиабатическое дробление дает заниженные результаты в самой расчетной модели.

Теоретическая зависимость VI выведена на основе модели с взаимопроницающими компонентами для материала упорядоченной структуры в виде брусьев постоянного квадратного сечения с совершенным тепловым контактом, расположенных в плоскости, перпендикулярной тепловому потоку, рассчитывается по формуле (5.26) работы [9] и при $\lambda_T/\lambda_0 = 0$ имеет вид $\lambda/\lambda_0 = (1 - \Pi)^2$.

Эмпирическая зависимость VII $\lambda/\lambda_0 = (1 - \Pi) \exp[-(1,54 + 0,15\Pi) \times X, \Pi]$ получена при обработке экспериментальных данных для насыщенных воздухом пористых волокнистых металлов из никеля, меди и коррозионно-стойкой стали при совпадении направлений волокон и теплового потока [18].

В табл. 2.3 приведены характеристики пористых металлов, для которых экспериментально определена теплопроводность. Здесь же указано, какой из зависимостей, приведенных на рис. 2.6, эти результаты лучше аппроксимируются или какую зависимость для аппроксимации предпочитают авторы.

У преобладающей части результатов по теплопроводности матриц из волокон и сеток тепловой поток перпендикулярен направлению волокон. Эмпирическая формула $\lambda/\lambda_0 = 1 - 2,1\Pi$ с погрешностью не более + 8,5 % совпадает с зависимостью II при $\Pi < 0,35$, а выражение $\lambda/\lambda_0 = 1 - 1,7\Pi$ также совпадает с зависимостями I и II при $\Pi < 0,52$.

Анализ результатов для всех приведенных в табл. 2.3 пористых металлов позволяет сделать следующие выводы.

1. Основные экспериментальные кривые для металлов из порошка находятся в области между зависимостями I и II (см. рис. 2.6). Теоретическая кривая I, отражающая идеальное состояние тепловых контактов между такими частицами, является верхним пределом этих данных. Размер частиц исходного порошка не влияет на теплопроводность.

2. Экспериментальные данные для теплопроводности металлов из волокон в направлении волокон с точностью $\pm 16\%$ описываются эмпирической зависимостью VII. Однако эта зависимость не отражает влияния диаметра волокон и вида материала на относительную теплопроводность. Следует отметить, что зависимость VII находится в области между зависимостями I и II в широком диапазоне пористости $\Pi < 0,57$, а при пористости $\Pi > 0,57$ превышает зависимость I незначительно.

3. Все кривые, полученные для металлов из волокон и сеток, при направлении теплового потока перпендикулярно плоскости волокон, а также для вспененных металлов, располагаются с разбросом не более $\pm 35\%$ около зависимости II (см. рис. 2.6). Для матриц из волокон теплопроводность понижается при увеличении диаметра волокон в связи с уменьшением относительного размера контакта между волокнами. Это

Таблица 2.3

Характеристики пористых металлов и результаты исследования их теплопроводности [18]

Металл	Исходный дисперсный материал	Диаметр частиц или волокон, мкм	Пористость	Аппроксимирующая зависимость (см. кривые на рис. 2.6)	Диапазон температур, °С	Автор, год
Бронза	Порошок	13, 49, 127, 211, 400	0,19...0,35	$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 - 2,1 \Pi$	20...200	Grootenhuis P. и др., 1952
Медь	"	—	0,10...0,75	I	20	Скороход В.В., 1959
Железо	"	—	0,06...0,72	I	20	То же
Вольфрам	"	3	0,20...0,55	$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 - 1,7 \Pi$	200...1200	Львов С.Н. и др., 1966
Вольфрам-молибден	"	3	0,10...0,20	$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 - 1,7 \Pi$	200...1200	То же
Вольфрам	"	3	0...0,44	III	20...1200	Малько П.И. и др., 1968
Железо	"	< 40; 100 > 160	0,10...0,50	I	50...500	Заббаров Р., 1967
Железо	"	—	0,05...0,17 0,24...0,48	Между I и II	20...300	Конonenko В.И. и др., 1968
Железо	"	—	0...0,50	III	20...900	Малько П.И. и др., 1969
Никель	"	—	0...0,40	III	20...900	То же
Коррозионно-стойкая сталь	"	—	0,30...0,50	III	20...900	"
Титан	"	< 250 250...1000	0,35...0,50	II	20...800	Малько П.И. и др., 1970
Молибден	"	—	0...0,36	I	100...900	Анищенко Л.М. и др., 1970

Металл	Исходный дисперсный материал	Диаметр частиц или волокон, мкм	Пористость	Аппроксимирующая зависимость (см. кривые рис. 2.6)	Диапазон температур, °С	Автор, год
Никель	Порошок	0,8; 1,2; 2,5	0,21...0,64	I	100...900	Бельская Э.А. и др., 1972
Вольфрам	"	6	0,20; 0,35	III	900...2600	Пустогаров А.В. и др., 1974
Вольфрам	"	6	0,20; 0,35	III	200...900	Пустогаров А.В. и др., 1975
Молибден	"	—	0,25; 0,30	III	200...2500	То же
Коррозионно-стойкая сталь	"	—	0...0,31	II	100...900	Кох J.C.Y. и др., 1973
Медь	"	—	0...0,30	II	100...800	То же
Коррозионно-стойкая сталь	Спеченные сетки	—	0...0,38	II	100...1000	"
Никель	Вспененный металл	—	0,42...0,74	II	—	"
—	Волокно	—	0,45...0,80	II	—	"
Коррозионно-стойкая сталь	Порошок	100 350	0,255; 0,33 0,275	II	20	Яскин Л.А., 1974
Бронза	"	300	0,244	II	20	То же
Нихром	"	9	0,365	II	20	"
Никель	"	—	0,22...0,58	Между I и II	20	Дульнев Г.Н. и др., 1974
Никель	"	—	0,08...0,18	То же	20	То же
Железо	"	40, 160	0,15...0,40	"	20	"
Медь	"	40	0,15...0,50	"	20	"
Коррозионно-стойкая сталь	"	—	0,33...0,60	II	17	Biceroglu O. и др., 1976
Коррозионно-стойкая сталь	"	75...150 175...300 300...330	0,19...0,71	II	17	Januszewski J. и др., 1977

Коррозионно-стойкая сталь, никель, хастеллой	Волокно	—	0,40...0,90	II	17	То же
Бериллий	Порошок	—	0,46...0,70	Между I и II	17...480	Быковский Н.А. и др., 1978
Вольфрам	Спеченные сетки	40...60	0,14...0,25	На 5 % ниже VI	100...1000	Дульнев Г.Н. и др., 1975
Молибден	То же	40...60	0,12; 0,16	На 5 % ниже VI	100...1000	Дульнев Г.Н. и др., 1975
Никель	"	—	0,181	II	250...770	Rennie J.B., 1969
Коррозионно-стойкая сталь	Волокно	46	0,583	I	70...750	То же
Коррозионно-стойкая сталь	"	30	0,35...0,80	Между I и II	18...35	Семена М.Г. и др., 1976
Никель	"	50	0,35...0,80	То же	18...35	То же
Нихром	"	50	0,10...0,80	"	18...35	"
Медь	"	20	0,21...0,96	"	18...35	"
Медь	"	40,70	0,20...0,90	Ниже II	18...35	"
Никель	"	16	0,30...0,67	VIII	50...133	Кар К. и др., 1978
Медь	"	35	0,30	VIII	50...133	То же
Коррозионно-стойкая сталь	"	16,40	0,35; 0,50	VII	50...133	"
Медь	Проволочные спирали	250	0,02...0,90	VI	20	Сухоуков В.А. и др., 1984*
Коррозионно-стойкая сталь	Волокно	12	0,78	II	100...680	Туге Р.Р., 1973
Нихром	"	12	0,78	II	100...1000	То же

* Сухоуков В.А., Сергеев А.В., Поляев В.М. Теплопроводность высокопористого металла. — Изв. вузов. Машиностроение, 1984, № 4.

уменьшение более резко выражено у металлов с высокой теплопроводностью (медь). Теоретическая зависимость VI, отображающая совершенный тепловой контакт между волокнами в виде поперечных брусьев, является верхним пределом для этих данных.

4. Зависимость теплопроводности пористых металлов различной структуры от температуры имеет такой же вид, как и у соответствующих сплошных. Это свидетельствует как об отсутствии изменений в пористой структуре, так и о том, что перенос теплоты за счет лучистой составляющей мал по сравнению с теплопроводностью матриц в исследованных диапазонах температуры. Поскольку у ряда металлов верхняя граница такого диапазона (например, для вольфрама $t = 2600^\circ\text{C}$) близка к температуре плавления, то можно не учитывать радиационного переноса теплоты в пористых металлах во всем диапазоне их рабочих температур.

При течении жидкостей внутри проницаемых матриц теплообменных элементов перенос теплоты в жидкости осуществляется не только за счет молекулярной теплопроводности, но и в результате турбулентного перемешивания. Ускорение или замедление потока и задержка частиц в застойных зонах могут дополнительно генерировать или подавлять турбулентность потока.

Пульсационную составляющую переноса теплоты $\rho c d(\overline{u' t'})/dZ$ нельзя рассчитать аналитически и обычно ее величину в общем процессе передачи теплоты учитывают (по аналогии с турбулентными потоками) с помощью конвективной (турбулентной) составляющей эффективного коэффициента теплопроводности.

Заметную роль конвективная составляющая теплопроводности играет в процессах теплопереноса в крупнозернистых несвязанных засыпках, когда каркасная теплопроводность структуры мала. В результате обобщения многочисленных экспериментальных данных для крупнозернистых засыпок ($d_q > 2$ мм) М.Э. Аэров и О.М. Тодес* получили следующие выражения для конвективной составляющей эффективных коэффициентов продольной и поперечной теплопроводностей пористой среды:

$$\begin{aligned}\lambda_{c\parallel}/\lambda_T &= 0,50\text{RePr}; \\ \lambda_{c\perp}/\lambda_T &= 0,08\text{RePr}; \quad \text{Re} = Gd_q/\mu.\end{aligned}\tag{2.14}$$

При этом засыпка вместе с протекающим сквозь нее потоком рассматривается как некоторая гомогенная среда с одинаковой температурой и эффективными коэффициентами продольной $\lambda_{c\parallel} = \lambda^0 + \lambda_{c\parallel}$ и поперечной $\lambda_{c\perp} = \lambda^0 + \lambda_{c\perp}$ теплопроводности. Здесь λ^0 — эффективный коэффициент теплопроводности среды с неподвижным теплоносителем. Из приведенных выражений следует, что эффективная теплопроводность является анизотропной величиной, зависящей от направления скорости потока.

В проницаемых матрицах теплообменных элементов, имеющих высо-

* Аэров М.Э., Тодес О.М. Гидравлические и тепловые основы работы аппарата со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л.: Химия, 1968. 510 с.

кую каркасную теплопроводность и малый размер пор, роль пульсационного переноса теплоты снижается вследствие интенсивности внутрипорового конвективного теплообмена и передачи теплоты теплопроводностью через каркас, а также в результате снижения масштаба пульсаций. Поэтому в наиболее часто встречающихся пористых теплообменных элементах, в которых теплопроводность теплоносителя мала по сравнению с теплопроводностью каркаса $\lambda_T/\lambda \ll 1$, составляющую молекулярного переноса теплоты теплопроводностью через жидкость $\lambda_1 d^2 t/dZ^2$, а вместе с ней и пульсационную составляющую теплопроводности обычно не учитывают.

Для пористых теплообменных элементов с соизмеримыми значениями теплопроводности каркаса и теплоносителя $\lambda_T/\lambda \cong 1$ в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные по оценке доли пульсационной составляющей. Поэтому в тех случаях, когда необходимо учитывать влияние теплопроводности теплоносителя на температурное состояние системы, пользуются формулой $\lambda_1 = \lambda_T \Pi$.

2.5. ВНУТРИПОРОВЫЙ КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Интенсивность внутрипорового конвективного теплообмена принято характеризовать объемным коэффициентом теплоотдачи h_v (Вт/м³·К), потому что невозможно определить участвующую в теплообмене внутреннюю поверхность материала. Величина $h_v (T - t)$ (Вт/м³) определяет количество теплоты, переданное от пористой матрицы потоку (или обратно) в единицу времени в единице объема.

Из физических соображений следует, что значение h_v зависит от величины и микроструктуры внутрипоровой поверхности, скорости и теплофизических свойств теплоносителя и не должно зависеть от длины пронизываемого каркаса, поскольку микроструктура однофазного потока стабилизируется на расстоянии нескольких диаметров пор от входа в него. В свою очередь, микроструктура порового пространства зависит от пористости и характера исходного дисперсного материала — порошка, волокон, сетки и т. д.

В табл. 2.4 приведены условия и результаты экспериментов по определению коэффициента h_v внутрипорового конвективного теплообмена в пористых металлах. Для сравнения выведенные критериальные соотношения изображены на рис. 2.7. Данные, приведенные в табл. 2.4, заимствованы из работы [16]. Экспериментам были подвергнуты разнообразные пронизываемые матрицы, изготовленные из порошков различной формы и размера, волокон и сеток разных металлов. Необходимо отметить, что основная часть данных получена для образцов небольшой толщины, не более 5 мм. В качестве теплоносителя в основном используется воздух и другие газы.

Из представленных на рис. 2.7 данных виден значительный разброс результатов, в некоторых случаях он достигает одного порядка. Можно утверждать, что эти данные уже нельзя обобщить одним критериальным

Условия проведения и результаты экспериментов
по исследованию внутрипорового конвективного теплообмена [16]

Критерияльные уравнения теплообмена	Форма представления		Диапазон числа Re	Охладитель	Пористый материал	Толщина образца δ , мм	Пористость	Вид нагрева образца	Автор, год, зависимость (см. рис. 2.7)
	Nu	Re							
$Nu = 0,0286 Re^{1,84}$	$\frac{h_v(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,016...0,150	Воздух	Коррозионно-стойкая сталь из порошка	0,72	0,30	Индукционный	Дружинин С.А. 1961 (1)
$Nu = 0,006 Re^{1,84}$	$\frac{h_v(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,016...0,100	"	То же	4,22	0,52	"	То же
$Nu = 0,038 Re^{1,34} \times (d_q/\delta)$	$\frac{h_v(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,03...1,15	"	"	2,03 5,1 8,13	0,32 0,42	"	Максимов Е.А. и др., 1970
$Nu = 0,005 Re Pr$	$\frac{h_v(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu} Re Pr = 0,003...$	...0,30	Воздух, масло, спирт	"	1,3	0,30	"	Максимов Е.А. и др., 1971 (2)
$Nu = \left[\frac{(\beta/\alpha)(1-\Pi)^{1,33}}{0,00115} \right] \times Re^{0,65}$	$\frac{h_v(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,01...5	Воздух, гелий	Коррозионно-стойкая сталь из волокон	3,17 6,35	0,60 0,80	Нестационарный омический	Shoudhury W. U. и др., 1970
$Nu = 0,007 Re^{1,2}$	$\frac{h_v(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,04...10	Воздух	Никель из волокон	3	0,37 0,45	Индукционный	Косторнов А.Г. и др., 1970 (5)

$Nu \sim Re^{0,9}$	$\frac{h_{\nu}(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,005...0,200	Воздух	Коррозионно-стойкая сталь из сеток	1...1,4	0,31...0,44	Радиационный	Smith I.E. и др., 1971
$Nu = 2,15 \cdot 10^{-3} \Pi^{-0,9,2} \times Re^{1,2,6-1}$	$\frac{h_{\nu}(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,007...0,8	Воздух, азот	Нихром, коррозионно-стойкая сталь из порошка	1...5,6	0,3...0,5	Омический	Белов С.В. 1976 (3)
$Nu = 9,2 \cdot 10^{-3} Re^{1,3,4}$	$\frac{h_{\nu}(\beta/\alpha)^2}{\lambda_T}$	$\frac{G(\beta/\alpha)}{\mu}$	0,3...7	Воздух	Никель из волокон	7 10	0,29...0,601	Индукционный	Шукин В.К. и др., 1976 (11)
$Nu \sim Re$	$\frac{h_{\nu} d_{\text{т}}^2}{6\lambda_T (1-\Pi)}$	$\frac{G d_{\text{т}}}{\mu \Pi}$	2...160		Бронза из порошка	1,6...9	0,33...0,39	Радиационный	Grootenhuis P. 1959 (10)
$Nu = 0,0042 Re^{0,9}$	$\frac{h_{\nu} d_{\text{т}}^2}{6\lambda_T (1-\Pi)}$	$\frac{G d_{\text{т}}}{\mu \Pi}$	2,5...100		Медь из порошка	3	0,35	Нестационарный	Харченко В.Н. 1968 (6)
$Nu = 0,0175 Re Pr$	$\frac{h_{\nu} d_{\text{т}}^2}{6\lambda_T (1-\Pi)}$	$\frac{G d_{\text{т}}}{\mu \Pi}$	$Re Pr = 2...75$	Аргон, гелий	Коррозионно-стойкая сталь из порошка	4,75	0,33	Радиационный	Бойко А.Н. и др., 1972 (8)
$Nu = 0,09 Re$	$\frac{h_{\nu} d_{\text{т}}^2}{\lambda_T}$	$\frac{G d_{\text{т}}}{\mu}$	3...15	Воздух, гелий	Коррозионно-стойкая сталь из порошка	1,3	0,31	Индукционный, омический	Максимов Е.А. и др., 1972 (7)

Критериальное уравнение теплообмена	Форма представления		Диапазон числа Re	Охладитель	Пористый материал	Толщина образца δ , мм	Пористость	Вид нагревателя образца (см. рис. 2.7)	Автор, год, зависимость (см. рис. 2.7)
	Nu	Re							
$Nu = 1,25 Re(d_q / \delta)$	$\frac{h_q d_q^2}{\lambda_T}$	$\frac{G d_q}{\mu}$	0,7...5	Воздух	Коррозионно-стойкая сталь из порошка	1,3...8,12	0,31...0,55	Индукционный, и др., 1974	Максимов Е.А.
$Nu = 0,8 Re^{1,34} (d_q / \delta)$	$\frac{h_q d_q^2}{\lambda_T}$	$\frac{G d_q}{\mu}$	5...250	"	То же	1,3...8,12	0,31...0,55	То же	Максимов Е.А. и др., 1974
$Nu = 0,1 (Re Pr)^{1,25}$	$\frac{h_q d_q^2}{\lambda_T}$	$\frac{G d_q}{\mu}$	$Re Pr = 0,56...95$	Аргон, гелий	Коррозионно-стойкая сталь, бронза из порошка	3,05...16,9	0,23...0,31	Радиационный и др., 1975 (12)	Ерошенко В.М. и др., 1975 (12)
$Nu = 0,028 Re^{1,2} Pr^{2,9}$	$\frac{h_q d_{\Pi}^2}{\lambda_T}$	$\frac{G d_{\Pi}}{\mu \Pi}$	0,4...5	Воздух	Нихром из порошка	0,5 1,4 5	0,25 0,32 0,40	Омический	Поляев В.М. и др., 1969 (4)
$Nu \sim Re$	$\frac{h_q d_{\Pi}^2}{6 \lambda_T (1 - \Pi)}$	$\frac{G d_{\Pi}}{\mu \Pi}$	1...45	Воздух	Спеченные сетки, вставки, порошки	0,4...1,85	0,30...0,65	Омический	Бэйли и др., 1970 (9)
$Nu = 0,0014 (Re \times \frac{1 - \Pi}{0,9})$	$\frac{h_q d_{\Pi}}{\lambda_T}$	$\frac{G \delta}{\mu}$	$Re(\frac{1 - \Pi}{\Pi}) = 14 \dots 600$	"	Коррозионно-стойкая сталь из порошка	0,79...3,18	0,35...0,58	Радиационный	Bernicker R.P. 1960
$Nu = 4,0 \cdot 10^{-4} Re^{1,16}$	$\frac{h_q k}{\lambda_T}$	$\frac{G \sqrt{K}}{\mu}$	0,0003...0,02	"	Нихром из порошка	1,92...2,53	0,20...0,30	Индукционный и др., 1975 (13)	Дезидерев С.Г.

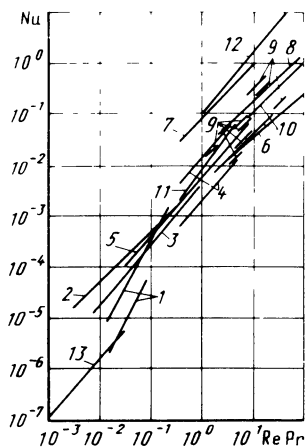
Рис. 2.7. Критериальные зависимости конвективного теплообмена при движении однофазного теплоносителя в пористых металлах. Обозначения соответствуют данным табл. 2.4

уравнением. Трудно предположить, что причиной этого может быть проявление каких-то особых индивидуальных характеристик, вызывающих появление особых закономерностей теплообмена внутри пористых металлов идентичных структур, использованных в разных экспериментах. Причины разброса результатов следует искать в различии методик проведения эксперимента и обработки полученных данных. Из этих причин можно выделить две основные.

1. Отсутствие единства в выборе характерного размера для числа Re при расчете критериев. Из табл. 2.4 следует, что для этого использованы параметр β/α , средний диаметр частиц исходного порошка $d_{\text{ч}}$, средний размер пор $d_{\text{п}}$ и т. д. Ранее отмечалось, что характерный размер β/α играет особую роль в определении режима течения в пористой структуре. Это очень важно, так как можно ожидать, что изменение режима движения охладителя окажет влияние на значение показателя степени в критериальном уравнении. Кроме того, параметр β/α может быть определен достаточно точно, тогда как погрешность определения $d_{\text{ч}}$ и $d_{\text{п}}$ доходит до 20 %. Большие затруднения вызывает выбор характерного размера (иного, чем β/α) для проницаемых непорошковых металлов — из волокон, спиралей, сеток, вспененных.

В связи с этим следует отметить, что числа Рейнольдса потока, полученные при обработке результатов для пористых порошковых металлов с помощью параметра β/α , существенно меньше соответствующих значений, рассчитанных при использовании в качестве характерного размера диаметра пор $d_{\text{п}}$ или частиц $d_{\text{ч}}$, хотя условия всех экспериментов и характеристики матриц примерно одинаковы. Поскольку параметр β/α таких металлов обычно значительно меньше геометрических размеров пористой микроструктуры (что нетрудно показать на основании данных табл. 2.1), то использование параметра β/α передвинуло бы зависимости, приведенные на рис. 2.7, из области $Re > 1$ и сблизило бы их в области $Re < 1$. В тех случаях, когда пористый металл изготовлен из мелкого порошка и $d_{\text{ч}}$ или $d_{\text{п}}$ малы и близки к β/α , критериальные уравнения близки к тем, в которых в качестве характерного размера использована величина β/α . Однако такое представление экспериментальных данных, приведенных в табл. 2.4, невозможно из-за отсутствия необходимых сведений.

Таким образом, можно считать, что основная часть данных табл. 2.4 относится к началу переходного режима движения охладителя $0,01 < Re < 1$. Эти данные характеризуют такую особенность внутрипорового конвективного теплообмена, как отсутствие асимптотического прибли-



жения критерия Нуссельта к некоторой постоянной величине по мере уменьшения числа Рейнольдса потока при подходе к линейному режиму Дарси, поскольку критериальное уравнение теплообмена имеет вид

$$Nu = c(RePr)^n. \quad (2.15)$$

где $0,65 < n < 1,84$. Однако для большинства данных $0,9 < n < 1,34$.

2. Методика обработки результатов. Точным методом обработки результатов является расчетно-экспериментальный, при котором величина h_v определяется подстановкой величин измеренных начальной и конечной температур охладителя и температур обеих поверхностей как граничных условий в решение соответствующей задачи: стационарной с внешним тепловым потоком, стационарной и нестационарной с объемным тепловыделением.

Недостаточно обоснован применяемый метод обработки с помощью среднелогарифмической разности температур, составленной из разности температур между материалом и теплоносителем на внешней и внутренней проницаемых поверхностях образцов. При этом в расчете объемного коэффициента теплоотдачи вносится большая погрешность вследствие невозможности точного измерения температуры теплоносителя на входе и выходе из пористой матрицы.

Еще большая ошибка в последнем методе допускается, когда при расчете среднелогарифмической разности температур вместо температуры теплоносителя на входе в пористый материал используется его начальная температура. Вследствие резкого повышения температуры потока в очень тонком слое охладителя у входа в пористую структуру эта ошибка в действительности может иметь место даже тогда, когда измеряют температуру теплоносителя вблизи входа в пористую стенку. В результате теплоноситель получает теплоту до входа в образец, что приводит к значительному завышению объемного внутрипорового коэффициента теплоотдачи h_v . При этом величина предварительного подогрева зависит от условий эксперимента, например, от расхода теплоносителя, и очень резко — от толщины образца. Для тонких пористых пластин толщиной около 1 мм с объемным тепловыделением предварительный подогрев может составить до 0,9 всего нагрева охладителя, быстро уменьшаясь с увеличением его расхода. Если учесть, что основная часть приведенных в табл. 2.4 результатов получена для образцов толщиной менее 5 мм, то можно ожидать, что именно этот эффект и является основной причиной зависимости объемного коэффициента внутрипорового теплообмена от толщины образца в тех случаях, когда его толщина δ включена в явном виде в критериальное уравнение теплообмена. В то же время при использовании расчетно-экспериментального метода обработки данных для широкого диапазона толщин образцов в специально поставленных экспериментах не обнаружена зависимость коэффициента объемного теплообмена от толщины образца [11].

Определенный интерес представляют также приведенные в табл. 2.5 экспериментальные данные по исследованию интенсивности внутрипорового конвективного теплообмена с использованием поверхностного коэффициента теплоотдачи α_F . В этом случае для определения объемной

Таблица 2.5

Условия проведения и результаты экспериментов
по исследованию внутрипорового конвективного теплообмена
при использовании поверхностного коэффициента теплоотдачи α_F

№ урав- нения	Критерияльное уравнение теплообмена	Форма пред- ставления		Диапазон числа Re	Охлади- тель	Пористый материал	Толщина образца δ , мм	Порис- тость	Вид нагрева образца	Автор, год
		Nu	Re							
I	$Nu = 0,004Re^{1,35} \times$ $\times Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{\Pi}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{\Pi}}{\mu}$	0,5...10	Азот	Коррозионно- стойкая сталь, никель, медь из порошка	20	0,28...0,65	Радиацион- ный	Кап К.К. и др., 1982 [27]
II	$Nu = 0,025Re^{0,97} \times$ $\times Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{\Pi}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{\Pi}}{\mu}$	20...200	"	Коррозионно- стойкая сталь из сетки	20	0,054	"	То же
III	$Nu = 0,01Re^{2,5} \times$ $\times Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{\Gamma}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{\Gamma}}{\mu}$	1...7	Водород	То же	9,6	0,095	"	Колл J.C.Y. и др., 1973 [28]
IV	$Nu = 0,163RePr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{\Gamma}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{\Gamma}}{\mu}$	7...200	"	"	13	0,187	"	То же
V	$Nu = (4 + 0,11Re) \times$ $\times Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{\Gamma}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{\Gamma}}{\mu}$	25...600	"	"	10; 12,5	0,408	"	"
VI	$Nu = (0,1 + 0,16Re) \times$ $\times Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{\Gamma}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{\Gamma}}{\mu}$	2...80	Водород	Коррозионно- стойкая сталь из порошка	9,5	0,212	Радиацион- ный	"

№ уравнивания	Критериальное уравнение теплообмена	Форма представления		Диапазон числа Re	Охладитель	Пористый материал	Толщина образца δ , мм	Пористость	Вид нагрева образца	Автор, год
		Nu	Re							
VII	$Nu = (0,228 + 0,0358Re)Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_T}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_T}{\mu}$	3...25	Водород	Коррозионно-стойкая сталь из порошка	9,6	0,318	Радиационный	Кох J.C.Y. и др. 1973 [28]
VIII	$Nu = 0,0198Re^{1,5} \times Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{II}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{II}}{\mu}$	0,2...10	Воздух	То же	3,0	0,583	Омический	Галицкий Б.М. и др., 1981*
IX	$Nu = 0,0082Re^{1,2} \times Pr^{1/3}$	$\frac{\alpha_F d_{II}}{\lambda_T}$	$\frac{Gd_{II}}{\mu}$	0,3...10	"	Никель из порошка	3,0	0,634	"	То же

* Галицкий Б.М., Ушаков А.Н. О теплообмене в пористых материалах. — ИФЖ, 1981, т. 41, № 3, с. 428–435.

Рис. 2.8. Критериальные зависимости конвективного теплообмена при движении однофазного теплоносителя в пористых металлах (использован поверхностный коэффициент теплоотдачи α_F). Обозначения соответствуют данным табл. 2.5 и 2.6

плотности передачи теплоты от матрицы к охладителю $q_v = \alpha_F (T - t)F$ необходимо предварительно измерить величину удельной внутрипоровой поверхности F используемого пористого материала (поверхность в единице его объема). Последнее существенно снижает значение указанных в табл. 2.5 результатов, потому что

определение величины F для каждого вида материала является довольно сложной задачей и осуществляется с весьма большой погрешностью. Величины h_v и α_F связаны между собой соотношением $h_v = \alpha_F F$. Значение F можно рассчитать аналитически для двух наиболее простых структур, изготовленных из сферических частиц одинакового диаметра d_q или длинных волокон диаметром d_q при точечном контакте между ними

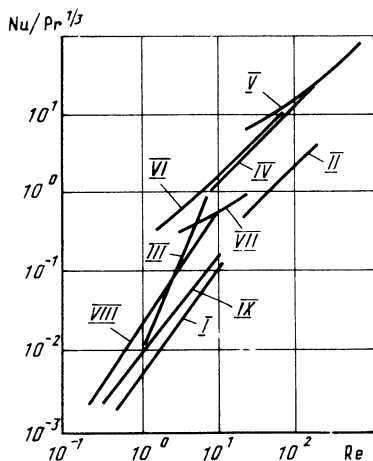
$$F = 6(1 - \Pi)/d_q; \quad F = 4(1 - \Pi)/d_q. \quad (2.16)$$

На рис. 2.8 критериальные уравнения из табл. 2.5 обозначены теми же римскими цифрами. Характеристики проницаемых матриц использованных образцов приведены в табл. 2.6. Все матрицы имеют наиболее простую структуру — порошковые металлы изготовлены из сферических частиц одинакового диаметра, а сетчатые — из одной и той же сетки с диаметром проволоки основы 250 мкм и утка 380 мкм.

Диапазон изменения показателя степени в критериальном уравнении $0,97 \leq n \leq 1,50$ подтверждает установленную ранее зависимость между скоростью охладителя и интенсивностью внутрипорового теплообмена.

Приведенные в табл. 2.6 характеристики проницаемых матриц наиболее простой структуры представляют интерес также и в том плане, что они содержат экспериментально измеренные значения удельной внутрипоровой поверхности F_3 . Сравнение с рассчитанными по формулам (2.16) соответствующими величинами F_T показывает, что эти величины являются соизмеримыми: их отношение F_3/F_T отличается от единицы не более чем в 2,5 раза.

Одной из причин разброса экспериментальных данных по теплообмену может быть неоднородность пористой структуры. Такая неоднородность вызывает существенную неравномерность расхода охладителя, что приводит к большой неоднородности температуры нагреваемой поверхности. Результаты по теплообмену в значительной степени зависят от неоднородностей в тех случаях, когда интенсивность внутрипорового теплообмена вычисляется по данным измерения температуры матрицы и охладителя только на входной и выходной поверхностях и если замеры



Характеристики проникаемых структур матриц использованных образцов

Номер зависимости на рис. 2.8	Исходный материал	Металл	Пористость	Средний размер частиц или волокон $d_{\text{ч}}$, мкм	Средний размер пор $d_{\text{п}}$, мкм	Гидравлический диаметр $d_{\text{Г}}$, мкм $d_{\text{Г}} = 4F/\Pi$	Удельная внутрислойная поверхность $F_{\text{з}}, 10^5 \cdot \text{м}^{-1}$	$F_{\text{з}}/F_{\text{Г}}$	Автор, год
I	Порошок	Коррозионно-стойкая сталь	0,653	55	32	—	0,781	2,07	Каг К.К. и др., 1982 [27]
		То же	0,391	49	12,8	—	1,808	2,43	
I	"	"	0,282	44	5,2	—	2,191	2,26	
I	"	Никель	0,512	50	26	—	0,650	1,11	
I	"	"	0,333	20	5,7	—	3,317	1,66	
I	"	Медь	0,585	50	27	—	0,932	1,86	
I	"	"	0,448	40	6,4	—	3,564	4,31	
II	Сетка	Коррозионно-стойкая сталь	0,054	250×380	42,8	—	0,034	0,283	
III	"	То же	0,095	250×380	20	24,6	0,135	1,17	Кох J.C.Y. и др., 1973 [28]
IV	"	"	0,187	250×380	65	76,5	0,091	0,885	
V	"	"	0,408	250×380	100	284	0,058	0,773	
VI	Порошок	"	0,212	115	19	36,4	0,234	0,570	
VII	"	"	0,318	115	25,6	58,5	0,218	0,612	

Примечание. Исходный порошок для всех образцов состоял из сферических частиц.

выполняются только в одной точке на этих поверхностях. Так, например, при таком способе измерений для каждого из образцов III–V и VI, VII идентичной структуры получено критериальное уравнение. А для таких же медных цилиндрических образцов диаметром 18 мм и толщиной 12,5 мм неоднородность структуры проявилась в такой мере, что авторы [28] даже не обрабатывали результаты измерений. В другой же работе [27] данные для семи образцов из порошковых металлов с существенно отличающимися характеристиками структуры хорошо аппроксимируются одним критериальным уравнением I. Здесь интенсивность внутрипорового теплообмена находилась по измеренной в четырех точках (по толщине образца) температуре каркаса и охладителя.

С учетом изложенного следует отметить, что значительную часть критериальных уравнений для внутрипорового конвективного теплообмена можно использовать только в качестве первого приближения. На основе анализа всех данных для предварительных расчетов можно рекомендовать следующее критериальное уравнение:

$$Nu = 0,004RePr. \quad (2.17)$$

В качестве характерного размера принята величина β/α . Расчет величины β/α для металлов из частиц заданного размера и любой формы можно производить с использованием соответствующих зависимостей, приведенных в табл. 2.1.

ГЛАВА 3

ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ТРАНСПИРАЦИОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

3.1. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ ИНТЕНСИВНОГО ТРАНСПИРАЦИОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Транспирационное охлаждение конструкций, на которые воздействуют внешние тепловые конвективные или лучистые потоки, является одним из эффективных методов тепловой защиты. Основная идея этого способа состоит в том, что продавливаемый сквозь пористую стенку охладитель за счет интенсивного внутрипорового теплообмена поглощает теплоту, передаваемую теплопроводностью по каркасу от внешней нагреваемой поверхности (рис. 3.1). Широкое распространение получили также охлаждаемые таким образом проницаемые элементы с объемным тепловыделением, которое может иметь различную физическую природу (см. рис. 1.2). Температурное состояние указанных систем исследовано в значительном количестве работ. Однако полученные результаты трудно сопоставимы вследствие значительного их произвола при выборе h_v , а

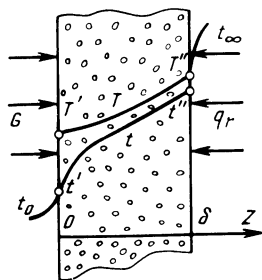


Рис. 3.1. Физическая модель процесса

иногда и недостаточной корректности в формулировке граничных условий. Поэтому перед тем как начать рассматривать теплообмен в какой-то конкретной системе охлаждения, необходимо рассмотреть используемые граничные условия, выбрать из них наиболее реальные и попытаться оценить их влияние на получаемые результаты.

Наиболее часто для расчета температурного состояния различных систем транспирационного охлаждения используется однотемпературная модель (модель локального теплового равновесия), в которой температуры каркаса T и охладителя t в любой точке принимаются равными. Эта модель достаточно справедлива в случае умеренного нагрева тонкопористых структур с развитой внутрипоровой поверхностью. Она позволяет выявить наиболее существенные особенности процесса охлаждения пористой стенки. В соответствии с этой моделью температурное состояние системы (в наиболее простом варианте плоской стенки с постоянными физическими свойствами материала и охладителя) описывается следующим уравнением

$$\lambda \frac{d^2 t}{dz^2} = Gc \frac{dt}{dz}. \quad (3.1)$$

С увеличением интенсивности внешнего нагрева появляется и становится все более значительной разность температур между матрицей и охладителем, пренебрежение которой может привести к заниженной оценке температуры материала в наиболее нагретой точке на внешней поверхности. Распределение температур каркаса T и охладителя t в этом случае определяется системой уравнений

$$\lambda \frac{d^2 T}{dz^2} = h_v (T - t); \quad (3.2)$$

$$Gc \frac{dt}{dz} = h_v (T - t),$$

которую удобно записать в виде

$$\frac{d^3 t}{dz^3} + A \frac{d^2 t}{dz^2} - AB \frac{dt}{dz} = 0, \quad (3.3)$$

$$T = t + \frac{1}{A} \frac{dt}{dz}.$$

Здесь использованы безразмерные величины

$$z = Z/\delta; \quad A = h_v \delta / Gc; \quad B = G\delta c / \lambda; \quad (3.4)$$

$$D_{1,2} = \frac{A}{2} [-1 \pm (1 + 4B/A)^{1/2}].$$

Безразмерный параметр пористого охлаждения B характеризует соотношение между величинами теплоты, поглощенной охладителем внутри стенки, и передаваемой через нее теплопроводностью.

Уравнение (3.1) записывается аналогично

$$\frac{d^2 t}{dz^2} - B \frac{dt}{dz} = 0. \quad (3.5)$$

Сравнивая последнее с (3.3), видим, что учет разности температур $T - t$ повышает порядок уравнения для определения t со 2-го для (3.5) до 3-го порядка для (3.3).

Решение системы (3.3) имеет вид

$$t = C_1 + C_2 \exp D_1 z + C_3 \exp D_2 z; \quad (3.6)$$

$$T = C_1 + C_2 (1 + D_1/A) \exp D_1 z + C_3 (1 + D_2/A) \exp D_2 z. \quad (3.7)$$

Для определения коэффициентов C_1, C_2, C_3 необходимо задать три граничных условия, однако в рассматриваемом процессе отчетливый физический смысл имеют только следующие два.

Внешняя поверхность стенки подвергается интенсивному нагреву лучистым (радиационным) тепловым потоком плотностью q_p или потоком высокотемпературного газа с температурой t_∞ , или их совместному воздействию

$$\text{при } Z = \delta \quad \lambda dT/dZ = q_p + \alpha'' (t_\infty - T'). \quad (3.8)$$

На внутренней поверхности проницаемой стенки в зависимости от условий подвода охладителя выполняется одно из уравнений теплового баланса:

а) при подаче газа с начальной температурой t_0 по нормали к поверхности

$$\text{при } Z = 0 \quad \lambda dT/dZ = Gc(t' - t_0); \quad (3.9)$$

б) при течении вдоль пористой стенки

$$\text{при } Z = 0 \quad \lambda dT/dZ = \alpha' (T' - t_0), \quad (3.10)$$

где α' — коэффициент теплоотдачи при движении потока в канале с проницаемой стенкой и отсосе охладителя сквозь нее с массовым расходом G ; t_0 — средняя температура по сечению потока. Этих двух условий достаточно для решения уравнения (3.5).

Третье граничное условие для (3.6) и (3.7) явного физического смысла не имеет и поэтому наблюдается большой произвол в его формулировке. Отметим основные варианты. В случае конвективного нагрева часто используют допущение о равенстве температур $T'' = t''$ на внешней поверхности. Иногда применяется ошибочное условие равенства градиентов температуры в потоке охладителя по обе стороны внутренней поверхности $dt/dZ|_{Z=0-0} = dt/dZ|_{Z=0+0}$. Позднее для внутренней поверхности стали применять соотношение $h_v(T' - t') = Gcdt/dZ$ или $h_v(T' - t') = \lambda d^2 T/dZ^2$. Как следует из (3.2), оба они выполняются тождественно и поэтому не определяют коэффициентов $C_1 \dots C_3$.

Часто в варианте подачи охладителя по нормали к внутренней поверхности используют условие ее адиабатичности: при $Z = 0$ $t' = t_0$, $dt/dZ = 0$, в результате чего пренебрегают условием подогрева охладителя до входа в проницаемую стенку. Однако подогрев газа до входа в пористую стенку в некоторых случаях может составить значительную долю от полного его нагрева.

При продольном подводе охладителя для расчета охлаждения внутренней поверхности пористой стенки иногда применяют следующую пару граничных условий; при $Z = 0$ $\lambda dT/dZ = \alpha' (T' - t_0)$, $t' = t_0$. В этом случае

отсутствует условие подогрева отсасываемого охладителя до входа его в стенку, в то время как от пористой стенки теплота передается конвекцией в ядро потока. В аналогичных допущениях при $Z = 0$ $\lambda dT/dZ = \alpha' (T' - t_0)$, $t = t'$ температура газа t' на входе отличается от начальной t_0 , но рекомендации по ее определению не указаны.

В ряде случаев задается температура пористого материала на внешней и внутренней поверхностях. Однако для этого необходимо ее экспериментально измерить, например, с целью определения интенсивности h_v внутрипорового конвективного теплообмена и что совершенно излишне при предварительном расчете системы для выбора оптимального ее варианта.

Для расчета транспирационного охлаждения независимо от характера подачи охладителя на внутренней поверхности пористой стенки используют два условия

$$\text{при } Z = 0 \quad \lambda dT/dZ = Gc(t' - t_0) = \alpha_w (T' - t_0). \quad (3.11)$$

При этом считается, что величина коэффициента теплообмена α_w между отсасываемым охладителем и проницаемой матрицей на входе в стенку, задана, но методы расчета α_w не указываются.

Разберем правомерность условий (3.11) отдельно для обоих вариантов поперечной и продольной подачи газа. При движении охладителя по нормали к пористой стенке одновременное применение двух соотношений (3.11) эквивалентно использованию наряду с имеющим физический смысл выражением (3.9) второго условия, которое удобно представить в виде

$$Z = 0, \quad (t' - t_0) / (T' - t_0) = \alpha_w / Gc = St_w. \quad (3.12)$$

Тем самым задается величина относительного подогрева теплоносителя $(t' - t_0) / (T' - t_0)$ до подхода к внутренней поверхности, определяемой неизвестной пока величиной α_w (очевидно ограничение: $St_w \leq 1$, $\alpha_w \leq Gc$).

Отметим сразу, что теоретических методов расчета α_w пока не существует. При подаче охладителя по нормали на расстоянии нескольких диаметров пор от входной поверхности скорость потока увеличивается в направлении к ближайшей поре, что вызывает появление мелкомасштабного конвективного переноса теплоты. Поэтому коэффициент теплоотдачи на входной поверхности учитывает влияние как этого механизма так и теплопроводности в набегающем потоке.

Экспериментальные данные по теплообмену на входной поверхности пористых порошковых металлов указаны в табл. 3.1 [15]. На рис. 3.3 они приведены к виду граничного условия (3.12). Экспериментальные данные крайне малочисленны, наблюдается значительный их разброс поэтому не представляется возможным их обобщить. Тем не менее заметно снижение температуры теплоносителя $(t' - t_0) / (T' - t_0) = St_w$ при увеличении его массового расхода.

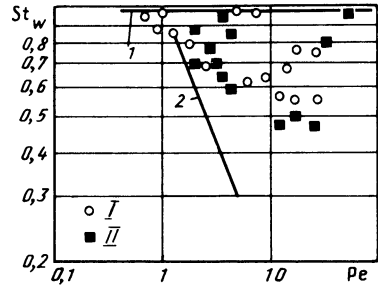
При продольном течении охладителя вдоль проницаемой поверхности, когда обосновано применение выражения (3.10), одновременное использование двух условий (3.11) является ошибочным, так как в этом случае уравнение теплового баланса (3.10) можно представить в виде

Условия проведения и результаты экспериментов
по исследованию теплообмена
на входе в проникаемую стенку [15]

Критеральное уравнение теплообмена	Форма представления		Диапазон изменения числа Re	Охладитель	Пористый материал	Пористость	Средний размер частиц $d_{\text{ч}}$, мкм	Авторы, год (прямая на рис. 3.2)
	Nu	Pe						
$Nu = Pe$	$\frac{\alpha_w d_{\text{ч}}}{\lambda_T}$	$\frac{Gcd_{\text{ч}}}{\lambda_T}$	0,5...100	Аргон, гелий	Коррозионно-стойкая сталь	0,31 0,28	100 350	Яскин Л.А. 1974 (1)
$Nu = Pe^0,235$	$\frac{\alpha_w d_{\text{ч}}}{\lambda_T}$	$\frac{Gcd_{\text{ч}}}{\lambda_T}$	1,2...5,0	Воздух	То же	0,583	80	Галицкий Б.М. и др., 1981 (2)

Рис. 3.2. Экспериментальные данные по интенсивности теплообмена на входной поверхности пористых порошковых металлов:

I – для $d_{\text{ч}} = 100$ мкм; II – $d_{\text{ч}} = 350$ мкм. Обозначения соответствуют данным табл. 3.1



$\lambda dT/dZ = \alpha' (T' - t_0) = Gc(t' - t_0) + \alpha^0 (T' - t_0)$, т. е. отдаваемая от проникаемой поверхности теплота $\alpha' (T' - t_0)$ идет не только на подогрев

$Gc(t' - t_0)$ входящего в нее охладителя, но и на повышение средней температуры t_0 (нагрев) $\alpha^0 (T' - t_0)$ всего продольного потока. Здесь α^0 – коэффициент теплоотдачи от пористой стенки к оставшемуся в канале потоку. Соотношение между этими отдельными составляющими меняется в зависимости от параметров потока и отсоса охладителя, ошибка допущения $Gc(t' - t_0) = \alpha' (T' - t_0)$ или $\alpha' = \alpha_w$ возрастает по мере уменьшения отсоса охладителя и становится особенно большой при $G \rightarrow 0$, когда $\alpha' \rightarrow \alpha'_0$, где α'_0 – коэффициент теплоотдачи от непроницаемой стенки. В этом случае отношение $\alpha'/Gc = (t' - t_0)/T' - t_0$ может стать значительно больше единицы. Повышение средней температуры теплоносителя t_0 при его движении вдоль проникаемой поверхности приводит к снижению его эффективности и это обстоятельство необходимо учитывать.

Таким образом, при продольном течении охладителя наряду с условием (3.10) для расчета транспирационного охлаждения на внутренней поверхности пористой стенки следует использовать соотношение (3.12), в котором α_w – эффективный коэффициент теплоотдачи от проникае-

мой поверхности к входящему в нее охладителю. В настоящее время отсутствуют сведения о разделении общего коэффициента теплоотдачи α' на две составляющие — α^0 и α_w . В первом приближении в качестве α_w можно взять величину коэффициента теплоотдачи от проникаемой поверхности к двигающемуся по нормали к ней охладителю (см. рис. 3.2).

3.2. ТЕМПЕРАТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ ОХЛАЖДАЕМОЙ ПОРИСТОЙ СТЕНКИ С ВНЕШНИМ НАГРЕВОМ

Исследуем, как влияет граничное условие (3.12) на распределение температуры внутри пористой стенки. Для этого рассмотрим наиболее простой случай подачи газа по нормали к ней (3.9), когда даже при сложном радиационно-конвективном нагреве стенки приращение температуры охладителя до выхода из нее определяется из уравнения теплового баланса на внешней поверхности

$$\text{при } Z = \delta \quad \lambda dT/dZ = q_p + \alpha''(t_\infty - T'') = Gc(t'' - t_0). \quad (3.13)$$

Решение (3.6)–(3.7) будем искать в виде

$$\vartheta = (t - t_0)/(t'' - t_0); \quad \theta = (T - t_0)/(t'' - t_0), \quad (3.14)$$

при граничных условиях (3.9), (3.12), (3.13) его можно записать так:

$$\begin{aligned} \text{при } z = 0 \quad d\theta/dz &= B\vartheta, \quad \vartheta = St_w\theta; \\ \text{при } z = 1 \quad d\theta/dz &= B. \end{aligned} \quad (3.15)$$

В этом случае решение (3.14) будет следующим:

$$\vartheta = (P \exp D_1 z - Q \exp D_2 z) / (P \exp D_1 - Q \exp D_2), \quad (3.16)$$

$$\theta = [(1 + D_1/A)P \exp D_1 z - (1 + D_2/A)Q \exp D_2 z] / (P \exp D_1 - Q \exp D_2) \quad (3.17)$$

Здесь

$$P = 1 - St_w(1 + D_2/A), \quad Q = 1 - St_w(1 + D_1/A). \quad (3.18)$$

Полученные результаты (3.16)–(3.18) зависят от трех параметров B , A , St_w . На рис. 3.3–3.5 приведены данные, позволяющие оценить влияние каждого из них.

Роль параметра B наиболее отчетливо проявляется в предельном режиме локального теплового равновесия $T = t$ по всей толщине стенки. Решение для него

$$\theta = \vartheta = \exp B(z - 1) \quad (3.19)$$

получается из (3.16)–(3.18) как частный случай при одновременном соблюдении двух условий: $A \rightarrow \infty$ ($D_1 \rightarrow B_1$, $D_2 \rightarrow -A$, $P \rightarrow 1$); $St_w \rightarrow 0$ ($Q \rightarrow 0$). Рассчитанные по (3.19) графики построены на рис. 3.3 для различных значений B , а также штрихпунктирной кривой I для $B = 1$ на рис. 3.4, 3.5.

Нужно еще раз отметить, что последнее выражение (3.19) и является решением однотемпературной модели, формулируемой уравнением (3.5) и двумя граничными условиями (3.8) и (3.9). Результаты зависят

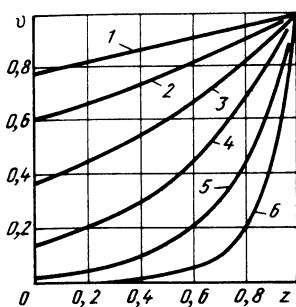


Рис. 3.3. Влияние параметра B на характер распределения температуры в пористой стенке в режиме локального теплового равновесия $T = t$ ($A \rightarrow \infty, St_w \rightarrow 1$):

1 — $B = 0,25$; 2 — $B = 0,5$; 3 — $B = 1$; 4 — $B = 2$; 5 — $B = 4$; 6 — $B = 8$

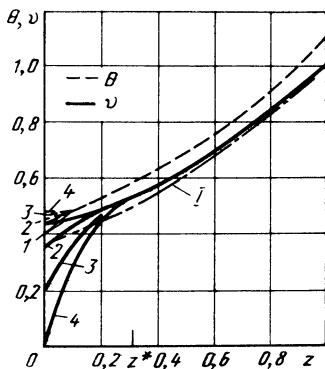


Рис. 3.4. Влияние интенсивности теплообмена на входной поверхности (параметра St_w) на характер распределения температур в проницаемой стенке при $B = 1, A = 10$:

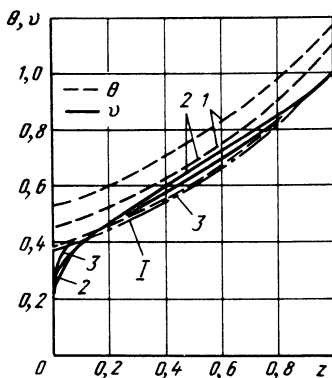
1 — $St_w = 1$; 2 — $St_w = 0,8$; 3 — $St_w = 0,4$; 4 — $St_w = 0$; 1 — $T = t$ ($B = 1, A \rightarrow \infty, St_w = 1$)

Рис. 3.5. Влияние интенсивности внутрипорового теплообмена (параметра A) на характер распределения температур в проницаемой стенке при $B = 1, St_w = 0,5$:

1 — $A = 5$; 2 — $A = 10$; 3 — $A = 100$; 1 — $T = t$ ($B = 1, A \rightarrow \infty, St_w = 1$)

только от одного параметра B . Из представленных на рис. 3.3 данных следует, что по мере уменьшения параметра $B = G\delta c/\lambda$ (например, за счет повышения теплопроводности пористого материала) уменьшается градиент температуры матрицы, снижается доля теплоты, поглощаемой охладителем внутри стенки (равная $1 - \vartheta(0)$) при увеличении доли теплоты $\vartheta(0)$, переносимой теплопроводностью через стенку и передаваемой набегающему потоку охладителя от внутренней поверхности, температура которой при этом возрастает.

Для принятых значений A и B изменение St_w практически не отражается на распределении температуры θ матрицы и очень существенно влияет на распределение температуры ϑ охладителя (см. рис. 3.4), причем только в пределах входной холодной части стенки — зоны влияния теплообмена на внутренней поверхности или области тепловой стабилизации (на рис. 3.4 при $z < z^* = 0,31$). За ее пределами поведение θ и ϑ определяется только внутрипоровым теплообменом (параметрами A и B) — зона стабилизированного теплообмена (при $z > z^*$). Основное воздействие параметра St_w на изменение ϑ на входном участке обуслов-



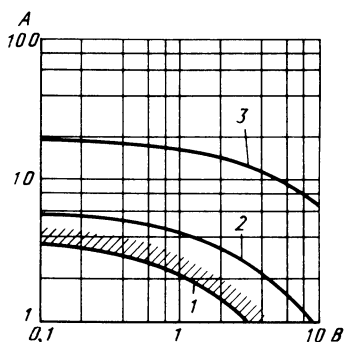


Рис. 3.6. Зависимости между параметрами A , B , при которых длина z^* входного участка тепловой стабилизации имеет фиксированное значение ($\epsilon = 0,025$):

1 — $z^* = 1$; 2 — $z^* = 0,6$; 3 — $z^* = 0,2$

лено слагаемым $Q_{\text{exp}} D_2 z$ в (3.16) вследствие того, что Q является значопеременной функцией от St_w . Интересно отметить также, что значения θ (для всей стенки), и ϑ (в зоне стабилизированного теплообмена) всегда выше значений, соответствующих предельному режиму теплового равновесия (кривая I).

Роль параметра A станет понятной, если выражение (3.3) записать в безразмерной форме $\theta - \vartheta = \frac{1}{A} d\vartheta/dz$. Отсюда следует, что по мере увеличения A разность температур $\theta - \vartheta$ уменьшается и обе одновременно стремятся сверху к кривой I (см. рис. 3.5). При этом входная зона сужается (что объясняется увеличением роли внутрипорового теплообмена по сравнению с теплообменом на входе) и в ней происходит все более резкое изменение ϑ . Причем величина этого изменения уменьшается по мере роста St_w (см. рис. 3.4) и в пределе $A \rightarrow \infty$; $St_w \rightarrow 1$ относительные температуры θ и ϑ совпадают друг с другом ($\theta = \vartheta$) и с кривой I по всей толщине стенки, в том числе и на входной поверхности.

Представляет интерес определить длину z^* зоны тепловой стабилизации. Ее оценим с помощью (3.16) как расстояние от входа, где становится малым вызванное теплообменом на внутренней поверхности возмущение относительной температуры охладителя ϑ :

$$(Q_{\text{exp}} D_2 z) / (P_{\text{exp}} D_1 z) \big|_{z=z^*} \leq \epsilon. \quad (3.20)$$

Здесь ϵ — наперед заданная малая величина. Координата z^* максимальна при $St_w = 0$, когда ϑ претерпевает наибольшее изменение во входной области. В этом случае из (3.18) имеем $P = Q = 1$, и тогда с помощью (3.20) получаем

$$z^* = \ln(1/\epsilon) [A (1 + 4B/A)^{1/2}]^{-1}. \quad (3.21)$$

Следует обратить внимание на зависимость 1 для $z^* = 1$ (рис. 3.6), так как она является нижней границей обозначенной штриховкой области параметров A и B , при изменении внутри которой $z^* < 1$. В этом случае разность температур $\theta - \vartheta$ на внешней поверхности (перегрев материала) не зависит от интенсивности теплообмена на входной, определяется только внутрипоровым теплообменом (параметрами A , B) и имеет минимальное значение, рассчитываемое с помощью получаемого из (3.16), (3.17) соотношения

$$(\theta - \vartheta)_{z=1} = D_1/A = \frac{1}{2} [-1 + (1 + 4B/A)^{1/2}]. \quad (3.22)$$

Отсюда для малых значений B/A следует $(\theta - \vartheta)_{z=1} = B/A$.

Представленные на рис. 3.4 данные позволяют сделать следующие выводы относительно допустимых значений параметра St_w в рассмотренном варианте подачи охладителя по нормали к входной поверхности. Нереален случай (например, для $St_w = 1$), когда интенсивность теплообмена на входе выше, чем интенсивность внутрипорового теплообмена (если можно так сказать о величинах различной физической природы). Существует фиксированное значение St_w^0 , при котором теплообмен на входной поверхности оказывает такое же влияние на распределение температур в зоне тепловой стабилизации, как и внутрипоровый теплообмен. Оно соответствует случаю, когда определяемое только внутрипоровым теплообменом изменение зависимостей θ и ϑ в области стабилизированного теплообмена ($z > z^*$) может быть продолжено до входной поверхности. Это выполняется при $Q = 0$, откуда находим

$$St_w \leq St_w^0 = 2[1 + (1 + 4B/A)^{1/2}]^{-1}. \quad (3.23)$$

С учетом изложенного выше в качестве граничных условий на внутренней поверхности пористой стенки в зависимости от способа подвода охладителя можно рекомендовать два условия (3.9) и (3.12) или (3.10) и (3.12) при изменении величины St_w ($St_w < St_w^0$). Они применимы и для проницаемого элемента с объемным тепловыделением.

3.3. ТЕМПЕРАТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ ОХЛАЖДАЕМОГО ПРОНИЦАЕМОГО ЭЛЕМЕНТА С ОБЪЕМНЫМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕМ

Распределение температур пористого материала T и охладителя t внутри плоского проницаемого элемента с постоянным объемным тепловыделением q_v , охлаждаемого потоком продавливаемого сквозь него газа с удельным массовым расходом G (см. рис. 1.2), определяется системой уравнений

$$\begin{aligned} \lambda \frac{d^2 T}{dz^2} + q_v &= h_v (T - t), \\ Gc \frac{dt}{dz} &= h_v (T - t). \end{aligned} \quad (3.24)$$

К этой системе необходимо задать три граничных условия. Очевидными являются условие адиабатичности внешней поверхности твэла

$$\text{при } Z = \delta \quad \lambda dT/dZ = 0 \quad (3.25)$$

и условие теплового баланса (3.9) на внутренней его поверхности при подводе охладителя по нормали к ней. В качестве третьего принимаем условие (3.12) конвективного теплообмена на входе в пористую структуру.

Вводя величины

$$\begin{aligned} t'' - t_0 &= q_v \delta / Gc; \\ \vartheta &= (t - t_0) / (t'' - t_0); \\ \theta &= (T - t_0) / (t'' - t_0), \end{aligned} \quad (3.26)$$

систему (3.24) и граничные условия (3.9), (3.12), (3.25) можно привести к безразмерному виду

$$\frac{d^3 \vartheta}{dz^3} + A \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} - AB \frac{d\vartheta}{dz} + AB = 0, \quad (3.27)$$

$$\theta = \vartheta + \frac{1}{A} \frac{d\vartheta}{dz}$$

при $z = 1$ $d\theta/dz = 0$,

при $z = 0$ $d\theta/dz = B\vartheta$, $\vartheta = St_w \theta$. (3.28)

Решение задачи (3.27), (3.28) имеет вид

$$\vartheta = C_1 + C_2 \exp D_1 z + C_3 \exp D_2 z + z, \quad (3.29)$$

$$\theta = C_1 + C_2 (1 + D_1/A) \exp D_1 z + C_3 (1 + D_2/A) \exp D_2 z + z + \frac{1}{A}; \quad (3.30)$$

$$C_1 = \frac{1}{B}; \quad C_2 = -\frac{1}{B} \frac{P + U \exp D_2}{P \exp D_1 - Q \exp D_2};$$

(3.31)

$$C_3 = \frac{1}{B} \frac{U \exp D_1 + Q}{P \exp D_1 - Q \exp D_2}.$$

Здесь величины $P, Q, D_{1,2}$ определяются по тем же соотношениям (3.18), что и для охлаждаемой стенки с внешним нагревом: $U = St_w (1 + B/A) - 1$.

Полученные результаты (3.29)–(3.31) зависят от трех параметров B, A, St_w . На рис. 3.7–3.9 приведены данные, позволяющие оценить роль каждого из них. Они оказывают на результаты примерно такое же влияние, как и в предыдущей задаче.

Роль параметра B наиболее отчетливо проявляется в предельном режиме локального теплового равновесия $T = t$. Решение для него

$$\vartheta = \theta = \frac{1}{B} [1 - \exp B(z - 1)] + z \quad (3.32)$$

получается из (3.29)–(3.31) как частный случай при выполнении одновременно двух условий:

$$A \rightarrow \infty (D_1 \rightarrow B, D_2 \rightarrow -A, P \rightarrow 1); \quad St_w \rightarrow 1 (Q \rightarrow 0, U \rightarrow 0).$$

Рассчитанные по (3.32) зависимости изображены на рис. 3.7 для нескольких значений B .

Для принятых значений A и B изменение St_w оказывает заметное влияние на распределение температур ϑ и θ только в пределах входной части твэла – в зоне влияния теплообмена на внутренней поверхности (на рис. 3.8 при $z \geq 0,2$). За ее пределами ($z \geq 0,2$) распределение ϑ и θ определяется внутрипоровым теплообменом (параметрами A, B). Основное воздействие параметра St_w на распределение ϑ и θ на входном участке проявляется с помощью третьего слагаемого в выражениях (3.29), (3.30) вследствие того, что коэффициент C_3 является знакопеременной функцией от St_w .

Как следует из (3.27), по мере увеличения A разность температур

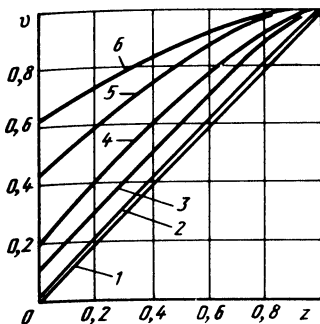


Рис. 3.7. Влияние параметра B на характер распределения температуры в пористом твэде в режиме локального теплового равновесия ($A \rightarrow \infty$, $St_w \rightarrow 1$): 1 — $B \rightarrow \infty$; 2 — $B = 100$; 3 — $B = 10$; 4 — $B = 5$; 5 — $B = 2$; 6 — $B = 1$

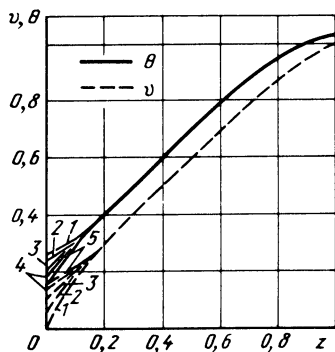


Рис. 3.8. Влияние интенсивности теплообмена на входной поверхности (параметра St_w) на характер распределения температур в пористом твэде при $B = 10$, $A = 10$: 1 — $St_w = 0$; 2 — $St_w = 0,25$; 3 — $St_w = 0,5$; 4 — $St_w = 0,75$; 5 — $St_w = 1$

Рис. 3.9. Влияние интенсивности внутрипорового теплообмена (параметра A) на характер распределения температур в пористом твэде при $B = 10$, $St_w = 0,5$: 1 — $A = 20$; 2 — $A = 10$; 3 — $A = 5$

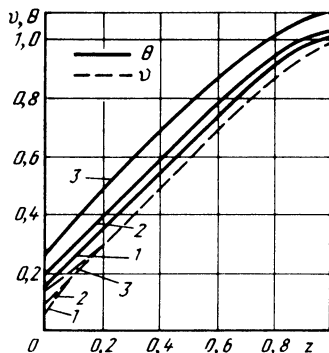
$\theta - \vartheta$ уменьшается. При этом величина ϑ за пределами входной зоны почти не изменяется при фиксированных значениях B , St_w (см. рис. 3.9). Протяженность входной зоны снижается при увеличении A (что объясняется ростом роли внутрипорового теплообмена по сравнению с теплообменом на входной поверхности), и в этой зоне происходит все более резкое изменение ϑ .

При определенных условиях в распределении ϑ и θ в средней части твэда $z^* < z < z^{**}$ имеется линейный участок (кривые 1–3 на рис. 3.7, 1, 2 на рис. 3.9). Здесь z^* — длина входной зоны влияния теплообмена на внутренней поверхности при $z = 0$, $1 - z^{**}$ — протяженность зоны влияния условия адиабатичности на выходной поверхности. На линейном среднем участке выполняются соотношения

$$\vartheta = 1/B + z, \quad \theta = 1/B + z + 1/A, \quad (3.33)$$

из которых следует, что здесь температура охладителя не зависит от параметров A , St_w , а разность температур $\theta - \vartheta = 1/A$ остается постоянной и определяется только интенсивностью внутрипорового теплообмена $A = h_v \delta / Gc$.

Отклонение распределения температур ϑ и θ от линейного на входе и выходе твэда обусловлено слагаемыми с коэффициентами C_2 , C_3 в вы-



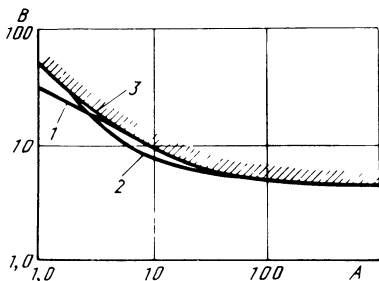


Рис. 3.10. Область параметров A, B , для которых существует участок линейного распределения температур ϑ, θ ($\epsilon = 0,01$): 1 — $St_w = 0$; 2 — $St_w = 0,5$; 3 — $St_w = 1$

существуют участки линейного повышения ϑ и θ . Считаем, что линейный участок существует, если разность температур $\theta - \vartheta$ отличается от соответствующего значения на линейном участке $\theta - \vartheta_{\text{л}}$ не более, чем на малую величину ϵ

$$(\theta - \vartheta) / (\theta - \vartheta)_{\text{л}} \leq 1 + \epsilon, \quad (3.34)$$

причем из (3.33) следует, что $(\theta - \vartheta)_{\text{л}} = 1/A$.

С помощью условия (3.34) находим длину z^* входного участка

$$z^* = \ln(\epsilon / C_3 D_2) / D_2, \quad (3.35)$$

и координату z^{**} начала выходного

$$z^{**} = \ln(-\epsilon / C_2 D_1) / D_1. \quad (3.36)$$

Величины z^*, z^{**} зависят от параметров A, B, St_w, ϵ . Участок линейного повышения температур ϑ, θ существует, если $z^* < z^{**}$, и исчезает, если координаты z^*, z^{**} сливаются: $z^* = z^{**}$.

На рис. 3.10 штриховкой показана область параметров A, B , для которых при $\epsilon = 0,01$ и фиксированных значениях St_w существует участок линейного (3.33) повышения ϑ, θ . Из этих данных следует, что параметр St_w оказывает слабое влияние на результаты. При $A \rightarrow \infty$ для всех трех кривых имеем $B = \ln(1/\epsilon)$ (в этом случае $z^* \rightarrow 0, z^{**} \rightarrow 0$, т. е. пропадает входной участок).

Необходимо отметить также, что вблизи выходной поверхности разность $\theta - \vartheta$ всегда меньше $\theta - \vartheta_{\text{л}} = \frac{1}{A}$, тогда как на входном участке

$(\theta - \vartheta) / (\theta - \vartheta)_{\text{л}}$ может быть и больше (кривые 1, 2 на рис. 3.8), и меньше (кривые 4, 5) единицы в зависимости от знака коэффициента C_3 . В частном случае при $C_3 = 0$ на входном участке нет отклонения от линейного хода ϑ и θ (кривые 3 на рис. 3.8).

Из физических соображений, что интенсивность α_w конвективного теплообмена на входе ниже интенсивности h_v внутрипорового теплообмена (если можно так сказать о величинах различной физической природы) следует, что по мере удаления охладителя от входной поверхности разность температур $\theta - \vartheta$ должна убывать. Используя условие на входе $(\theta - \vartheta) / (\theta - \vartheta)_{\text{л}} = 1$ или вытекающее отсюда условие $C_3 = 0$, найдем то предельное значение St_w^0 , при котором теплообмен на входной поверхности оказывает такое же влияние на распределение температуры во входной зоне, как и внутрипоровой теплообмен

$$St_w^0 = (\exp D_1 - 1) \left[\left(1 + \frac{D_1}{A_1} \right) \left(\frac{1 + B/A}{1 + D_1/A} \exp D_1 - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (3.37)$$

Рис. 3.11. Предельное значение St_w^0 в зависимости от параметров процесса:
 1, 1' — $A = 1$; 2, 2' — $A = 10$;
 3, 3' — $A = 100$; 4, 4' — $A = 1000$
 (сплошные кривые — q_v , штриховые — q)

Допустимое значение параметра St_w в рассмотренном варианте подачи охладителя по нормали к входной поверхности твэла должно быть меньше величины St_w^0 , изображенной на рис. 3.11.

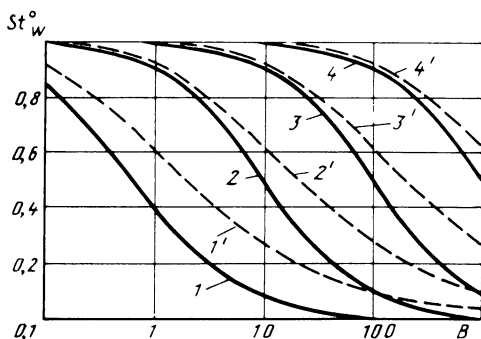
На рис. 3.11 штриховыми кривыми 1—4 изображены для сравнения также значения St_w^0 , рассчитанные по формуле (3.23) для системы охлаждения пористой стенки с внешним нагревом. Из сравнения кривых 1—4 и 1'—4' следует, что способ нагрева пористого элемента (q или q_v) оказывает определенное влияние на величину St_w^0 , но различие между этими вариантами незначительно.

Полученные результаты наряду с самостоятельным значением позволяют определить условия организации экспериментального исследования транспирационного охлаждения пористого твэла, в результате которого по измеренному распределению температуры пористого материала на участке линейного повышения температур T и t можно корректно определить величину h_v интенсивности внутриворотового теплообмена, а по характеру изменения T на входном участке — оценить величину интенсивности α_w конвективного теплообмена на входной поверхности.

3.4. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В ОХЛАЖДАЕМОЙ ПОРИСТОЙ ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ СТЕНКЕ

Движение теплоносителя в пористых матрицах, в которых поглощение излучения играет значительную роль в общем переносе энергии, имеет место в различных устройствах: низко- и высокотемпературных солнечных объемных коллекторах, транспирационных и аблюющих теплозащитных элементах, тепловых экранах и т. д. В таких системах к обладающему некоторой прозрачностью пористому слою подводится энергия в виде параллельного или диффузного (или обоих совместно) лучистых потоков. Внутри слоя лучистая энергия поглощается, рассеивается и затем повторно излучается матрицей. По мере течения сквозь такую среду газ нагревается за счет внутриворотового теплообмена.

Точная постановка задачи лучистого теплообмена в пористой среде чрезвычайно сложна, так как требует для каждого элементарного участка внутри структуры расчета угловых коэффициентов облученности между этим участком и всеми другими. Даже для большинства структур правильной формы, например для среды из произвольным образом упакованных сфер, расчет угловых коэффициентов облученности не может



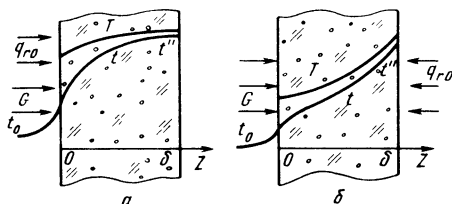


Рис. 3.12. Физическая модель транспирационного охлаждения полупрозрачной стенки:
а – прямоточная схема; б – противоточная

быть выполнен точно. Поэтому пользуются методом осреднения, при котором проницаемая матрица рассматривается как некоторая гомогенная среда.

Все упомянутые выше процессы сводятся к двум основным вариантам (рис. 3.12) в зависимости от соотношения между направлениями потоков теплоносителя и падающего излучения. Противоточная схема (тепловой экран с транспирацией) соответствует задачам пористого охлаждения, прямоточная – теплообмену в объемных гелиоприемниках. Отличительной особенностью последних является возможность нагрева газа в матрице до очень высокой температуры, существенно превышающей допустимую температуру прозрачной линзы, сквозь которую предварительно проходит излучение. Подаваемый холодный газ охлаждает прозрачную линзу, после этого он нагревается по мере течения сквозь пористый слой и максимальная температура достигается на выходе из него. При этом входные, менее нагретые слои матрицы частично экранируют собственное излучение от внутренних, более нагретых.

Перенос энергии внутри частично лучепрозрачного проницаемого слоя при течении сквозь него газа описывается следующей системой уравнений (одинаковой для обоих вариантов, показанных на рис. 3.12):

$$\lambda \frac{d^2 T}{dz^2} = h_v (T - t) + \frac{d}{dz} (q_r), \quad (3.38)$$

$$\lambda_1 \frac{d^2 t}{dz^2} - Gc \frac{dt}{dz} + h_v (T - t) = 0.$$

Вся специфика и сложность исследуемого процесса заключена в слабом dq_r/dz , которое характеризует объемное тепловыделение внутри матрицы, обусловленное поглощением излучения. Здесь

$$q_r = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 J_\lambda(Z, \mu, \varphi) \mu d\mu d\varphi d\lambda \quad (3.39)$$

— составляющая вдоль оси Z вектора плотности интегрального потока излучения. Спектральная интенсивность излучения J_λ находится в результате решения интегродифференциального уравнения переноса излучения в поглощающей, рассеивающей и излучающей среде, которое для плоскопараллельного слоя при осевой симметрии падающего излучения имеет вид [20]

$$\frac{\mu \partial J_\lambda(Z, \mu)}{\beta_\lambda \partial Z} = -J_\lambda(Z, \mu) + (1 - w_\lambda) J_{\lambda 0}[T(Z)] + \frac{w_\lambda}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') \times \\ \times J_\lambda(Z, \mu') d\mu', \quad (3.40)$$

где $\beta_\lambda = \kappa_\lambda + \sigma_\lambda$ — коэффициент ослабления; $w_\lambda = \sigma_\lambda / \beta_\lambda$, $(1 - w_\lambda)^2$

$= \kappa_\lambda / \beta_\lambda$, $\mu = \cos \vartheta$; ϑ — угол между осью Z и выбранным направлением луча; κ_λ , σ_λ — спектральные коэффициенты поглощения и рассеивания; $J_{\lambda 0}[T(Z)]$ — интенсивность излучения черного тела; $p(\mu, \mu')$ — индикатор рассеяния.

Отдельные слагаемые правой части уравнения (3.40) имеют следующий смысл. Первое слагаемое — $J_\lambda(Z, \mu)$ характеризует уменьшение потока вдоль оси вследствие его поглощения и рассеяния. Второе учитывает приращение лучистой энергии, вызванное собственным излучением среды. Последнее слагаемое выражает увеличение потока излучения вдоль оси, обусловленное излучением, падающим на точку со всех направлений сферического пространства и рассеиваемым средой в направлении оси.

Уравнение переноса излучения (3.40) связано с системой (3.38) тем, что интенсивность собственного излучения матрицы $J_{\lambda 0}[T(Z)]$ зависит от ее температуры. В настоящее время разработаны различные приближенные методы решения уравнения переноса излучения (3.40). С их использованием получены численные решения совместной задачи (3.38) — (3.40) переноса энергии излучением, конвекцией и теплопроводностью в проникаемом покрытии. Полученные результаты позволяют оценить диапазон изменения оптических характеристик матрицы, обеспечивающих ее наибольшую эффективность в том или ином конкретном случае. Так, например, выяснено, что наилучший режим работы пористого слоя как коллектора солнечной энергии достигается в том случае, когда матрица выполнена из материала, прозрачного и нерассеивающего в солнечном спектре, но непрозрачного и рассеивающего в инфракрасном диапазоне. Для теплового экрана с транспирационным охлаждением желательно обратное.

Практическая значимость таких достаточно сложных решений уменьшается тем, что в настоящее время полностью отсутствуют экспериментальные данные по важнейшим оптическим свойствам пористых материалов. Поэтому вполне оправданы попытки упростить решение уравнения переноса излучения, для того чтобы выявить в аналитическом виде наиболее существенные характеристики сложного теплообмена в проникаемых матрицах. Кроме того, в ряде практических ситуаций такие упрощения вполне справедливы. Например, в низкотемпературных гелиоприменниках, где основная часть поглощаемой матрицей энергии излучения отдается за счет конвективного теплообмена потоку газа, собственным ее излучением можно пренебречь.

В том случае, когда собственным излучением матрицы можно пренебречь, уравнение переноса излучения (3.40) не связано с системой (3.38) и его можно решить отдельно. В ходе такого решения в работе [23] получено аналитическое выражение для изменения плотности потока излучения поперек поглощающего и рассеивающего слоя в виде простой экспоненциальной функции

$$q_r(Z) = q_{r0} \frac{k_1}{k_2} \exp(-k_2 BuZ), \quad (3.41)$$

где q_{r0} — лучистый поток, падающий на поверхность слоя; $Bu = \kappa \delta$ — критерий Бугера;

$$k_1 = \{\alpha S[1 + R \exp(-2\alpha Bu)]\} / [1 - R^2 \exp(-2\alpha Bu)];$$

$$k_2 = \{\alpha[1 + R \exp(-2\alpha Bu)]\} / [1 - R \exp(-2\alpha Bu)]$$

— коэффициенты, учитывающие эффект поглощения и рассеяния;

$$\alpha = [3(1 + \sigma/\kappa)(1 - 0,5\Gamma_{1,0})]^{1/2}; \quad \Gamma_{1,0} = \int_0^\pi \rho(\beta) \sin\beta \cos\beta d\beta$$

— параметр рассеяния; $\rho(\beta)$ — индикатриса рассеяния; R, S — эффективные коэффициенты отражения и пропускания, зависящие как от оптических свойств границных поверхностей, так и от оптических свойств матрицы.

Из приведенного выражения (3.41) следует, что даже в этом упрощенном варианте на величину потока излучения оказывают существенное влияние все оптические свойства слоя, в том числе и вид индикатрисы рассеяния. В этой связи следует отметить, что величина коэффициента поглощения таких материалов, как пористое стекло и кварцевая керамика, целиком определяется их химическим составом. В то же время на коэффициент рассеяния основное влияние оказывает форма, ориентация и концентрация рассеивающих центров, какими являются поры. Это важное для технологии обстоятельство позволяет регулировать оптические характеристики проницаемых матриц из полупрозрачных материалов.

Выясним наиболее существенные, качественные особенности теплообмена в полупрозрачной стенке на простейшем примере обогрева ее излучением и охлаждения потоком газа, движущимся по нормали к ней (см. рис. 3.12). Внутри пористой матрицы существует тепловое равновесие $T = t$, а лучистый поток поглощается в соответствии с формулой (3.41)

$$q_r = q'_{r0} \exp(-K_2 z),$$

где $q'_{r0} = q_{r0} k_1/k_2$; $K_2 = k_2 \text{ Bu}$.

Этот закон поглощения обычно используется при расчете низкотемпературных объемных гелиоприемников.

Интересно отметить, что в такой формулировке задача описывает также и процесс охлаждения пористой тепловой защиты ядерных реакторов, где выделение теплоты происходит за счет поглощения проникающей радиации, поток которой уменьшается по экспоненциальному закону.

Вводя обозначения $\vartheta = (t - t_0)/(t'' - t_0)$, $(t'' - t_0) = q'_{r0}[1 - \exp(-K_2)]/G_0$, уравнения энергии для вариантов *a* и *б* на рис. 3.12 приводим соответственно к виду

$$\frac{d^2 \vartheta}{dz^2} - B \frac{d\vartheta}{dz} + \frac{BK_2}{1 - \exp(-K_2)} \exp(-K_2 z) = 0. \quad (3.42a)$$

$$\frac{d^2 \vartheta}{dz^2} - B \frac{d\vartheta}{dz} + \frac{BK_2}{1 - \exp(-K_2)} \exp K_2(z-1) = 0. \quad (3.42б)$$

Граничные условия для обоих вариантов одинаковы:

$$\text{при } z=0 \quad d\vartheta/dz = B\vartheta; \quad \text{при } z=1 \quad \vartheta = 1. \quad (3.43)$$

Решения уравнений (3.42a) и (3.42б) зависят от двух параметров B, K_2 и имеют соответственно следующий вид

$$\begin{aligned} \vartheta = & \left\{ [1 - \exp(-K_2 z)] + \frac{K_2}{B} [1 - \exp(-K_2) \exp B(z-1)] \right\} / (1 + \\ & + \frac{K_2}{B}) [1 - \exp(-K_2)], \end{aligned} \quad (3.44a)$$

$$\begin{aligned} \vartheta = & \left[\left(1 - \frac{K_2}{B_2}\right) \exp(-K_2) + \frac{K_2}{B} \exp B(z-1) - \exp K_2(z-1) \right] / \left(\frac{K_2}{B} - 1 \right) \times \\ & \times [1 - \exp(-K_2)]. \end{aligned} \quad (3.44б)$$

На рис. 3.13 показано влияние параметра ослабления излучения K_2 на температурное состояние слоя. Результаты приведены для случая $B \rightarrow \infty$, когда влияние теп-

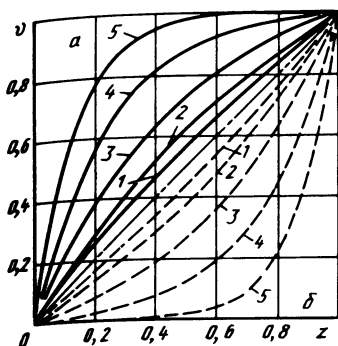


Рис. 3.13. Влияние параметра ослабления излучения K_2 на температурное состояние полупрозрачного слоя при прямоточной (а) и противоточной (б, штриховые кривые) схемах ($B \rightarrow \infty$): 1 - $K_2 = 0,5$; 2 - $K_2 = 1$; 3 - $K_2 = 2$; 4 - $K_2 = 4$; 5 - $K_2 = 8$

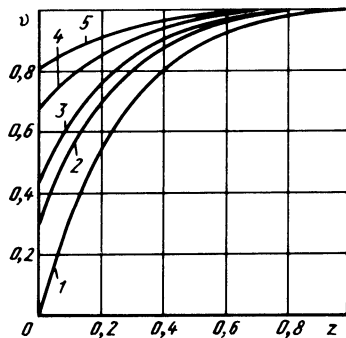


Рис. 3.14. Влияние параметра B на температурное состояние полупрозрачной стенки при прямоточной схеме ($K_2 = 4$): 1 - $B \rightarrow \infty$; 2 - $B = 10$; 3 - $B = 5$; 4 - $B = 2$; 5 - $B = 1$

лопроводности пренебрежимо мало. Из этих данных следует, что в предельном случае $K_2 \rightarrow \infty$ получаем транспирационное охлаждение непрозрачной стенки с поверхности нагревом, а при $K_2 \rightarrow 0$ имеем равномерное объемное тепловыделение (как в проникаемом тепловыделяющем элементе). Ранее для обоих отмеченных предельных вариантов была исследована тепловая неравномерность внутри матрицы ($T \neq t$). С учетом полученных результатов можно получить качественное представление о роли этого эффекта и в рассматриваемом процессе.

С увеличением теплопроводности пористого материала (уменьшение B) температурное поле внутри полупрозрачного слоя выравнивается (рис. 3.14), а температура внутренней поверхности повышается. В условиях высокотемпературного нагрева газа в объемном гелиоприемнике это может привести к высокому уровню температуры внутренней поверхности и, как следствие, — к значительному ее обратному излучению и снижению эффективности устройства.

3.5. ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС ПРИ ДВИЖЕНИИ ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩЕГО ОХЛАДИТЕЛЯ В ПОРИСТОЙ СТЕНКЕ

Сочетание высокой интенсивности теплообмена с чрезвычайно развитой внутрипористой поверхностью, обладающей необходимыми каталитическими свойствами, обеспечивает благоприятные условия для быстрого протекания химической реакции в потоке внутри нагреваемой проникаемой структуры. Применение химически реагирующих охладителей позволяет существенно повысить их тепловоспринимающую способность вследствие теплового эффекта эндотермической реакции. Выполненные оценки показали, что наилучшими свойствами для таких целей обладает аммиак, причем наиболее важными из них являются следующие: высокая теплоемкость и энтальпия диссоциации; довольно высокая скорость разложения в определенном диапазоне температур. В результате реакции образуются только газообразные продукты, которые не вызывают химической эрозии материала каркаса. Получающаяся в ходе диссоциации

смесь азота и водорода имеет малую молекулярную массу, что способствует повышению блокирующего эффекта вдува в пограничный слой на пористой стенке. Кроме того, образующаяся богатая водородом газовая смесь используется как топливо, которая сгорает во внешнем потоке.

Рассмотрим транспирационное охлаждение потоком диссоциирующего охладителя. Охладитель с начальной температурой t_0 из резервуара подается по нормали к пористой стенке. По мере его движения до подхода к ней, внутри матрицы и после нее во внешнем пограничном слое охладитель разлагается по схеме

$$A_0 \rightleftharpoons \sum_{i=1}^{\nu_1} a_i A_i. \quad (3.45)$$

В потоке содержатся следующие компоненты.

1. До подхода к пористой стенке имеются $\nu_1 + 1$ составляющие. Это исходное вещество A_0 и продукты его диссоциации ($A_i, i = 0, 1, 2, \dots, \nu_1$).

2. Внутри проницаемой матрицы в потоке содержатся $\nu_2 + 1$ составляющие. Это A_0 и продукты его разложения, а также компоненты, присутствующие во внешнем пограничном слое и диффундирующие внутри пористой структуры ($A_i, i = 0, 1, 2, \dots, \nu_1, \nu_1 + 1, \dots, \nu_2$).

3. Во внешнем пограничном слое содержатся $(\nu_3 + 1)$ компонент. Они включают исходный охладитель, продукты его разложения и другие составляющие, которые могут или не могут диффундировать внутри пористой стенки.

Сложность задачи усугубляется тем, что уравнения, описывающие процессы переноса массы и теплоты внутри проницаемой матрицы и во внешнем пограничном слое, должны решаться одновременно, так как концентрация различных компонент на внешней поверхности стенки, необходимая для интегрирования уравнений сохранения компонентов, не может быть задана произвольно, а должна определяться в результате совместного решения уравнений по обе стороны внешней поверхности пористой оболочки.

Распределения температуры, давления и концентрации компонент при течении с химическими реакциями внутри проницаемой структуры определяются следующими уравнениями сохранения и кинетики:

уравнение энергии

$$\lambda \frac{dT}{dZ} = \sum_{i=0}^{\nu_2} [G_i h_i - (G_i h_i)_0], \quad (3.46)$$

уравнение движения

$$-dp/dZ = \alpha \mu G / \rho, \quad (3.47)$$

уравнение неразрывности

$$G = \rho u = \text{const}, \quad (3.48)$$

уравнение для мольной концентрации исходной компоненты

$$dM_0/dZ = dM_0/d\tau, \quad (3.49)$$

мольный поток остальных составляющих смеси

$$\dot{M}_i = \dot{M} n_i - \rho D_{1m} dn_i/dZ, \quad (3.50)$$

уравнение скорости реакции

$$dM_0/d\tau = -KF. \quad (3.51)$$

Здесь G_i , h_i — массовый поток и энтальпия компоненты i ; $\dot{M}$ — локальный мольный поток; M_i , n_i — молекулярная масса и мольная доля компоненты i ; K — каталитическая активность матрицы.

Наименее изученным вопросом в рассматриваемом процессе является кинетика химической реакции внутри пористой матрицы. С учетом того, что при умеренных температурах разложение аммиака может быть аппроксимировано реакцией нулевого порядка, для выполнения иллюстрационных расчетов использовано следующее соотношение:

$$F = \exp(-E/RT), \quad (3.52)$$

причем реакция идет по схеме



Система уравнений (3.45) ... (3.53) после приведения к удобному для численных расчетов виду решалась совместно с уравнениями пограничного слоя. На рис. 3.15, 3.16 приведены температура матрицы и состав охладителя, пропускаемого сквозь пористую стенку.

Температура матрицы (см. рис. 3.15) убывает до минимального значения, а затем возрастает по мере увеличения безразмерной константы реакции $K^* = K\delta/M_0$. Это вызвано тем, что химические реакции оказывают два противоположных эффекта на локальную температуру. Для фиксированного массового расхода охладителя реакция разложения приводит к понижению температуры вследствие поглощения энергии на диссоциацию. Однако при соблюдении баланса энергии на внешней поверхности матрицы эффект поглощения теплоты при диссоциации вызывает снижение массового расхода охладителя, необходимого для поддержания

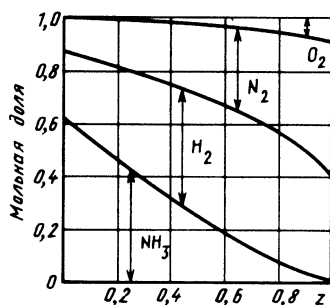
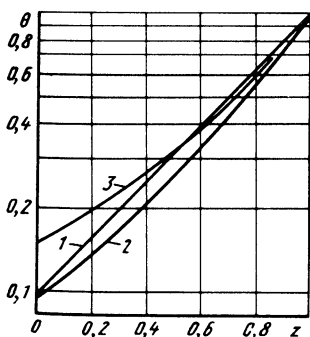


Рис. 3.15. Влияние константы реакции на распределение температуры аммиака при течении его сквозь пористую стенку:

1 — $K^* = 0$; 2 — $K^* = 2$; 3 — $K^* = 4$

Рис. 3.16. Изменение мольных долей при течении аммиака сквозь пористую стенку ($K^* = 4$)

постоянной температуры внешней поверхности. Такое снижение расхода охладителя приводит к повышению локальной температуры матрицы. При низких скоростях реакции разложения аммиака (малые значения K^*) преобладает первый из указанных эффектов и поэтому температура падает по мере увеличения K^* . При высоких скоростях реакции уменьшается расход охладителя и температура матрицы возрастает. Следует отметить также, что при отсутствии диссоциации ($K^* = 0$) физические свойства охладителя изменяются незначительно, поэтому температура матрицы описывается простым соотношением $\theta = \exp[-B(1 - z)]$.

На рис. 3.16 приведены типичные профили мольных долей NH_3 , N_2 , H_2 , O_2 в потоке внутри матрицы. Часть аммиака разлагается еще до подхода к пористой стенке. Наличие кислорода внутри матрицы обусловлено диффузией его из внешнего пограничного слоя. Горение продуктов разложения охладителя в богатом кислородом внешнем пограничном слое приводит к дополнительному существенному увеличению расхода охладителя для компенсации вызываемого горением увеличения теплового потока.

Приведенные выше результаты имеют только иллюстративный характер. Это вызвано отсутствием точных сведений о скоростях химических реакций в проникаемой структуре, в частности, о каталитической активности матрицы для исследуемых форсированных режимов. Известные экспериментальные данные по скоростям реакций в различных катализаторах, полученные для температур и массовых расходов, значительно ниже тех, которые требуются в системе транспирационного охлаждения. Время прохождения охладителя сквозь матрицу (время контакта) также очень мало. Поэтому для разработки пористых элементов с химически реагирующим теплоносителем требуется значительное количество дополнительной информации.

Учитывая отмеченное выше, представляет интерес рассмотреть упрощенный способ оценки влияния химической реакции в потоке охладителя на температурное поле пористой стенки. Суть упрощения состоит в линеаризации слагаемого $\exp(-E/RT)$, учитывающего тепловой эффект реакции в уравнении энергии

$$\lambda \frac{d^2 T}{dz^2} - Gc \frac{dT}{dz} - \Delta h K \exp(-E/RT) = 0. \quad (3.54)$$

Используя $\vartheta = T - T_w$ (T_w — температура внешней поверхности матрицы), показатель экспоненты преобразуется к виду

$$-E/RT = -E/R(T_w + \vartheta) = -E/RT_w (1 + \vartheta/T_w).$$

Сомножитель в скобках можно разложить в ряд и с учетом $\vartheta \ll T_w$ оставить только два первых слагаемых $(1 + \vartheta/T_w)^{-1} = 1 - \vartheta/T_w$. Получаем

$$\exp(-E/RT) = \exp(-E/RT_w) \exp[(E/RT_w^2)\vartheta].$$

Далее, вводя безразмерную температуру $\theta = (E/RT_w^2)(T - T_w)$, раскладываем $\exp \theta$ в ряд, обрывая его после второго слагаемого $\exp \theta = 1 + \theta$.

Окончательно после таких преобразований уравнение (3.54) приобретает вид

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} - B \frac{d\theta}{dz} - S\theta - S = 0. \quad (3.55)$$

Здесь $S = \Delta h K \delta^2 E \exp(-E/RT_w) / \lambda RT_w^2$.

Полученное линейное уравнение позволяет произвести качественную оценку влияния теплового эффекта химической реакции на температурное состояние исследуемой системы.

3.6. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОХЛАДИТЕЛЯ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ ПОРИСТОЙ СТЕНКИ

В ряде случаев транспирационного охлаждения коэффициенты теплопроводности проницаемого каркаса λ и охладителя внутри его λ_1 являются соизмеримыми величинами, например, для сочетаний: пористая керамика — жидкость, проницаемый металл — жидкометаллический охладитель. В этих случаях передача теплоты теплопроводностью через охладитель становится соизмеримой с передачей теплоты через пористую матрицу.

Температурное состояние такой системы с учетом разности температур между каркасом и потоком описывается системой уравнений

$$\lambda \frac{d^2 T}{dz^2} = h_v (T - t), \quad (3.56)$$

$$\lambda_1 \frac{d^2 t}{dz^2} + h_v (T - t) = Gc \frac{dt}{dz},$$

которую можно привести к более удобному для решения виду

$$\frac{d^4 t}{dz^4} - B_1 \frac{d^3 t}{dz^3} - \left(1 + \frac{B}{B_1}\right) AB_1 \frac{d^2 t}{dz^2} + ABB_1 \frac{dt}{dz} = 0; \quad (3.57)$$

$$T = t + \frac{1}{A} \frac{dt}{dz} - \frac{1}{AB_1} \frac{d^2 t}{dz^2}. \quad (3.58)$$

Сюда, кроме известных (3.4) параметров A, B входит дополнительно параметр $B_1 = G\delta c / \lambda_1$, рассчитанный по эффективной теплопроводности охладителя. Этот параметр представляет собой число Пекле потока внутри матрицы.

Для нахождения решения линейного уравнения четвертого порядка (3.57) нужно определить корни его характеристического уравнения

$$\epsilon(\epsilon^3 - B_1 \epsilon^2 - \left(1 + \frac{B}{B_1}\right) AB_1 \epsilon + ABB_1) = 0. \quad (3.59)$$

Можно показать, что уравнение третьей степени, заключенное в квадратные скобки в (3.59), при любых положительных значениях параметров A, B, B_1 имеет три действительных различных корня

$$\epsilon_1 = \frac{B_1}{3} \left\{ 1 + \left[1 + 3 \frac{A}{B_1} \left(1 + \frac{B}{B_1} \right) \right]^{1/2} \cos \frac{\varphi}{3} \right\},$$

$$\epsilon_{2,3} = -\frac{B_1}{3} \left\{ 1 + 2 \left[1 + \frac{3A}{B_1} \left(1 + \frac{B}{B_1} \right) \right]^{1/2} \cos \left(\frac{\varphi}{3} \pm \frac{2\pi}{3} \right) \right\}, \quad (3.60)$$

$$\cos \varphi = \left[1 + \frac{9}{2} \frac{A}{B_1} \left(1 + \frac{B}{B_1} \right) - \frac{27}{2} \frac{A}{B_1} \frac{B}{B_1} \right] \left[1 + \frac{3A}{B_1} \left(1 + \frac{B}{B_1} \right) \right]^{-3/2}.$$

Решение (3.57), (3.58) записывается в виде

$$t = C_0 + \sum_{n=1}^3 C_n \exp(\epsilon_n z),$$

$$T = C_0 + \sum_{n=1}^3 C_n \left(1 + \frac{\epsilon_n}{A} - \frac{\epsilon_n^2}{AB_1} \right) \exp(\epsilon_n Z). \quad (3.61)$$

Для определения постоянных $C_0 \dots C_3$ необходимо задать 4 граничных условия. Их корректная формулировка требует значительного внимания. Нужно отметить только, что если на какой-нибудь из поверхностей стенки определен тепловой поток, то необходимо учитывать и его составляющую, передаваемую теплопроводностью через охладитель

$$q = -\lambda dT/dZ - \lambda_1 dt/dZ.$$

Из физических соображений следует, что, например, при внешнем нагреве пористой стенки дополнительный перенос теплоты теплопроводностью через охладитель вызывает следующие эффекты:

повышая теплопроводность всей системы, он оказывает влияние, аналогичное влиянию уменьшения параметра B (см. рис. 3.3);

снижая долю теплоты, передаваемой от каркаса внутрипоровым теплообменом вследствие подвода этой теплоты непосредственно теплопроводностью через охладитель, он уменьшает локальную разность температур $T - t$ в системе.

3.7. УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССА ГАЗОФАЗНОГО ТРАНСПИРАЦИОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Устройства транспирационного охлаждения предназначены в основном для использования в форсированных условиях, когда предъявляются особо жесткие требования к надежности. Их надежность в значительной мере определяется устойчивостью, т. е. способностью противостоять внешним возмущениям. Однако существенное повышение температуры и вызываемое им заметное увеличение динамической вязкости газообразного охладителя при движении его сквозь матрицу создают благоприятные условия для возникновения неустойчивости всего процесса. Неустойчивость проявляется в том, что при определенных условиях незначительное изменение одного из параметров приводит к неконтролируемому снижению расхода охладителя, сопровождаемому быстрым повышением температуры стенки и ее разрушением.

Представляет значительный интерес разработать способ анализа си-

стемы на устойчивость, который позволит как определить предельные значения основных параметров (величину теплового потока, температуру поверхности, расход охладителя и перепад давлений), при которых устройство еще работает устойчиво, так и найти методы организации устойчивой работы.

Для выявления сущности анализа на устойчивость задача теплообмена рассматривается в наиболее простой постановке (см. рис. 3.1). Процесс охлаждения плоской проницаемой стенки, подверженной воздействию внешнего сложного теплового потока с результирующей плотностью q , принимается одномерным. Физические свойства пористого материала и теплоемкость охладителя постоянны. Температуры каркаса и охладителя одинаковы $T = t$, теплопроводностью последнего пренебрегаем.

Система уравнений, описывающая процесс, включает:

уравнение неразрывности

$$G = \text{const}, \quad (3.62)$$

уравнение движения идеального газа

$$-dp^2/dZ = 2\alpha RT\mu G + 2\beta RTG^2, \quad (3.63)$$

уравнение энергии

$$\lambda d^2 T/dZ^2 - GcdT/dZ = 0, \quad (3.64)$$

выражение для расчета динамической вязкости охладителя

$$\mu = \mu(T, P) \quad (3.65)$$

со следующими граничными условиями:

$$\text{при } Z = 0 \quad \lambda dT/dZ = Gc(T' - T_0), \quad p = p_0; \quad (3.66)$$

$$\text{при } Z = \delta \quad \lambda dT/dZ = q, \quad p = p_1.$$

Решая (3.64) с учетом (3.66), получим

$$(T - T_0)/(T'' - T_0) = \exp B(z - 1), \quad (3.67)$$

где

$$T'' - T_0 = q/Gc.$$

Гидродинамическая характеристика. Метод использования гидродинамических характеристик широко применяется при анализе устойчивости гидродинамических систем [1]. Такая система состоит из последовательно включенных прокачивающей установки (насоса) и заданного устройства. Напорная (внешняя) характеристика насоса $\Delta p(M)_{\text{ext}}$ устанавливает зависимость создаваемого насосом перепада давлений Δp от расхода прокачиваемой жидкости M . Гидродинамическая (внутренняя) характеристика исследуемого устройства $\Delta p(M)_{\text{int}}$ определяет зависимость его сопротивления Δp от расхода M . Объединенная гидродинамическая система насос-устройство устойчива, если в точке пересечения указанных выше характеристик выполняется следующее соотношение между их наклонами [1]:

$$\left. \frac{d\Delta p}{dM} \right|_{\text{int}} > \left. \frac{d\Delta p}{dM} \right|_{\text{ext}}. \quad (3.68)$$

Интегрирование (3.62)–(3.66) дает выражение для расчета гидродинамической (внутренней) характеристики пористой стенки

$$p_0^2 - p_1^2 = 2\alpha R \delta G \mu^* T^* I_2 + 2\beta R \delta G^2 T^* I_1 \quad (3.69)$$

или в безразмерном виде

$$\frac{p_0^2 - p_1^2}{(p_0^2 - p_1^2)^*} = g T_2 + g^2 \text{Re}^* I_1. \quad (3.70)$$

Здесь $g = G/G^*$; $\text{Re}^* = G^*(\beta/\alpha)/\mu^*$;

$$(p_0^2 - p_1^2)^* = 2\alpha R \delta G^* \mu^* T^*,$$

индекс "*" относится к нормирующим величинам.

Для точного расчета интегралов

$$I_1 = \int_0^1 \frac{T}{T^*} dz; \quad I_2 = \int_0^1 \frac{T}{T^*} \frac{\mu(p, T)}{\mu^*} dz \quad (3.71)$$

необходимо знать не только изменение (3.67) температуры охладителя внутри стенки, но и распределение давления.

На рис. 3.17 представлены гидродинамические характеристики 1–3 охлаждаемой пористой стенки. Плотность теплового потока является параметром. Вязкостный $\alpha = 1,17 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$ и инерционный $\beta = 7,15 \times 10^5 \text{ м}^{-1}$ коэффициенты сопротивления вычислены по соотношениям для тугоплавкого материала пористостью $\Pi = 0,5$. При расчете принято $\delta = 10 \text{ мм}$; $\lambda = 10 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$; $T_0 = 293 \text{ К}$; $T^* = 773 \text{ К}$, $G^* = 0,614 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$; $\text{Re} = 0,01$; $(p_0^2 - p_1^2)^* = 86 \cdot 10^{10} \text{ Па}^2$. Охладителем является гелий. Динамическая вязкость гелия мало зависит от давления, а экспериментальные данные при $p = 1 \text{ бар}$ в широком диапазоне температур $273 < T < 2273 \text{ К}$ можно аппроксимировать степенной зависимостью $\mu/\mu^* = (T/T^*)^{0,68}$, где $\mu^* = \mu(T^*)$. Штриховыми линиями 4–7 на рис. 3.17 изображены для сравнения гидродинамические характеристики при постоянной средней температуре охладителя.

Особенностью гидродинамических характеристик 1–3 является их V-образный вид – некоторой величине перепада давлений на проникаемой стенке соответствуют два различных значения расхода охладителя. Объясняется это тем, что при понижении расхода охладителя до некоторой критической величины (например, соответствующей точке *a*) вызванное этим повышение температуры газа внутри стенки совместно с

увеличением его вязкости оказывает настолько существенное воздействие на сопротивление, что перепад давлений, необходимый для "продавливания" уменьшающего расхода охладителя, должен возрастать.

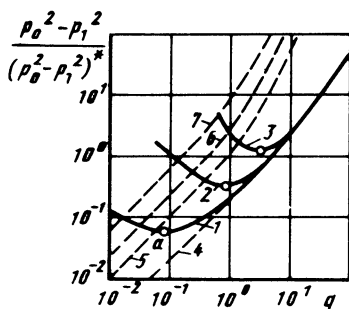


Рис. 3.17. Гидродинамические характеристики системы:

1 – $q = 10^5 \text{ Вт/м}^2$; 2 – $q = 10^6 \text{ Вт/м}^2$; 3 – $q = 10^7 \text{ Вт/м}^2$; 4 – $T = 293 \text{ К}$; 5 – $T = 773 \text{ К}$; 6 – $T = 1273 \text{ К}$; 7 – $T = 2273 \text{ К}$

Устойчивость системы транспирационного охлаждения определяется типом пересечения гидродинамической характеристики пористой стенки (кривые 1–3) и прокачивающей характеристики. При постоянном перепаде давлений на стенке (прокачивающая характеристика – горизонтальная прямая $d(p_0 - p_1)/dG_{\text{ext}} = 0$) система транспирационного охлаждения согласно условию (3.68) устойчива, если рабочая точка находится на правой, возрастающей ветви характеристик 1–3 (см. рис. 3.17). Уменьшение перепада давлений ниже предельного значения, соответствующего, например, точке *a*, приводит к разрушению пористой стенки.

Устойчивая работа системы охлаждения может быть реализована и в любой точке на уменьшающемся левом участке гидродинамических характеристик 1–3 при переходе от режима независимого изменения перепада давлений на пористой стенке к режиму независимого изменения расхода $G = \text{const}$ (прокачивающая характеристика – вертикальная прямая). Постоянство расхода охладителя может быть обеспечено, например, включением в линию подачи охладителя дополнительного регулируемого сопротивления, величина которого значительно превышает сопротивление пористой стенки. В этом случае изменение сопротивления последней вследствие повышения вязкости охладителя не вызывает изменения его расхода.

Тепловая характеристика. Важное значение при разработке системы транспирационного охлаждения имеет возможность расчета предельных значений тепловой нагрузки и температуры внешней поверхности при постоянном перепаде давлений на пористой стенке. Эту задачу можно решить с помощью тепловой характеристики системы, устанавливающей зависимость плотности воспринимаемого охладителем теплового потока от приращения его температуры $T'' - T_0$ (или от температуры внешней поверхности) при постоянном перепаде давлений.

Метод исследования тепловой устойчивости теплопередающих устройств с помощью тепловых характеристик обоснован в работе [1]. Пусть стенка с одной стороны обогревается, а с другой охлаждается. Зависимость плотности подводимого к стенке внешнего теплового потока q от ее температуры T_w является внешней тепловой характеристикой $q(T_w)_{\text{ext}}$. Внутренней характеристикой $q(T_w)_{\text{int}}$ является зависимость плотности отводимого от стенки к охлаждающей среде теплового потока q от ее температуры T_w . Теплопередающая стенка находится в состоянии тепловой устойчивости, если в точке пересечения внутренней и внешней характеристик выполняется следующее условие между их наклонами [1]:

$$\left. \frac{dq}{dT_w} \right|_{\text{int}} > \left. \frac{dq}{dT_w} \right|_{\text{ext}}. \quad (3.72)$$

Уравнение тепловой характеристики охлаждаемой пористой стенки имеет простой вид

$$q = Gc(T'' - T_0), \quad (3.73)$$

однако основная сложность состоит в определении величины удельного расхода охладителя при заданном перепаде давлений $p_0 - p_1$. При неко-

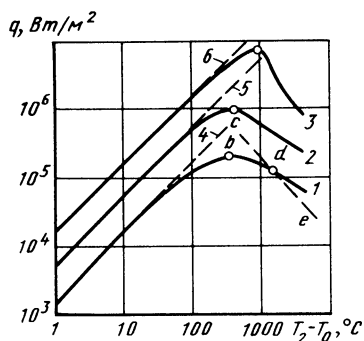


Рис. 3.18. Тепловые характеристики системы: 1 — $(p_0^2 - p_1^2)/(p_0^2 - p_1^2)^* = 0,1$; 2 — $(p_0^2 - p_1^2)/(p_0^2 - p_1^2)^* = 0,3$; 3 — $(p_0^2 - p_1^2)/(p_0^2 - p_1^2)^* = 1$

тором фиксированном значении $T'' - T_0$ и заданном перепаде давлений искомая величина расхода охладителя G находится в результате численного решения характеристического уравнения (3.70), в котором интегралы I_1, I_2 , определяемые из (3.71) с учетом (3.67), зависят от расхода охладителя через параметр B .

На рис. 3.18 изображены рассчитанные таким способом тепловые характеристики 1–3. Постоянные величины выбраны теми же, что и при расчете гидродинамических характеристик. Независимым параметром является разность квадратов давлений на поверхностях стенки. Все эти характеристики неоднозначны — некоторому тепловому потоку могут соответствовать два режима с различной температурой внешней поверхности. Неоднозначность характеристик обусловлена той же самой причиной, что и неоднозначность гидродинамических характеристик. С увеличением перепада давлений повышается значение температуры охладителя на выходе, соответствующее максимуму характеристик. Это объясняется снижением средней температуры газа внутри пористой стенки при увеличении расхода охладителя.

Устойчивость системы транспирационного охлаждения определяется согласно условию (3.72) типом пересечения тепловых характеристик 1–3 (см. рис. 3.18) и кривых, изображающих зависимость подводимого внешнего теплового потока от температуры поверхности стенки. Если внешняя тепловая нагрузка не зависит или почти не зависит от температуры поверхности $dq/d(T'' - T_0)_{\text{ext}} = 0$ (почти горизонтальная прямая, лучистый обогрев), то система устойчива, когда рабочая точка находится на левом, возрастающем участке кривых 1–3. Точка b определяет соответствующие предельные параметры для устойчивого режима.

Система охлаждения может быть устойчива и в рабочей точке d на уменьшающемся участке характеристики 1. Но для этого внешняя характеристика se должна уменьшаться (например, при конвективном обогреве пористой стенки высокотемпературным потоком газа с постоянной температурой t_∞), причем ее наклон в точке d по абсолютной величине должен быть больше наклона характеристики 1. В этом случае достигаются более высокие значения температуры внешней поверхности стенки.

Все проблемы, связанные с проявлением неустойчивости, устраняются при реализации подачи охладителя в режиме постоянного расхода $G = \text{const}$. В этом случае в соответствии с (3.73) тепловые характеристики имеют линейный вид и изображаются на рис. 3.18 в виде штриховых прямых 4–6. В таком режиме система транспирационного охлаждения

абсолютно устойчива, так как при любом реальном способе внешнего нагрева стенки выполняется условие устойчивости (3.72).

Анализ устойчивости с помощью гидродинамической и тепловой характеристик приводит к одинаковым результатам. Эти характеристики позволяют также найти способ организации устойчивой работы системы транспирационного охлаждения — он состоит в реализации подачи охладителя в режиме постоянного расхода.

3.8. ДВУХМЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ОХЛАЖДАЕМЫХ МАТРИЦАХ

В некоторых случаях процессы тепломассопереноса имеют ярко выраженный двухмерный характер, например, при транспирационном охлаждении передней части затупленных тел, обтекаемых высокоскоростным потоком. Для них характерно резкое уменьшение расхода охладителя вдоль внешней поверхности в направлении от лобовой точки давления окружающей среды и плотности теплового потока. Особенно значительное воздействие оказывает изменение внешнего давления, что приводит к существенному усложнению поля течения охладителя. Рассмотрим это на примере полусферической пористой оболочки [29, 30]. Полусферическая стенка обтекается сверхзвуковым потоком газа, распределение давления в котором вдоль поверхности $p = p_{w0} \cos^2 \varphi$ задается модифицированной теорией Ньютона (рис. 3.19). Учитывается только вязкостная составляющая сопротивления при движении в пористой структуре (режим Дарси). В этом случае стационарное поле давления при течении несжимаемой жидкости описывается уравнением Лапласа:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \varphi \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) = 0. \quad (3.74)$$

На внутренней поверхности проницаемой стенки давление постоянно, на внешней изменяется по указанному ранее закону

$$r = r_0 \quad p = p_0; \quad r = r_w \quad p = p_{w0} \cos^2 \varphi. \quad (3.75)$$

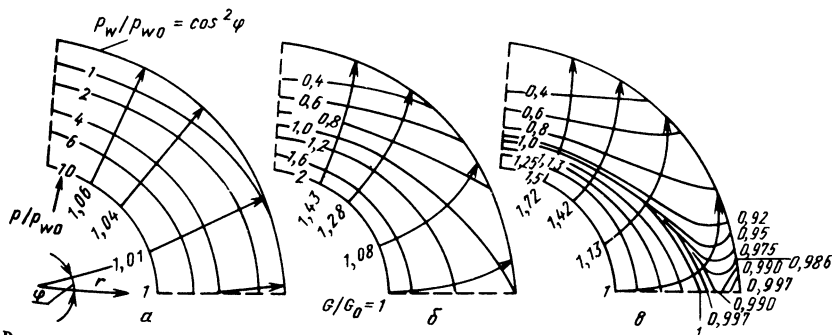


Рис. 3.19. Влияние давления подачи на течение охладителя сквозь полусферическую пористую оболочку:

а — $p_0 = p_0/p_{w0} = 10$; б — $p = p/p_{w0} = 2$; в — $p = p/p_{w0} = 1,5$

Уравнение (3.74) при граничных условиях (3.75) имеет аналитическое решение

$$\bar{p} = \bar{p}_0 - (\bar{p}_0 - \frac{1}{3}) \left(\frac{R-1}{R_w-1} \right) \left(\frac{R_w}{R} \right) + \frac{1}{6} \left(\frac{R^5-1}{R_w^5-1} \right) \left(\frac{R_w}{R} \right)^3 \times \\ \times (3\cos 2\varphi + 1), \quad (3.76)$$

где $\bar{p} = p/p_{w0}$, $R = r/r_0$.

На рис. 3.19 показано рассчитанное с помощью выражения (3.76) потенциальное поле в виде изобар $\bar{p} = \text{const}$ и линий тока G/G_0 для $R_w = 2$ и трех значений относительного давления подачи охладителя $\bar{p}_0 = 10, 2$ и $1,5$. При большой величине $\bar{p}_0$ (см. рис. 3.19, а) охладитель сквозь пористую стенку течет почти радиально, а массовый расход его слабо изменяется по внешней поверхности — решение близко к одномерному. Для промежуточного давления подачи на результаты оказывает существенное влияние изменение давления вдоль внешней поверхности — расход охладителя меняется на внутренней поверхности, а линии тока заметно отклоняются от лобовой точки (см. рис. 3.19, б).

Особенно резко изменение внешнего давления проявляется при малом давлении подачи (см. рис. 3.19, в). Искажение поля течения настолько велико, что на внешней части проницаемой оболочки вблизи лобовой точки появляется заблокированная для охладителя область, ограниченная "застойной" изобарой $\bar{p} = 0,990$. Через эту область охладитель не проходит — он обтекает ее в поперечном направлении. Эта зона доступна для проникновения высокотемпературного газа из внешнего потока, что может вызвать разрушение (расплавление) матрицы.

Отток охладителя от лобовой точки в поперечном направлении вызывает значительное уменьшение его расхода через внешнюю поверхность. Этот эффект нельзя обнаружить в одномерном анализе.

Поле течения сжимаемого газа внутри проницаемой полусферической оболочки может быть определено решением уравнения (3.74) относительно $\bar{p}^2$. При граничных условиях (3.75) решение получается в аналитическом виде. Выполненный анализ показал, что для газообразного охладителя заблокированная зона вблизи лобовой точки становится больше. При давлении подачи $\bar{p}_0 = 1,5$ минимальное относительное давление на "застойной" изобаре снижается до $0,929$ по сравнению с $0,990$ для жидкости.

Рассмотрим двухмерные процессы тепломассопереноса в проницаемых матрицах при течении сквозь них газообразного охладителя. Принятая физическая модель изображена на рис. 3.20. Размеры матрицы L_x и L_y вдоль осей x и y соответственно. Газообразный охладитель подается через тыльную поверхность $x = L_x$ и течет по направлению к обогреваемой фронтальной. Система симметрична относительно оси x . Распределение результирующего теплового потока и внешнего давления вдоль фронтальной поверхности в безразмерном виде показано на рис. 3.21. Такое распределение соответствует условиям вблизи лобовой точки спускаемого аппарата. Используются два варианта подачи охладителя на тыльной поверхности: с постоянным массовым расходом $G(L_x)$ и рас

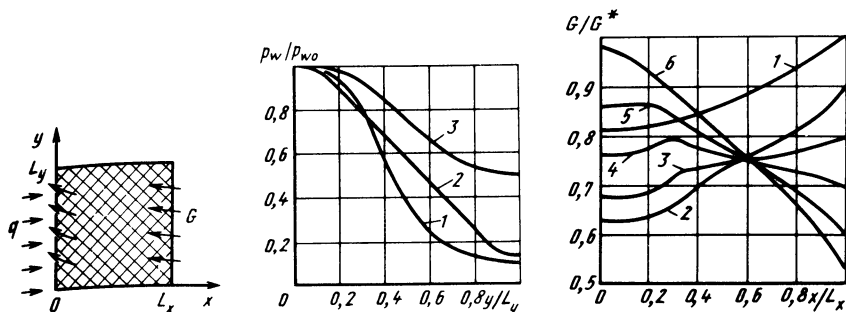


Рис. 3.20. Двухмерная проницаемая матрица

Рис. 3.21. Распределение давления [$1 - p/p(0, 0)$], теплового потока [$2 - q/q(0, 0)$] по внешней и расхода охладителя по внутренней [$3 - G/G(L_x, 0)$] поверхностям пористой матрицы спускаемого аппарата

Рис. 3.22. Влияние переменных теплового потока, внешнего давления и расхода подаваемого охладителя на продольный поток охладителя внутри обугливающейся проницаемой матрицы:

1 — $y/L_y = 0$; 2 — $y/L_y = 0,333$; 3 — $y/L_y = 0,467$; 4 — $y/L_y = 0,600$; 5 — $y/L_y = 0,733$; 6 — $y/L_y = 1$

ходом, изменяющимся по закону, изображенному кривой 3 на рис. 3.21. Такие условия позволяют проанализировать тепломассоперенос в проницаемой матрице в двух процессах: при обычном транспирационном охлаждении и при течении газообразных продуктов пиролиза в пористом обугливающемся аблирующем теплозащитном покрытии. Для последнего случая тыльная поверхность матрицы $x = L_x$ рассматривается как область вблизи зоны выделения газообразных продуктов пиролиза.

Математическое описание задачи включает в себя уравнение состояния газа, двумерные уравнения неразрывности, движения и уравнения энергии для охладителя и матрицы. Типичные примеры расчета транспирационного охлаждения приведены на рис. 3.22. Отчетливо проявляется двумерный характер течения охладителя. Его массовый расход вдоль линии $y/L_y = \text{const}$ (см. рис. 3.20) убывает в направлении по нормали к фронтальной поверхности для центральной части матрицы $y/L_y < 0,6$ и возрастает для периферийной $y/L_y > 0,6$. Это вызвано отклонением потока в поперечном направлении внутри структуры. Двумерный характер течения в пористом покрытии усиливается по мере повышения внешнего давления в лобовой точке.

На рис. 3.23 показано распределение температуры обугливающегося пористого покрытия для условий, соответствующих данным, приведенным на рис. 3.22. Температура внешней поверхности максимальна в лобовой точке ($y/L_y = 0$), здесь же матрица и прогревается на самую большую глубину.

Во всех двумерных задачах транспирационного охлаждения отчетливо проявляется общая закономерность — вблизи лобовой точки, где тепловой поток имеет максимальную величину, расход дуваемого через внешнюю поверхность охладителя равен или близок к минимальному.

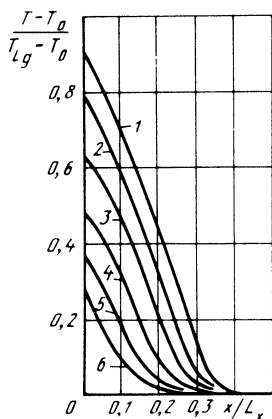


Рис. 3.23. Распределение температуры внутри обугливающейся матрицы при условиях, соответствующих данным, приведенным на рис. 3.22

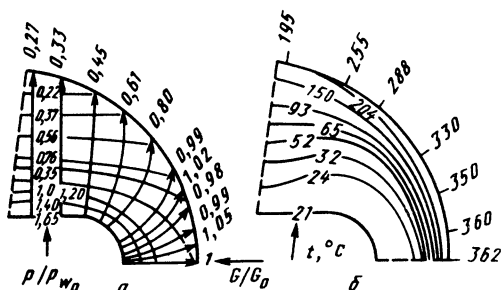


Рис. 3.24. Распределение давления и расхода охлаждаителя (а), а также температуры пористой матрицы (б)

Поэтому в центральной части охлаждаителя не хватает, а по мере удаления от нее его расход становится избыточным. В связи с этим особое значение приобретает задача обеспечения распределения расхода вдуваемого через внешнюю поверхность охлаждаителя в соответствии с изменением теплового потока так, чтобы создать почти изотермические условия.

Основным способом оптимизации является изменение толщины пористой стенки и ее проницаемости — вблизи лобовой точки толщина минимальна, а проницаемость — максимальна. Выбор оптимальных распределений толщины и проницаемости стенки обычно осуществляется методом последовательных приближений на основе решения всей замкнутой системы уравнений тепло-массо-переноса. На рис. 3.24 показан пример двухмерного распределения давления, массового расхода охлаждаителя и температуры матрицы в такой стенке [29, 30]. Охладитель (вода) полностью испаряется на внешней поверхности, а ее температура равна температуре насыщения охлаждаителя и изменяется в соответствии с заданным законом распределения внешнего давления. Наружная поверхность имеет форму полусферы, сопряженной с конусом, внутренняя — полусферы, сопряженной с цилиндром. Проницаемость матрицы уменьшается в направлении от лобовой точки по экспоненте. Для таких условий расход охлаждаителя вблизи лобовой точки остается почти постоянным, ниже избыбары 0,85 он монотонно падает. Увеличением толщины стенки с одновременным уменьшением ее проницаемости удастся скомпенсировать резкое падение давления вдоль внешней поверхности. Оптимальное сочетание толщины и проницаемости стенки достигается только для фиксированных внешних условий.

Регулирование расхода охлаждаителя путем профилирования толщины пористой стенки при однородной проницаемости ее структуры довольно затруднительно. Обнаружена возможность такой физической ситуации, что не для всякого произвольного закона распределения плотности теп-

лового потока вдоль нагреваемой плоской поверхности может быть найден профиль внутренней поверхности, обеспечивающий изотермичность нагреваемой поверхности.

ГЛАВА 4

СТРУКТУРА, ТЕПЛООБМЕН И СОПРОТИВЛЕНИЕ ПОТОКА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ, ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ В ПОРИСТЫХ МАТРИЦАХ

4.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

Теплообменные устройства с испытывающим фазовое превращение теплоносителем внутри пористых элементов обладают рядом качественно новых свойств по сравнению с такими устройствами, где теплоноситель — однофазный. Одной из причин этого является особенно высокая интенсивность теплообмена при фазовом превращении теплоносителя внутри проницаемой матрицы. Структура потока и механизм теплообмена в этом процессе имеют ряд особенностей и качественно отличаются от аналогичных характеристик в каналах обычных размеров. Причиной этого является то, что размер пор значительно меньше капиллярной постоянной жидкости $[\sigma/g(\rho' - \rho'')]^{1/2}$.

Для разработки аналитических моделей и расчета гидродинамических и теплообменных характеристик парожидкостного потока внутри проницаемой матрицы нужна информация о его структуре. Но рассматриваемый процесс отличается тем, что не позволяет выполнить визуальное или любое другое исследование структуры двухфазного потока непосредственно внутри пористого материала. Поэтому единственным способом для получения необходимых сведений является наблюдение картины истечения из пористого материала испаряющегося в нем теплоносителя. Такие исследования проведены при адиабатическом дросселировании предварительно нагретой воды через пористые металлокерамические образцы и при испарении воды внутри образцов с различными видами подвода теплоты — лучистым внешним потоком и при объемном тепловыделении за счет омического нагрева. Одновременно с визуальным наблюдением измеряли распределение температуры материала и изменение давления в потоке внутри образца (последнее измеряли только в первом случае).

В процессе адиабатического дросселирования нагретой жидкости сквозь пористый материал удастся реализовать двухфазный поток в "чистом" виде без усложняющих его явлений, вызванных внутрипоровым теплообменом между структурой и потоком. Типичный пример этого представлен на рис. 4.1. Бронзовый цилиндрический образец пористостью 0,351 изготовлен спеканием в форме свободно засыпанного порошка сферических частиц фракции 63...100 мкм. Начало оси Z совпадает с входной поверхностью. Внутри образца установлено 7 термопар:

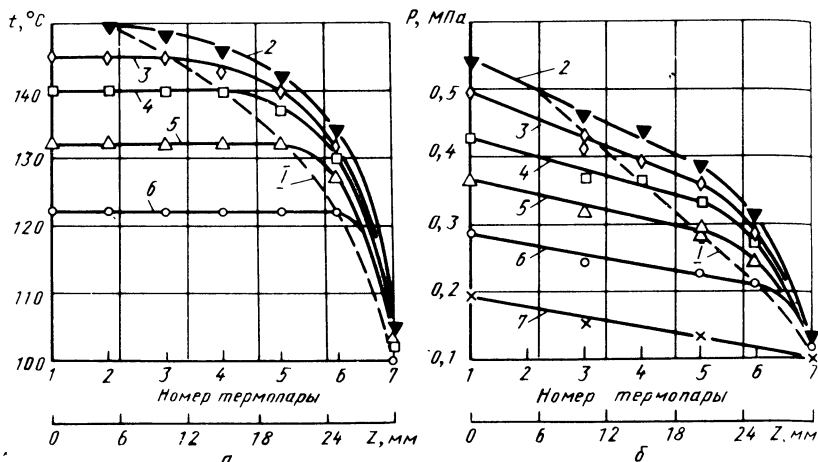


Рис. 4.1. Поля температур (а) и давлений (б) внутри металла (бронзы) пористостью 0,351 однородной структуры при движении сквозь него адиабатного испаряющегося потока воды с удельным расходом $G = 26 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и атмосферном давлении на выходе (пояснения в тексте)

1-я на входе, 7-я на выходе, положение остальных указано на рис. 4.1. Четыре датчика давления (иглы) установлены в одних поперечных сечениях с термопарами 1, 3, 5, 7.

Зависимости 2...7 изображают распределение температур и давления при нахождении начала зоны испарения в сечении установки термопар с соответствующим номером. Они получены в режимах с различными начальными температурами воды. Штриховая кривая I соединяет параметры точек положения начала зоны испарения.

При однофазном течении жидкости на входном участке (до пересечения с кривой I) температура остается постоянной, а давление линейно понижается. Жидкость достигает состояния насыщения (точка пересечения с кривой I), закипает и образуется двухфазный поток. Его расходное массовое паросодержание $x = (i_0 - i')/r$ возрастает. Это вызывает непрерывное увеличение гидравлического сопротивления — наклон кривых распределения давления и температуры в потоке внутри образца постепенно увеличивается. По мере повышения начальной температуры сокращается протяженность входного участка течения однофазного потока, фронт закипания приближается к входной поверхности и возрастает паросодержание двухфазного потока на выходе. При этом увеличивается градиент давления в двухфазном потоке (кривые располагаются круче) и возрастает полный перепад давлений на образце. На рис. 4.1, б светлые значки и проведенные через них кривые соответствуют давлению насыщения, рассчитанному по температурам, показанным на рис. 4.1, а. Темные значки соответствующего вида — измеренные величины давления. При совпадении расчетных значений давления с измеренными для двухфазного потока используется только темный значок. Величины давления насыщения могут быть рассчитаны только для двухфазного потока, т. е. для точек в области, расположенной выше кривой I .

Измеренное с помощью игл давление в потоке внутри образца достаточно точно совпадает со значениями давления, рассчитанными по измеренным температурам в соответствующих поперечных сечениях. Такие результаты были получены во всем исследованном диапазоне удельных массовых расходов воды до $26 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, а также и для образцов из коррозионно-стойкой стали. Это свидетельствует о наличии термодинамического равновесия внутри адиабатного двухфазного потока в пористом металле.

Визуальное наблюдение картины вытекающего двухфазного потока на вертикальной выходной поверхности при атмосферном давлении позволило установить следующее.

При начальной температуре воды $85 \dots 90^\circ \text{C}$ (в зависимости от тщательности предварительной дегазации воды) на выходной поверхности образца всегда появляются видимые мельчайшие пузырьки воздуха. С повышением температуры и приближением ее к 100°C число и размеры пузырьков увеличиваются. Они медленно растут, достигают в максимальных случаях диаметра $\approx 0,6 \text{ мм}$, отрываются и сносятся потоком. При приближении начальной температуры воды к 100°C происходит постепенный переход от выделения газопаровых пузырьков к паровым. Он состоит в том, что число центров образования и частота отрыва пузырьков возрастают, а их максимальные размеры уменьшаются до диаметра меньше $0,1 \text{ мм}$. При повышении температуры от 100 до 102°C мельчайшие паровые пузырьки "выбегают" сплошными цепочками и лопаются на поверхности жидкостной пленки, образуя на ней мельчайшую рябь и туман из микрокапель. При дальнейшем повышении начальной температуры практически из каждой поры идут сплошные паровые микроструи, интенсивность которых непрерывно возрастает. Вся поверхность образца равномерно усеяна мельчайшими белыми источниками паровых микроструй. Пленка жидкости на ней набухает, становится рыхлой и белеет. Появляется шум. В дальнейшем интенсивность истечения паровых микроструй еще более возрастает, шум увеличивается. На пленке образуются бесформенные белые скопления размером около 5 мм , быстро сбегаящие вниз или отрывающиеся от ее поверхности в виде бесформенных вначале комков. Такой механизм по мере увеличения его интенсивности наблюдается без качественных изменений до предельных исследованных начальных температур воды 180°C , что соответствует возрастанию массового расходного паросодержания вытекающего двухфазного потока от 0 до $0,15$.

Дальнейшее увеличение паросодержания и изменение структуры вытекающего потока ограничиваются возможностями метода адиабатического дросселирования. Однако это можно реализовать искусственно следующим образом. Если при достижении предельной начальной температуры $175 \dots 180^\circ \text{C}$ резко уменьшить расход воды через образец, то перепад давлений на нем, а вместе с ним и давление на внутренней поверхности резко упадут до давления насыщения и вода закипит перед образцом. В этом случае через образец периодически подаются порции воды с паром. Подающаяся двухфазная смесь пульсирует. В периоды между этими пульсациями на входе в образец имеет место расслоение пара и

жидкости по высоте. После выброса порции воды верхняя часть внешней поверхности высыхает и устанавливаются (сверху вниз) три зоны истечения: зона сухой поверхности, промежуточная темная влажная зона и зона пленки воды с паровыми микроструями. Между сухой и промежуточной зонами переход очень плавный, тогда как между промежуточной зоной и кипящей пленкой переход ярко выражен.

Промежуточная темная влажная зона включает в себя переход от сухой внутриводной поверхности к поверхности, покрытой тонкой микропленкой. Прорывающиеся через насыщенную жидкостью пористую структуру паровые микроструи образуют периодически (где внешняя поверхность влажная без пленки) или постоянно (где поверхность покрыта микропленкой) разрушающиеся полусферические тонкие оболочки. Таким образом, промежуточная темная влажная зона — это постепенное увеличение потока пара и сокращение потока жидкости в режиме течения ее в виде обволакивающей частицы материала микропленки.

Расслоение двухфазного потока по высоте образца в периоды между прорывами воды позволяет наблюдать на его внешней поверхности плавный переход снизу вверх от режима истечения паровых струй к постепенному уменьшению доли жидкости в двухфазном потоке и, наконец, к чисто паровому потоку.

Термодинамическое равновесие в двухфазном адиабатном потоке внутри пористого каркаса объясняется чрезвычайно высокой интенсивностью передачи теплоты от жидкости к пару. Развитая поверхность раздела фаз жидкость — пар обеспечивает кратчайшее расстояние передачи теплоты из обволакивающей частицы металла жидкостной микропленки к ее поверхности, в результате чего испарение идет без измеряемой разности температур между жидкостью и паром, а двухфазная смесь находится в состоянии термодинамического равновесия.

Помимо адиабатического дросселирования были выполнены обширные эксперименты по исследованию структуры и теплообмена двухфазного потока испаряющегося охладителя внутри проницаемых нагреваемых металлов — с объемным тепловыделением и с внешним лучистым тепловым потоком. Подробное изложение этих результатов будет приведено в гл. 6 и 7. Здесь же отметим некоторые наиболее важные для последующего анализа данные.

Особенно интересные результаты получены при измерении распределения температуры по толщине пористого образца с объемным тепловыделением и при визуальном наблюдении картины истечения двухфазной смеси на его внешней поверхности. В таких режимах профиль температуры имеет максимум в начале области испарения. После него в направлении к внешней поверхности, несмотря на интенсивный подвод теплоты от матрицы к двухфазному потоку, температура последнего, а вместе с ней и температура матрицы в зоне испарения понижается вслед за температурой насыщения паровой фазы испаряющейся смеси. В этой зоне на рассмотренный ранее процесс дросселирования двухфазной смеси накладывается интенсивный подвод теплоты от каркаса. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что вплоть до достигнутой плотности объемного тепловыделения $q_v = 14 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^3$ между порис-

тым металлом и паровой фазой двухфазного потока отсутствует измеримая разность температур и, следовательно, интенсивность объемного теплообмена между проницаемым каркасом и испаряющимся охладителем очень высока.

При постоянном расходе охладителя плотность объемного тепловыделения постепенно повышается и на внешней поверхности образца наблюдается изменение структуры потока начиная от однофазного истечения жидкости, затем появляются сначала отдельные, а затем — цепочки мельчайших газопаровых пузырьков. Далее жидкость на поверхности закипает и постепенно увеличивается расходное паросодержание потока до полного его испарения и высыхания внешней поверхности. При этом картина истечения охладителя на всех стадиях аналогична изложенной ранее для адиабатного потока. Но здесь получены подробные данные также и для завершающей стадии, когда жидкостная пленка утоньшается и переходит в темную влажную поверхность с небольшими пенными скоплениями тонкой структуры. Последние образуются из жидкостной микропленки, выносимой паровыми микроструями из поровых каналов. Насыщенность пористой структуры жидкостью уменьшается, и после этого внешняя поверхность высыхает и светлеет.

В экспериментах по испарительному жидкостному охлаждению пористой металлической стенки с внешним лучистым нагревом при постоянном расходе охладителя плотность лучистого теплового потока постепенно увеличивалась. При этом происходило изменение визуально наблюдаемой на внешней поверхности образца структуры вытекающего потока от появления газопаровых пузырьков под пленкой кипящей жидкости до полного испарения потока. Картина истечения двухфазного потока на всех промежуточных стадиях также аналогична изложенной ранее для адиабатного испаряющегося потока.

Результаты визуального наблюдения на внешней поверхности матрицы структуры вытекающего двухфазного испаряющегося внутри пористого металла теплоносителя без нагрева при адиабатическом дросселировании и при различных способах подвода теплоты к проницаемому каркасу (объемном тепловыделении и внешнем лучистом тепловом потоке) позволяют сделать важный вывод о том, что механизм теплообмена и структура двухфазного потока внутри пористого металла не зависят от способа подвода теплоты к последнему. При этом паровая фаза смеси находится в состоянии термодинамического равновесия. Внешняя поверхность с изменяющимися картинками вытекающего двухфазного потока представляет собой как бы ряд последовательных поперечных сечений образца по толщине и позволяет визуально наблюдать плавное изменение структуры потока.

4.2. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ИСПАРЕНИИ

Физическая модель процесса. На основании изложенных картин истечения двухфазной испаряющейся смеси из пористого металла в различных режимах можно представить следующие механизм и структуру

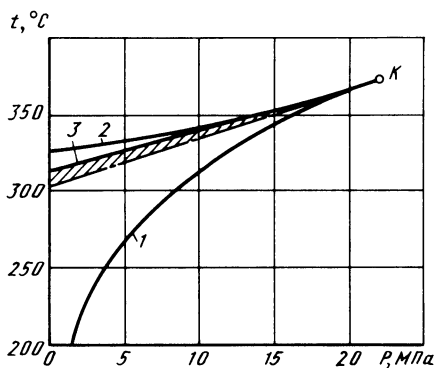
двухфазного потока теплоносителя внутри нагреваемых матриц. В начале области испарения при наличии некоторой разности $T - t_s$ температур пористого материала и теплоносителя в дискретных центрах образуются мельчайшие паровые пузырьки (численное значение $T - t_s$ будет рассмотрено ниже). Они заполняют все сечение поры, пар прорывается в наиболее крупные связанные поровые каналы и течет отдельными микроструями. Сечения паровых микроструй перехватываются жидкостными пробками.

По мере движения потока происходит быстрая активация центров парообразования. Количество паровых микроструй резко увеличивается и они заполняют все более мелкие поровые каналы. Жидкостные пробки уменьшаются, при этом основная часть жидкости движется в виде постепенно утоняющейся микропленки, которая обволакивает частицы каркаса и заполняет отдельные тупиковые поры. Скорость пара непрерывно возрастает. Вследствие резкого сужения и искривления каналов, прорыва пара в каналы при образовании пузырьков в заполненных ранее жидкостью порах происходит непрерывное разрушение и образование тонких жидкостных перемычек. Затем микропленка жидкости на стенках каналов постепенно испаряется и утоняется, жидкостные перемычки также уменьшаются и разрушаются. Высокоскоростной поток пара сначала уменьшает жидкостную микропленку по поверхности частиц, а затем распределяет по углам поровых каналов в области контакта частиц и тем самым препятствует сворачиванию микропленки под действием капиллярных сил и давления на локальных местах ухудшенной смачиваемости до полного ее испарения, чем достигается очень малая толщина микропленки жидкости перед завершением ее испарения. Давление в двухфазном потоке быстро понижается, а вместе с ним понижается и температура его паровой фазы, которая на любой стадии течения двухфазного потока равна локальной температуре насыщения.

Изложенный механизм справедлив для случая небольшой разности температур между пористым материалом и паровой фазой смеси. Совершенно по-другому испарение потока завершается в тех случаях, когда вследствие подвода теплоты теплопроводностью в область испарения температура пористой матрицы быстро возрастает. В этом случае в месте, где температура проницаемого каркаса достигает определенной величины T^* , соответствующей предельно достижимому перегреву жидкости, теплоноситель не может больше существовать в жидкостной фазе на поверхности частиц, жидкость перестает смачивать материал и микропленка свертывается в микрокапли. В итоге происходит резкое уменьшение интенсивности теплообмена при смене режима испарения микропленки на режим конвективного теплообмена дисперсного потока перегретого пара с мельчайшими каплями. Здесь микрокапли при столкновении с поверхностью каркаса уже не растекаются по ней, вследствие чего испарение их затруднено.

Отмеченный кризис кипения жидкости в микропленке имеет термодинамическую природу — жидкость становится термодинамически неустойчивой и самопроизвольно распадается. Соответствующая температура предельного перегрева является физической характеристикой жидкости

Рис. 4.2. Характерные температуры воды в зависимости от давления: 1 — температура насыщения; 2 — теоретическая температура предельного перегрева (спинодаль); 3 — эмпирическая температура достижимого перегрева (4.1); К — критическая температура



и может быть рассчитана из условия механической устойчивости однородной фазы [22]. На рис. 4.2 кривой 3 изображена эмпирическая зависимость для температуры достижимого перегрева воды

$$T^*/T_{кр} = 0,905 + 0,095 (T_s/T_{кр})^8, \quad (4.1)$$

где $T_{кр}$ — термодинамическая критическая температура; T^* , T_s — температуры предельного перегрева и насыщения, выраженные в термодинамической температурной шкале. Штриховкой на рис. 4.2 указана область экспериментальных данных. Уменьшение экспериментальных значений температуры достижимого перегрева воды по сравнению с теоретическими до предельного значения вызвано началом гомогенного зародышеобразования и влиянием неполного смачивания жидкостью поверхности нагрева. Из представленных данных следует, что для воды при атмосферном давлении предельный перегрев $T^* - T_s$ составляет около 210 °С и быстро уменьшается с возрастанием давления.

Перегрев при зарождении паровых пузырьков. Образование паровых пузырьков в потоке жидкости внутри проницаемой матрицы возможно в условиях термодинамического равновесия, без заметного перегрева каркаса относительно температуры насыщения. Такое заключение подтверждается как анализом условий зарождения пузырьков, так и экспериментальными результатами.

Возникновение парового зародыша как в объеме насыщенной жидкости, так и на элементе поверхности твердой фазы имеет флуктуационный характер. Вероятность флуктуационного возникновения зародыша пропорциональна $\exp(-L/kT)$, где L — работа, затрачиваемая на образование пузырька. На поверхности раздела жидкость—твердая фаза молекулярное сцепление ослаблено и работа, затрачиваемая на образование пузырьков, равная изменению термодинамического потенциала системы $\Delta\Phi$ при его появлении, меньше, чем в объеме жидкости, и может быть рассчитана по выражению

$$\Delta\Phi = (\varphi_v - \varphi_e)\rho V + \sigma F \left[1 - \frac{F_w}{F} (1 - \cos\theta) \right]. \quad (4.2)$$

Здесь φ_v , φ_e — химические потенциалы паровой и жидкостной фаз; ρ — плотность пара; V , F — объем и полная поверхность пузырька; F_w — поверхность контакта пузырька с твердой фазой; σ — коэффициент поверхностного натяжения; θ — краевой угол смачивания.

Второе слагаемое правой части (4.2) характеризует работу образования поверхности пузырька, которая зависит от физико-химических (θ) и геометрических (F_w/F) свойств поверхности. Величина ΔF тем меньше, чем хуже смачиваемость поверхности и чем большая часть газового зародыша соприкасается с ней. Выражение (4.2) определяет два направления активного воздействия на процесс появления зародышей: а) ухудшение локальной смачиваемости (увеличение θ); б) создание условий для увеличения поверхности соприкосновения зарождающегося пузырька с твердой фазой F_w/F . В частности, можно показать, что при ухудшенном локальном смачивании ($\theta \geq \pi/2$) и при наличии микроуглублений самой простой конической формы образование зародышей паровой фазы возможно без перегрева при термодинамическом равновесии.

Пористые металлы в наибольшей степени удовлетворяют требованиям облегчения зарождения пузырьков по геометрической структуре и в значительной степени — по наличию многочисленных участков ухудшенной смачиваемости. Они обладают чрезвычайно развитой и сложной внутрипористой поверхностью. В них имеются поры самой различной формы: открытые, полуоткрытые, замкнутого типа и т. д. Именно при образовании пузырьков внутри пор наиболее вероятно соблюдение условия $F_w/F \rightarrow 1$. Технология получения пористых металлов обуславливает нарушение микроструктуры металла и появление неоднородностей по химическому составу вблизи контакта частиц и окисных пленок. Такие факторы вызывают значительное изменение смачиваемости. Если учесть, что для возникновения парового пузырька достаточно иметь участок ухудшенной смачиваемости линейным размером 0,1...1 мкм, то все точки контакта частиц в пористом металле можно рассматривать в качестве потенциальных центров зарождения пузырьков. Наилучшими свойствами с точки зрения облегчения условий появления зародышей обладают пористые плохо смачиваемые материалы, например, фторопласт, полиэтилен.

Ранее было отмечено также, что наличие в теплоносителе после его дегазации даже самого малого количества растворенного газа обуславливает зарождение газопаровых пузырьков до начала закипания жидкости при ее течении в пористых металлах независимо от вида их нагрева. Эти пузырьки служат готовыми центрами парообразования.

Многочисленные результаты экспериментов по кипению различных жидкостей на поверхностях нагрева с пористым покрытием (воды, этилового спирта, фреонов) показали, что перегрев сплошной поверхности соответствующий началу появления пузырьков снаружи покрытия, очень мал и составляет величину меньше 1,5 К. Причем следует отметить, что перегрев проницаемого материала в месте зарождения пузырьков еще меньше вследствие падения температуры при подводе теплоты к нему теплопроводностью от сплошной поверхности.

Интенсивному парообразованию внутри пористой структуры способствует также и то, что после зарождения пузырька и выхода пара в виде микроструйки в связанные каналы в поре остается часть пара. Все отмеченные особенности приводят к непрерывному без резких пульсаций образованию пара в многочисленных центрах при отсутствии измеряемо

перегрева $T - t_s$ проницаемой матрицы относительно локальной температуры насыщения t_s .

Интенсивность внутрипорового теплообмена. Одной из основных величин, определяющих испарение потока теплоносителя внутри пористых металлов, является интенсивность h_v объемного теплообмена. Выполним приближенную оценку этой величины. Из приведенного ранее физического механизма процесса следует, что основным режимом внутрипорового теплообмена при движении двухфазного потока в нагреваемых матрицах является передача теплоты от пористого каркаса с температурой T теплопроводностью через жидкостную микропенку к ее поверхности, имеющей температуру, равную температуре насыщения t_s , где теплота затрачивается на испарение жидкости.

Количество тепла q_v , передаваемое от пористого материала к поверхности микропенки в единице объема, можно выразить следующим образом:

$$q_v = h_v (T - t_s) = \frac{\lambda'}{\Delta} (T - t_s) F. \quad (4.3)$$

Здесь Δ — толщина микропенки; λ' — теплопроводность жидкости; F — площадь поверхности жидкостной микропенки в единице объема. Считаем, что эта величина площади равна (по крайней мере, незначительно меньше) удельной внутрипоровой поверхности структуры. Из (4.3) получаем

$$h_v = \lambda' F / \Delta, \quad (4.4)$$

откуда следует, что при равных прочих условиях интенсивность объемного теплообмена возрастает с увеличением удельной внутрипоровой поверхности F . Для металлов из округлых порошков

$$F = 6(1 - \Pi) / d_{\text{ч}}, \quad (4.5)$$

где $d_{\text{ч}}$ — диаметр частицы исходного порошка.

При движении испаряющегося потока насыщенность s проницаемой матрицы жидкостной фазой и толщина микропенки Δ уменьшаются. Считаем, что вся жидкость равномерно распределена в виде микропенки на стенках цилиндрических капиллярных каналов диаметром d_n . Тогда величину s можно выразить через Δ с помощью соотношения $s = 1 - (1 - 2\Delta/d_n)^2$, из которого следует

$$\Delta/d_n = 0,5 \left[1 - (1 - s)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.6)$$

Для пористых материалов из округлых порошков известна следующая зависимость между d_n и $d_{\text{ч}}$:

$$d_n = \frac{2}{3} \frac{\Pi}{1 - \Pi} d_{\text{ч}} \quad (4.7)$$

Подставляя (4.5)...(4.7) в выражение (4.4), для h_v получим соотношение

$$\frac{h_v d_{\text{ч}}^2}{\lambda'} = 18 \frac{(1 - \Pi)^2}{\Pi} [1 - (1 - s)^{1/2}]^{-1}, \quad (4.8)$$

позволяющее качественно оценить влияние основных характеристик процесса, в том числе и насыщенности матрицы жидкостью, на величину интенсивности внутрипорового теплообмена. Отсюда следует, что h_v возрастает пропорционально теплопроводности жидкости λ' , но особенно значительно увеличивается при уменьшении диаметра частиц исходного порошка — обратно пропорционально d_q^2 .

Уменьшение насыщенности пористого материала жидкостью приводит к резкому увеличению интенсивности теплообмена при $s < 0,3$. Как будет показано далее, величина $s = 0,3$ соответствует низкому паросодержанию потока ($x \cong 0,1$), поэтому основная часть жидкости испаряется в высокоинтенсивном режиме $s < 0,3$.

Оценим порядок величины h_v , принимая $\Pi = 0,33$; $s = 0,19$; теплопроводность для воды $\lambda' = 0,68$ Вт/(м · К). В результате получаем $h_v = 163/d_q^2$, что при $d_q = 316$; 100; 31,6 мкм дает следующие значения: $h_v = 1,63 \cdot 10^9$; $1,63 \cdot 10^{10}$; $1,63 \cdot 10^{11}$ Вт/(м³ · К).

С учетом полученных результатов представляет интерес оценить изменение интенсивности внутрипорового теплообмена при движении воды h_{v1} , ее испарении h_{v2} и последующем течении перегретого пара h_{v3} . Оценку проведем для пористого материала с характеристиками $\Pi = 0,33$; $d_q = 100$ мкм; $\beta/\alpha = 4 \cdot 10^{-6}$ м; $s = 0,19$. В этом случае из уравнения (2.16) однофазного внутрипорового теплообмена получаем $h_v = 10^3 Gc$, а соотношение (4.8) дает $h_{v2} = 1,63 \cdot 10^{10}$ Вт/(м³ · К). Окончательно для указанных условий имеем: $h_{v2}/h_{v1} = 3,8 \cdot 10^3 G^{-1}$; $h_{v2}/h_{v3} = 7,3 \times 10^3 G^{-1}$. Отсюда следует, что при реальном значении расхода $G = 1$ кг/(м² · с) теплообмен при испарении потока интенсивнее (в несколько тысяч раз), чем при однофазном течении.

4.3. СОПРОТИВЛЕНИЕ И СВОЙСТВА ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ, ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ ВНУТРИ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Исходные положения. Различные эмпирические модели, используемые для расчета сопротивления двухфазных потоков в каналах обычных размеров, неприменимы к потокам в проницаемых матрицах. Задачу о сопротивлении при движении двухфазного потока в пористых средах до последнего времени решали в основном исходя из потребностей гидрогеологии и нефтедобычи — при ненасыщающем течении подземных вод, при движении несмешивающихся водонефтяных и газонефтяных потоков в грунтах.

Наибольшее применение при этом получила модель относительной фазовой проницаемости. На основании экспериментальных исследований было установлено, что две несмешивающиеся жидкости одновременно текут сквозь пористую структуру каждая по своим извилистым устойчивым каналам. С учетом этого предложено считать для каждой фазы справедливым закон Дарси как для однофазного потока, но с уменьшением проницаемости пористой структуры вследствие наличия другой фазы.

Стационарное одномерное движение двухфазной смеси в пористой среде описывается системой уравнений Маскета–Левевергта:

$$\begin{aligned} -\frac{dp_1}{dZ} &= \frac{\alpha\mu_1 v_1 G_1}{f_1}; \\ -\frac{dp_2}{dZ} &= \frac{\alpha\mu_2 v_2 G_2}{f_2}; \\ p_1 - p_2 &= \Delta p_K; \\ s_1 + s_2 &= 1. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Здесь p_1, p_2 — давления фаз в окрестности границы их раздела; Δp_K — капиллярное давление; s_1, s_2 — насыщенность пористого материала каждой фазой (объемное содержание фаз во внутривапорном пространстве); f_1, f_2 — относительные фазовые проницаемости, которые учитывают увеличение гидравлического сопротивления из-за присутствия другой фазы в пористой матрице.

Многочисленные экспериментальные исследования подтвердили справедливость системы уравнений (4.9) для различных двухфазных потоков (жидкость–жидкость; жидкость–газ) с точностью, достаточной для практических приложений. При этом оказалось, что относительные фазовые проницаемости зависят только от вида пористой структуры и от насыщенности ее каждой фазой. На рис. 4.3 приведен пример эмпирических зависимостей относительных фазовых проницаемостей для газовой смеси от насыщенности s пористой среды смачивающей фазой (водой). Они получены на основе обобщения ряда данных и имеют следующее аналитическое описание:

$$\begin{aligned} f_l &= \left(\frac{s - 0,2}{0,8} \right)^{3,5} \quad \text{при } 0,2 < s^* \leq s < 1; \\ f_l &= 0 \quad \text{при } 0 < s \leq s^* \leq 0,2; \\ f_g &= \left(\frac{0,9 - s}{0,9} \right)^{3,5} (1 + 3s) \quad \text{при } 0 < s < s^{**} = 0,9; \\ f_g &= 0 \quad \text{при } 0,9 = s^{**} \leq s < 1. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Обращает на себя внимание то, что при малом содержании каждой из фаз в пористом каркасе ее относительная проницаемость равна нулю — данная фаза неподвижна. В рассматриваемом случае для жидкой фазы предельная минимальная величина насыщенности $s^* = 0,2$, а для газа 1 —

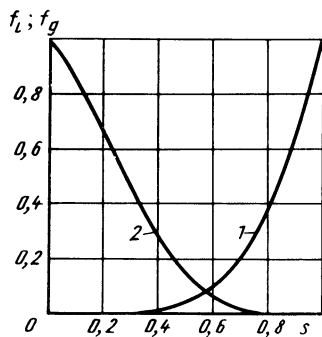


Рис. 4.3. Относительные фазовые проницаемости жидкости (1) и газа (2) в зависимости от насыщенности пористой среды жидкостной фазой при течении газовой смеси в грунтах

— $s^{**} = 0,1$. Физическое объяснение этого свойства состоит в следующем. При малом содержании смачивающей фазы (воды) $s < s^*$ она собирается вокруг точек контакта частиц в виде заземленных жидкостных колец. Эти кольца изолированы друг от друга и не образуют непрерывной жидкой фазы в пористом материале — жидкость неподвижная. По мере увеличения ее содержания кольца расширяются и при $s = s^*$ сливаются и образуют непрерывную жидкостную фазу, после чего и становится возможным ее течение. Данные по относительным проницаемостям различных двухфазных потоков в разнообразных пористых средах можно представить в нормированных координатах:

$$\bar{s} = \frac{s - s^*}{s^{**} - s^*}; \quad \bar{f}_l = \frac{f_l}{f_l(s^{**})}; \quad \bar{f}_g = \frac{f_g}{f_g(s^*)}. \quad (4.11)$$

В этом случае

при $s = s^*$, $f_l = 0$, $f_g = f_g(s^*)$ имеем $\bar{s} = 0$, $\bar{f}_l = 0$, $\bar{f}_g = 1$;

при $s = s^{**}$, $f_g = 0$, $f_l = f_l(s^{**})$ имеем $\bar{s} = 1$, $\bar{f}_l = 1$, $\bar{f}_g = 0$.

Переход к нормированным координатам позволяет проводить сопоставление экспериментальных данных, полученных при течении двухфазных смесей в различных в структурном отношении пористых средах с различными значениями s^* , s^{**} , поскольку в этом случае исследуется идентичная область насыщенности, в которой обе фазы подвижны. В итоге получены довольно неожиданные результаты: в нормированных координатах относительные проницаемости для различных пористых сред и двухфазных потоков очень близки между собой. Причем известные преобразованные результаты почти симметричны относительно линии $\bar{s} = 0,5$ и близки к параболам:

$$\bar{f}_l \approx \bar{s}^2; \quad \bar{f}_g \approx (1 - \bar{s})^2. \quad (4.12)$$

Более того, существует предположение о независимости нормированной относительной проницаемости $\bar{f}_g$ несмачивающей фазы (газ) от структуры порового пространства. Микростроение пористых сред основное влияние оказывает на нормированную относительную проницаемость смачивающей фазы (вода). Это связано с тем, что смачивающая фаза имеет лучший физико-химический контакт с пористым материалом и занимает все недоступные для несмачивающей фазы участки порового пространства, вследствие чего распределение воды имеет сложный характер. Пространство, в котором движется несмачивающая фаза, становится "гладким", и основной ее поток проходит по спрямленным путям, конфигурация которых обусловлена новой, вторичной структурой, образованной после распределения воды в пористой среде.

В некоторых случаях, например, при расчете движения пароводяного потока в глубинных слоях Земли, используется модель гомогенного течения. Эта модель была предложена для определения потерь давления при движении двухфазного потока в каналах обычных размеров. В ней принимается, что двухфазный поток ведет себя как некоторая гомогенная смесь, подчиняющаяся уравнениям движения для однофазной жидкости. Для описания гомогенной смеси необходимы средние параметры

скорость, термодинамические свойства (например, температура и плотность) и переносные свойства (вязкость). Эти кажущиеся свойства смеси рассчитываются как средневзвешенные. Справедливость допущения однородной модели при наличии теплового и динамического равновесия в потоке повышается в тех случаях, когда одна из фаз тонко диспергирована в другой. На первый взгляд это справедливо для двухфазного потока в тонкой пористой структуре.

В качестве уравнений, описывающих течение однородного испаряющегося теплоносителя в пористых материалах, используются уравнения неразрывности и движения однофазного потока

$$\begin{aligned} G &= \text{const}; \\ -dp/dZ &= \alpha \mu v G, \end{aligned} \quad (4.13)$$

в которых удельный объем v и динамическая вязкость μ определяются составом смеси.

Если удельный объем однозначно выражается через расходное массовое паросодержание потока x

$$v = v' + x(v'' - v'), \quad (4.14)$$

то для расчета динамического коэффициента вязкости пароводяной смеси иногда используют несколько существенно отличающихся выражений:

$$\mu_I = x \frac{v''}{v} \mu'' + (1-x) \frac{v'}{v} \mu'; \quad (4.15)$$

$$\mu_{II} = x \mu'' + (1-x) \mu'; \quad (4.16)$$

$$1/\mu_{III} = x/\mu'' + (1-x)/\mu'. \quad (4.17)$$

Аналитическое исследование сопротивления. Из приведенной ранее физической модели течения двухфазного потока внутри пористого металла следует, что в нем имеет место раздельное течение фаз — паровые микроструи в центре гладких каналов и жидкостная микропенка, которая обволакивает частицы материала и заполняет все неровности структуры. Поэтому сначала расчет характеристик потока проведем по модели относительной фазовой проницаемости с раздельным течением фаз. Полученные результаты с целью более полного представления о свойствах такого потока сравним с результатами по модели однородного течения.

Вначале учитывается только основная, вязкостная составляющая сопротивления испаряющегося потока в проницаемой матрице.

При анализе потерь давления на трение важное значение имеет параметр двухфазности $\Phi = (dp/dZ)/(dp/dZ)_0$, представляющий собой отношение обусловленного трением градиента давления (dp/dZ) двухфазного потока к аналогичной величине $(dp/dZ)_0$ для однофазного потока жидкости при одинаковых удельных массовых расходах.

Падение давления на участке от начала области испарения L до некоторого сечения Z может быть найдено интегрированием (4.13):

$$(p_L - p_Z)/(p_0 - p_1)_0 = \int_L^Z \Phi(x(z)) dz. \quad (4.18)$$

Здесь $(p_0 - p_1)_0 = \alpha \mu' v' G \delta$ — перепад давлений на пористом материале длиной δ при движении насыщенной жидкости.

Для расчета интеграла (4.18) нужно знать определяемую теплообменом зависимость массового паросодержания потока x от координаты z . В практическом и теоретическом планах важным является частный случай линейной зависимости $x = (z - l) / (k - l)$, характеризуемой постоянным по длине пористого материала средним объемным тепловыделением $q_v = \text{const}$. Он реализуется при постоянном вдоль канала внешнем тепловом потоке, причем здесь $l = L / \delta$, $k = K / \delta$. В этом случае расчет интеграла (4.18) существенно упрощается.

$$\int_l^z \Phi[x(z)] dz = (k - l) \int_0^x \Phi(x) dx = (k - l) J(x); \quad (4.19)$$

$$I(x) = \int_0^x \Phi(x) dx.$$

В применении к испаряющемуся потоку в пористых матрицах система уравнений (4.9), описывающая течение двухфазных смесей в грунтах согласно модели относительной фазовой проницаемости, приобретает следующий вид

$$G = \text{const}; \quad (4.20)$$

$$-\frac{dp_1}{dz} = \frac{\alpha \mu' v' G (1 - x)}{f_1}; \quad (4.21)$$

$$-\frac{dp_2}{dz} = \frac{\alpha \mu'' v'' G x}{f_2}; \quad (4.22)$$

$$p_2 - p_1 = \Delta p_k, \quad (4.23)$$

$$\varphi + s = 1. \quad (4.24)$$

Здесь s — насыщенность пористой структуры жидкостью.

При движении испаряющегося теплоносителя в пористых нагреваемых материалах в отличие от фильтрации двухфазных смесей в грунтах не может быть неподвижной заземленной фазы. В начале области испарения образующиеся пузырьки пара мгновенно заполняют поры и являются источниками паровых микроструй — нет неподвижных заземленных пузырьков. В конце зоны испарения обволакивающая пористый каркас движущаяся микропленка при прекращении подвода жидкости сразу же испаряется и исчезает. Поэтому для относительных фазовых проницаемостей выполняются условия:

$$\text{при } x = 0 \quad (\varphi = 0, s = 1), \quad f_1 = 1, \quad f_2 = 0; \quad (4.25)$$

$$\text{при } x = 1 \quad (\varphi = 1, s = 0), \quad f_1 = 0, \quad f_2 = 1.$$

Таким образом, в исследуемом процессе функции f_1, f_2 отличны от нуля при изменении s во всем диапазоне от 0 до 1, точно так же, как при введенные ранее в нормированных координатах (4.11) относительные фазовые проницаемости. Поэтому, учитывая условия (4.25), а также вид парабол (4.12), представленных в нормированных координатах относительных фазовых проницаемостей для двухфазных смесей в различных

пористых средах, в качестве первого приближения принимаем зависимость относительных фазовых проницаемостей от насыщенности пористого материала жидкостной фазой в виде степенных функций:

$$f_1(s) = s^p, \quad f_2(s) = (1-s)^q. \quad (4.26)$$

При вынужденном течении испаряющейся смеси в пористых теплообменных элементах капиллярное давление Δp_k обычно мало по сравнению с полным перепадом давлений, поэтому градиенты давления жидкостной и паровой фаз можно принять равными

$$dp_1/dZ = dp_2/dZ.$$

Приравнивая в этом случае правые части уравнений (4.21) и (4.22), получаем следующее соотношение:

$$\frac{x}{f_2(s)} = \frac{(1-x)}{f_1'(s)} \frac{v'}{v''}. \quad (4.27)$$

Подставляя в него функции (4.26), находим аналитическую зависимость между расходным массовым паросодержанием потока x и насыщенностью s пористой структуры жидкостной фазой

$$x = (1-s)^q / [(1-s)^q + \frac{v''}{v'} s^p]. \quad (4.28)$$

Если показатели степени p, q в (4.26) одинаковы и равны n ($p = q = n$), то с помощью соотношений (4.27) можно выразить s через x :

$$s = (1-x)^{1/n} / [(1-x)^{1/n} + (xv''/v')^{1/n}]. \quad (4.29)$$

Последнее выражение является более удобным, чем (4.28), так как массовое паросодержание потока определяется характером теплоподвода и может быть рассчитано.

Величину параметра двухфазности определим из любого уравнения (4.21), (4.22) с учетом (4.29):

$$\Phi = [(1-x)^{1/n} + (xv''/v')^{1/n}]^n. \quad (4.30)$$

Отсюда следует, что параметр двухфазности удовлетворяет предельным условиям: $x=0, \Phi=1$; $x=1, \Phi=v''/v'$.

Используя выражения для массовых расходов каждой фазы

$$\rho' u'_0 (1-x) = \rho' u' s; \quad (4.31)$$

$$\rho' u'_0 x = \rho'' u'' (1-s), \quad (4.32)$$

определим истинные скорости фильтрации жидкой u' , паровой u'' фаз и сравним их с начальной скоростью u'_0 жидкой фазы:

$$u'/u'_0 = (1-x)/s; \quad (4.33)$$

$$u''/u'_0 = x\rho'/(1-s)\rho''. \quad (4.34)$$

Отсюда выразим также и отношение скоростей (скольжение) фаз

$$\frac{u''}{u'} = \frac{x}{1-x} \frac{s}{1-s} \frac{\rho'}{\rho''}. \quad (4.35)$$

Движение гомогенного испаряющегося потока внутри пористого

материала описывается системой уравнений (4.13)...(4.17). Параметр двухфазности для него, как следует из (4.13), является отношением кинематических коэффициентов вязкости $\nu = \mu\nu$ гомогенного и жидкостного потоков: $\Phi = \mu\nu/\mu'\nu'$. С учетом выражений (4.14) и (4.15) можно получить соотношение

$$\Phi_I = 1 + x(\nu''/\nu' - 1). \quad (4.36)$$

Для гомогенных потоков с динамической вязкостью, рассчитываемой по любой из формул (4.15)...(4.17), интеграл (4.19) вычисляется аналитически. Например, с использованием выражения (4.36) получаем

$$I_1(x) = x + \frac{x^2}{2} \left(\frac{\nu''}{\nu'} - 1 \right). \quad (4.37)$$

Для иллюстрации и сравнения результатов, полученных по двум моделям, на рис. 4.4...4.7 приведены некоторые характеристики двухфазного испаряющегося потока в пористых матрицах в зависимости от его расходного массового паросодержания x . Расчеты выполнены с использованием физических свойств воды и водяного пара в состоянии насыщения при давлении 0,1 МПа. Интеграл $I(x)$ на рис. 4.4, б рассчитан в соответствии с формулой (4.19) по значениям параметра $\Phi(x)$, приведенным на рис. 4.4, а.

Из представленных на рис. 4.4 результатов следует, что различные схемы (4.15)–(4.17) расчета динамической вязкости гомогенной смеси приводят к существенно отличающимся результатам. Уменьшение относительных фазовых проницаемостей в модели раздельного течения (уве

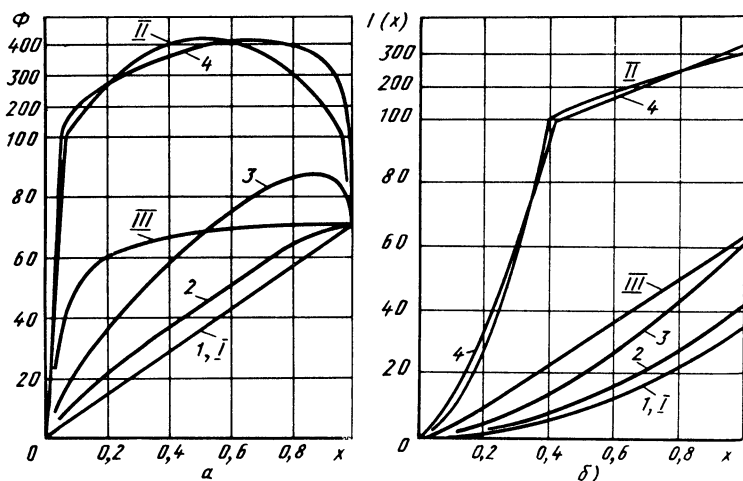


Рис. 4.4. Параметр двухфазности Φ (а) и интеграл (4.19) $I(x)$ (б) в зависимости от x :

1, 2, 3, 4 — для модели относительной фазовой проницаемости при $n=1, 2, 3, 6$ соответственно; I, II, III — для гомогенной модели при расчете μ по формулам (4.15), (4.16), (4.17) соответственно

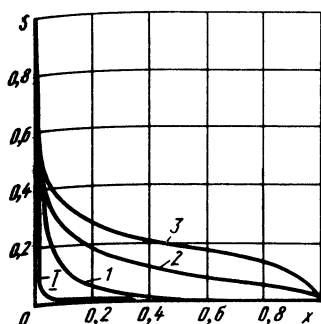


Рис. 4.5. Зависимость насыщенности s пористой матрицы жидкостной фазой от x : 1, 2, 3 — для модели относительной фазовой проницаемости при $n = 1, 2, 3$ соответственно; I — для гомогенной модели

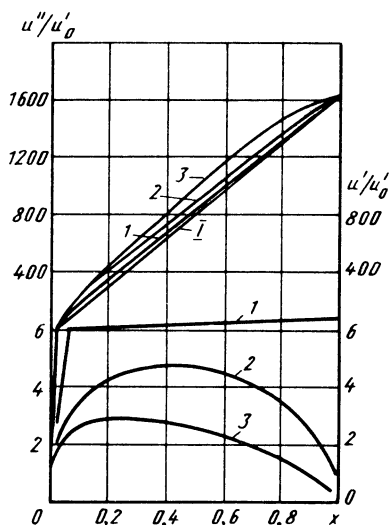


Рис. 4.6. Относительные скорости фильтрации u''/u'_0 паровой и u'/u'_0 жидкостной фаз в зависимости от x (обозначения те же, что и на рис. 4.5)

личение показателя степени n) значительно увеличивает гидравлическое сопротивление.

При большой насыщенности пористой среды жидкой фазой в случае гомогенного течения вязкость смеси меньше, чем при раздельном течении фаз (см. рис. 4.5). Объясняется это неоправданно высокой скоростью течения жидкой фазы в гомогенной смеси (см. рис. 4.6). Следует отметить также своеобразие изменения скорости жидкой фазы при $n = 2, 3$ — скорость сначала возрастает, достигает максимума и затем уменьшается.

Из приведенных на рис. 4.4 данных особенно важно отметить полное совпадение результатов по сопротивлению двухфазного потока, полученных с помощью формулы (4.15) для гомогенной смеси (линия I) и по модели относительной фазовой проницаемости при $n = 1$ (линия I). Действительно, при $n = 1$ формула (4.30) полностью совпадает с выражением (4.36). Однако для этих случаев наблюдается существенное, принципиальное различие скоростей жидкой фазы (см. рис. 4.6). Следовательно, можно утверждать, что модель гомогенного потока при расчете динамической вязкости по формуле (4.15), предполагающая равенство скоростей фаз, в действительности является моделью раздельного течения с различными скоростями фаз. С помощью формул (4.29) и (4.35) нетрудно показать, что при $n = 1$ истинные скорости фаз не равны, а их отношение остается постоянным $u''/u' \big|_{n=1} = \mu' / \mu''$.

Аналогичное заключение можно сделать и в отношении остальных выражений (4.16), (4.17). Например, на рис. 4.4 значения параметра двухфазности Φ и интеграла $I(x)$ для гомогенной модели с рассчитывае-

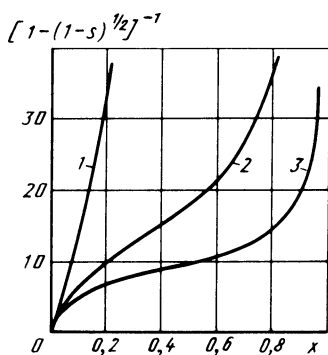


Рис. 4.7. Зависимость входящего в выражение (4.8) для расчета интенсивности h_v объемного внутрипорового теплообмена соотношения от x :

1, 2, 3 — для модели относительной фазовой проницаемости при $n = 1, 2, 3$ соответственно

мой по формуле (4.16) вязкостью очень близки к результатам модели относительной проницаемости при $n = 6$ — линии II и 4 соответственно.

Учитывая аналитические выражения (4.12) для нормированных от-

носительных фазовых проницаемостей и замечания относительно условий (4.25) при выборе функций вида (4.26), можно отметить достаточно хорошее соответствие представленных на рис. 4.5 и 4.6 результатов при $n = 2...3$ физической картине течения.

На рис. 4.7 показано влияние паросодержания в потоке на величину $[1 - (1-s)^{1/2}]^{-1}$, которая согласно (4.8) характеризует изменение интенсивности объемного теплообмена при испарении потока. Отсюда следует, что интенсивность теплообмена в рассматриваемом процессе в значительной степени зависит и от x , и от n .

При увеличении скорости движения однофазной жидкости в проницаемой матрице появляется и постепенно возрастает инерционная составляющая сопротивления — в уравнении движения Дарси появляется дополнительное слагаемое $\beta v G^2$

$$-dp/dZ = \alpha \mu v G + \beta v G^2. \quad (4.38)$$

В теории и практике движения газожидкостных смесей в грунтах их скорость мала и влияние инерционной составляющей сопротивления двухфазного потока обычно не учитывается, поэтому и вопрос о ее расчете не исследовался. Процессы испарения потока теплоносителя в пористых структурах теплообменных элементов отличаются высокими скоростями течения двухфазной смеси, при которых значение инерционной составляющей сопротивления может быть значительным.

Если обобщить модифицированный закон Дарси (4.38) на случай двухфазного потока, то задача определения инерционной составляющей сопротивления сводится к определению удельного объема v двухфазной смеси. В соответствии с используемыми моделями для расчета v можно предложить формулу (4.14) для гомогенной модели, а для модели раздельного течения (исходя из количества движения двухфазного потока) — соотношение

$$v = \frac{x^2}{1-s} v'' + \frac{(1-x)^2}{s} v'. \quad (4.39)$$

При этом следует отметить, что в последнем случае величина s неизвестна, так как выражение (4.29) для расчета зависимости s от x выведено для вязкостного режима движения без учета инерционной составляющей. Предположим, что соотношение (4.29) справедливо, по крайней

Рис. 4.8. Зависимость параметра двухфазности $\psi = v/v'$ и интеграла (4.40) $I(x)$ от x :
1, 2, 3 — для модели относительной фазовой проницаемости при $n = 1, 2, 3$ соответственно; 1 — для гомогенной модели

мере, для начала перехода от вязкостного к инерционному режиму, где инерционная составляющая меньше вязкостной.

С учетом (4.14) и (4.39) можно записать и соответствующие выражения для параметра двухфазности инерционной составляющей сопротивления $\psi = v/v'$, удовлетворяющего предельным условиям: $x = 0, \psi = 1$; $x = 1, \psi = v''/v'$.

На рис. 4.8 представлены рассчитанные согласно формулам (4.14), (4.29) и (4.39) зависимости ψ от x для пароводяного потока при $p = 0,1$ МПа, а также и соответствующие интегральные характеристики

$$I(x) = \int_0^x \psi(x) dx. \quad (4.40)$$

Из приведенных данных следует, что модель гомогенного течения дает более высокие значения инерционной составляющей сопротивления, особенно при $x < 0,6$. Физически это объясняется тем, что скорость жидкой фазы в гомогенной смеси, равная скорости смеси, значительно выше, чем при раздельном течении (данные приведены на рис. 4.6).

Важно отметить также, что изменение показателя степени n в зависимости (4.29) не вызывает существенного изменения инерционной составляющей сопротивления.

При учете потерь давления в двухфазном потоке внутри каналов потоянного сечения обычных размеров существенной является составляющая $G^2 dv/dZ$ (на ускорение потока вследствие уменьшения плотности смеси при испарении). Определим относительную величину этой составляющей для испаряющейся смеси в пористых матрицах. Для этого рассчитаем ее величину при полном испарении потока

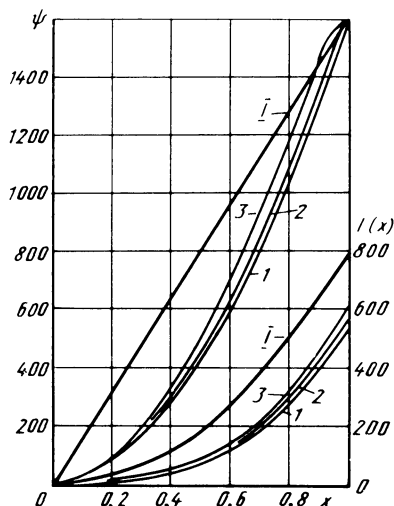
$$(p_L - p_K)_{ac} = \int_L^k G^2 \frac{dv}{dZ} dZ = G^2 v' (v''/v' - 1), \quad (4.41)$$

и сравним с величинами потерь давления на преодоление вязкостной

$$(p_L - p_K)_{vis} = \alpha \mu' v' G \int_L^k \Phi[x(Z)] dZ \quad (4.42)$$

и инерционной

$$(p_L - p_K)_{in} = \beta v' G^2 \int_L^k \psi[x(Z)] dZ \quad (4.43)$$



составляющих сопротивления. Ограничимся случаем постоянного объемного теплосъема в области испарения:

$$\int_l^k \Phi[x(z)]dz = (k - l)J(1); \quad \int_l^k \psi[x(z)]dz = (k - l)I(1).$$

На основе (4.41) ... (4.43) составим отношения

$$\frac{(p_L - p_K)_{ac}}{(p_L - p_K)_{vis}} = \frac{Re(v''/v' - 1)}{\beta \delta (k - l)J(1)}; \quad \frac{(p_L - p_K)_{ac}}{(p_L - p_K)_{in}} = \frac{1}{\beta \delta} \frac{(v''/v' - 1)}{(k - l)I(1)}, \quad (4.44)$$

где $Re = G(\beta/\alpha)/\mu'$ — критерий Рейнольдса однофазного потока жидкости в пористом материале.

Учитывая представленные на рис. 4.4, б и 4.8 результаты для J и I и принимая, что область испарения составляет половину длины проникаемой матрицы, можно приближенно оценить величины

$$(v''/v' - 1)/[(k - l)J(1)] \approx 50 \dots 80; \quad (v''/v' - 1)/[(k - l)I(1)] \approx 4 \dots 6.$$

Следовательно, отношения (4.44) в значительной мере определяются величиной инерционного коэффициента сопротивления β . Ранее было показано, что диапазоны изменения параметра β для различных пористых металлокерамических материалов, изготовленных из металлических порошков, волокон, сеток, близки между собой: $\beta = 10^6 \dots 10^8 \text{ м}^{-1}$. Принимая $\beta = 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $\delta = 0,1 \text{ м}$, получаем $\beta \delta = 10^5$. Окончательно при рассматриваемых условиях

$$\frac{(p_L - p_K)_{ac}}{(p_L - p_K)_{vis}} = (5 \dots 8) 10^{-4} Re; \quad \frac{(p_L - p_K)_{ac}}{(p_L - p_K)_{in}} = (4 \dots 6) 10^{-5}.$$

Здесь следует учесть также, что в вязкостном режиме течения $Re < 0,01$.

Таким образом, составляющая потеря давления на ускорение испаряющейся смеси в пористой структуре пренебрежимо мала по сравнению с вязкостной и инерционной составляющими. Физически это объясняется высокими абсолютными значениями вязкостной и инерционной составляющих сопротивления при движении потока в проникаемой матрице по сравнению с потоками в обычных каналах, тогда как потери давления на ускорение определяются только физическими свойствами и удельным расходом теплоносителя и не зависят от геометрии потока.

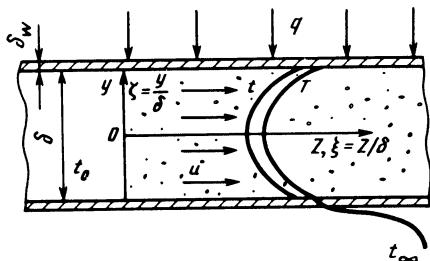
ГЛАВА 5

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ С ПОРИСТЫМ ВЫСОКОТЕПЛОПРОВОДНЫМ ЗАПОЛНИТЕЛЕМ

5.1. ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ ТЕЧЕНИИ ОДНОФАЗНОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Размещение в канале пористого высокотеплопроводного материала, прочно соединенного с его стенками, вызывает качественное изменение механизма и интенсификацию переноса теплоты: теплота от стенок канала передается теплопроводностью через каркас внутрь пористого материала и затем рассеивается в потоке за счет интенсивного внутрипорового

Рис. 5.1. Физическая модель процесса теплопереноса при течении однофазного охладителя в канале с пористым наполнителем



го теплообмена. Очевидная физическая идея этого способа послужила причиной того, что одновременно с развитием технологии изготовления

пористых металлов было предложено большое количество конструкций разнообразных теплообменных устройств, в которых каналы или межтрубное пространство заполнены проницаемой матрицей. К ним относятся как однофазные конвективные теплообменные элементы, так и устройства для организации испарения или конденсации потоков теплоносителя.

Позднее эффект значительной интенсификации однофазного конвективного теплообмена был подтвержден экспериментально. Однако, несмотря на обнадеживающие экспериментальные результаты, длительное время наблюдалось почти полное отсутствие теоретических работ в этой области.

Постановка задачи. Физическая модель процесса приведена на рис. 5.1. Канал постоянного поперечного сечения (плоский — шириной δ или круглый — диаметром δ), по которому движется поток однофазного теплоносителя, заполнен пористым высокотеплопроводным материалом. Подвод теплоты происходит с внешней стороны пористого элемента. Проницаемая матрица имеет совершенные тепловой и механический контакты со стенками, является изотропной с одинаковым по всем направлениям коэффициентом теплопроводности λ . Теплопроводность теплоносителя λ_t мала по сравнению с λ (что определяется самой сутью метода), а его теплофизические свойства постоянны. Поэтому при входе теплоносителя в пористый материал устанавливается плоский однородный профиль скорости, который в дальнейшем сохраняется неизменным, а удельный массовый расход по поперечному сечению канала остается постоянным $G = \text{const}$. На входе в матрицу температура потока t_0 постоянна и отсутствует тепловое воздействие на набегающий теплоноситель вследствие его пренебрежимо малой теплопроводности. Интенсивность h_v объемного внутрипорового теплообмена велика, но все-таки имеет конечное значение, поэтому начиная с определенного уровня подводящего к стенке канала внешнего теплового потока разность $T - t$ температур пористого материала и теплоносителя становится заметной и постепенно возрастает.

При принятых допущениях температурные поля проницаемого каркаса T и теплоносителя t в плоском канале описываются системой уравнений

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = h_v (T - t); \quad (5.1)$$

$$Gc \frac{\partial T}{\partial Z} = h_v (T - t). \quad (5.2)$$

Для круглого канала уравнение (5.1) имеет вид

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = h_v (T - t). \quad (5.3)$$

Величина h_v постоянна вследствие постоянства массового расхода охладителя G .

Для системы уравнений (5.1), (5.2) необходимо задать пять граничных условий. Три из них зависят от характера внешнего теплового воздействия и выражают следующие особенности процесса. Отсутствует передача теплоты от пористого материала навстречу набегающему теплоносителю вследствие пренебрежимо малой теплопроводности последнего

$\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} |_{Z=0} = 0$. Температура потока на входе в пористую матрицу остается постоянной $t|_{Z=0} = t_0$. На оси канала выполняется условие симметрии $\frac{\partial T}{\partial y} |_{y=0} = 0$. Оставшиеся два граничных условия определяются характером внешнего теплового воздействия.

Если стенки канала омываются внешним потоком с постоянной температурой t_∞ и постоянной с обеих сторон интенсивностью конвективного теплообмена α_∞ (граничные условия 3-го рода), то по мере движения теплоносителя сквозь пористый материал его температура приближается к t_∞ . Используя безразмерные величины

$$\vartheta = \frac{t - t_\infty}{t_0 - t_\infty}; \quad \theta = \frac{T - t_\infty}{t_0 - t_\infty}; \quad \xi = \frac{Z}{\delta}; \quad \zeta = \frac{y}{\delta}, \quad (5.4)$$

граничные условия для этого случая можно записать в следующем виде:

$$\text{при } \xi = 0 \quad \partial \theta / \partial \xi = 0; \quad (5.5)$$

$$\text{при } \xi = 0 \quad \vartheta = 1; \quad (5.6)$$

$$\text{при } \zeta = 0 \quad \partial \theta / \partial \zeta = 0; \quad (5.7)$$

$$\text{при } \zeta = 1/2 \quad \theta = -\frac{1}{\text{Bi}} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta}; \quad (5.8)$$

$$\text{при } \xi \rightarrow \infty \quad \vartheta \rightarrow 0. \quad (5.9)$$

Входящий в критерий $\text{Bi} = k_\infty \delta / \lambda$ коэффициент теплоотдачи включает в себя термическое сопротивление δ_w / λ_w стенки: $k_\infty = (1/\alpha_\infty + \delta_w / \lambda_w)^{-1}$.

При высокой интенсивности внешнего теплообмена ($\alpha_\infty \rightarrow \infty$, $\text{Bi} \rightarrow \infty$) выражение (5.8) переходит в условие постоянства температуры стенки канала $T_w = t_\infty = \text{const}$:

$$\zeta = 1/2, \quad \theta = 0. \quad (5.10)$$

Выражения (5.5) ... (5.7), (5.9), (5.10) представляют собой граничные условия 1-го рода.

Когда на стенки канала действует постоянный внешний тепловой поток плотностью q , то средняя температура теплоносителя $\bar{t}$ на выходе из проницаемого заполнителя пропорциональна его длине. Если для этого варианта выразить безразмерные температуры в ϑ форме

$$\vartheta = \frac{t - t_0}{q \delta / \lambda}, \quad \theta = \frac{T - t_0}{q \delta / \lambda}, \quad (5.11)$$

то граничные условия (5.5), (5.7) остаются без изменения, а вместо (5.6), (5.8), (5.9) следует записать

$$\zeta = 1/2, \quad \partial\theta / \partial\zeta = 1; \quad (5.12)$$

$$\xi = 0, \quad \theta = 0; \quad \xi \rightarrow \infty, \quad \bar{\vartheta} = \frac{\bar{t} - t_0}{q\delta/\lambda} = \frac{2}{\text{Pe}} \xi. \quad (5.13)$$

Для круглого канала последнее условие отличается коэффициентом $\bar{\vartheta} = 4\xi/\text{Pe}$.

С учетом (5.4) или (5.11) уравнения (5.1)–(5.3) принимают вид

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial\zeta^2} = \gamma^2 (\theta - \vartheta); \quad (5.14)$$

$$\text{Pe} \frac{\partial\vartheta}{\partial\xi} = \gamma^2 (\theta - \vartheta); \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial\zeta^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial\theta}{\partial\xi} = \gamma^2 (\theta - \vartheta). \quad (5.16)$$

Следует особо отметить, что в математической формулировке задачи (5.1) ... (5.16) используется только величина λ теплопроводности пористого материала, но не λ_t теплоносителя. Поэтому и в определяющие параметры Bi , Pe , γ^2 (а также, как будет показано ниже, и в критерий Nu) входит величина λ теплопроводности проницаемого каркаса. Параметр $\text{Pe} = G\delta c/\lambda$ является модифицированным критерием Пекле и представляет собой отношение количества теплоты, переносимой вдоль канала теплоносителем и теплопроводностью через пористую матрицу. Безразмерные параметры Pe и $\gamma^2 = h_v\delta^2/\lambda$ постоянны вследствие постоянства по сечению канала расхода охладителя G .

Системы уравнений (5.14), (5.15), (5.16) при сформулированных граничных условиях можно решить в аналитической форме методом разделения переменных. Например, при граничных условиях (5.5) ... (5.9), выразив $\vartheta(\xi, \zeta)$ в виде произведения $\vartheta(\xi, \zeta) = \varphi(\zeta)\psi(\xi)$, из (5.14), (5.15) можно получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{\text{Pe}}{\gamma^2} \psi''' + \psi'' - \text{Pe}(1 + 4\mu^2/\gamma^2)\psi' - 4\mu^2\psi = 0, \quad (5.17)$$

$$\varphi'' + 4\mu^2\varphi = 0. \quad (5.18)$$

Для круглого канала вместо последнего уравнения следует записать

$$\varphi'' + \frac{1}{\xi}\varphi' + 4\mu^2\varphi = 0. \quad (5.19)$$

Причем нужно отметить, что вид уравнения (5.17) не зависит от геометрии канала.

Решение задачи в общем виде запишется следующим образом:

$$\vartheta(\xi, \zeta) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \varphi_n(2\mu_n \zeta) [\exp(\epsilon_{1n}\xi) + C_{1n}\exp(\epsilon_{2n}\xi) + C_{2n}\exp(\epsilon_{3n}\xi)],$$

где ϵ_{1n} , ϵ_{2n} , ϵ_{3n} — корни характеристического уравнения третьей степени

$$\frac{Pe}{\gamma^2} \epsilon^3 + \epsilon^2 - Pe(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)\epsilon - 4\mu_n^2 = 0,$$

в котором μ_n — собственные значения задачи.

Оценить влияние параметров Pe , γ^2 на корни этого уравнения и решение всей задачи при переменных значениях μ_n , зависящих от граничных условий, в общем случае затруднительно. Поэтому, в первую очередь, остановимся на ряде частных случаев исследуемого процесса, когда корни последнего уравнения удастся выразить в простом виде. Все эти частные случаи позволяют упростить уравнение (5.17).

Теплообмен при локальном тепловом равновесии внутри пористого материала. При умеренном внешнем тепловом воздействии температуры проникаемой матрицы и теплоносителя не отличаются заметно и тогда имеет место локальное тепловое равновесие внутри пористой структуры: $T = t$. В дальнейшем будут определены условия, при которых это предположение выполняется.

При допущении $\vartheta = \theta$ система (5.14), (5.15) для плоского канала преобразуется к одному уравнению

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \zeta^2} - Pe \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} = 0. \quad (5.20)$$

Уравнения (5.18), (5.19) для определения функции $\varphi(\xi)$ остаются без изменения, а (5.17) упрощается:

$$\psi'' - Pe\psi' - 4\mu^2\psi = 0. \quad (5.21)$$

Число граничных условий сокращается до четырех — выпадает условие (5.5).

При граничных условиях 3-го рода (5.6) ... (5.9) решение уравнения (5.20) для плоского канала имеет вид

$$\vartheta = \theta = 2 \sum_1^{\infty} \frac{A_n \mu_n}{\sin \mu_n} \cos(2\mu_n \xi) \exp(-B_n \xi). \quad (5.22)$$

Здесь использованы обозначения

$$A_n = \frac{1}{\mu_n} \left(\frac{\sin^2 \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \right); \quad (5.23)$$

$$B_n = [(Pe/2)^2 + 4\mu_n^2]^{1/2} - Pe/2, \quad (5.24)$$

где μ_n — собственные значения, удовлетворяющие общеизвестному характеристическому уравнению

$$\mu \operatorname{tg} \mu = Bi/2. \quad (5.25)$$

При постоянной температуре стенки канала $T_w = t_{\infty}$ ($Bi \rightarrow \infty$) имеем $\mu_n = (2n-1)\pi/2$, $n = 1, 2, 3, \dots$, $A_n = 1/\mu_n^2$.

Модифицированный локальный полный критерий Nu_k , определяющий интенсивность теплопередачи $k = (1/\alpha + 1/k_{\infty})^{-1}$ между теплоносителем внутри проникаемого заполнителя и внешним потоком, рассчитывается из выражения

$$Nu_k = \frac{k\delta}{\lambda} = -\frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} = \frac{4}{\vartheta} \sum_1^{\infty} A_n \mu_n^2 \exp(-B_n \xi). \quad (5.26)$$

Нужно отметить, что и в этот критерий входит теплопроводность λ пористого материала.

Средняя температура теплоносителя $\bar{\vartheta}$ в некотором поперечном сечении канала

$$\bar{\vartheta} = 2 \int_0^{1/2} \vartheta d\xi = 2 \sum_1^{\infty} A_n \exp(-B_n \xi). \quad (5.27)$$

Модифицированный локальный критерий Nu , определяющий интенсивность теплообмена α между потоком в канале и его стенкой, после расчета Nu_k определяется из известного соотношения:

$$Nu = \alpha \delta / \lambda = Bi Nu_k / (Bi - Nu_k). \quad (5.28)$$

При постоянной температуре стенки ($Bi \rightarrow \infty$) имеем $Nu_k \rightarrow Nu$. Для круглого канала решение записывается следующим образом:

$$\vartheta = \theta = 2 \sum_1^{\infty} \frac{C_n \mu_n}{I_1(\mu_n)} I_0(2\mu_n \xi) \exp(-B_n \xi). \quad (5.29)$$

Тогда

$$\bar{\vartheta} = 8 \int_0^{1/2} \vartheta \xi d\xi = 4 \sum_1^{\infty} C_n \exp(-B_n \xi); \quad (5.30)$$

$$Nu_k = \frac{4}{\bar{\vartheta}} \sum_1^{\infty} C_n \mu_n^2 \exp(-B_n \xi). \quad (5.31)$$

Величина B_n та же (5.24), что и для плоского канала. Здесь I_0, I_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков,

$$C_n = \frac{1}{\mu_n^2} [I_0^2(\mu_n) / I_1^2(\mu_n) + 1], \quad (5.32)$$

где μ_n — собственные значения, удовлетворяющие общеизвестному характеристическому уравнению

$$\mu I_1(\mu) / I_0(\mu) = Bi/2. \quad (5.33)$$

При постоянной температуре стенки канала $T_w = t_{\infty}$ ($Bi \rightarrow \infty$) значения μ_n обращаются в последовательные корни уравнения $I_0(\mu) = 0$, $n = 1, 2, 3, \dots$, в частности, $\mu_1 = 2.4048$, при этом $C_n = 1/\mu_n^2$.

Из полученных результатов (5.22) и (5.29) следует, что изменение температуры пористого материала и теплоносителя вдоль канала зависит раздельно от координаты ξ и параметра Pe . При увеличении Pe выполняется асимптотический переход

$$B_n \xi |_{Pe \rightarrow \infty} \rightarrow 4\mu_n^2 \xi / Pe, \quad (5.34)$$

устраняющий влияние осевой теплопроводности, что равносильно опусканию первого слагаемого в левой части уравнений (5.1) и (5.3): $\lambda \partial^2 T / \partial Z^2 = 0$. В этом случае изменение температуры теплоносителя внутри проницаемой матрицы вдоль каналов любой формы зависит только от одного параметра ξ/Pe по аналогии с задачами теплообмена при ламинарном течении жидкости в гладких каналах без учета осевой теплопроводности.

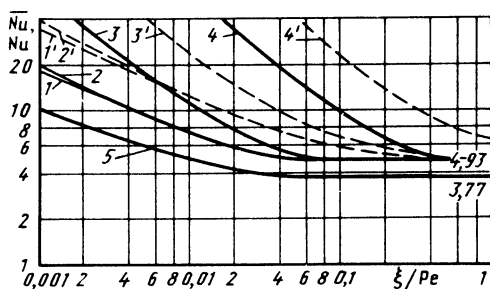


Рис. 5.2. Влияние параметра Pe на изменение модифицированных локального (1–4) и среднего (1'–4') критериев теплообмена на входном участке пористой матрицы в плоском канале при постоянной температуре стенки ($T_w = t_\infty, Bi \rightarrow \infty$): 1, 1' — $Pe \rightarrow \infty$; 2, 2' — $Pe = 100$; 3, 3' — $Pe = 10$; 4, 4' — $Pe = 1$; 5 — локальный критерий Nu для потока с параболическим профилем скорости в незаполненном канале без учета осевой теплопроводности

На рис. 5.2 показано влияние параметра Pe на интенсивность локального теплообмена при постоянной температуре стенки ($Bi \rightarrow \infty$). Следует отметить некоторые особенности. Для случаев без учета осевой теплопроводности ($Pe \rightarrow \infty$, кривые 1 и 5) при переходе к более "заполненному" однородному профилю скорости возрастает интенсивность теплообмена как на начальном участке, так и в области стабилизированного теплообмена. Зависимость 2 для $Pe = 100$ практически совпадает с зависимостью 1, полученной без учета осевой теплопроводности ($Pe \rightarrow \infty$), т. е. при $Pe > 100$ влияние осевой теплопроводности можно не учитывать. Всем значениям параметра Pe при однородном профиле скорости (кривые 1–4) соответствует одно и то же предельное значение Nu_∞ в области стабилизированного теплообмена. Продольный перенос теплоты теплопроводностью (при $Pe < 100$) увеличивает как интенсивность теплообмена на начальном участке, так и длину этой зоны.

Необходимо отметить также следующее: интенсивность теплообмена в канале с пористым заполнителем определяется значением параметра Pe , но не зависит отдельно от числа Рейнольдса Re потока в канале, т. е. отсутствует влияние режима течения (ламинарного или турбулентного) на процесс теплообмена в отличие от гладких каналов.

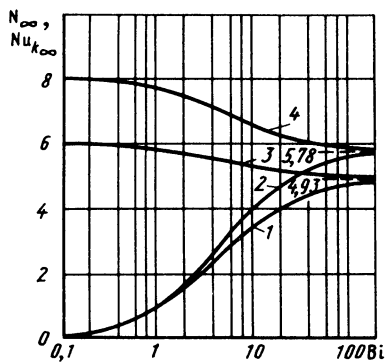
Штриховыми линиями 1'–4' на рис. 5.2 показано изменение среднего модифицированного критерия теплоотдачи $\overline{Nu}$ для входного участка пористой матрицы

$$\overline{Nu}_k = \frac{1}{\xi} \int_0^\xi Nu_k(\xi) d\xi. \quad (5.35)$$

При достаточно больших значениях ξ в области стабилизированного теплообмена как локальный, так и средний модифицированные критерии теплообмена Nu_k и $\overline{Nu}_k$ принимают постоянные и одинаковые предельные значения Nu_∞ . В этом случае в выражениях (5.26) и (5.31) можно ограничиться только первыми слагаемыми рядов, откуда следует, что для плоского канала $Nu_{k\infty} = 2\mu_1^2$, а для круглого $Nu_{k\infty} = \mu_1^2$. Собственные значения μ_1 являются первыми корнями соответственно уравнений (5.25) и (5.33) и зависят только от критерия Bi , характеризующего

Рис. 5.3. Модифицированные критерии теплопередачи $Nu_{k\infty}$ и теплоотдачи Nu_{∞} для области стабилизированного теплообмена в зависимости от интенсивности внешнего теплообмена:

1 — $Nu_{k\infty}$, плоский канал; 2 — $Nu_{k\infty}$, круглый канал; 3 — Nu_{∞} , плоский; 4 — Nu_{∞} , круглый канал



интенсивность внешнего теплообмена. Следовательно, для известной геометрии канала предельные значения $Nu_{k\infty}$ определяются только величиной Bi (рис. 5.3). При $Bi \rightarrow \infty$ имеем $Nu_{k\infty} \rightarrow Nu_{\infty}$. При $Bi \rightarrow 0$ по мере снижения интенсивности α_{∞} теплообмена стенки канала с внешним потоком критерий $Nu_{k\infty}$, характеризующий интенсивность теплопередачи между теплоносителем внутри пористого материала на участке стабилизированного теплообмена и внешним потоком, также уменьшается ($Nu_{k\infty} \rightarrow 0$), тогда как критерий Nu_{∞} увеличивается — интенсивность теплообмена между потоком внутри пронизываемого каркаса и стенкой канала возрастает.

Длину ξ_l начального термического участка для локального коэффициента теплоотдачи обычно определяют как расстояние от входа (в данном случае от входа в пронизываемую матрицу), на котором локальный критерий теплообмена отличается не более чем на 1 % от предельного: $Nu(\xi_l) = 1,01Nu_{\infty}$. С учетом этого условия второе слагаемое ряда (5.26) или (5.31) не должно составлять больше 0,01 от первого. Отсюда для плоского канала

$$\xi_l = \frac{1}{B_2 - B_1} \ln \left(100 \frac{\mu_2^2 A_2}{\mu_1^2 A_1} \right). \quad (5.36)$$

Для решения уравнения (5.20) при граничных условиях 2-го рода искомую температуру (5.11) представим в виде суммы двух составляющих:

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2, \quad \vartheta_1 = \bar{\vartheta}(\xi) + f(\xi), \quad \bar{\vartheta}(\xi) = 2 \int_0^{1/2} \vartheta d\xi. \quad (5.37)$$

Частное решение ϑ_1 характеризует изменение температуры в области стабилизированного теплообмена и удовлетворяет граничным условиям

$$\xi = 0, \quad \frac{\partial \vartheta_1}{\partial \xi} = 0; \quad \xi = \frac{1}{2}, \quad \frac{\partial \vartheta_1}{\partial \xi} = 1; \quad \xi \rightarrow \infty, \quad \bar{\vartheta}_1 = \bar{\vartheta} = \frac{2}{Pe} \xi. \quad (5.38)$$

Решение ϑ_2 определяет отклонение температуры на начальном участке от установившегося распределения и удовлетворяет однородному граничному условию на стенке канала

$$\text{при } \xi = \frac{1}{2} \quad \frac{\partial \vartheta_2}{\partial \xi} = 0. \quad (5.39)$$

С учетом (5.38), (5.7), (5.12), (5.13) остальные условия для ϑ_2 имеют вид

$$\xi = 0, \quad \vartheta_2 = -\vartheta_1; \quad \xi = 0, \quad \frac{\partial \vartheta_2}{\partial \xi} = 0; \quad \xi \rightarrow \infty, \quad \vartheta_2 = 0. \quad (5.40)$$

Частное решение ϑ_1 получается в виде

$$\bar{\vartheta}(\xi) = 2\xi/\text{Pe}; f(\xi) = \xi^2 - 1/12; \vartheta_1 = 2\xi/\text{Pe} + \xi^2 - 1/12. \quad (5.41)$$

Решение ϑ_2 при однородном граничном условии (5.39) может быть получено методом разделения переменных $\vartheta_2(\xi, \zeta) = \varphi(\zeta)\psi(\xi)$, причем для определения функций $\varphi(\zeta)$ и $\psi(\xi)$ применимы уравнения (5.17) и (5.18), а первое из них в рассматриваемом частном случае $\vartheta = \theta$ приведет к (5.21).

Общее решение $\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2$ для плоского канала записывается следующим образом:

$$\vartheta = \theta = \frac{2}{\text{Pe}} \xi + \xi^2 - \frac{1}{12} - \sum_1^{\infty} \frac{(-1)^n}{\mu_n^2} \cos(2\mu_n \xi) \exp(-B_n \zeta). \quad (5.42)$$

Здесь B_n определяется из того же выражения (5.24), что и в задаче при граничных условиях третьего рода. Собственные значения $\mu_n = n\pi$, $n = 1, 2, 3, \dots$, являются корнями характеристического уравнения $\sin \mu = 0$.

Температура стенки канала находится из (5.42) при $\xi = 1/2$

$$\theta_w = \frac{T_w - t_0}{q\delta/\lambda} = \frac{2}{\text{Pe}} \xi + \frac{1}{6} - \sum_1^{\infty} \frac{1}{\mu_n^2} \exp(-B_n \zeta). \quad (5.43)$$

Локальный коэффициент теплоотдачи α от стенки канала к потоку внутри пористого материала отнесен к разности температуры стенки и средней температуры охладителя. В этом случае он определяется из выражения

$$\text{Nu} = \alpha\delta/\lambda = (\theta_w - \bar{\vartheta})^{-1} = \left[\frac{1}{6} - \sum_1^{\infty} \frac{1}{\mu_n^2} \exp(-B_n \xi) \right]^{-1}. \quad (5.44)$$

Средний коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha}$ рассчитывается по средней интегральной разности температур

$$\bar{\text{Nu}} = \left[\frac{1}{\xi} \int_0^{\xi} (\theta_w - \bar{\vartheta}) d\xi \right]^{-1} = \left[\frac{1}{6} - \frac{1}{\xi} \sum_1^{\infty} \frac{1 - \exp(-B_n \xi)}{\mu_n^2 B_n} \right]^{-1}. \quad (5.45)$$

Для расчета длины ξ_l начального термического участка из условия $\text{Nu}(\xi_l) = 1,01\text{Nu}_{\infty}$ с помощью (5.44) получаем соотношение

$$\xi_l = \frac{1}{B_1} \ln(600/\mu_1^2). \quad (5.46)$$

Интересно отметить, что здесь может быть получено и аналитическое выражение для определения длины $\bar{\xi}_l$ начального участка для среднего коэффициента теплоотдачи: из (5.45) находим $\bar{\xi}_l = 600/B_1\mu_1^2$. Отсюда следует, что отношение длин $\bar{\xi}_l/\xi_l$ не зависит от параметра Pe и остается постоянным $\bar{\xi}_l/\xi_l = 14,8$.

Для круглого канала соответствующие выражения имеют вид:

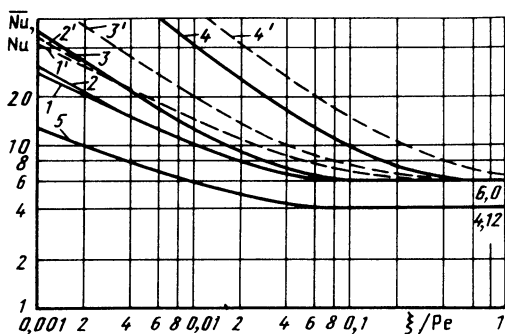
$$\vartheta = \theta = \frac{4}{\text{Pe}} \xi + \xi^2 - \frac{1}{8} - \sum_1^{\infty} \frac{I_0(2\mu_n \zeta)}{\mu_n^2 I_0(\mu_n)} \exp(-B_n \xi); \quad (5.47)$$

$$\text{Nu} = \left[\frac{1}{8} - \sum_1^{\infty} \frac{1}{\mu_n^2} \exp(-B_n \xi) \right]^{-1}; \quad (5.48)$$

$$\xi_l = \frac{1}{B_1} \ln(800/\mu_1^2). \quad (5.49)$$

Рис. 5.4. Влияние параметра Pe на изменение модифицированных локального (1–4) и среднего (1'–4') критериев теплоотдачи на входном участке проницаемой матрицы в плоском канале при постоянном внешнем тепловом потоке ($q = \text{const}$):

1, 1' – $Pe \rightarrow \infty$; 2, 2' – $Pe = 100$; 3, 3' – $Pe = 10$; 4, 4' – $Pe = 1$; 5 – локальный критерий Nu для потока с параболическим профилем скорости в незаполненном канале без учета осевой теплопроводности



Здесь B_n определяется выражением (5.24). Собственные значения μ_n являются корнями характеристического уравнения $I_1(\mu) = 0$, в частности, $\mu_1 = 3,8317$. Остается постоянным и отношение длин начальных участков $\xi_l / \xi_l = 13,6$.

Сравнение приведенных на рис. 5.2 и 5.4 результатов показывает, что все качественные особенности теплообмена в канале с пористым заполнителем, отмеченные ранее для процесса при граничных условиях 1 и 3-го рода, сохраняются и при граничных условиях 2-го рода.

Наиболее важные характеристики исследуемого процесса приведены в табл. 5.1.

Из данных, приведенных на рис. 5.5, следует, что с увеличением параметра Pe и приближением его к значению $Pe = 100$ различие между результатами для вариантов с учетом и без учета осевой теплопроводности, значительное при малых числах Pe , постепенно исчезает. Причем протяженность начального термического участка в первом случае больше вследствие переноса теплоты вдоль пористого материала. Значения дли-

Таблица 5.1

Основные характеристики теплообмена в каналах при локальном тепловом равновесии между проницаемым заполнителем и теплоносителем*

Величина	Плоский канал		Круглый канал	
	$T_w = \text{const}$	$q = \text{const}$	$T_w = \text{const}$	$q = \text{const}$
Nu_∞	4,93	6,0	5,78	8,0
$\xi_l / Pe \mid_{Pe \rightarrow \infty}$	0,0584	0,104	0,0466	0,068
$\xi_l / Pe = 0$	0,733	0,655	0,739	0,523

* Майоров В.А., Поляев В.М., Васильев Л.Л., Киселев А.И. Интенсификация конвективного теплообмена в каналах с пористым высокотеплопроводным заполнителем // ИФЖ, т. 47, № 1, 1984, с. 13–24.

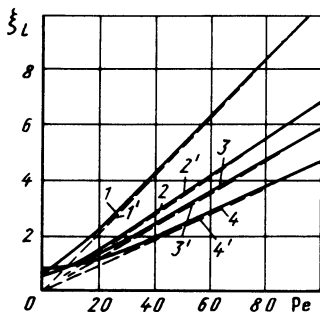


Рис. 5.5. Зависимость длины начального термического участка в канале с пористым заполнителем от параметра Re :

1 — плоский канал, $q = \text{const}$; 2 — круглый, $q = \text{const}$; 3 — плоский канал, $T_w = \text{const}$; 4 — круглый, $T_w = \text{const}$; 1'–4' — соответственно то же, но без учета осевой теплопроводности ($\lambda \partial^2 T / \partial Z^2 = 0$)

ны ξ_L для крайних левой ($Re = 0$) и правой ($Re \rightarrow \infty$) точек на рис. 5.5 приведены в табл. 5.1.

Влияние анизотропии теплопроводности проникаемой матрицы. Многие пористые металлы, например из сеток и волокон, обладают ярко выраженной анизотропией физических свойств, в том числе и теплопроводности. Исследуем теплообмен в канале с заполнителем (см. рис. 5.1), теплопроводности которого в поперечном λ_y и продольном λ_z направлениях существенно отличаются, причем $\lambda_y > \lambda_z$, и сравним его с результатами для однородной пористой вставки с одинаковой во всех направлениях теплопроводностью, равной λ_y . Этим самым оценим влияние уменьшения продольной теплопроводности λ_z при постоянной поперечной λ_y .

Температурное поле теплоносителя и проникаемого анизотропного материала при равенстве их температур $T = t$ в плоском канале описывается уравнением

$$\lambda_z \frac{\partial^2 t}{\partial Z^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} - Gc \frac{\partial t}{\partial Z} = 0. \quad (5.50)$$

Рассмотрим для примера вариант при граничных условиях 3-го рода. Используя величины

$$\Lambda^2 = \lambda_y / \lambda_z > 1; \quad \zeta = y / \delta; \quad \xi_1 = \frac{Z}{\delta} \quad \Lambda = \xi \Lambda; \quad \vartheta = \frac{t - t_\infty}{t_0 - t_\infty}; \quad (5.51)$$

$$Pe_1 = Re \Lambda; \quad Re = G \delta c / \lambda_y; \quad Bi = k_\infty \delta / \lambda_y,$$

приведем уравнение (5.50) и соответствующие граничные условия к безразмерному виду

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \xi_1^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \zeta^2} - Pe_1 \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi_1} = 0; \quad (5.52)$$

$$\vartheta(0, \zeta) = 1, \quad \vartheta(\infty, \zeta) = 0, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi_1} \Big|_{\xi_1 = 0} = 0, \quad \vartheta \Big|_{\xi_1 = \frac{1}{2}} = \frac{1}{Bi} \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi_1}. \quad (5.53)$$

В такой форме задача полностью совпадает с задачей (5.20), (5.6) ... (5.9) теплообмена в канале с пористой изотропной вставкой теплопроводностью $\lambda = \lambda_y$. Единственное отличие их состоит в том, что вместо величин ξ , Re в эти формулы входят величины $\xi_1 = \xi \Lambda$, $Pe_1 = Re \Lambda$. Следовательно, с учетом этих изменений можно использовать все результаты (5.22) ... (5.28) и для решения задачи с анизотропной матрицей. Эффект

уменьшения λ_z при постоянной λ_y состоит в снижении осевого переноса теплоты теплопроводностью (увеличение Pe), что, как было показано для канала с однородной вставкой, приводит к снижению интенсивности теплообмена на начальном термическом участке.

Основной интерес представляет величина отношения $\alpha_{ан}/\alpha$, характеризующая изменение интенсивности теплообмена при замене однородной пористой вставки теплопроводностью λ_y на анизотропную теплопроводность λ_y, λ_z при одинаковых прочих условиях:

$$\frac{\alpha_{ан}}{\alpha} = \frac{Nu(\xi/\Lambda, Pe\Lambda, Bi)}{Nu(\xi, Pe, Bi)} = \frac{Nu(\xi/Pe, Pe\Lambda, Bi)}{Nu(\xi/Pe, Pe, Bi)}.$$

Качественный анализ этого выражения легко выполнить с помощью приведенных на рис. 5.2 данных. Учтываем, что в этом случае $\xi_1/Pe_1 = \xi/Pe$. Отсюда следует, что $\alpha_{ан}/\alpha$ есть не что иное, как отношение величин Nu для одинаковой абсциссы ξ/Pe и зависимостей $Pe\Lambda$ и Pe . Поскольку $\Lambda > 1$, можно видеть, что $\alpha_{ан}/\alpha$ всегда меньше единицы и приближается к ней при $\xi \geq \xi_l$ или при высоких значениях параметра Pe ($Pe \rightarrow 100$). Таким образом, уменьшение, даже очень значительное, продольной теплопроводности λ_z при постоянной поперечной λ_y не снижает интенсивности теплообмена, если длина пронизываемой матрицы l/δ больше ξ_l или при существенных величинах Pe ($Pe \rightarrow 100$).

Аналогичные результаты получаются и при постоянном внешнем тепловом потоке.

На рис. 5.6 выполнено сравнение рассчитанного по соотношению

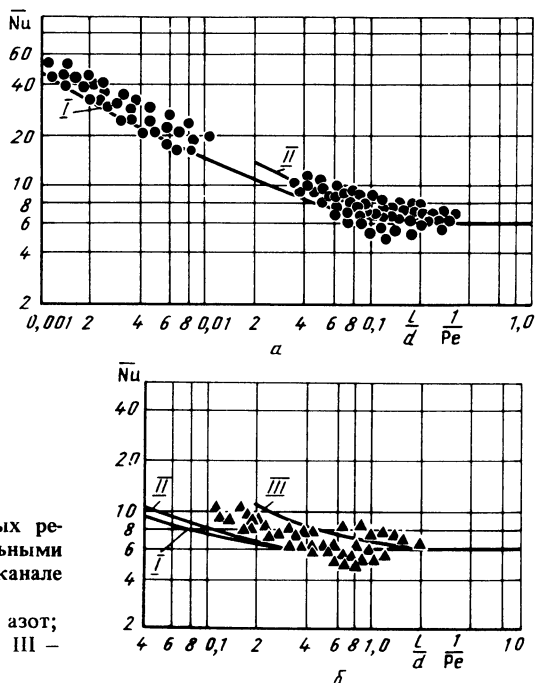


Рис. 5.6. Сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными по теплообмену в канале с пронизываемым заполнителем:
 a — вода; b — газообразный азот;
 I — $Pe = 100$; II — $Pe = 10$; III — $Pe = 1$

(5.45) среднего модифицированного критерия теплоотдачи $\overline{Nu}$ для плоского канала с пористым наполнителем при постоянном внешнем тепловом потоке с экспериментальными данными. Кольцевой канал заполнен пористым сетчатым металлом, причем плоскость сеток нормальна к продольной оси канала. В качестве охладителя использованы вода и газообразный азот. Экспериментальные параметры относятся к такому режиму, в котором влияние анизотропии теплопроводности проницаемого материала на интенсивность теплообмена не сказывается: или большие значения числа Pe ($Pe \approx 100$ и более), или при $Pe < 10$ длина пористой матрицы близка к длине начального термического участка.

Сравнение аналитических и экспериментальных результатов показывает их достаточно удовлетворительное совпадение для различных образцов и охладителей. Следует отметить, что экспериментально установленное повышение интенсивности теплообмена в каналах с наполнителем по сравнению с полыми каналами при исследованных условиях достигало для воды 25...40, а для азота 200...400 раз.

Форсированный режим теплопереноса. При увеличении внешней тепловой нагрузки возрастает количество теплоты, передаваемое в единицу объема от пористого материала к теплоносителю. При этом вследствие конечности величины h_v интенсивности объемного внутрипорового теплообмена становится заметной и постепенно возрастает разность температур $T - t$ между каркасом и охладителем. Следует ожидать, что конечность величины h_v отразится на результирующей интенсивности передачи теплоты от стенки канала к протекающему сквозь проницаемую матрицу теплоносителю.

Форсированный режим теплообмена отличается значительными массовыми расходами охладителя G и, как следствие, большими значениями параметра $Pe = G\delta c/\lambda$. Поэтому в нем влиянием продольного переноса теплоты теплопроводностью можно пренебречь: $\lambda \partial^2 T / \partial Z^2 = 0$. В этом случае ($\vartheta \neq \theta$, $\partial^2 \theta / \partial \xi^2 = 0$) система уравнений (5.14), (5.15) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \gamma^2 (\theta - \vartheta); \quad (5.54)$$

$$Pe \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} = \gamma^2 (\theta - \vartheta). \quad (5.55)$$

Для нее необходимы три граничных условия — из записанных ранее пяти условий, например (5.5) ... (5.9), выпадают (5.5) и (5.9). При этом уравнение (5.18) для определения $\varphi(\xi)$ остается без изменения, а уравнение (5.17) упрощается

$$Pe(1 + 4\mu^2/\gamma^2) \psi' + 4\mu^2 \psi = 0. \quad (5.56)$$

Решение системы (5.54) ... (5.55) при граничных условиях 3-го рода (5.6) ... (5.8) для плоского канала имеет вид

$$\vartheta = 2 \sum_1^{\infty} \frac{A_n \mu_n}{\sin \mu_n} \cos(2\mu_n \xi) \exp[-4\mu_n^2 \xi / Pe(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)]; \quad (5.57)$$

$$\theta = 2 \sum_1^{\infty} \frac{A_n \mu_n \cos(2\mu_n \xi)}{\sin \mu_n (1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)} \exp[-4\mu_n^2 \xi / \text{Pe} (1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)]; \quad (5.58)$$

$$\bar{\theta} = 2 \sum_1^{\infty} A_n \exp[-4\mu_n^2 \xi / \text{Pe} (1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)]; \quad (5.59)$$

$$\text{Nu}_k^{\Delta} = \frac{4}{\vartheta} \sum_1^{\infty} \frac{A_n \mu_n^2}{(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)} \exp[-4\mu_n^2 \xi / \text{Pe} (1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)]. \quad (5.60)$$

В выражениях (5.57) ... (5.60) коэффициенты A_n те же самые (5.23), что и для задачи при локальном тепловом равновесии внутри пористого материала ($T=t$), а собственные значения μ_n находятся из того же характеристического уравнения (5.25).

Аналогичные результаты получаются и для круглого канала.

Решения (5.57) ... (5.60) отличаются от результатов (5.22) ... (5.28) при локальном тепловом равновесии ($T=t$) для предельного случая (5.34) без учета осевой теплопроводности ($\text{Pe} \rightarrow \infty$, $B_n = 4\mu_n^2/\text{Pe}$) появлением коэффициента $(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)$, который и учитывает влияние конечности величины h_v интенсивности объемного внутрипорового теплообмена $\gamma^2 = h_v \delta^2 / \lambda$. При $\gamma^2 \rightarrow \infty$, когда $(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2) \rightarrow 1$, имеем $T=t$. Поэтому анализ результатов (5.57) ... (5.60) целесообразно провести для выяснения влияния параметра γ^2 при уменьшении его от $\gamma^2 = \infty$.

На рис. 5.7 отклонение результатов от предельного варианта ($\gamma^2 = \infty$) на 1 % наблюдается при $\gamma^2 = 1000$. При дальнейшем уменьшении γ^2 интенсивность теплоотдачи от стенки канала снижается как на входном участке, так и в области стабилизированного теплообмена.

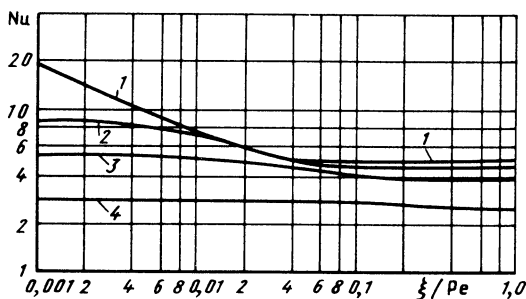
Используя (5.60), можно получить следующие выражения для области стабилизированного теплообмена в плоском и круглом каналах соответственно:

$$\frac{\text{Nu}_{k\infty}^{\Delta}}{\text{Nu}_{k\infty}} = \frac{1}{1 + 2\text{Nu}_{k\infty}/\gamma^2}; \quad \frac{\text{Nu}_{k\infty}^{\Delta}}{\text{Nu}_{k\infty}} = \frac{1}{1 + 4\text{Nu}_{k\infty}/\gamma^2}. \quad (5.61)$$

Последние зависимости изображены на рис. 5.8 и отражают снижение интенсивности теплообмена $\text{Nu}_{k\infty}^{\Delta}$ в области стабилизированного теплообмена при конечном значении параметра γ^2 по отношению к величине $\text{Nu}_{k\infty}$, соответствующей локальному тепловому равновесию ($T=t$) внутри пористого материала ($\gamma^2 = \infty$).

Рис. 5.7. Влияние интенсивности внутрипорового теплообмена (γ^2) на изменение модифицированного локального критерия теплоотдачи на входном участке проницаемой матрицы в плоском канале при постоянной температуре стенки ($\text{Bi} \rightarrow \infty$):

1 - $\gamma^2 \rightarrow \infty$; 2 - $\gamma^2 = 100$;
3 - $\gamma^2 = 31,6$; 4 - $\gamma^2 = 10$



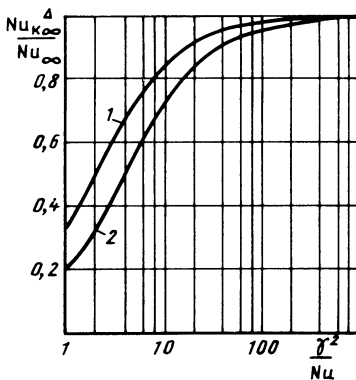


Рис. 5.8. Снижение критерия теплоотдачи в канале с проницаемым заполнителем при уменьшении интенсивности внутрипорового теплообмена: 1 — плоский канал; 2 — круглый

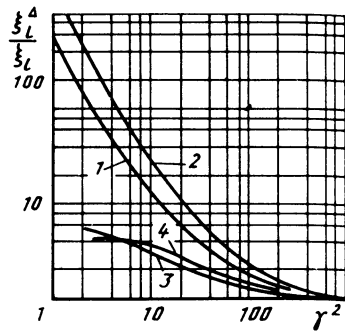


Рис. 5.9. Длина начального термического участка в заполнителе внутри канала в зависимости от интенсивности внутрипорового теплообмена: 1 — плоский канал, $T_w = \text{const}$; 2 — круглый $T_w = \text{const}$; 3 — плоский, $q = \text{const}$; 4 — круглый, $q = \text{const}$

Из (5.61) легко определить то предельное значение параметра γ^2 , начиная с которого следует учитывать влияние конечности интенсивности объемного теплообмена h_v на уменьшение теплоотдачи от стенки канала к протекающему внутри проницаемой матрицы теплоносителю. Например, из условия, что отношение $Nu_{k\infty}^\Delta / Nu_{k\infty}$ снижается не более чем на малую величину ϵ , следует: $\gamma^2 > 2Nu_{k\infty}^\Delta / \epsilon$ для плоского и $\gamma^2 > 4Nu_{k\infty}^\Delta / \epsilon$ для круглого каналов. Здесь $Nu_{k\infty}^\Delta$ зависит только от интенсивности внешнего теплообмена (см. рис. 5.3).

Из данных, приведенных на рис. 5.7, следует также, что с уменьшением параметра γ^2 возрастает длина ξ_L^Δ начального термического участка, значение которой для плоского канала рассчитывается из выражения

$$\frac{\xi_L^\Delta}{Pe} = \frac{1}{4} \left(\frac{\mu_2^2}{1 + 4\mu_2^2/\gamma^2} - \frac{\mu_1^2}{1 + 4\mu_1^2/\gamma^2} \right)^{-1} \ln \left[100 \frac{\mu_2^2 A_2 (1 + 4\mu_1^2/\gamma^2)}{\mu_1^2 A_1 (1 + 4\mu_2^2/\gamma^2)} \right]. \quad (5.62)$$

Это показано на рис. 5.9, где величина ξ_L^Δ представлена в виде отношения к величине ξ_L , соответствующей предельному значению $\gamma^2 = \infty$.

Решение системы уравнений (5.54), (5.55) при граничных условиях 2-го рода (5.7), (5.12), (5.13) имеет вид

$$\vartheta = \frac{2}{Pe} \xi + \xi^2 \frac{1}{12} - \sum_1^\infty \frac{(-1)^n}{\mu_n^2} \cos(2\mu_n \xi) \exp \left[\frac{-4\mu_n^2 \xi}{Pe(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)} \right]; \quad (5.63)$$

$$\theta = \frac{2}{Pe} \xi + \xi^2 - \frac{1}{12} + \frac{2}{\gamma^2} - \sum_1^\infty \frac{(-1)^n \cos(2\mu_n \xi)}{\mu_n^2 (1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)} \exp \left[\frac{-4\mu_n^2 \xi}{Pe(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)} \right]; \quad (5.64)$$

$$Nu^\Delta = \left\{ \frac{1}{6} + \frac{2}{\gamma^2} - \sum_1^\infty \frac{\exp[-4\mu_n^2 \xi / Pe(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)]}{\mu_n^2 (1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)} \right\}^{-1}. \quad (5.65)$$

Все замечания, сделанные по влиянию параметра γ^2 на характеристики теплообмена в каналах с пористым заполнителем при отсутствии теплового равновесия и граничных условий первого и третьего рода, справедливы и для случая граничных условий второго рода. Это следует, например, из сравнения данных, приведенных на рис. 5.7 и рис. 5.10.

Области стабилизированного теплообмена для плоского и круглого каналов характеризуются соотношениями

$$Nu_{\infty}^{\Delta} = \frac{6}{1 + 12/\gamma^2}; \quad Nu^{\Delta} = \frac{8}{1 + 32/\gamma^2}, \quad (5.66)$$

являющимися частными случаями (5.61) при $Nu_{\infty} = 6$ и $Nu_{\infty} = 8$ соответственно.

Протяженность ξ_l^{Δ} начального термического участка в плоском канале определится из выражения

$$\frac{\xi_l^{\Delta}}{Pe} = \frac{1 + 4\mu_1^2/\gamma^2}{4\mu_1^2} \ln \left[\frac{600}{\mu_1^2 (1 + 4\mu_1^2/\gamma^2)} \right], \quad (5.67)$$

в котором $\mu_1 = \pi$.

Из данных, приведенных на рис. 5.9, следует, что при постоянном внешнем тепловом потоке уменьшение параметра γ^2 вызывает меньшее увеличение длины начального участка по сравнению со случаем граничных условий первого рода.

Интересно отметить также некоторые результаты для температурных полей на участке стабилизированного теплообмена ($\xi > \xi_l^{\Delta}$). Из (5.63), (5.64) следует, что температура охладителя возрастает линейно в любой точке поперечного сечения канала $\vartheta = 2\xi/Pe + \xi^2 - 1/12$, а разность температур $\theta - \vartheta = 2/\gamma^2$ остается постоянной как вдоль, так и поперек канала, причем ее абсолютное значение легко находится через основные характеристики процесса: $T - t = 2q/h_v\delta$.

Теплообмен в канале с короткой пористой вставкой. Рассмотрим теплообмен в канале с пористой вставкой. В практике для локальной интенсификации теплообмена часто используют короткие пористые вставки. В них подогрев охладителя

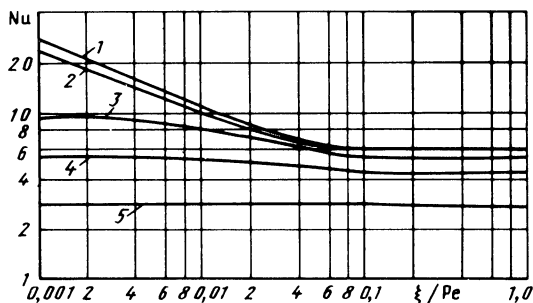


Рис. 5.10. Влияние интенсивности внутрипорового теплообмена (γ^2) на изменение модифицированного локального критерия теплоотдачи на входном участке проницаемой матрицы в плоском канале при постоянном внешнем тепловом потоке $q = \text{const}$:

1 — $\gamma^2 \rightarrow \infty$; 2 — $\gamma^2 = 1000$; 3 — $\gamma^2 = 100$; 4 — $\gamma^2 = 31,6$; 5 — $\gamma^2 = 10$

до входа в матрицу может составить заметную долю от полного нагрева охладителя в матрице — это значит, что на интенсивность процессов, происходящих внутри пористой вставки, оказывают заметное влияние как характер теплообмена на входе и выходе матрицы, так и ее длина.

Влияние указанных факторов разберем на примере следующей задачи. На участок плоского канала длиной L действует с обеих сторон одинаковый тепловой поток q . Для улучшения условий охлаждения стенок внутри канала помещена однородная пористая вставка такой же длины L . Отличие в постановке задачи с короткой вставкой по сравнению с задачей с бесконечно длинной пористой вставкой заключается в условиях теплообмена на торцевых поверхностях. Для короткой вставки учитывается теплообмен между входной поверхностью и набегающим потоком с помощью обоснованных ранее условий

$$\text{при } Z = 0 \quad \lambda dT/dZ = Gc(t - t_0); \quad (5.68)$$

$$\text{при } Z = 0 \quad Gc(t - t_0) = \alpha_w(T - t_0). \quad (5.69)$$

На выходной поверхности выполняется условие адиабатичности

$$\text{при } Z = 0 \quad \lambda dT/dZ = 0. \quad (5.70)$$

Общее решение (5.11) системы уравнений (5.14), (5.15) при граничных условиях (5.7), (5.12), (5.68)... (5.70) будем искать в виде суммы двух составляющих

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2, \quad \theta = \theta_1 + \theta_2, \quad \vartheta_1 = \bar{\vartheta}(\xi) + f(\xi), \quad \theta_1 = \bar{\theta}(\xi) + f(\xi), \quad (5.71)$$

где $\bar{\vartheta}(\xi) = 2 \int_0^{1/2} \vartheta d\xi$, $\bar{\theta}(\xi) = 2 \int_0^{1/2} \theta d\xi$ — являются средними по сечению канала температурами охладителя и матрицы.

Граничные условия (5.68)... (5.70), (5.7), (5.12) для общего решения (5.71) и его отдельных составляющих запишем соответственно в графах "а", "б", "в" табл. 5.2. Разделение общего решения на две составляющие позволяет выделить для θ_2 однородное граничное условие (5.76 в) на боковой поверхности вставки и в итоге получить аналитическое решение методом разделения переменных.

Таблица 5.2

Граничные условия для решения уравнений (5.71)

Граничные условия	а	б	в	№ формулы
$\xi = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \text{Pe} \vartheta$	$\frac{d\bar{\theta}}{d\xi} = \text{Pe} \vartheta$	$\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = \text{Pe}[\vartheta_2 + f(\xi)]$	(5.72)
$\xi = 0$	$\vartheta = \text{St}_w \theta$	$\bar{\vartheta} = \text{St}_w \bar{\theta}$	$\vartheta_2 + f(\xi) = \text{St}_w[\theta_2 + f(\xi)]$	(5.73)
$\xi = l$	$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0$	$\frac{d\bar{\theta}}{d\xi} = 0$	$\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = 0$	(5.74)
$\xi = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0$	$\frac{df}{d\xi} = 0$	$\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = 0$	(5.75)
$\xi = \frac{1}{2}$	$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 1$	$\frac{df}{d\xi} = 1$	$\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = 0$	(5.76)

Подставляя (5.71) в (5.14), (5.15), получаем следующую систему уравнений для $\bar{\vartheta}, \bar{\theta}, f$

$$\frac{d^2 f}{d\xi^2} = C_1; \quad (5.77)$$

$$\frac{d^3 \bar{\vartheta}}{d\xi^3} + \frac{\gamma^2}{Pe} \frac{d^2 \bar{\vartheta}}{d\xi^2} - \gamma^2 \frac{d \bar{\vartheta}}{d\xi} + C_1 \frac{\gamma^2}{Pe} = 0, \quad (5.78)$$

$$\bar{\theta} = \bar{\vartheta} + \frac{Pe}{\gamma^2} \frac{d \vartheta}{d\xi},$$

которая при граничных условиях (5.72 б) ... (5.76 б) имеет решение

$$f(\xi) = \xi^2 - 1/12; \quad (5.79)$$

$$\bar{\vartheta}(\xi) = \frac{2}{Pe^2} + \frac{2\xi}{Pe} + 2C_2 \exp D_1 \xi + 2C_3 \exp D_2 \xi, \quad (5.80)$$

$$\bar{\theta}(\xi) = \frac{2}{Pe^2} + \frac{2\xi}{Pe} + 2C_2 \left(1 + \frac{D_1}{A}\right) \exp D_1 \xi + 2C_3 \left(1 + \frac{D_2}{A}\right) \exp D_2 \xi,$$

где

$$C_2 = -\frac{1}{Pe^2} \frac{P + U \exp D_2 l}{P \exp D_1 l - Q \exp D_2 l};$$

$$C_3 = \frac{1}{Pe^2} \frac{U \exp D_1 l + Q}{P \exp D_1 l - Q \exp D_2 l}; \quad (5.81)$$

$$P = 1 - St_w (1 + D_2/A); \quad Q = 1 - St_w (1 + D_1/A);$$

$$U = St_w (1 - Pe/A) - 1; \quad D_{1,2} = [-1 \pm (1 + 4Pe/A)^{1/2}].$$

В последних выражениях вместо γ^2 использован более удобный параметр $A = \gamma^2/Pe = h\sqrt{\delta}/(Gc)$.

Если ввести относительные средние температуры $\bar{\vartheta}(\xi)/\bar{\vartheta}(l)$, $\bar{\theta}(\xi)/\bar{\theta}(l)$, где $\bar{\vartheta}(l) = 2l/Pe$, а параметр Pe обозначить $Pe = B$, то решение (5.80), (5.81) для средних температур матрицы и охладителя внутри короткой пористой вставки, длина которой равна ее ширине $l = L/\delta = 1$, полностью совпадает с решением (3.29) ... (3.31) для температуры охладителя и матрицы внутри пористого твэла. Анализ влияния параметров A, B, St_w на последнее достаточно подробно проведен в разд. 3.3. В частности, приведенные на рис. 3.7 ... 3.9 данные можно трактовать как распределение температур $\vartheta(\xi)/\bar{\vartheta}(l)$, $\bar{\theta}(\xi)/\bar{\theta}(l)$ в зависимости от относительной координат $z = \xi/l$ внутри вставки длиной $l = 1$. Тогда из приведенных на рис. 3.7 результатов следует, что, например, в режиме локального теплового равновесия $\vartheta = \theta$ для вставки $l = 1$ условие (5.13) $\vartheta(0) = 0$ справедливо только при достаточно больших значениях параметра Pe ($Pe \geq 100$), а при уменьшении Pe подогрев потока $\vartheta(0)$ до входа в матрицу возрастает и при $Pe = 2$ составляет около половины всего нагрева.

Существенным преимуществом решения (5.79) ... (5.81) является то, что оно описывает распределение средних температур $\bar{\vartheta}$ и $\bar{\theta}$ вдоль всей короткой пористой вставки, а также распределение температур охладителя ϑ_1 и матрицы θ_1 на участке стабилизированного теплообмена при любых значениях параметров Pe, γ^2, St_w, l , тогда как для ϑ_2 и θ_2 такой анализ можно выполнить только в предельных вариантах.

В режиме локального теплового равновесия $\vartheta = \theta$ число граничных условий сокращается до четырех: в этом случае $St_w = 1$, условия (5.73) выполняются тождественно и поэтому выпадают. В рассматриваемом варианте с учетом граничных условий (5.72 в), (5.74 в) - (5.76 в) для ϑ_2 получаем следующее выражение:

$$\vartheta_2 = \theta_2 = - \sum_1^{\infty} \frac{(-1)^n \cos(2\mu_n \xi) \exp(-B'_n \xi)}{\mu_n^2 [1 + \frac{B'_n}{Pe} (1 + K_n)]} \left\{ 1 + \frac{B'_n}{B''_n} \exp[(B'_n + B''_n)(\xi - l)] \right\}, \quad (5.82)$$

где

$$B'_n = [(Pe/2)^2 + 4\mu_n^2]^{1/2} - Pe/2; \quad B''_n = B'_n + Pe; \quad (5.83)$$

$$\mu_n = n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad K_n = \frac{B'_n}{B''_n} \exp[-l(B'_n + B''_n)].$$

При этом частное решение для ϑ_1 имеет вид

$$\vartheta_1 = \theta_1 = \frac{2\xi}{Pe} + \frac{2}{Pe^2} \left\{ 1 - \exp[Pe(\xi - l)] \right\} + \xi^2 - \frac{1}{12}. \quad (5.84)$$

Из (5.82)...(5.84) получаем соотношение для расчета локального критерия теплоотдачи от стенки канала к охладителю внутри проникаемой вставки

$$Nu = \left\{ \frac{1}{6} - \sum_1^{\infty} \frac{\exp(-B'_n \xi) \left\{ 1 + \frac{B'_n}{B''_n} \exp[(B'_n + B''_n)(\xi - l)] \right\}}{\mu_n^2 [1 + \frac{B'_n}{Pe} (1 - K_n)]} \right\}^{-1}, \quad (5.85)$$

а также аналитическое выражение для среднего критерия теплоотдачи

$$\bar{Nu} = \left\{ \frac{1}{6} - \frac{1}{\xi} \sum_1^{\infty} \frac{(1 - K_n \frac{B'_n}{B''_n}) - \exp(-B'_n \xi) \left\{ 1 - (\frac{B'_n}{B''_n})^2 \exp[(B'_n + B''_n)(\xi - l)] \right\}}{\mu_n^2 B'_n [1 + \frac{B'_n}{Pe} (1 - K_n)]} \right\}^{-1}. \quad (5.86)$$

С помощью (5.85) можно вывести выражение для расчета длины ξ_l начального участка тепловой стабилизации

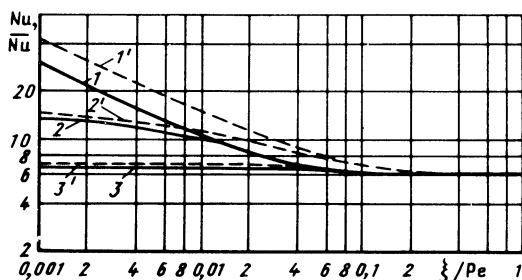
$$\xi_l = \frac{1}{B'_n} \ln \left\{ \frac{600}{\mu_1^2 [1 + \frac{B'_1}{Pe} (1 - K_1)]} \right\}. \quad (5.87)$$

Формула для расчета длины $\bar{\xi}_l$ начального участка тепловой стабилизации среднего коэффициента теплоотдачи имеет вид

$$\bar{\xi}_l = [600 - (1 - K_1 \frac{B'_1}{B''_1})] \left\{ \mu_1^2 B'_1 [1 + \frac{B'_1}{Pe} (1 - K_1)] \right\}^{-1}. \quad (5.88)$$

Нужно отметить, что полученные ранее результаты (5.42)...(5.44) для теплообмена в канале с длинной вставкой при $\vartheta(0) = 0$ являются частным случаем. Они следуют из формул (5.82), (5.85), если вторые слагаемые в фигурных скобках числителя и в квадратных скобках знаменателя у членов ряда принять равными нулю.

Влияние теплообмена на входной поверхности отчетливо проявляются при сравнении результатов для длинных вставок без учета (см. рис. 5.4) и с учетом (рис. 5.11) теплообмена на входе. Увеличение передачи теплоты в набегающий поток по мере уменьшения параметра Pe (данные на рис. 3.7) приводит к снижению интенсивности теплоотдачи на начальном участке тепловой стабилизации. При высоких значениях Pe ($Pe \geq 100$), когда осевым переносом теплоты теплопроводностью вдоль матрицы (в том числе и через ее входную поверхность) можно пренебречь, вид граничных условий на входной поверхности не оказывает существенного влияния.



5.11. Влияние параметра Pe на изменение модифицированных локального (1–3) и среднего (1'–3') критериев теплоотдачи на входном участке бесконечно длинной ($l \rightarrow \infty$) пористой вставки в плоском канале при постоянном внешнем тепловом потоке ($q = \text{const}$) и учете теплообмена на входной поверхности: 1, 1' – $Pe = 100$; 2, 2' – $Pe = 10$; 3, 3' – $Pe = 1$

Учет теплообмена на входе в матрицу затрагивает характеристики процесса только на начальном участке и не оказывает воздействия на них в области стабилизированного теплообмена. Причем отвод теплоты через входную поверхность приводит к укорачиванию зоны тепловой стабилизации, особенно заметному при малых значениях параметра Pe (кривые 1, 2 в сравнении с 3 на рис. 5.12). При увеличении Pe происходит приближение результатов к линейной асимптоте 4 ($\xi_l = 0,104Pe$), которая соответствует режиму отсутствия осевой теплопроводности. Длина l пористой вставки (условие адиабатичности на ее выходной поверхности) не оказывает заметного влияния на величину ξ_l (см. кривые 1, 2 на рис. 5.12).

Интересно отметить также, что результаты расчета по формуле (5.88) аппроксимируются графически на рис. 5.13 линейной зависимостью 1

$$\bar{\xi}_l = 1,54Pe \quad (5.89)$$

для всех использованных значений $l > 0,1$. Такие результаты полностью совпадают с данными варианта без учета осевой теплопроводности ($\lambda d^2 T/dZ^2 = 0$).

Изменение протяженности вставки практически не затрагивает значения ξ_l (см. рис. 5.12). Незначительное воздействие этот размер оказывает также на локальную и среднюю интенсивность теплоотдачи (рис. 5.14). На рис. 5.14 сплошными кривыми показано изменение отношения локального числа Nu вдоль вставки длиной l к аналогичной характеристике Nu^0 для входного участка такой же длины l бесконечно длинной вставки. Штриховыми кривыми показано изменение отношения соответствующих средних значений $\bar{Nu}$, $\bar{Nu}^0$. Отклонение этих кривых от единицы и характеризует влияние параметра l вставки (адиабатичности ее выходной поверхности), наблюдается только в случае $l < \xi_l$ и тем заметнее, чем больше последнее неравенство. Причем проявляется это в замедленном (по сравнению с данными, приведенными на рис. 5.11) снижении теплообмена по мере удаления охладителя от входа в пористый элемент и поэтому наибольшее отклонение в сторону увеличения критерия Нуссельта достигается на выходе вставки при $\xi = l$ (крайняя правая точка на кривых). Нужно отметить, что для больших значений параметра Pe ($Pe \approx 100$) отмеченный эффект пропадает даже при очень малом значении длины $l = 0,1$.

Пористую вставку можно считать длинной, если для нее отношение $\bar{Nu}/\bar{Nu}^0 < 1,05$, т. е. когда для вставки протяженностью l не происходит заметного повышения средней интенсивности теплоотдачи по сравнению с начальным участком такой же длины l бесконечно протяженной вставки. Из приведенных на рис. 5.14 данных следует, что при $Pe = 1$ вставку $l > 0,13$ можно считать длинной, при $Pe = 10$ такой будет вставка $l > 0,21$, а при больших значениях Pe ($Pe > 100$) практически любую вставку ($l > 0,1$) можно считать длинной.

В форсированном режиме теплообмена (при больших значениях Pe , когда осевой теплопроводностью можно пренебречь $\lambda d^2 T/dZ^2 = 0$), необходимо только одно

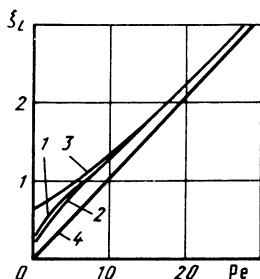


Рис. 5.12. Зависимость длины начального термического участка внутри пористой вставки от параметра Pe : 1 — $l = 0,1$; 2 — $l = 100$; 3 — $l \rightarrow \infty$ (без учета теплообмена на входе; $\vartheta(0) = 0$); 4 — $l \rightarrow \infty$ (без учета осевой теплопроводности: $\lambda \partial^2 T / \partial Z^2 = 0$)

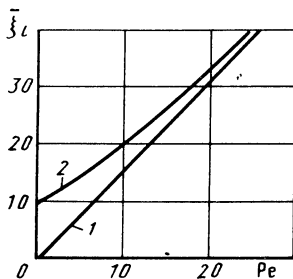


Рис. 5.13. Зависимость длины начального термического участка для среднего коэффициента теплоотдачи: 1 — по формуле (5.89); 2 — вариант без учета теплообмена на входе; $\vartheta(0) = 0$

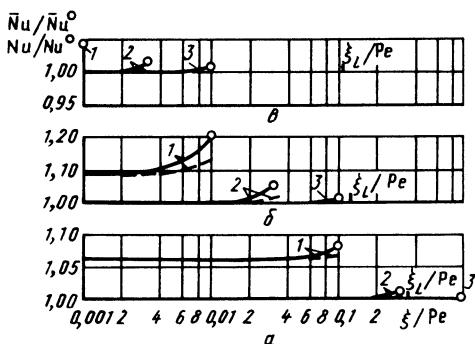


Рис. 5.14. Изменение локального (сплошные кривые) и среднего (штриховые) критериев теплоотдачи:

$a - Pe = 1$; $b - Pe = 10$; $c - Pe = 100$; 1 — $l = 0,1$; 2 — $l = 0,316$; 3 — $l = 1$

условие (5.68) на торцевых поверхностях вставки (выходная поверхность при этом не оказывает влияния на результаты).

При граничных условиях (5.72), (5.75), (5.76) получаем следующее решение:

$$\vartheta = \frac{2}{Pe^2} + \frac{2\xi}{Pe} + \xi^2 - \frac{1}{12} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos(2\mu_n \xi) \exp[-4\mu_n^2 \xi / Pe(1 + 4\mu_n^2 / \gamma^2)]}{\mu_n^2 [1 + 4\mu_n^2 / Pe^2 (1 + 4\mu_n^2 / \gamma^2)^2]} \quad (5.90)$$

$$\theta = \frac{2}{Pe^2} + \frac{2\xi}{Pe} + \frac{2}{\gamma^2} + \xi^2 - \frac{1}{12} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos(2\mu_n \xi) \exp[-4\mu_n^2 \xi / Pe(1 + 4\mu_n^2 / \gamma^2)]}{1 \mu_n^2 (1 + 4\mu_n^2 / \gamma^2) [1 + 4\mu_n^2 / Pe^2 (1 + 4\mu_n^2 / \gamma^2)^2]} \quad (5.91)$$

Эти выражения отличаются от формул (5.63), (5.64) для случая $\vartheta(0) = 0$ наличием первого слагаемого $2/Pe^2$, а также коэффициентом $[1 + 4\mu_n^2 / Pe^2 (1 + 4\mu_n^2 / \gamma^2)^2]^{-1}$ у членов ряда. Однако при высоких значениях параметра Pe величина $2/Pe$ мала, а указанный коэффициент практически не отличается от единицы. Поэтому основные закономерности теплообмена (в том числе влияние параметра γ^2), выявленные ранее для этого режима, остаются качественно неизменными и справедливы для пористой вставки любой длины.

5.2. ТЕПЛООБМЕН И СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КАНАЛЕ С ПОРИСТЫМ ВЫСОКОТЕПЛОПРОВОДНЫМ ЗАПОЛНИТЕЛЕМ

Заполнение канала пористым высокотеплопроводным материалом вызывает качественное изменение механизма переноса теплоты и структуры потока теплоносителя также и при фазовых превращениях. Здесь перенос теплоты теплопроводностью от стенки через пористый каркас (или в обратном направлении) исключает высокое термическое сопротивление у стенки, создаваемое сплошной паровой пленкой при испарении теплоносителя или сплошной пленкой конденсата при конденсации потока пара в гладких каналах. Это позволяет полностью завершить фазовое превращение потока теплоносителя при высокой интенсивности теплообмена. Кроме того, капиллярные силы обеспечивают равномерную насыщенность проницаемой матрицы жидкостью поперек канала.

Теплоперенос при испарении жидкости. Физическая модель исследуемого процесса изображена на рис. 5.15. Через плоский канал шириной 2δ , заполненный пористым материалом высокой теплопроводности λ , прокачивается испаряющийся теплоноситель с удельным массовым расходом G . Снаружи канал омывается греющим теплоносителем с температурой t_∞ или подвергается воздействию теплового потока q .

Представляет интерес определение температурного состояния, расчет предельных параметров и оптимальных условий надежного функционирования системы.

С учетом приведенных в гл. 4 сведений о структуре и теплообмене двухфазного потока внутри проницаемых матриц можно представить следующий механизм процесса. После начала парообразования пар течет сначала отдельными микроструями, которые постепенно заполняют все более мелкие поровые каналы. Жидкость движется в виде постепенно утоняющейся микропленки, которая обволакивает частицы материала и заполняет все сужения и тупиковые поры. Под действием капиллярных сил жидкость в пленке перетекает поперек канала. За счет этого обеспечивается равномерная насыщенность пористой структуры. Такой режим сохраняется до полного испарения всего теплоносителя.

В этом процессе отсутствует обычный кризис кипения, вызываемый появлением паровой пленки. Теплота от нагреваемой стенки передается теплопроводностью через пористый каркас, затем также теплопроводностью через обволакивающую его частицы жидкостную микропленку к ее поверхности,

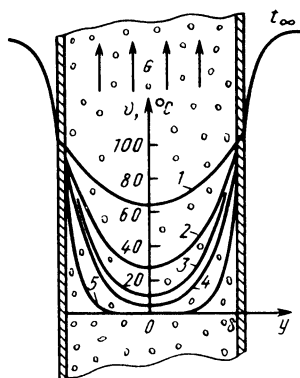


Рис. 5.15. Физическая модель процесса испарения потока в канале с проницаемым высокотеплопроводным заполнителем и распределение избыточной температуры матрицы $\vartheta = T - t_s$ поперек канала при $\vartheta(1) = T_w - t_s = 100^\circ\text{C}$ для значений параметра γ :

1 — $\gamma = 1$; 2 — $\gamma = 2$; 3 — $\gamma = 3$; 4 — $\gamma = 4$; 5 — $\gamma = 10$

где и затрачивается на испарение жидкости. Если термическое сопротивление теплопроводности или плотность теплового потока чрезмерно велики, это может вызвать повышение температуры пористого металла около стенки выше температуры T^* достижимого перегрева жидкости, при которой теплоноситель больше не может существовать в жидкостном состоянии. В этом случае жидкостная микропленка перестает смачивать пористый каркас и сворачивается в микрокапли, что вызывает смену режима течения жидкости в виде обволакивающей частицы микропленки на режим течения в виде потока пара с микрокаплями. Интенсивность внутрипорового теплообмена при этом резко уменьшается, что приводит к дальнейшему повышению температуры проникаемой матрицы и распространению режима течения потока пара с микрокаплями от нагреваемой стенки вглубь канала. В конечном итоге это может привести к прогару стенки.

Учитывая медленное изменение параметров потока вдоль канала и значительную протяженность области испарения по сравнению с шириной канала 2δ , процесс теплообмена в канале считаем квазиодномерным. Распределение температуры T пористого материала поперек плоского канала и температуры t паровой фазы испаряющегося теплоносителя описывается дифференциальным уравнением

$$\lambda \frac{d^2 T}{dy^2} = h_v (T - t). \quad (5.92)$$

Давление в двухфазном потоке поперек канала постоянно, поэтому температура t паровой фазы, равная температуре насыщения t_s , также постоянна. Принимаем, что капиллярные силы обеспечивают равномерное распределение жидкости внутри пористой структуры (ее насыщенности s) поперек канала. Вследствие этого постоянна и интенсивность объемного внутрипорового теплообмена $h_v(s)$, рассчитываемая по формуле (4.8). Вдоль канала t_s падает, а $h_v(s)$ — возрастает.

Граничные условия

$$y=0, \lambda \frac{dT}{dy} = 0, y=\delta, -\lambda \frac{dT}{dy} = \alpha_\infty (t_\infty - T) \quad (5.93)$$

применимы как для парогенератора с двухсторонним симметричным нагревом, так и для системы охлаждения канала шириной δ и с адиабатической стенкой при $y=0$. Внешний коэффициент теплоотдачи α_∞ учитывает также и термическое сопротивление стенки.

Запишем (5.92), (5.93) с использованием безразмерных величин

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\xi^2} - \gamma^2 \vartheta = 0; \quad (5.94)$$

$$\xi=0, \frac{d\vartheta}{d\xi} = 0, \xi=1, \vartheta = \vartheta_\infty - \frac{1}{\text{Bi}} \frac{d\vartheta}{d\xi}, \quad (5.95)$$

где

$$\vartheta = T - t_s; \quad \vartheta_\infty = t_\infty - t_s; \quad \xi = \frac{y}{\delta}; \quad \gamma^2 = \frac{h_v \delta^2}{\lambda}; \quad \text{Bi} = \frac{\alpha_\infty \delta}{\lambda}.$$

Следует отметить, что при $Bi \rightarrow \infty$ второе граничное условие (5.95) переходит в условие постоянной температуры стенки $\vartheta(1) = \vartheta(\infty)$.

Решение системы, зависящее от параметров γ , ϑ_∞ , Bi , имеет вид

$$\vartheta = C [\exp(\gamma \xi) + \exp(-\gamma \xi)], \quad (5.96)$$

$$C = \vartheta_\infty \left\{ [\exp(\gamma) + \exp(-\gamma)] + \frac{\gamma}{Bi} [\exp(\gamma) - \exp(-\gamma)] \right\}^{-1}. \quad (5.97)$$

Плотность теплового потока, передаваемого от стенки внутрь канала, определяется следующим образом:

$$q = (\lambda h_v)^{1/2} \text{th} \gamma \vartheta(1). \quad (5.98)$$

Комплекс $(\lambda h_v)^{1/2} \text{th} \gamma$ можно рассматривать как эффективный коэффициент теплоотдачи α от внутренней поверхности стенки к испаряющемуся теплоносителю:

$$\alpha = (\lambda h_v)^{1/2} \text{th} \gamma. \quad (5.99)$$

Оценим численные значения параметров, принимая $\delta = 5$ мм, $\lambda = 50$ Вт/(м · К), $h_v = 2 \cdot 10^8$ Вт/(м³ · К). Тогда $\gamma = 10$, $\alpha = (\lambda h_v)^{1/2} = 10^5$ Вт/(м² · К).

На рис. 5.15 показано изменение избыточной температуры пористого материала поперек канала для нескольких значений параметра γ в случае постоянной температуры стенки $\vartheta(1) = \vartheta_\infty = 100^\circ \text{C}$.

Из зависимости (5.99) следует, что эффективный коэффициент теплоотдачи α быстро достигает максимального значения и при $\gamma > \gamma^\Delta = 2,65$ с точностью до 1 % определяется только значениями λ , h_v : $\alpha = (\lambda h_v)^{1/2}$.

Для выяснения причины существенного влияния параметра γ на полученные результаты представим его в следующем виде: $\gamma = [(\delta h_v)/(\lambda \delta)]^{1/2}$. Отсюда следует физический смысл γ как меры отношения количества теплоты, передаваемой от проникаемой матрицы к теплоносителю за счет объемного внутрипорового теплообмена в канале, к количеству теплоты, передаваемой теплопроводностью через него. Из приведенных на рис. 5.15 данных видно, что при $\gamma < 1$ общий процесс передачи теплоты лимитируется объемным внутрипоровым теплообменом, а при $\gamma > \gamma^\Delta$ (например, при $\gamma = 10$) лимитирующей составляющей является теплопроводность через пористый материал. В последнем случае (см. зависимость 5 на рис. 5.15) интенсивный перенос теплоты от пористого каркаса к теплоносителю $q_v = h_v \vartheta$ происходит и завершается полностью в тонком слое у нагреваемой стенки, а до остальной части теплоносителя в канале тепло практически не доходит. Исправить такой неоптимальный режим при заданных λ , h_v можно за счет уменьшения ширины канала δ — кривые 1...5 тогда следует рассматривать как распределение температуры в канале для $\delta = 0,5$; 1; 1,5; 2; 5 мм соответственно.

Оптимальный режим имеет место, когда весь пористый наполнитель интенсивно рассеивает теплоту, т. е. когда при минимальной ширине канала количество рассеиваемой в потоке теплоты близко к максимально-му. Если принять $0,90 < \alpha / (\lambda h_v)^{1/2} < 0,99$, то оптимальному режиму

соответствует следующий диапазон изменения параметра γ : $1,5 < \gamma < \gamma^\Delta = 2,65$.

Предельный тепловой поток, передаваемый от стенки к теплоносителю в канале, может быть рассчитан из условия

$$q^* = (\lambda h_v)^{1/2} (T^* - t_s). \quad (5.100)$$

Принимая реальные величины $T^* - t_s = 10^\circ \text{C}$, $\lambda = 50 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $h_v = 5 \cdot 10^9 \text{ Вт/(м}^3 \cdot \text{К)}$, получаем $q^* = 5 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, что значительно больше максимального теплового потока $q_{\text{кр}} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, соответствующего кризису кипения первого рода для воды при атмосферном давлении. Кроме того, в гладких каналах критическое значение плотности теплового потока резко уменьшается с увеличением массового паросодержания потока, тогда как испарение потока внутри проницаемой матрицы может быть полностью завершено при тепловой нагрузке, близкой к предельной.

В том случае, когда стенки канала подвержены воздействию теплового потока плотностью q , граничные условия для уравнения (5.94) имеют вид

$$\text{при } \zeta = 0 \quad d\vartheta/d\zeta = 0, \quad \zeta = 1, \quad d\vartheta/d\zeta = q\delta/\lambda. \quad (5.101)$$

Тогда решение задачи (5.94), (5.101) запишется так

$$\vartheta = \frac{q}{(\lambda h_v)^{1/2} 2 \operatorname{sh} \gamma} [\exp(\gamma \zeta) + \exp(-\gamma \zeta)], \quad (5.102)$$

а значение избыточной температуры стенки рассчитывается из выражения

$$\vartheta(\zeta = 1) = q[(\lambda h_v)^{1/2} \operatorname{th} \gamma]^{-1}.$$

Полученное решение справедливо также и при медленном изменении внешнего теплового потока вдоль канала.

Теплообмен при конденсации пара. Конденсация движущегося пара внутри пористого высокотеплопроводного материала, охлаждаемого отделенным сплошной стенкой потоком хладагента, позволяет исключить перенос теплоты теплопроводностью через накапливающуюся на стенке толстую низкотеплопроводную пленку конденсата и тем самым существенно повысить интенсивность теплообмена.

Физическая модель исследуемого процесса изображена на рис. 5.16. Поток насыщенного пара с удельным массовым расходом G поступает в плоский канал шириной 2δ , заполненный проницаемой матрицей высокой теплопроводности λ . Снаружи канал охлаждается потоком хладагента с температурой t_∞ и интенсивностью теплообмена α_∞ .

При движении внутри охлаждаемого пористого материала пар конденсируется, образуя жидкостную микропленку на поверхности частиц. Микропленка конденсата заполняет все сужения в поровой структуре, образуя для паровых микроструй гладкие спрямленные каналы. Жидкость в микропленке под действием градиента давления и динамического воздействия со стороны паровых микроструй движется вместе с паром, но со значительно меньшей скоростью. Давление в потоке падает, а вместе с ним уменьшается и температура пара, равная локальной температуре насыщения t_s . Сечения паровых микроструй постепенно

уменьшаются из-за непрерывной конденсации пара и повышения насыщенности пористой структуры конденсатом, и после ее завершения однофазный поток вытекает из канала.

При конденсации пара на поверхности микропенки теплота конденсации теплопроводностью через микропенку передается проникаемой матрице, а затем также теплопроводностью через каркас — стенкам канала. Вследствие чрезвычайно развитой поверхности раздела фаз пар — жидкость внутри пористой структуры и малой толщины микропенки, особенно в начале области конденсации, объемная интенсивность передачи теплоты от пара к пористому материалу очень велика. Интересно отметить, что процессы конденсации потока пара и испарения потока теплоносителя внутри каналов с проникаемым заполнителем имеют одинаковый физический механизм и отличаются только направлением.

Учитывая медленное изменение параметров конденсирующегося потока вдоль канала и значительную протяженность зоны конденсации по сравнению с шириной канала, процесс теплообмена считаем квазиодномерным. Давление в поперечном сечении канала постоянно, следовательно, и температура пара, равная локальной температуре насыщения t_s , также постоянна в этом сечении. Распределение температуры T пористого материала в поперечном сечении канала описывается дифференциальным уравнением

$$\lambda \frac{d^2 T}{dy^2} = h_v (T - t_s). \quad (5.103)$$

Здесь интенсивность h_v объемного теплообмена при конденсации пара внутри проникаемой матрицы может быть рассчитана по формуле (4.8) и в случае равномерной проникаемости она остается постоянной в поперечном сечении канала.

Граничные условия отражают симметрию процесса:

$$y = 0, \quad \lambda dT/dy = 0, \quad y = \delta, \quad -\lambda dT/dy = \alpha_\infty (T - T_\infty). \quad (5.104)$$

Вводя избыточную температуру проникаемой матрицы $\vartheta = t_s - T$, задачу можно записать с использованием безразмерных величин

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\xi^2} - \gamma^2 \vartheta = 0; \quad (5.105)$$

$$\xi = 0 \quad d\vartheta/d\xi = 0; \quad \xi = 1 \quad \vartheta = \vartheta_\infty - \frac{1}{Bi} \frac{d\vartheta}{d\xi}, \quad (5.106)$$

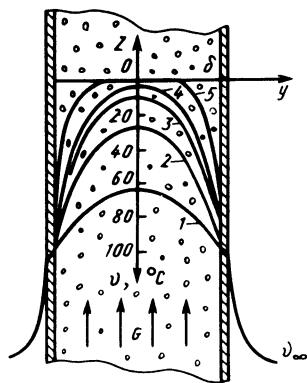
где

$$\vartheta_\infty = t_s - t_\infty; \quad \xi = y/\delta;$$

$$\gamma^2 = h_v \delta^2 / \lambda; \quad Bi = \alpha_\infty \delta / \lambda.$$

Рис. 5.16. Физическая модель процесса конденсации потока пара в канале с проникаемой матрицей и распределение ее избыточной температуры $\vartheta = t_s - T$ поперек канала при $\vartheta(1) = \vartheta_\infty = 100^\circ \text{C}$ для значений параметра γ :

1 — $\gamma = 1$; 2 — $\gamma = 2$; 3 — $\gamma = 3$; 4 — $\gamma = 4$; 5 — $\gamma = 10$



Сравнивая аналитическое описание (5.105), (5.106) исследуемого процесса с описанием (5.94), (5.95) теплообмена при испарении потока теплоносителя внутри заполненного пористым материалом канала с обогреваемой стенкой, можно видеть, что они одинаковы. И с физической стороны эти процессы обратимы. Поэтому для расчета температурного состояния и выбора оптимальных условий проведения конденсации потока пара можно использовать полученные ранее результаты (5.96) ... (5.99). В том числе выражение (5.98) — для расчета плотности теплового потока, передаваемого от конденсирующегося внутри пористой структуры потока пара к охлаждаемой стенке канала.

Сопротивление в исследуемом процессе. При анализе теплообмена при испарении или конденсации потоков теплоносителя внутри каналов с пористым высокотеплопроводным наполнителем было отмечено, что паровая фаза смеси находится в состоянии термодинамического равновесия и имеет температуру, равную локальной температуре насыщения t_s . Причем t_s используется как отправная величина для расчета избыточной температуры проницаемой матрицы $\vartheta = T - t_s$. Следовательно, для определения значения t_s в каждом поперечном сечении канала необходимо уметь рассчитать распределение давления в двухфазном потоке вдоль канала. Эта задача также представляет интерес и для расчета полного перепада давлений на пористом наполнителе.

Анализ сопротивления при движении испаряющегося теплоносителя внутри пористого материала приведен в разд. 4.3. Там было показано, что для расчета перепада давлений необходимо знать изменение величины расходного массового паросодержания двухфазного потока x . Причем там же в качестве примера рассмотрено решение задачи для постоянного по длине канала с проницаемым наполнителем внешнего теплового потока q , когда массовое паросодержание двухфазной смеси линейно возрастает $x = (Z - L) / (K - L)$.

Аналогично может быть рассчитано изменение массового паросодержания испаряющегося потока и для канала с изменяющейся по длине плотностью теплового потока $q(Z)$:

$$x = \frac{1}{(K - L)} \int_L^Z \frac{q(Z)}{q(L)} dZ. \quad (5.107)$$

Последний случай соответствует также и конвективному обогреву стенок канала греющим теплоносителем с температурой t_∞ , когда плотность теплового потока, передаваемого от греющего к испаряющемуся теплоносителю, может быть рассчитана по выражению

$$q(Z) = (t_\infty - t_s) / (1/\alpha_\infty + 1/\alpha). \quad (5.108)$$

Изменение $q(Z)$ здесь обусловлено: а) увеличением коэффициента теплоотдачи от стенки канала к испаряющемуся потоку $\alpha = (\lambda h_v)^{1/2} \text{th} \gamma$ за счет увеличения h_v при уменьшении насыщенности $s(x)$ пористого материала жидкостной фазой; б) снижением температуры насыщения t_s при падении давления в потоке вдоль канала.

Отметим, что задача получается замкнутая, так как для определения q нужно знать параметры $s(x)$, t_s , для расчета которых, в свою очередь, требуется установить зависимость $x[q(z)]$.

Аналогично рассчитывается массовое паросодержание потока и при конденсации пара внутри охлаждаемого канала с пористым наполнителем. После этого вследствие полной обратимости физического механизма процессов испарения и конденсации потоков внутри канала с проницаемой матрицей расчет изменения давления вдоль конденсирующегося потока может быть произведен с помощью соотношений, приведенных в разд. 4.3. Необходимо учесть только обратное изменение массового паросодержания вдоль канала.

5.3. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРЕНИЦАЕМОГО ЗАПОЛНИТЕЛЯ В КАНАЛАХ

Большинство известных способов интенсификации теплообмена в каналах приводит к повышению гидравлического сопротивления. При этом для конкретного теплообменного устройства в зависимости от критерия оценки эффективности интенсификации положительный эффект достигается при соблюдении определенного условия между отношениями чисел Нуссельта Nu^*/Nu и коэффициентов сопротивления ξ^*/ξ для каналов с интенсификацией (Nu^* , ξ^*) и без нее (Nu , ξ). Так, например, в [13] показано, что при интенсификации теплообмена в турбулентном потоке в каналах трубчатого теплообменного аппарата положительный эффект интенсификации, оцениваемый тремя различными критериями, достигается при выполнении степенной зависимости $\xi^*/\xi < (Nu^*/Nu)^{3,5}$.

Выясним, как изменяются средние коэффициенты теплообмена $\bar{\alpha}^*/\bar{\alpha}_T$ и гидравлического сопротивления ξ^*/ξ на входном участке длиной l плоского канала шириной δ при движении однофазного теплоносителя теплопроводностью λ_T и числом Pr_T в результате заполнения канала пористым материалом теплопроводностью λ , имеющим вязкостный α и инерционный β коэффициенты сопротивления и средний размер частиц d_p . Массовый расход теплоносителя G и число Рейнольдса потока $Re = G\delta/\mu$ остаются неизменными.

Увеличение средней интенсивности теплообмена в канале при заполнении его проницаемой матрицей пропорционально отношению теплопроводностей λ/λ_T пористого материала и теплоносителя:

$$\frac{\bar{\alpha}^*}{\bar{\alpha}_T} = \frac{\lambda}{\lambda_T} \frac{\bar{Nu}^*}{\bar{Nu}_T}. \quad (5.109)$$

Здесь $\bar{Nu}^*$ — средний критерий теплообмена в канале с наполнителем, а средний критерий теплообмена в канале без него $\bar{Nu}_T = Nu_T(Re, Pr_T, l/\delta)$ определяется из уравнения в зависимости от режима течения. Из приведенного на рис. 5.17 примера следует, что применение пористой матрицы наиболее эффективно в режиме ламинарного течения в канале, когда отношение Nu^*/Nu_T может стать больше единицы. При увеличении числа Рейнольдса это отношение уменьшается. Однако отношение λ/λ_T достаточно легко регулируется и может приобретать значительную величину, особенно при течении газообразных теплоносителей. Например, для воздуха $\lambda_T = 0,032$ Вт/(м · К) и для пористого металла при реальном зна-

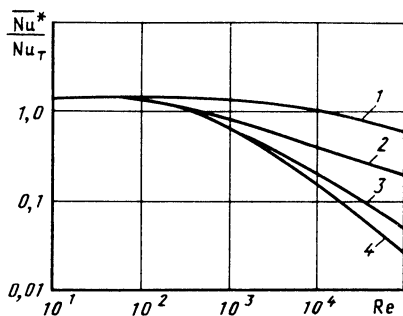


Рис. 5.17. Зависимость отношения критериев теплообмена в плоском канале с пористым заполнителем (Nu^*) и без него (Nu_T) от числа Re потока ($l/\delta = 10$; $Pr_T = 1$; $q = \text{const}$):
1 — $\lambda/\lambda_T = 1$; 2 — $\lambda/\lambda_T = 10$; 3 — $\lambda/\lambda_T = 100$; 4 — $\lambda/\lambda_T = 1000$

чении $\lambda = 32 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ имеем $\lambda/\lambda_T = 1000$. Следовательно, повышение интенсивности теплообмена при этих условиях $\bar{\alpha}^*/\bar{\alpha}_T \cong 1000$

является достижимым по крайней мере при малых скоростях потока.

Особенно значительная величина λ/λ_T может быть достигнута при криогенных температурах 5...40 К, когда теплопроводность особо чистых меди и алюминия увеличивается почти на порядок и достигает величины $\lambda \cong 4000 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$.

Коэффициент гидравлического сопротивления входного участка плоского канала при ламинарном режиме течения рассчитывается по формуле $\xi = (24/Re + 0,61\delta/l)$. Для пористого материала выражение (2.3) при использовании в числе Re характерного размера δ принимает вид $\xi^* = [2/Re + 2(\beta/\alpha)/\delta]\delta^2\alpha$. Тогда искомая величина отношения коэффициентов сопротивления имеет вид

$$\frac{\xi^*}{\xi} = \frac{2/Re + 2(\beta/\alpha)/\delta}{24/Re + 0,61\delta/l} \delta^2\alpha = K(Re)\delta^2\alpha. \quad (5.110)$$

Здесь $K(Re)$ — слабо меняющаяся функция. Отсюда следует, что при заполнении канала коэффициент гидравлического сопротивления возрастает пропорционально величине $\delta^2\alpha$ или, учитывая, что $\alpha \sim d_q^{-2}$, пропорционально $(\delta/d_q)^2$ — квадрату отношения ширины канала и среднего размера частиц пористого материала. Оценка полученного отношения при реальных значениях $\delta = 3,5 \text{ мм}$, $\alpha = 10^{10} \text{ м}^{-2}$ дает величину $\xi^*/\xi \cong 10^4$.

Таким образом, рассматриваемый способ интенсификации теплообмена в каналах отличается от других известных особенно значительным увеличением как теплообмена $\bar{\alpha}^*/\bar{\alpha}_T$, так и гидравлического сопротивления ξ^*/ξ . Последнее и является его наиболее слабым местом. Выполним оценку эффективности интенсификации теплообмена с помощью пористого высокотеплопроводного заполнителя, используя в качестве критерия сравнение мощностей, затрачиваемых на прокачку теплоносителя в канале с матрицей и без нее при одинаковых габаритах, плотности внешнего теплового потока и одинаковой максимальной температуре стенки канала на его выходе.

Задача формулируется следующим образом. На участок длиной l плоского канала шириной δ действует с обеих сторон постоянный внешний тепловой поток плотностью q . Сквозь канал прокачивается охлаждающий теплоноситель, средняя температура которого повышается за счет подогрева от начальной t_0 до t'' на выходе. Необходимо найти величину расхода охлаждающего теплоносителя G и затрачиваемую на его прокачку мощность N при условии,

что температура стенки в конце обогреваемого участка не превышает допустимой величины T'' . Расчет проводим для двух вариантов (гладкий полый канал и канал с проницаемой матрицей) и полученные результаты, обозначаемые нижними индексами соответственно, сравниваем между собой.

Принимаем следующие параметры процесса: $l = 0,1$ м; $q = 10^6$ Вт/м²; в качестве охладителя используем воду с начальной температурой $t_0 = 20$ °С; предельная температура стенки на выходе обогреваемого канала $T' = 120$ °С; проницаемой матрицей является волокнистая медь пористостью $\Pi = 0,6$ и теплопроводностью $\Pi = 100$ Вт/(м · К), вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления которой рассчитываются с помощью соотношения из табл. 2.1: $\alpha = 2,57 \cdot 10^8 \Pi^{-3,91}$; $\beta = 9,1 \cdot 10^2 \Pi^{-5,33}$. Затрачиваемая на прокачку охладителя мощность рассчитывается по формуле $N = G\delta\Delta P/\rho$. Искомая величина отношения мощностей для сравниваемых вариантов может быть найдена следующим образом:

$$\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{G_2}{G_1}\right)^3 \left(\frac{\xi_2/\delta}{\xi_1/\delta}\right). \quad (5.111)$$

Отсюда следует, что для определения этого отношения необходимо найти величины расходов G_1, G_2 .

Массовый расход охладителя G в каждом из сравниваемых вариантов находим, используя уравнение теплового баланса

$$G\delta c (t'' - t_0) = 2ql$$

и уравнение теплоотдачи к потоку на выходе из канала

$$q = \alpha (T' - t''),$$

где α – локальный коэффициент теплоотдачи. Исключая из них величину t'' , получаем

$$G_0/G + \alpha_0/\alpha = 1, \quad (5.112)$$

где $\alpha_0 = q/(T' - t_0)$, $G_0 = 2ql/\delta c (T' - t_0)$ – нормирующие величины, составленные из известных параметров.

Интересно отметить, что отношение

$$\eta = G_0/G = (t'' - t_0)/(T' - t_0) \quad (5.113)$$

представляет собой тепловую эффективность каждого из исследуемых устройств. Эта величина выражает отношение количества теплоты, воспринимаемой потоком охладителя в исследуемом устройстве, к аналогичной величине в идеальном (последний имеет бесконечно большую площадь поверхности теплообмена и в нем средняя температура потока на выходе равна температуре стенки канала).

Входящая в выражение (5.112) величина локального коэффициента теплоотдачи на выходе канала зависит от расхода теплоносителя в виде некоторой степенной функции $\alpha = c(G/G_0)^n$. Форма этой зависимости определяется соответствующим критериальным уравнением теплообмена. Например, для турбулентного течения в гладком канале для жидкостей получаем

$$\alpha_1 = C_1 (G/G_0)^{0,8}; \quad C_1 = 0,021 \frac{\lambda_{\text{ж}}}{\delta} (G_0 \delta / \mu)^{0,8} \text{Pr}_{\text{ж}}^{0,43} (\text{Pr}_{\text{ж}} / \text{Pr}_c)^{0,25}.$$

Для потока в канале с пористым наполнителем критериальное уравнение теплообмена задается выражением (5.44) и графически оно изображено на рис. 5.4. В частности, для $\text{Pe} > 10$, $l/\delta \text{Pe} > 0,1$ имеем $\text{Nu} = 6$, откуда $\alpha_2 = 6\lambda/\delta$.

Используя полученную зависимость $\alpha = c(G/G_0)^n$, выражение (5.112) можно представить в виде характеристического уравнения

$$\eta + \alpha_0 \eta^n / c = 1, \quad (5.114)$$

решая которое и определим неизвестную величину η и расход охлаждателя $G = G_0 / \eta$.

Основные результаты расчетов для сравниваемых вариантов приведены на рис. 5.18. Из приведенных данных следует, что канал с пористой вставкой отличается высокой эффективностью теплообмена η_1 . В результате этого поток внутри проницаемой матрицы нагревается много больше, чем в гладком канале при одинаковых температурах их стенок. Это приводит к существенному (более чем на порядок) снижению расхода охлаждателя. В конечном итоге высокое гидравлическое сопротивление проницаемой вставки в значительной мере компенсируется снижением расхода охлаждателя, так что затраты мощности на прокачку охлаждателя сквозь матрицу становятся соизмеримыми с аналогичной величиной для гладкого канала.

Как следует из данных, приведенных на рис. 5.18 (кривая 1), отношение затрачиваемых мощностей в канале с наполнителем и без него снижается по мере расширения каналов. При $N_2/N_1 < 1$ достигается положительный эффект интенсификации, что подтверждается экспериментальными данными.

Контур участков циркуляции охлаждателя имеет также другие гидравлические сопротивления (например, участков для охлаждения теплоносителя), обычно превышающие сопротивление нагреваемого отрезка гладкого канала. Влияние дополнительных сопротивлений на гидравлические потери и затраты мощности на прокачку охлаждателя в сравниваемых вариантах отличаются коренным образом, так как расход охлажда-

теля, прокачиваемого через канал с пористой вставкой, значительно меньше. Рассмотрим, например, случай, когда дополнительное гидравлическое сопротивление контура невелико и равно сопротивлению исследованного гладкого канала (без пористой вставки). В этом случае мощ-

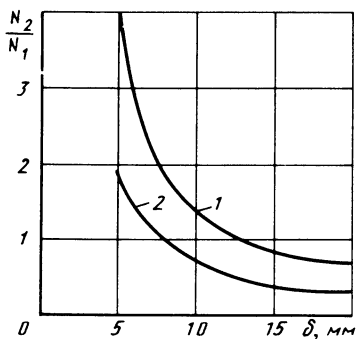


Рис. 5.18. Отношение мощностей, затрачиваемых на прокачку охлаждателя сквозь обогреваемые участки каналов с пористой вставкой и без нее (1) и сквозь замкнутые циркуляционные контуры с такими каналами (2)

ность на прокачку охладителя сквозь контур с гладким каналом возрастает вдвое, тогда как для контура с заполненным каналом она остается практически неизменной, поскольку сопротивление пористой вставки на несколько порядков выше сопротивления гладкого канала. В итоге положительный эффект интенсификации теплообмена достигается при значительно меньшей ширине канала (кривая 2 на рис. 5.18). Дальнейшее увеличение гидравлического сопротивления контура участков циркуляции приводит к тому, что положительный эффект интенсификации теплообмена с помощью пористой вставки достигается в еще более узких каналах.

ГЛАВА 6

ЖИДКОСТНОЕ ИСПАРИТЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПОРИСТЫХ СТЕНОК КОНСТРУКЦИЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

6.1. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА

Система пористого охлаждения приобретает ряд качественно новых свойств при использовании жидкостного охладителя, испаряющегося внутри проницаемой структуры: существенное повышение эффективности охладителя за счет теплоты парообразования; высокая интенсивность теплообмена при испарении внутри пористого материала; малый удельный объем жидкостного охладителя; возможность достижения низких, в том числе криогенных, температур.

Несмотря на то, что основные принципы этого метода охлаждения известны уже более 40 лет, он до настоящего времени не получил широкого практического применения в системах тепловой защиты, что объясняется значительной сложностью и неустойчивостью процесса теплообмена при фазовых переходах охладителя.

На рис. 6.1 изображена модель этого процесса. Жидкостный охладитель с начальной температурой t_0 прокачивается с удельным массовым расходом G сквозь пористую стенку навстречу действующему на ее внешнюю поверхность тепловому потоку плотностью q . По мере движения в проницаемой структуре давление жидкости понижается, а ее температура возрастает. На некотором расстоянии L от входа охладитель достигает состояния насыщения, после чего происходит его постепенное

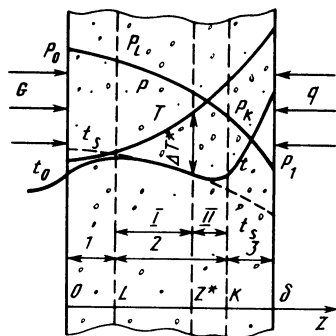


Рис. 6.1. Физическая модель процесса испарительного охлаждения пористой стенки: 1 — жидкостный участок; 2 — область испарения; 3 — паровой участок; 1 — первая зона области испарения; II — вторая

Условия проведения экспериментов по испарительному жидкостному транспирационному охлаждению [17] (в качестве охладителя во всех работах использована вода)

Вид нагрева	Плотность внешнего теплового потока q , Вт/м ²	Удельный массовый расход охладителя G , кг/(м ² ·с)	Перепад давлений на стенке $P_0 - P_1$, бар	Форма и размеры пористой стенки d , L , мм	Толщина пористой стенки δ , мм	Стенка однослойная	Стенка многослойная	Пористый материал	Пористость	Максимальная температура поверхности в установившемся режиме, °С	Автор, год
Конвективный	$(1...2,5) \cdot 10^4$	0,005...0,014	0,7	Круглый диск $d = 25,4$	12,7	+	+	Бронза	0,26	102	Jakob M. и др., 1949
Конвективный	$1,4 \cdot 10^6$	—	—	Круглый цилиндр $d = 25,4$; $L = 38$	10	+	+	Коррозионно-стойкая сталь, никель	—	—	Duwez P. и др., 1948
Конвективный	$(1...2) \cdot 10^6$	2...10	—	Круглый цилиндр $d = 12,7$; $L = 60$	12,7	+	+	Медь, бронза	0,50	110	Boden R.H., 1951
Конвективный	$2,8 \cdot 10^5$	0,055	1	Квадратная шпательная $50,8 \times 50,8$	3,18	+	+	—	—	107	Нуман S. и др., 1961
Конвективный	—	1...10	—	Круглый диск $d = 10$	8	+	+	Сталь	—	360	Бронский Л.Н. и др., 1962

Конвективный	$(1...2) \cdot 10^4$	—	0,04—0,2	Прямая угольная пластина 280×130	10	+	Медь	0,35	110	Романенко П.Н. и др., 1965
Радиационно-конвективный	$(0,7...2,8) \cdot 10^5$	0,013...0,092	0,5—1	Круглый диск $d = 76$	7	+	—	0,20	1070	Evans R.W. и др., 1965
Радиационный	$1,5 \cdot 10^5$	0,033...0,050	—	Круглый диск $d = 102$	12,7	+	Коррозионно-стойкая сталь	0,53; 0,77	1090	Koh J.C.Y. и др., 1968
Радиационный	$(2,3...5,7) \cdot 10^5$	—	—	Круглый диск $d = 50,8$	5	+	Коррозионно-стойкая сталь	0,10	830	Koh J.C.Y. и др., 1970
Конвективный	$6,75 \cdot 10^5$	0,14	2	Круглый цилиндр $d = 150$; $L = 600$	10	+	То же	0,10	900	Koh J.C.Y. и др., 1970
Радиационный	$(1,1...2,1) \cdot 10^5$	0,020...0,057	0,01...0,03	Круглый диск $d = 28,8$; $d = 35,5$	3,3; 5,4	+	—	0,17; 0,25	160	Reth R. и др., 1972
Конвективный	$(1...3) \cdot 10^4$	0,001...0,010	0,05	Прямая угольная пластина 300×30	10	+	Медь	0,33; 0,41	180	Kikkawa S. и др., 1972
Конвективный	$(1...2) \cdot 10^6$	0,5...2	—	Круглый цилиндр $d = 40$; $L = 40$	2,5	+	Нихром	0,25	700	Поляев В.М. и др., 1975
Конвективный	$(1...2) \cdot 10^5$	0,01...0,16	—	То же	10	+	”	—	500	Поляев В.М. и др., 1978*

* Поляев В.М., Бочарова И.Н. Исследование пористого испарительного охлаждения при докритических и сверхкритических параметрах охлаждения. — ТВТ, 1978, т. 16, № 2, с. 425—428.

испарение на участке LK с последующим перегревом пара на участке $K\delta$ в пределах пористой стенки. Отсюда следует, что имеются три участка движения охладителя (жидкостный, область испарения и паровой) с неизвестным положением границ между ними, определяемым в ходе решения задачи.

В экспериментальных исследованиях механизма и количественных характеристик теплообмена и гидравлического сопротивления, а также устойчивости рассматриваемого процесса до настоящего времени получены более чем скромные результаты. Неустойчивость процесса, проявившаяся в первых же экспериментах, на долгое время задержала его изучение. Опубликованные сведения об условиях проведения экспериментов по исследованию испарительного жидкостного транспирационного охлаждения приведены в табл. 6.1. Источники этих данных указаны в работе [17].

Наиболее подробные визуальные наблюдения были выполнены на установке с радиационным нагревом, где основным режимом теплообмена был такой, в котором кипение охладителя начиналось на внутренней поверхности стенки. Вместе с истечением пара наблюдался также и вылет мельчайших капель жидкости из пористой стенки. В указанных режимах часто происходили колебания давления в системе. Визуально через подводящую охладитель стеклянную трубу было установлено, что при появлении и росте парового пузыря на внутренней поверхности давление в системе увеличивалось. Затем оно резко падало при продавливании парового пузыря через проницаемую стенку, после чего процесс повторялся снова с периодичностью около 6 мин.

Несколько иная картина завершения испарения охладителя на внешней поверхности пористой стенки наблюдалась при конвективном нагреве. Здесь испарение пленки жидкости протекало в виде кипящей пены. При уменьшении расхода охладителя появились участки сухой поверхности, а участки, занятые кипящей пеной, постепенно сокращались.

Из сравнения данных, приведенных на рис. 6.2 и 6.3, видно, как повышение интенсивности нагрева приводит к все более резкому (рис. 6.2) и, наконец, скачкообразному (рис. 6.3) увеличению температуры поверхности при углублении фронта зоны испарения внутрь пористой стенки. При этом для результатов, приведенных на рис. 6.2, дальнейшее возрастание температуры внешней поверхности пористой стенки происходит скачкообразно. Величина скачка температуры определяется условием теплообмена между пористой стенкой и газовым потоком.

Для результатов, полученных при форсированном нагреве высокоскоростным потоком газа (см. рис. 6.3), температура T_2 в диапазоне больших расходов охладителя постепенно возрастает и приближается к температуре насыщения, что соответствует испарению охладителя с поверхности жидкостной пленки. При расходе $G \cong 2 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ температура T_2 скачкообразно повышается до $\cong 530^\circ\text{C}$ и затем остается постоянной при значительном снижении расхода охладителя. Это соответствует паровому режиму охлаждения, когда начало области испарения сначала резко углубляется внутрь проницаемой матрицы, смещаясь затем постепенно вглубь ее при уменьшении расхода охладителя. При этом из стенки

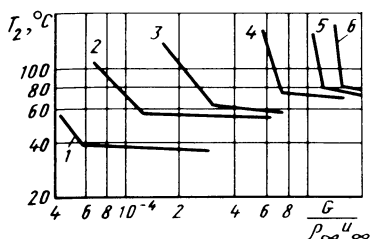


Рис. 6.2. Влияние температуры t_{∞} газового потока с постоянной скоростью $u_{\infty} = 10$ м/с на характер зависимости температуры внешней поверхности пористой стенки от относительного расхода жидкостного охладителя $G/\rho_{\infty}u_{\infty}$: 1 — $t_{\infty} = 100^{\circ}\text{C}$; 2 — $t_{\infty} = 200^{\circ}\text{C}$; 3 — $t_{\infty} = 300^{\circ}\text{C}$; 4 — $t_{\infty} = 400^{\circ}\text{C}$; 5 — $t_{\infty} = 500^{\circ}\text{C}$; 6 — $t_{\infty} = 600^{\circ}\text{C}$

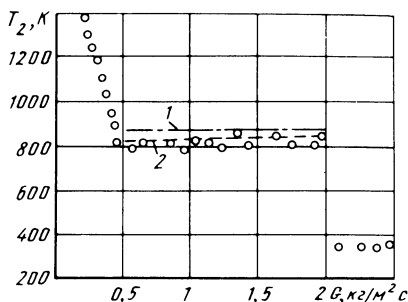


Рис. 6.3. Экспериментальные данные (точки) для температуры T_2 горячей поверхности в зависимости от удельного расхода охладителя (воды) при пористом испарительном охлаждении конвективно обогреваемой стенки ($t_{\infty}^* = 3200$ К, $P_{\infty} = 1 \cdot 10^5$ Па, $M_{\infty} = 2,43$) и сравнение экспериментального скачка температуры T_2 с расчетным: 1 — расчет по формуле (6.58); 2 — расчет по формуле (6.56)

вытекает парожидкостная смесь с постепенно возрастающим содержанием пара. Часть жидкости в виде мельчайших капель не успевает испариться внутри матрицы и уносится потоком горячего газа. После того как границы зоны испарения выходит на внутреннюю поверхность стенки ($G \cong 0,5$ кг/(м² · с)), жидкость закипает на входе в стенку, в подводящем коллекторе начинаются колебания давления, температуры внутренней и внешней поверхностей быстро возрастают при уменьшении расхода охладителя.

Как показали дальнейшие эксперименты (рис. 6.4)*, увеличение внешнего давления в системе приводит к следующим изменениям: возрастает температура внешней поверхности, при которой завершается испарение жидкостной пленки и происходит скачок температуры; снижается величина скачка температуры внешней поверхности при переходе от пленочного к паровому режиму истечения охладителя; уменьшается диапазон расходов охладителя, соответствующий паровому режиму истечения вследствие снижения теплоты парообразования; при сверхкритическом давлении скачок температуры отсутствует.

Наиболее нежелательным и опасным явлением в системе испарительного транспирационного охлаждения является неустойчивость процесса, которая не позволяет стабилизировать положение области испарения внутри проницаемой матрицы. Небольшие колебания параметров приводят к неконтролируемому продвижению фронта зоны испарения с внешней поверхности пористой стенки на внутреннюю, сопровождаемому сме-

* Поляев В.М., Бочарова И.Н. Исследование пористого испарительного охлаждения при докритических, критических и сверхкритических параметрах охладителя // ТВТ, 1978, т. 16, № 2. С. 425–428.

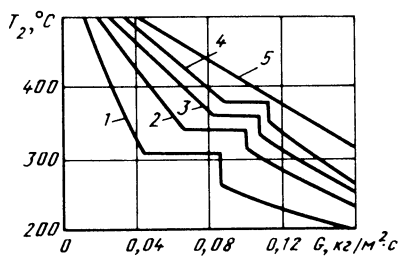


Рис. 6.4. Экспериментальные зависимости температуры горячей поверхности пористой стенки от массовой скорости вдува G :

1 — $p = 50 \cdot 10^5$ Па; 2 — $p = 100 \cdot 10^5$ Па; 3 — $p = 140 \cdot 10^5$ Па; 4 — $p = 170 \cdot 10^5$ Па; 5 — $p = 230 \cdot 10^5$ Па

ной режима истечения жидкостного охладителя режимом истечения перегретого пара. При высоких тепловых нагрузках это приводит к прога-

ру пористой стенки, при умеренных — сопровождается значительным возрастанием температуры внешней поверхности и последующим колебательным характером процесса.

Физическая природа неустойчивости объясняется тем, что сопротивление матрицы потоку пара во много раз больше, чем потоку жидкости. Поэтому незначительное изменение положения области испарения внутри пористой стенки вызывает заметное изменение гидравлического сопротивления, что при постоянном перепаде давлений на стенке приводит к существенному изменению расхода охладителя. Так продолжается до тех пор, пока граница зоны испарения не выходит за пределы проникаемой матрицы.

На основе таких физических представлений предложен метод повышения устойчивости процесса за счет применения внутреннего дополнительного слоя пористого материала повышенного гидравлического сопротивления. При движении охладителя на этом дополнительном слое создается столь высокий перепад давлений, что изменение гидравлического сопротивления системы, обусловленное перемещением области испарения внутри внешнего слоя, является незначительным и не приводит к заметному изменению расхода охладителя. Практическое воплощение этой идеи позволило создать устойчивую систему.

На рис. 6.5 приведены экспериментальные данные для многослойных образцов. Они состоят из внешней и внутренней металлокерамических пористых стенок, между которыми расположен слой теплоизоляционного материала. Испарение охладителя в устойчивом режиме происходит в слое изоляции. Нужно отметить,

что на рис. 6.5 "метастабильным" назван устойчивый режим истечения двухфазной смеси, в котором установка могла работать длительное время. Значительный перепад давлений на

$G/4,88; \text{кг/м}^2 \cdot \text{с}$

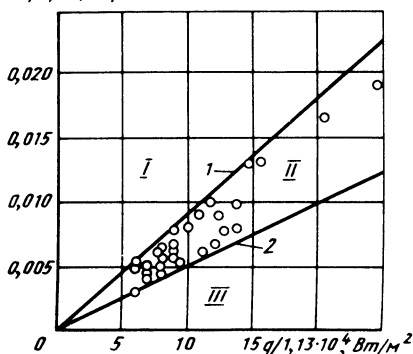


Рис. 6.5. Зависимость удельного расхода воды от плотности поглощенного внешнего теплового потока в устойчивом режиме: I — область "метастабильной" работы; II — область устойчивой работы; III — область неустойчивой работы; 1 — перегретый пар, 1090°C ; 2 — сухой насыщенный пар, 100°C

внутреннем слое пористой стенки не только создает предпосылки для эффективного контроля за расходом охладителя, но и подавляет неоднородности потока, вызываемые неравномерностью пористой структуры и неоднородностью распределения внешнего давления.

Для теплозащиты с помощью испарительного охлаждения наиболее предпочтительной является конструкция двухслойной стенки. Внутренний слой из металла малой пористости является несущей конструкцией и на нем создается перепад давлений при движении жидкого охладителя, достаточный для эффективного регулирования его расхода. Внешний теплозащитный слой изготовлен из термостойкого материала высокой пористости и малой теплопроводности и химически инертного для испаряющегося охладителя и внешнего потока. Он защищает внутренний слой от воздействия высокой температуры и обеспечивает условия для полного испарения охладителя и перегрева образующегося пара.

Первые работы по теоретическому исследованию процесса очень похожи по постановке задачи и полученным результатам. В них использованы одинаковые аналитические модели, при разработке которых приняты допущения о локальном тепловом равновесии $T = t$ между охладителем и матрицей и о малой толщине $K - L = 0$ области испарения (модели даются в сравнении с моделью, изображенной на рис. 6.1).

Следующим шагом был учет разности температур между матрицей и охладителем ($T \neq t$) и конечной протяженности зоны испарения ($K - L \neq 0$). Недостатком этих работ является отсутствие обоснованных данных по интенсивности теплообмена в области испарения.

Определяющее влияние на всю систему оказывает область испарения, количественные характеристики теплообмена и гидравлического сопротивления в которой могут быть установлены только тщательным сравнением теоретических и экспериментальных результатов.

6.2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА

Физическая и аналитическая модели. В дополнение к описанию изображенной на рис. 6.1 физической модели процесса следует добавить сведения о механизме теплообмена и структуре потока в области испарения LK . В ее начале L при незначительном перегреве (практически без перегрева) пористого материала относительно локальной температуры насыщения t_s в дискретных центрах возникают пузырьки пара. Они сразу заполняют все сечение поры, пар прорывается в наиболее крупные поровые каналы и течет отдельными микроструями.

По мере движения потока и увеличения перегрева происходит скачкообразная активация центров парообразования, количество паровых микроструек быстро возрастает, и они постепенно заполняют все более мелкие поровые каналы. Основная часть жидкости движется в виде постепенно утоняющейся микроплёнки, которая обволакивает частицы материала и заполняет все сужения и отдельные поры. Скорость пара непрерывно возрастает. Давление в двухфазном потоке быстро падает, а вместе с ним падает и температура паровой фазы смеси, равная температуре насыщения t_s . Температура T пористого каркаса повышается

вследствие подвода теплоты теплопроводностью в область испарения от внешней поверхности стенки. В этой части LZ^* области испарения (первая зона) внутрипоровый теплообмен при испарении жидкости с поверхности микропенки отличается очень высокой интенсивностью. Так продолжается до полного испарения потока охладителя.

Однако в некоторых случаях (при очень высоких внешних тепловых потоках) температура проницаемой матрицы очень быстро возрастает в области испарения и достигает в сечении Z^* величины T^* перегрева жидкости до завершения ее полного испарения. После этого жидкость перестает смачивать пористый материал, микропенка свертывается в микрокапли, и происходит резкая смена режима течения двухфазного потока с высокоинтенсивным теплообменом при испарении микропенки на режиме движения во второй зоне Z^*K дисперсного потока перегретого пара с микрокаплями жидкости. Этот режим отличается относительно низкой интенсивностью внутрипорового конвективного теплообмена. Нужно отметить, что именно такому характеру истечения парокapельного потока из стенки при высокой температуре T_2 ее внешней поверхности, значительно превышающей величину T^* , соответствуют приведенные на рис. 6.3 экспериментальные данные.

Приведенная на рис. 6.1 физическая модель процесса имеет следующее математическое описание.

Распределение температур пористого материала T_j и охладителя t_j на участках однофазного жидкостного ($j = 1, 0 < Z < L$) и парового ($j = 3, K < Z < \delta$) течения охладителя описывается системой уравнений, состоящих из уравнения энергии

$$\lambda \frac{d^2 T_j}{dz^2} = h_v (T_j - t_j) = Gc \frac{dt_j}{dz} \quad (6.1)$$

и критериального уравнения конвективного теплообмена однофазного охладителя в пористых металлах

$$Nu_j = 0,004 Re_j Pr_j, \quad Nu_j = h_v (\beta/\alpha)^2 / \lambda_j; \quad Re_j = G (\beta/\alpha) / \mu_j. \quad (6.2)$$

Температурное поле матрицы и паровой фазы потока в области испарения $L < Z < K$ определяется системами уравнений отдельно для каждой из зон, в том числе для первой зоны $L < Z < Z^*$

$$\lambda \frac{d^2 T_I}{dz^2} = h_{vI} (T_I - t_I) = G \frac{di_I}{dz}; \quad t_I = t_s(p), \quad (6.3)$$

где интенсивность h_{vI} объемного теплообмена при испарении потока внутри пористой структуры рассчитывается по выражению

$$\frac{h_{vI} d_q^2}{\lambda'} = \frac{18 (1 - \Pi)^2}{\Pi} [1 - (1 - s)^{1/2}]^{-1}, \quad (6.4)$$

в которое входит величина насыщенности s проницаемой среды жидкостной фазой, зависящая от расходного массового паросодержания потока x

$$s = (1 - x)^{1/n} [(1 - x)^{1/n} + (\frac{v''}{v'} x)^{1/n}]^{-1}. \quad (6.5)$$

Температурное состояние второй зоны $Z^* < Z < K$ области испарения определяется уравнениями

$$\lambda \frac{d^2 T_{II}}{dZ^2} = h_{vII} (T_{II} - t_{II}) = G \frac{di_{II}}{dZ}; \quad t_{II} = t_s(Z^*), \quad (6.6)$$

причем здесь интенсивность объемного теплообмена h_{vII} в первом приближении может быть рассчитана с помощью критериального уравнения (6.2) для однофазного парового участка.

Заканчивается задача уравнением неразрывности

$$G(Z) = \text{const}, \quad (6.7)$$

уравнением движения однофазного охладителя на жидкостном, паровом участках и во второй зоне области испарения

$$-dp/dZ = \alpha \mu \nu G + \beta \nu G^2 \quad (6.8)$$

и уравнением движений одной из фаз, например паровой фазы, в первой зоне области испарения

$$-\frac{dp}{dZ} = \frac{\alpha \mu'' \nu'' G x}{f_2[s(x)]} + \beta \nu[s(x)] G^2. \quad (6.9)$$

Граничные условия имеют следующий вид:

$$\text{при } Z=0 \quad Gc(t_1 - t_0) = \alpha_w (T_1 - t_0), \quad \lambda \frac{dT_1}{dZ} = Gc(t_1 - t_0); \quad (6.10)$$

$$\text{при } Z=L \quad t_1 = t_I = t_s(P_I), \quad T_1 = T_I, \quad \lambda \frac{dT_1}{dZ} = \lambda \frac{dT_I}{dZ} = G(i' - ct_0); \quad (6.11)$$

$$\text{при } Z=Z^* \quad T_I - t_s = T_{II} - t_s = T^* - t_s, \quad \lambda \frac{dT_I}{dZ} = \lambda \frac{dT_{II}}{dZ}; \quad (6.12)$$

$$\text{при } Z=K \quad T_{II} = T_3, \quad t_{II} = t_3 = t_s(Z^*), \quad \lambda \frac{dT_{II}}{dZ} = \lambda \frac{dT_3}{dZ} = G(i'' - ct_0); \quad (6.13)$$

$$\text{при } Z=\delta \quad P=P_1, \quad T_3 \leq T^{**}, \quad \lambda \frac{dT_3}{dZ} = q. \quad (6.14)$$

Необходимо дать ряд пояснений по системе (6.1)...(6.14). Охладитель подается по нормали к внутренней поверхности стенки, интенсивность теплообмена α_w на входе в нее принимается известной — условие (6.10).

Координата L начала области испарения определяется из условия достижения охладителем состояния насыщения $t_1 = t_s$, $i = i'$, а координата K ее окончания — из условия, что энтальпия охладителя здесь равна энтальпии i'' насыщенного пара. При наличии второй зоны возникает неопределенность в расчете температуры охладителя, который представляет собой смесь перегретого пара с микрокаплями. Поэтому принимается, что в этой зоне температура смеси равна температуре паровой фазы в точке Z^* изменения структуры двухфазного потока. Температура внешней поверхности не должна превышать предельно допустимой величины T^{**} .

В сформулированной задаче (6.1)...(6.14) тепловая и гидродинами-

ческая составляющие процесса могут быть решены точно только совместно. Температура охладителя в начале области испарения и температура паровой фазы двухфазного потока в ней равны температуре насыщения, которая определяется давлением в этой области. В свою очередь, в уравнении (6.9) относительная фазовая проницаемость f_2 паровой фазы и удельный объем двухфазной смеси v зависят через насыщенность пористой структуры жидкостной фазой смеси $s(x)$ от расходного массового паросодержания потока x , определяемого из решения тепловой составляющей задачи. Физические свойства охладителя на каждом из участков течения также зависят от его температуры и давления.

Для того чтобы разделить тепловую и гидродинамическую составляющие и получить результаты в аналитической форме с целью выявления качественных и основных количественных закономерностей исследуемого процесса, принимаем ряд допущений.

1. Считаем, что положение начала области испарения известно, и принимаем его координату L в качестве независимого параметра.

2. Температуру паровой фазы двухфазной смеси в области испарения считаем постоянной $t_s = \text{const}$.

3. Физические свойства жидкостной и паровой фаз принимаются постоянными и равными физическим свойствам в состоянии насыщения при заданном давлении p_1 окружающей среды.

4. При изменении координаты L начала области испарения поддерживаем постоянный массовый расход охладителя G (режим постоянного расхода).

5. Величины h_{vI} , h_{vII} интенсивности внутривещного объемного теплообмена в двух зонах области испарения принимаем постоянными, но различными, причем $h_{vI} \geq h_{vII}$.

Температурное состояние системы. Используя обозначения

$$\theta_1 = (t_1 - t_0) / (t_s - t_0); \quad \theta_{w1} = (T_1 - t_0) / (t_s - t_0); \quad l = L / \delta, \\ A_1 = h_v \delta / Gc'; \quad B_1 = G\delta c' / \lambda, \quad (6.15)$$

решение уравнений (6.1) для жидкостного участка $0 < Z < L$ течения охладителя при граничных условиях (6.10), (6.11) можно получить в аналитическом виде

$$\theta_1 = \frac{P \exp D_1 z - Q \exp D_2 z}{P \exp D_1 l - Q \exp D_2 l}, \\ \theta_{w1} = \frac{(1 + D_1 A_1) P \exp D_1 z - (1 + D_2 / A) Q \exp D_2 z}{P \exp D_1 l - Q \exp D_2 l}. \quad (6.16)$$

Здесь величины $D_{1,2}$, P , Q рассчитываются по формулам (3.18).

Сравнивая (6.15), (6.16) и (3.14)...(3.18), видим, что температурное поле на жидкостном участке аналогично такому же для исследованной ранее системы однофазного транспирационного охлаждения стенки. Влияние параметров A , B , St_w выше было проанализировано достаточно подробно.

С учетом (6.16) можно найти разность температур между матрицей и охладителем $\Delta T_1 = T - t_1|_{z=l}$ в конце жидкостного участка. Эта вели-

чина является исходной при расчете температурного поля в области испарения.

Решение системы уравнений (6.3), (6.6), описывающих теплообмен в области испарения, при граничных условиях (6.11), (6.12) имеет следующий вид

$$\vartheta_1 = a_1 \exp[\gamma_1 (z - l)] + b_1 \exp[-\gamma_1 (z - l)]; \quad (6.17)$$

$$\vartheta_2 = a_2 \exp[\gamma_2 (z - z^*)] + b_2 \exp[-\gamma_2 (z - z^*)]; \quad (6.18)$$

$$\frac{i_1 - i'}{c'} = \frac{\gamma_1}{B_1} \left\{ a_1 \exp[\gamma_1 (z - l)] - b_1 \exp[-\gamma_1 (z - l)] - (a_1 - b_1) \right\}; \quad (6.19)$$

$$\frac{i_{II} - i(z^*)}{c'} = \frac{\gamma_2}{B_1} \left\{ a_2 \exp[\gamma_2 (z - z^*)] - b_2 \exp[-\gamma_2 (z - z^*)] - (a_2 - b_2) \right\}; \quad (6.20)$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \left(\vartheta_0 + \frac{B_1}{\gamma_1} N' \right); \quad b_1 = \frac{1}{2} \left(\vartheta_0 - \frac{B_1}{\gamma_1} N' \right); \quad (6.21)$$

$$a_2 = \frac{1}{2} \left\{ \vartheta^* + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} [a_1 \exp \gamma_1 (z^* - l) - b_1 \exp -\gamma_1 (z^* - l)] \right\}; \quad (6.22)$$

$$b_2 = \frac{1}{2} \left\{ \vartheta^* - \frac{\gamma_1}{\gamma_2} [a_1 \exp \gamma_1 (z^* - l) - b_1 \exp -\gamma_1 (z^* - l)] \right\},$$

где

$$\begin{aligned} \vartheta_1 &= T_I - t_s; \quad \vartheta_2 = T_{II} - t_s; \quad \vartheta_0 = \Delta T_1; \quad \vartheta^* = T^* - t_s; \\ B_1 &= G \delta c' / \lambda; \quad N' = (i' - c t_0) / c'; \\ N'' &= (i'' - c t_0) / c'; \quad \gamma_1 = \delta (h_{vI} / \lambda)^{1/2}; \\ \gamma_2 &= \delta (h_{vII} / \lambda)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6.23)$$

Здесь индексы "1", "2" относятся к параметрам в первой и второй зонах области испарения. Величина перегрева в ее начале $\Delta T_1 = T_1 - t_1|_{z=l}$ определяется теплообменом на предшествующем жидкостном участке и зависит от координаты l .

Для расчета сопротивления двухфазного потока в области испарения необходимо знать изменение массового расходного паросодержания потока x в обеих ее зонах, которое с учетом (6.19), (6.20) можно вычислить по выражению

$$x_1 = \frac{i_1 - i'}{c' (N'' - N')}; \quad x_2 - x(z^*) = \frac{i_{II} - i(z^*)}{c' (N'' - N')}. \quad (6.24)$$

Определяющее значение для анализа теплообмена и гидравлического сопротивления всей системы имеет расчет протяженности области испарения и разности температур $T - t$ в конце процесса.

Рассмотрим вариант 1 — испарение завершается в первой зоне. Используя последнее из условий (6.13), получим характеристическое уравнение для определения протяженности области испарения $(k - l)$ в зависимости от параметров $\vartheta_0, B_1, \gamma_1, N', N''$

$$a_1 \exp[\gamma_1 (k - l)] - b_1 \exp[-\gamma_1 (k - l)] = \frac{B_1}{\gamma_1} N''. \quad (6.25)$$

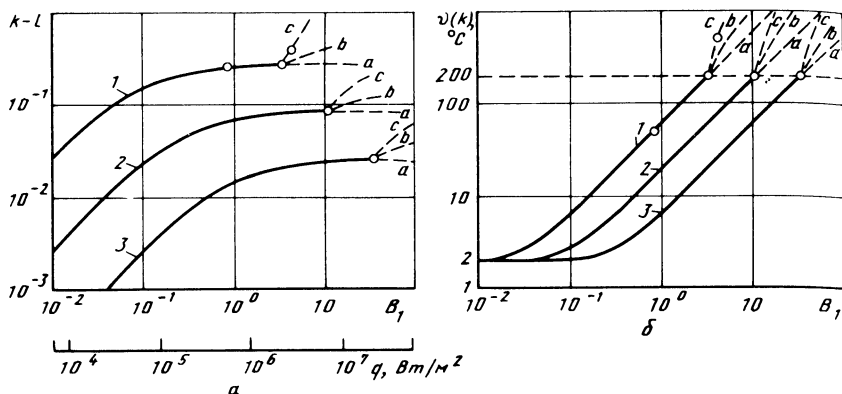


Рис. 6.6. Относительная протяженность $k-l$ области испарения (а) и разность температур ϑ (к) между пористым материалом и охладителем в конце процесса (б) в зависимости от параметров процесса:

1 — $\gamma_1 = 10$; 2 — $\gamma_1 = 31,6$; 3 — $\gamma_1 = 100$; а — $\gamma_2/\gamma_1 = 1$; б — $\gamma_2/\gamma_1 = 0,563$; с — $\gamma_2/\gamma_1 = 0,316$

На рис. 6.6, а представлено семейство кривых 1–3 ($k-l$) в зависимости от величины B_1 для различных значений параметра γ_1 . Расчет N' , N'' произведен с использованием физических свойств воды и водяного пара в состоянии насыщения при $p = 1$ бар. Кроме того, принято: $\lambda = 10$ Вт/(м · К); $\delta = 10$ мм; $\vartheta_0 = 2^\circ\text{C}$. Параметр B_1 в этих условиях изменяется за счет изменения расхода охладителя G . Полному испарению этого расхода охладителя и перегреву его внутри пористой стенки до 350°C соответствует значение внешнего теплового потока q , указанное на дополнительной оси абсцисс.

На рис. 6.6, б показано изменение разности температур ϑ (к) в конце области испарения при тех же условиях.

Здесь следует более подробно остановиться на количественной стороне результатов. Значение параметра $\gamma_1 = 31,6$ при указанных выше величинах λ , δ получено при интенсивности объемного внутрипорового теплообмена $h_{vI} = 10^8$ Вт/(м³ · К). С учетом выполненной ранее оценки такое значение h_{vI} является реальным и даже существенно заниженным. В то же время из данных, приведенных на рис. 6.6, а, следует, что при $\gamma_1 \geq 31,6$ длина $K-L$ области испарения мала и не превышает 0,1 толщины стенки δ , т. е. при этих условиях $k-l$ можно считать величиной достаточно малой и в некоторых случаях (например, при умеренных внешних тепловых потоках) область испарения можно принять в виде поверхности $k-l \rightarrow 0$. В этом случае достаточно справедливы принятые допущения о постоянстве h_{vI} и t_s в области испарения.

Увеличение протяженности области испарения при возрастании теплового потока происходит до тех пор, пока величина перегрева не достигнет предельного значения ϑ^* при $k = z^*$

$$a_1 \exp[\gamma_1 (z^* - l)] + b_1 \exp[-\gamma_1 (z^* - l)] = \vartheta^*. \quad (6.26)$$

Объединив (6.25) и (6.26), получим аналитические выражения для

расчета предельных параметров, при которых испарение завершается на границе $k^* = z^*$:

$$B_1/\gamma_1 = \vartheta^* D^{1/2}/N''; \quad k^* - l = \frac{1}{\gamma_1} \ln[(1 + D^{1/2})/(\vartheta_0/\vartheta^* + D^{1/2}N'/N'')]; \quad (6.27)$$

где

$$D = [1 - (\vartheta_0/\vartheta^*)^2]/[1 - (N'/N'')^2].$$

Если соотношение (6.27) записать в виде

$$K^* - L = (\lambda/h_{v1})^{1/2} \ln[(1 + D^{1/2})/(\vartheta_0/\vartheta^* + D^{1/2}N'/N'')], \quad (6.28)$$

то становится очевидным, что предельная протяженность первой зоны зависит только от физических свойств охладителя (ϑ_0 , ϑ^* , N' , N'') и величин λ , h_{v1} . Процесс охлаждения целесообразно организовать так, чтобы весь охладитель испарился в высокоинтенсивном режиме теплообмена при минимальной длине области испарения. Этого можно достигнуть, обеспечив испарение в слое пористого материала с минимальной теплопроводностью.

Рассмотрим вариант 2 — испарение охладителя завершается во второй зоне. Из данных, приведенных на рис. 6.6, следует также, что как бы велика ни была интенсивность h_{v1} теплообмена в первой зоне (или величина γ_1), независимо от протяженности области испарения, при увеличении плотности внешнего теплового потока и превышении им некоторого определенного значения неизбежно наступает режим теплообмена, при котором температура пористого материала в области испарения превышает температуру T^* достижимого перегрева жидкости и в точке $z = z^*$ происходит смена режима теплообмена. Используя последнее из условий (6.13) и выражение (6.18), получим характеристическое уравнение для определения длины $(k - z^*)$ второй зоны

$$a_2 \exp[\gamma_2 (k - z^*)] - b_2 \exp[-\gamma_2 (k - z^*)] = B_1 N''/\gamma_2. \quad (6.29)$$

Полная протяженность области испарения рассчитывается в виде суммы длин двух зон $k - l = (z^* - l) + (k - z^*)$, где величина $z^* - l$ определяется из характеристического уравнения (6.26).

На рис. 6.6 штриховыми линиями a , b , c отражено влияние снижения интенсивности теплообмена во второй зоне в виде отношения γ_2/γ_1 . Из этих данных следует, что такое снижение приводит к резкому увеличению длины области испарения и разности температур $\vartheta(k)$ в конце процесса. При расчете принято $\vartheta^* = 200^\circ \text{C}$.

На рис. 6.7 показано изменение температуры пористого материала в области испарения и массового паросодержания потока для трех случаев, соответствующих точкам I, II, III на рис. 6.6. Для них получено соответственно: $\vartheta(k) = 50; 200; 500^\circ \text{C}$; $B_1 = 0,82; 3,28; 4,01$; $k - l = 0,246; 0,266; 0,383$. В первом случае испарение завершается в первой зоне; второй соответствует завершению испарения при предельном перегреве ϑ^* , в третьем — область испарения состоит из двух зон, причем $z^* - l = 0,246$; $k - z^* = 0,137$.

Выполненное решение задачи о теплообмене на жидкостном участке

и в области испарения позволило определить необходимые данные (протяженность области испарения, а следовательно, координату k и перегрев пористого материала $T-t$ в конце процесса при заданном значении координаты l ее начала) для определения температурного состояния парового участка.

Вводя обозначения $A_3 = h_v \delta / G c''$, $B_3 = G \delta c'' / \lambda$, $N_3 = (i'' - c t_0) / c''$, преобразуем граничные условия (6.13) к виду

$$\text{при } z = k \quad t_3 = t_s, \quad T_3 - t_s = \Delta T_3; \quad dT_3/dz = B_3 N_3. \quad (6.30)$$

При этих условиях уравнение (6.1) имеет аналитическое решение для парового $K < Z < \delta$ участка течения охладителя:

$$(t_3 - t_s) / N_3 = -1 + R \exp[D_3(z - k)] + V \exp[D_4(z - k)], \quad (6.31)$$

$$(T_3 - t_s) / N_3 = -1 + (1 + D_3/A_3) R \exp[D_3(z - k)] + (1 + D_4/A_3) V \exp[D_4(z - k)], \quad (6.32)$$

$$\text{где } D_{3,4} = \frac{A_3}{2} [-1 \pm (1 + 4B_3/A_3)^{1/2}]; \quad V = 1 - R; \quad (6.33)$$

$$R = (\Delta T_3 / N_3 - D_4 / A_3) (1 + 4B_3 / A_3)^{-1/2}.$$

После этого можно найти температуры матрицы и охладителя на выходе из пористой стенки ($z = 1$), а также величину эффективности использования охладителя φ :

$$\varphi = \{ i[P_1, t_3(\delta)] - c t_0 \} / (i'' - c t_0).$$

При неполном испарении охладителя внутри стенки и истечении двухфазной смеси $\varphi < 1$; в режиме истечения сухого насыщенного пара $\varphi = 1$; при истечении перегретого пара $\varphi = 1 + [t_3(\delta) - t_s] / N_3 > 1$.

Максимальная величина φ^{**} соответствует режиму истечения пара с температурой t^{**} , при которой температура материала на внешней поверхности равна предельной $T_3(\delta) = T^{**}$. В свою очередь, максимальная

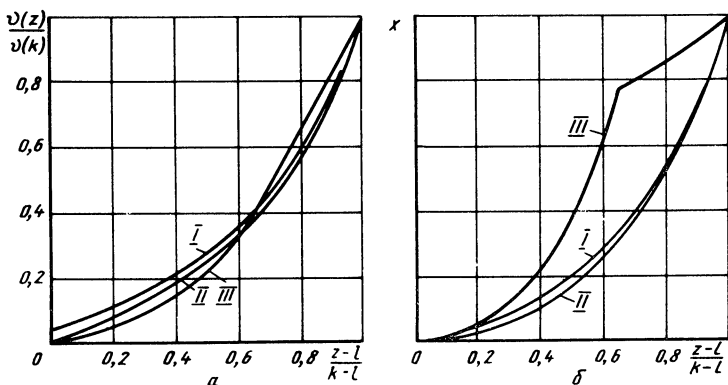


Рис. 6.7. Изменение температуры проникаемой матрицы в области испарения (а) и массового паросодержания двухфазного потока в ней (б) при параметрах системы, соответствующих точкам I–III на рис. 6.6

эффективность φ^{**} имеет верхний предел $\varphi^{**} \rightarrow W$, соответствующий режиму локального теплового равновесия на паровом участке ($t_3 = T_3, A_3 \rightarrow \infty$) при предельной температуре T^{**} внешней поверхности ($t^{**} = T^{**}$).

Условие безопасной (без прогара стенки) работы системы испарительного охлаждения накладывает ограничение на ее параметры, и его можно записать в виде

$$[T_3(\delta) - t_s]/N_3 \leq W - 1, \quad (6.34)$$

где левая часть неравенства выражена в явной форме соотношением (6.32) при $z = 1$.

При наличии парового участка величина φ зависит от параметров $k, \Delta T_3/N_3, A_3, B_3$. Причем при фиксированных параметрах $k, \Delta T_3/N_3, A_3$ эффективность максимальна, если температура внешней поверхности равна предельной, что достигается за счет увеличения параметра B_3 до некоторого максимального значения B_3^{**} . Изменение B_3 при прочих постоянных условиях может быть произведено, например, надлежащим выбором коэффициента теплопроводности λ пористого материала. Величина B_3^{**} при фиксированных параметрах $k, \Delta T_3/N_3, A_3$ определяется в результате численного решения характеристического уравнения

$$(1 + D_3/A_3)R \exp[D_3(1 - k)] + (1 + D_4/A_3)V \exp[D_4(1 - k)] = WN_3, \quad (6.35)$$

получаемого из (6.34). Для безопасной работы системы необходимо, чтобы $B_3 \leq B_3^{**}$.

На рис. 6.8 представлены зависимости B_3^{**} от $(1 - k)$. При расчете принято: охладитель — вода, давление окружающей среды $p_1 = 1,013$ бар,

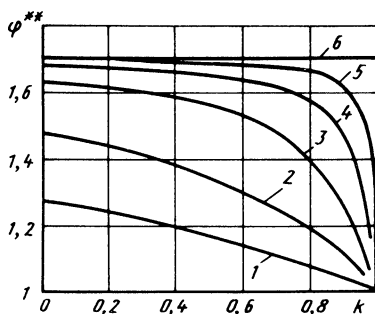
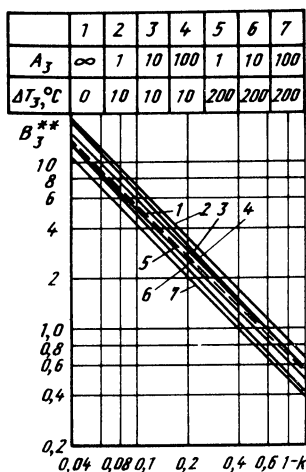


Рис. 6.8. Зависимость предельного значения B_3^{**} от величины заглабления $1 - k$ начала парового участка

Рис. 6.9. Максимальная эффективность использования охладителя φ^{**} в зависимости от координаты k начала парового участка при $\Delta T_3 = 100^\circ\text{C}$:

1 — $A_3 = 1$; 2 — $A_3 = 3$; 3 — $A_3 = 10$; 4 — $A_3 = 30$; 5 — $A_3 = 100$; 6 — $A_3 \rightarrow \infty$

$T^{**} = 1000^\circ\text{C}$. Тогда $N_3 = 1275^\circ\text{C}$, $W = 1,705$. Для сравнения следует отметить, что в модели процесса с локальным тепловым равновесием ($A_3 \rightarrow \infty$, $\Delta T_3 = 0$) предельное значение B_3^{**} рассчитывается из соотношения $B_3^{**} = \ln W / (1 - k)$.

Подставляя полученные максимальные значения B_3^{**} в (6.31), находим предельную эффективность φ^{**} использования охладителя.

Влияние отдельных параметров на изменение величины φ^{**} показано на рис. 6.9. Эти результаты рассчитаны при тех же условиях, что и данные, приведенные на рис. 6.8. Эффективность использования охладителя возрастает при углублении начала парового участка (уменьшении k), при увеличении разности температур между проницаемой матрицей и охладителем в начале парового участка и при увеличении интенсивности внутрипарового конвективного теплообмена. Очевидно, что при равных прочих условиях процесс испарительного охлаждения следует организовать так, чтобы использовать под паровой участок как можно большую часть пористой стенки.

Параметр φ при прочих заданных характеристиках системы зависит от координаты k окончания области испарения и величины ΔT_3 , которые, в свою очередь, зависят от координаты l начала этой области, т. е. $\varphi = \varphi(l)$. Определив величину $\varphi(l)$, можно найти и плотность внешнего теплового потока $q(l)$, при котором поток охладителя с массовым расходом G плотностью испаряется внутри пористой стенки в области испарения с границами l и k : $q(l) = G\varphi(l)(i'' - ct_0)$.

Единственное значение координаты l , а следовательно, и решение всей задачи, соответствующее заданному последним неиспользованным условием (6.14) внешнему тепловому потоку q , может быть определено в результате численного решения характеристического уравнения

$$q = G\varphi(l)(i'' - ct_0). \quad (6.36)$$

Сопротивление в исследуемом процессе. Определив из решения тепловой составляющей процесса протяженность области испарения, можно проинтегрировать уравнение неразрывности (6.7) и уравнения движения (6.8), (6.9) в пределах всей пористой стенки

$$\begin{aligned} p_0 - p_1 = & \alpha \delta v' G \int_0^l \frac{\mu v}{v'} dz + \frac{1}{v'} \frac{k}{l} \int \frac{\mu'' v'' x}{f_2[s(x)]} dz + \frac{1}{k} \frac{\mu v}{v'} dz + \beta v' G^2 \delta \left[\int_0^l \frac{v}{v'} dz + \right. \\ & \left. + \int \frac{v}{k v'} dz + \int \frac{k v[s(x)]}{v'} dz \right]. \end{aligned} \quad (6.37)$$

Используя принятое ранее допущение о постоянстве физических свойств охладителя на участках его однофазного течения и постоянстве свойств жидкости и пара в состоянии насыщения при известном внешнем давлении p_1 , уравнение (6.37) можно существенно упростить:

$$\begin{aligned} p_0 - p_1 = & \alpha \delta v' G \left[l - \frac{v''}{v'} \frac{k}{l} \int \frac{x}{f_2[s(x)]} dz + \frac{v''}{v'} (1 - k) \right] + \beta v' \delta G^2 \left[l + \right. \\ & \left. + \int \frac{k v[s(x)]}{l v'} dz + \frac{v''}{v'} (1 - k) \right]. \end{aligned} \quad (6.38)$$

Все необходимые аналитические зависимости для расчета интегралов по области испарения имеются: изменение $x(z)$ находим из выражения (6.24); $s(x)$ — из

(6.5); соотношения для вычисления $f_2(x)$ и $v(x)$ приведены ранее [см. формулы (4.26) и (4.39) соответственно].

При подаче испаряющегося охладителя через пористую стенку могут иметь место следующие два предельных режима.

Режим постоянного расхода охладителя — когда независимо от сопротивления пористой стенки заданный расход G через нее поддерживается постоянным. В этом случае возникает необходимость расчета перепада давлений на стенке, который может изменяться при перемещении области испарения внутри ее. Для этого выражение (6.38) удобно записать в безразмерном виде

$$\frac{p_0 - p_1}{(p_0 - p_1)^0} = l + \frac{v''}{v'} \frac{k}{l} \int \frac{x}{f_2} dz + (1 - k) \frac{v''}{v'} + \text{Re} \left[l + \int \frac{v}{v'} dz + (1 - k) \frac{v''}{v'} \right], \quad (6.39)$$

где $(p_0 - p_1)^0 = \alpha \delta v' G$ — нормирующая величина перепада давлений, численно равная перепаду давлений при течении сквозь стенку жидкостного охладителя с расходом G в вязкостном режиме ($\text{Re} \rightarrow 0$).

Режим постоянного перепада давлений $p_0 - p_1$ — тогда при изменении положения области испарения внутри пористой стенки изменяется величина G удельного массового расхода охладителя. Для ее расчета уравнение (6.38) удобно привести к безразмерному виду

$$g \left[l + \frac{v''}{v'} \frac{k}{l} \int \frac{x}{f_2} dz + (1 - k) \frac{v''}{v'} \right] + g^2 \text{Re} \left[l + \int \frac{v}{v'} dz + (1 - k) \frac{v''}{v'} \right] = 1. \quad (6.40)$$

Здесь $g = G/G_1$ — искомая величина безразмерного расхода; $G_1 = (p_0 - p_1)/\alpha v' \delta$ — нормирующая величина расхода, равная расходу жидкостного охладителя под действием заданного перепада давлений $p_0 - p_1$ в вязкостном режиме течения.

Основная сложность при проведении вычислений для любого из этих режимов заключается в определении перепада давлений в области испарения. Ранее было отмечено, что в некоторых случаях протяженность области испарения мала по сравнению с толщиной пластины: $(k - l) \rightarrow 0$. В этом случае отпадает необходимость в вычислении интегралов в выражениях (6.37) ... (6.40) и расчеты значительно упрощаются.

Для иллюстрации основных качественных особенностей гидродинамической составляющей процесса испарительного охлаждения приведем некоторые результаты именно для этого наиболее простого случая $(k - l) \rightarrow 0$. Рассмотрим режим постоянного перепада давлений. Из представленных на рис. 6.10 данных очевидна наиболее существенная особенность режима — резкое уменьшение расхода охладителя при незначительном углублении области испарения с внешней поверхности ($l = 1$) внутрь стенки.

Необходимо отметить, что величина безразмерного расхода при течении однофазного охладителя ($l = 1$) в рассматриваемом случае $\text{Re} = 0,1$ не равна единице. Это вызвано влиянием инерционной составляющей сопротивления, возрастающей с увеличением числа Рейнольдса потока. Безразмерный расход жидкостного охладителя $g(l)$ может быть рассчитан по выражению

$$g(l) = [-1 + (1 + 4\text{Re})^{1/2}] / (2\text{Re}). \quad (6.41)$$

Интересно отметить, что, например, в вязкостном режиме течения перемещение начала области испарения с внешней поверхности пористой стенки ($l = 1$) на внутреннюю вызывает очень значительное уменьшение расхода охладителя $g(l = 1)/g(l = 0) = v''/v'$.

Из приведенных на рис. 6.11 данных видно, что при $l < 0,8$ перепад давлений на паровом участке составляет основную долю общего падения давления. Аналогичные результаты имеют место и для режима постоянного расхода охладителя. Так, например, в вязкостном режиме течения охладителя перемещение начала узкой области испарения с внешней ($l = 1$) на внутреннюю ($l = 0$) поверхность вызывает значительное увеличение перепада давлений $(p_0 - p_1)/(p_0 - p_1)^0 = v''/v'$.

Нужно отметить, что приведенные результаты для узкой $(k - l) \rightarrow 0$ области, точнее, — поверхности испарения соответствуют предельному случаю наиболее рез-

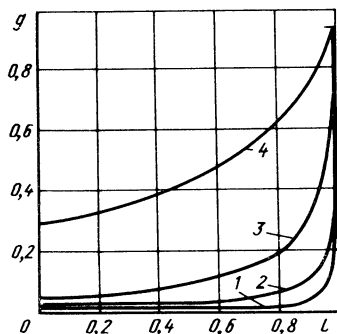


Рис. 6.10. Влияние давления окружающей среды p_1 на зависимость безразмерного расхода охладителя (воды) от положения поверхности испарения при $Re = 0,1$:

1 — $p_1 = 0,01$ МПа; 2 — $p_1 = 0,1$ МПа;
3 — $p_1 = 1$ МПа; 4 — $p_1 = 10$ МПа

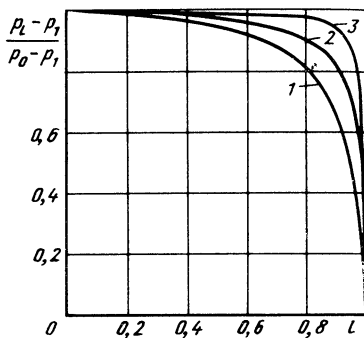


Рис. 6.11. Относительный перепад давлений на паровом участке в зависимости от положения поверхности испарения при $p_1 = 1$ МПа:

1 — $Re = 0$; 2 — $Re = 1$; 3 — $Re \rightarrow \infty$

кого изменения всех гидродинамических характеристик системы при изменении положения начала области испарения l . В случае конечной протяженности при одинаковом значении координаты l область испарения занимает часть прежде парового участка течения и имеет меньшее по сравнению с ним гидродинамическое сопротивление. Это и обуславливает более плавное изменение гидродинамических характеристик системы при передвижении области испарения конечной протяженности внутри проницаемой стенки.

6.3. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПРОЦЕССА

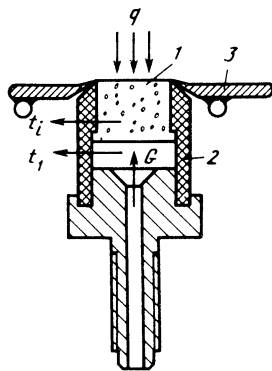
С целью выяснения физических особенностей и определения основных количественных характеристик было выполнено экспериментальное исследование жидкостного испарительного охлаждения пористой стенки при нагреве ее лучистым тепловым потоком.

Механизм истечения испаряющегося охладителя из пористой стенки. Непрерывное визуальное наблюдение (рис. 6.12) позволило установить следующую картину изменения структуры потока на внешней поверхности образца. Вначале при большом избытке охладителя на поверхности образца образуется довольно толстая (≈ 1 мм) пленка жидкости, которая кипит с образованием лопающихся полусферических куполов диаметром 2...3 мм в виде пены. Под пеной на поверхности видны выделяющиеся из образца мельчайшие паровоздушные пузырьки. По мере повышения теплового потока толщина пленки и размеры куполов уменьшаются, но их становится больше и возрастает частота их образования и разрушения. Паровоздушные пузырьки под пленкой на поверхности также уменьшаются, частота их выделения и отрыва возрастает, и они образуют цепочки. Далее эти цепочки переходят в сплошные микроструи. При этом температура внешней поверхности остается постоянной и равной 100°C . Затем в центре пленка утончается и высыхает, появляется сухое пятно. Между сухим пятном и кипящей по краю пленкой наблюдается переходная темная влажная поверхность без микропленки, но с постепенным увеличением насыщенности пористого металла жидкостной фазой. Здесь также периодически образуются микрокупола с тончайшей оболочкой из жидкости, выносимой паровыми микроструями из поровых каналов.

Затем размеры куполов в кипящей пленке уменьшаются и становятся видны образующие их выходящие из пор паровые микроструи в виде мельчайших белых пятен. По мере увеличения их интенсивности и числа формирующиеся над ними

Рис. 6.12. Схема крепления пористого образца:

1 — пористый материал; 2 — текстолитовая втулка; 3 — водоохлаждаемый медный экран



микроупола объединяются в белые эмульсионные скопления, быстро перемещающиеся по поверхности пленки, после чего вся пленка становится белой рыхлой, эмульсионной. При этом переходная темная влажная зона сужается и переход от сухого пятна к кипящей пленке становится более резким.

При разрыве микроуполов происходит значительное разбрызгивание жидкости с образованием хорошо видимого в падающем свете обильного белого тумана. В дальнейшем без качественных изменений происходит увеличение сухого пятна до полного высыхания всей поверхности. Причем перед этим кипящая пленка в виде пятна быстро перемещается по периферии образца. При всей сухой поверхности белого тумана над образцом не видно.

Появление сухого пятна в центре, постепенное его расширение и обусловленное этим одновременное существование различных зон истечения двухфазной смеси вызвано неоднородностью падающего теплового потока.

Распределение температуры по толщине пористой стенки. Часть из полученных экспериментальных данных по распределению температуры пористого металла по высоте стенки (точки) приведена на рис. 6.13 (параметры соответствующих режимов указаны в табл. 6.2). Результаты на каждом рисунке относятся к сериям измерений с постоянными массовыми расходами охладителя. Нумерация кривых соответствует последовательности измерений. Слева от оси ординат соответствующими значениями указаны значения температуры насыщения t_s^0 при давлении перед образцом.

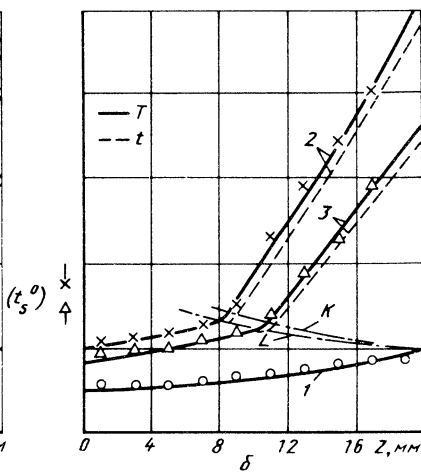
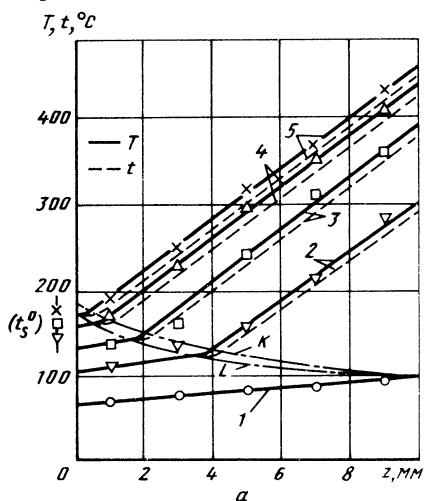


Рис. 6.13. Температурное состояние пористой стенки при различных постоянных массовых расходах охладителя:

а — $G = 0,191 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, образец 3; б — $G = 0,396$, образец 8 (пояснения см. в табл. 6.2)

Основные экспериментальные и расчетные параметры режимов, представленных на рис. 6.13*

Кривые	$G, \text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$	$q \cdot 10^{-5}, \text{Вт}/\text{м}^2$	L/δ	$t_s (L), ^\circ\text{C}$	$B_1 = G\delta c'/\lambda$	$A_1 = h_v\delta/(Gc')$
--------	--	---	------------	---------------------------	----------------------------	-------------------------

Рис. 6.13, а

1	0,191	2,80	1,0	100	0,64	26,6
2	0,191	5,63	0,37	122	0,51	26,6
3	0,191	5,96	0,15	140	0,51	26,6
4	0,191	6,12	0,05	158	0,51	26,6
5	0,191	6,23	0,00	170	0,51	26,6

Рис. 6.13, б

1	0,396	5,00	1,00	100	1,33	32,0
2	0,396	12,7	0,39	135	1,12	32,0
3	0,396	11,8	0,51	124	0,92	32,0

*Майоров В.А. Физические особенности испарительного жидкостного охлаждения пористой стенки с лучистым нагревом // ТВТ, т. 22, № 5, 1984, с. 946–953.

На этих же рисунках представлены расчетные распределения температуры проникаемой матрицы T (сплошные кривые) и охладителя t (штриховые). Использованные в расчетах значения параметров указаны в табл. 6.2. Они определены по характеристикам образцов и параметрам режимов.

Кривые 1 (см. рис. 6.13) соответствуют режимам сплошной кипящей пленки на внешней поверхности при однофазном течении жидкости внутри стенки. Температура охладителя при этом практически не отличается от температуры пористого металла. Важной особенностью кривых 1 является то, что их экстраполяция до внешней поверхности всегда дает ее температуру 100°C , причем форма этих кривых не изменяется при увеличении теплового потока вплоть до начала высыхания внешней поверхности в центре образца. Объясняется это тем, что часть лучистого теплового потока, возрастающая по мере утонения жидкостной пленки, проходит сквозь нее, поглощается тонким поверхностным слоем пористого металла, нагревает его до температуры начала закипания жидкости и затрачивается на ее испарение.

Все остальные кривые, изображенные на рис. 6.13, соответствуют режимам испарительного охлаждения с полностью сухой внешней поверхностью. Штрихпунктирные линии L приближенно дают зависимость температуры в начале области испарения от ее координаты. Пересечение линии L с любой кривой определяет координату начала зоны испарения и температуру пористого металла в ней для соответствующего режима.

Штрихпунктирные линии K приближенно представляют зависимость температуры в конце зоны испарения от координаты. Участки температурных зависимостей между линиями L и K показывают распределение температуры проникаемой матрицы и охладителя в области испарения. В

этой зоне вследствие чрезвычайно интенсивного внутрипорового теплообмена между материалом и испаряющимся потоком происходит быстрое поглощение теплоты, передаваемой теплопроводностью через пористый каркас из парового участка, в результате чего градиент температуры металла резко уменьшается.

Температурное состояние в области испарения и ее протяженность рассчитывались при средней интенсивности объемного теплообмена $h_{vI} = 3 \cdot 10^8$ Вт/(м³ · К). Для исследованного диапазона параметров это дает максимальную относительную протяженность этой области $k - l = 0,03$, которая и использовалась в расчетах. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по распределению температуры пористого металла показывает их хорошее совпадение в области испарения. Отсюда следует, что средняя интенсивность объемного теплообмена в ней по крайней мере не меньше величины $h_{vI} = 3 \cdot 10^8$ Вт/(м³ · К) (что соответствует ее качественной оценке, выполненной ранее), а при исследованном уровне плотностей внешнего теплового потока до $q = 2,3 \cdot 10^6$ Вт/м² протяженность области испарения мала и эту зону можно принять в виде поверхности фазового превращения.

Переходные процессы. Ни в одной из серий экспериментов не удалось обеспечить одновременное равномерное высыхание внешней поверхности с постепенным повышением ее температуры — всегда в центре образовывалось сухое пятно, которое затем расширялось. Увеличение теплового потока до полного высыхания производилось довольно существенными приращениями, поэтому обычно в последнем режиме высыхания пленки по краям происходило быстро при значительном повышении температуры внешней поверхности до величины $\cong 400^\circ\text{C}$.

На рис. 6.14 показано изменение во времени основных характеристик системы в одном из тех редких режимов, когда высыхание внешней поверхности произошло медленно после длительной выдержки и вызвало умеренное повышение ее температуры. Эти данные интересно сопоставить с результатами визуального наблюдения. В интервале I на внешней поверхности имеется сплошная узкая полоска пленки по краю, в интервале II она разорвалась на отдельные пятна, быстро перемещающиеся по периферии, а в интервале III вся поверхность сухая.

Отчетливо видно колебательное изменение температуры в интервале II, вызванное быстрым высыханием внешней поверхности с последующим прорывом жидкости на нее при проходе пятна пленки в месте расположения последней термопары. После высыхания поверхности происходит монотонное повышение температуры по высоте образца, вызванное заглублением области испарения охладителя. Этот процесс сопровождается одновременным значительным увеличением перепада давлений на стенке. Следует еще раз отметить, что весь этот переход осуществляется при постоянных тепловом потоке и расходе охладителя.

Распределение температуры по высоте образца в установившемся состоянии после такого перехода изображено кривой 2 на рис. 6.13, а. Здесь температура внутренней поверхности ниже t_s^0 , затем при последующем увеличении тепловой нагрузки она постепенно повышается и в ко-

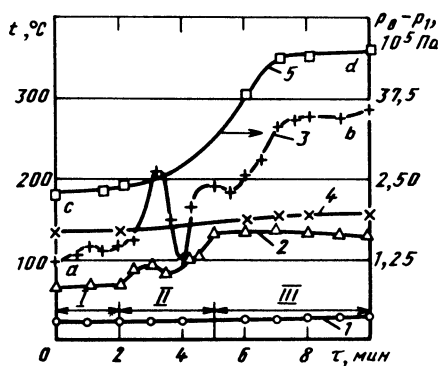


Рис. 6.14. Изменение основных характеристик системы в переходном режиме полного высыхания внешней поверхности (образец 3, $G = 0,191 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$, $q = 5,63 \times 10^5 \text{ Вт/м}^2$):

1 — температура охладителя, подаваемого к внутренней поверхности; 2, 3 — температура матрицы внутри стенки вблизи ее внутренней и внешней поверхностей соответственно; 4 — температура насыщения при давлении перед образцом; 5 — перепад давлений на образце

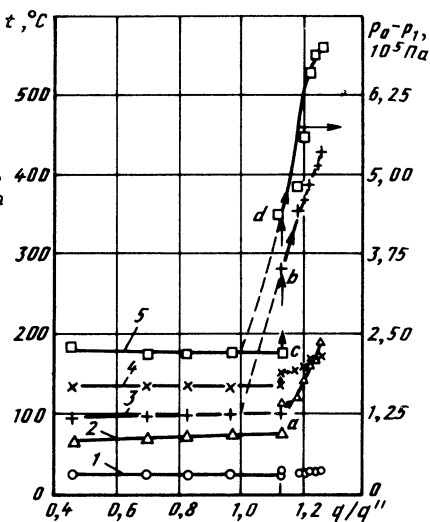


Рис. 6.15. Основные характеристики системы в зависимости от плотности внешнего теплового потока (образец 3, $G = 0,191 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$, $q'' = 4,95 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2$). Обозначения см. на рис. 6.14

нечном итоге наступает режим с выходом начала зоны испарения на внутреннюю поверхность — кривая 5 на рис. 6.13, а.

Более полное представление об изменении основных характеристик исследуемой системы можно получить из представленных на рис. 6.15 данных для этого же образца. Здесь изображенный на рис. 6.14 переходный процесс выглядит в виде скачка всех рассмотренных параметров при постоянной плотности теплового потока $q/q'' = 1,13$ (нормирующая величина q'' рассчитывается из соотношения $q'' = G(i'' - ct_0)$). Слева от значения $q/q'' = 1,13$ расположена область режимов с кипящей пленкой, справа — с полностью сухой внешней поверхностью. Здесь отчетливо видно, что в режимах с кипящей пленкой при значительном увеличении тепловой нагрузки все остальные параметры системы остаются практически постоянными, затем они испытывают скачкообразное изменение в режиме высыхания внешней поверхности и далее быстро возрастают при незначительном увеличении тепловой нагрузки в режимах с полностью сухой поверхностью. Вертикальными стрелками указано направление изменения параметров в переходном процессе, например: точки а, с соответствуют температуре внешней поверхности и перепаду давлений на стенке в начале переходного процесса $\tau = 0$ (см. рис. 6.14, точки а, с),

а точки b, d соответствуют тем же параметрам после его завершения (см. рис. 6.14 и 6.15).

Основное влияние на характер переходного процесса оказывает уровень теплового потока.

Установить влияние толщины образца (в исследованном диапазоне от 10 до 20 мм) на характер изменения параметров в переходных режимах не удалось.

Следует отметить еще одну особенность процесса: при уменьшении теплового потока в режимах с полностью сухой внешней поверхностью иногда удавалось добиться стационарного состояния пористой стенки при тепловой нагрузке, по величине меньшей, чем в предшествовавших режимах с кипящей жидкостной пленкой при увеличении теплового потока до ее высыхания. Можно утверждать, что имеет место своеобразный гистерезис.

Независимо от направления изменения теплового потока переход от режима с кипящей пленкой к режиму с полностью сухой внешней поверхностью (или обратно) всегда сопровождается скачкообразным изменением температуры всех точек внутри образца и перепада давлений на нем. Продолжительность этого процесса во времени уменьшается с увеличением уровня тепловой нагрузки.

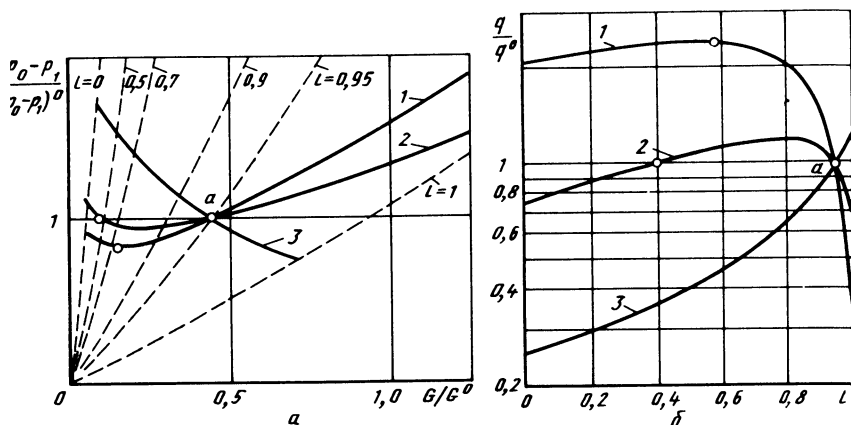
Основной причиной указанного скачка является значительная неоднородность лучистого теплового потока по радиусу, из-за которой высыхание внешней поверхности всегда начинается в центре. Это вызывает перераспределение массового расхода охладителя. В центре, где сопротивление паровому потоку выше, расход охладителя уменьшается за счет увеличения расхода жидкости по периферии образца. При этом перепад давлений на образце возрастает незначительно. Увеличение расхода по периферии требует дальнейшего повышения теплового потока для испарения всего охладителя.

Штриховые линии, изображенные на рис. 6.15, являются экстраполяцией данных, полученных для режимов с полностью сухой внешней поверхностью, в точку $q/q'' = 1$ и отражают плавное изменение температуры пористого металла вблизи внешней поверхности и перепада давлений на стенке в идеальном случае после равномерного высыхания всей внешней поверхности при однородном тепловом потоке.

Неоднородность теплового потока, с одной стороны, затрудняет равномерное одновременное высыхание внешней поверхности и вызывает скачкообразное изменение параметров в переходных режимах. С другой стороны, исследуемая система работает устойчиво при высокой неоднородности внешнего теплового потока.

6.4. УСТОЙЧИВОСТЬ СИСТЕМЫ

Аналитическое исследование аperiodической устойчивости системы жидкостного испарительного транспирационного охлаждения выполнено на основе модели с бесконечно тонкой областью испарения и с локальным тепловым равновесием. В результате объединения решений тепло-



ис. 6.16. Гидродинамические (а) и тепловые (б) характеристики системы испарительного охлаждения

ой и гидродинамической составляющих процесса построены гидродинамическая и тепловая характеристики. Гидродинамическая характеристика устанавливает зависимость между удельным расходом охлаждающего и полным перепадом давлений на пористой стенке при постоянном внешнем тепловом потоке. Тепловой характеристикой является зависимость плотности воспринимаемого системой внешнего теплового потока от координаты поверхности фазового превращения при постоянном перепаде давлений на стенке.

Образцы этих характеристик представлены на рис. 6.16. Наклонные пунктирные кривые $l = \text{const}$ на рис. 6.16, а устанавливают соответствие между расходом охлаждающего и перепадом давлений на стенке при фиксированном положении поверхности фазового превращения. В частности, линия $l = 1$ определяет сопротивление пластины однофазному потоку жидкости при полном испарении последней на внешней поверхности. Анализ характеристик позволяет вывести условие устойчивости. Процесс жидкостного испарительного охлаждения пористой стенки с внешним нагревом устойчив, если рабочая точка находится на возрастающем участке гидродинамической характеристики (при независимом изменении перепада давлений на стенке) $d\Delta p/dG > 0$ или на падающем участке теплового (при независимом изменении плотности внешнего теплового потока) $dq/dl < 0$.

На рис. 6.16 в точке а системы 1 и 2 устойчивы, а система 3 неустойчива. Исследование устойчивости с помощью обоих типов характеристик дает одинаковые результаты. Система охлаждения абсолютно устойчива в режиме постоянного расхода охлаждающего $G = \text{const}$.

На основе сформулированных условий устойчивости и отсутствия прогара стенки выведены аналитические выражения для определения области параметров устойчивой и безопасной работы системы. Установлено, что эти условия накладывают очень жесткие, практически невыполнимые ограничения на параметры системы, несоблюдение которых и является одной из основных причин неустойчивости известных эксперимен-

тальных установок. Физическая причина столь жестких ограничений заключается в резком уменьшении расхода охладителя при углублении зоны испарения с внешней поверхности внутрь пористой стенки (см. рис. 6.11).

Авторами был проанализирован способ повышения устойчивости системы за счет применения дополнительного внутреннего пористого слоя повышенного гидравлического сопротивления. Исследованы особенности движения охладителя, испаряющегося во внешнем слое. Показано, что применение двухслойной пористой стенки повышает устойчивость системы. Определены структурные и теплофизические характеристики пористого материала обоих слоев, при которых система в режиме постоянного перепада давления на пористой стенке является абсолютно устойчивой, т. е. устойчивой при любом положении поверхности испарения внутри внешнего слоя.

Для определения устойчивости системы к внешним возмущениям проведены специальные эксперименты. К измерительному стенду между создающим большой перепад давлений регулирующим вентилем и образцом через вентиль подключался заглушенный с другого конца отрезок прозрачной толстостенной пластиковой трубки, в котором находился воздушный пузырек объемом $\sim 1,6 \text{ см}^3$ при атмосферном давлении. После достижения стационарного режима с полностью сухой внешней поверхностью вентиль открывался и отрезок трубки с воздушным пузырьком подключался к стенду. Начиная с этого момента ($\tau = 0 \text{ с}$), изменение характеристик системы изображено на рис. 6.17. Здесь же условно показано и изменение расхода охладителя G через образец.

Примерно в течение 20 с основная доля подаваемой жидкости поступает на заполнение объема сжимаемого воздушного пузырька. Расход охладителя через образец резко падает, температура возрастает во всех его точках, в том числе и на внутренней поверхности, где она значительно превышает температуру насыщения t_s^0 . Охладитель закипает до входа в образец с образованием паровой прослойки. При этом на расстоянии 3 мм до входа температура его выше t_s^0 — пар перегрет даже здесь. Важно отметить, что в этот момент резко возрастает и давление перед стенкой в результате испарения жидкости до входа в нее. После сжатия воздушного пузырька весь подаваемый в стенд охладитель поступает к образцу и постепенно вдавливает в него паровую прослойку. Примерно через 12 мин все параметры системы возвращаются в исходное состояние и больше колебаний не наблюдается. После этого отрезок линии со сжатым воздушным пузырьком отключается от стенда.

Интересно отметить, что когда после окончания экспериментов давление в этом отрезке понижалось до атмосферного, то объем пузырька был мал по сравнению с исходным — воздух растворился под давлением в деаэрированной воде. Этот малозначительный на первый взгляд факт приобретает особое значение в связи с условиями правильной организации эксперимента. Если измерительный стенд содержит упругий объем (например, исчезающий газовый пузырек), то его сжатие и расширение могут вызвать колебательное изменение расхода охладителя через образец и, как следствие — незатухающие колебания в системе. Так и было в первоначальных экспериментах, когда не удавалось добиться стабильной работы и наблюдались периодические пульсации давления перед образцом и температур во всех его точках с периодом 140–200 с (см. рис. 6.18). Такой режим является проявлением колебательной неустойчивости объединенной системы образец — гидравлический стенд, при котором происходит периодическое быстрое перемещение зоны испарения то на внешнюю (прорыв жидкости, резкое снижение кривых изображено на рис. 6.18), то на внутреннюю поверхность стенки (закипание до входа в нее, пик кривых).

Необходимо отметить, что расход охладителя в указанных колебательных режимах поддерживался постоянным — при соблюдении этого условия процесс

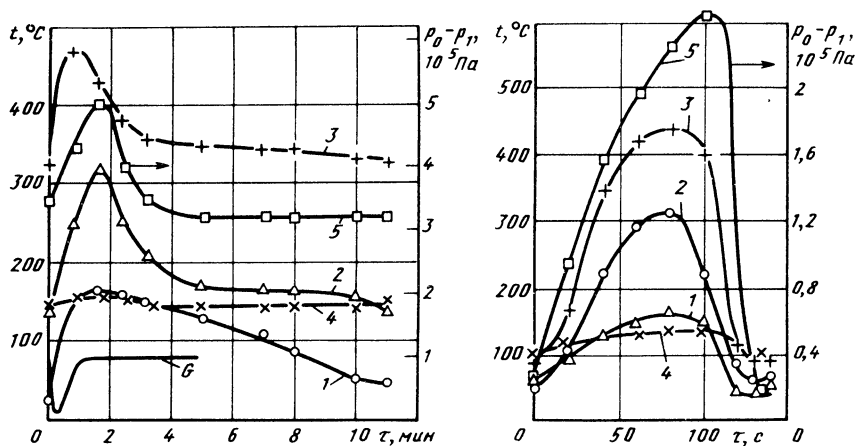


Рис. 6.17. Изменение основных характеристик системы после подключения к гидравлическому стенду воздушного пузырька (образец 4, $G = 0,254 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $q = 8 \cdot 10^5 \text{ Вт}/\text{м}^2$). Обозначения см. на рис. 6.14

Рис. 6.18. Изменение основных характеристик системы в колебательном периодическом режиме (образец 2, $q = 6 \cdot 10^5 \text{ Вт}/\text{м}^2$). Обозначения см. на рис. 6.14

должен быть абсолютно устойчивым. В чем же тогда кроется причина колебательной неустойчивости? Она заключается в свойствах измерительного стенда. Дело в том, что расход охладителя поддерживался постоянным не через образец, а через ротаметр, расположенный сразу же после создающего большой перепад давлений регулирующего вентиля. После ротаметра до образца находится значительная часть стенда с коллекторами, манометрами. Возможные пузырьки выделяющегося из воды растворенного воздуха (вода в этих экспериментах еще не деаэрировалась и, более того, подавалась из бака под действием сжатого воздуха), накапливающиеся в манометрах и других верхних частях стенда, играют роль предвключенного сжимаемого объема. В этом случае вся система работает следующим образом. Рассмотрим кривые на рис. 6.18. Фронт зоны испарения постепенно углубляется с внешней поверхности внутрь образца, вызывая повышение температуры во всех его точках. При малом перепаде давлений в этот момент времени расход охладителя через стенку много меньше расхода охладителя через ротаметр. Разница расходов охладителя идет на сжатие воздушных пузырьков, вызывая постепенное линейное повышение давления в стенде. Поскольку расход охладителя через образец меньше величины, необходимой для поглощения теплового потока при положении начала области испарения внутри элемента, происходит перемещение фронта зоны испарения на внутреннюю его поверхность и закипание охладителя до входа в него — температура внутренней поверхности становится равной или выше температуры насыщения и имеет место максимум всех кривых распределения температуры. В то же время непрерывное повышение давления перед образцом приводит к постепенному увеличению доли охладителя, проходящего через него, уменьшению скорости повышения давления и постепенному понижению температуры во всех точках стенки. В некоторый момент времени весь поступающий через ротаметр охладитель продавливается через образец — пик перепада давлений. Поскольку теперь начало области испарения находится у внутренней поверхности элемента, то перепад давлений больше величины, соответствующей расчетному, стационарному режиму. Зона испарения с ускорением перемещается к внешней поверхности. Вследствие того, что перепад давлений на образце больше расчетного, происходит резкое увеличение расхода охладителя и прорыв его в виде кипящей жидкости на внешнюю поверхность, температура которой падает ниже температуры насыщения при

атмосферном давлении. Избыток расхода охладителя по сравнению с расходом через ротаметр в этот момент образуется при расширении сжатых воздушных пузырьков в стенде. Максимум перепада давлений смещен (запаздывает) относительно максимума температур, но падение давления перед образцом при прорыве жидкости происходит очень резко. Затем процесс повторяется снова.

Для выяснения причины колебательной неустойчивости была проверена "жесткость" заполненного водой измерительного стенда – его реакция на дополнительный ввод воды. Вода подавалась медицинским шприцем и фиксировалось повышение давления. Оказалось, что при подаче $3,4 \text{ см}^3$ воды избыточное давление в стенде возрастало от нуля до $0,25 \text{ МПа}$, т. е. его сжимаемый суммарный объем при атмосферном давлении был около $3,4 \text{ см}^3$; он заполнялся водой в указанных на рис. 6.18 условиях эксперимента за 120 с . Это немного меньше обычного периода колебаний. После этого были приняты тщательные меры по повышению "жесткости" стенда: отключение его лишних элементов во время работы, предварительное вакуумирование и промывка, тщательное деаэрирование и подача воды насосом. В итоге повышение избыточного давления в стенде до $0,25 \text{ МПа}$ происходило при подаче всего лишь $0,2 \text{ см}^3$ воды. Это позволило обеспечить воспроизводимую и устойчивую работу системы в длительных режимах. В таких условиях и были выполнены все обсужденные ранее эксперименты, которые показали, что система может возвращаться в исходное состояние при больших колебаниях параметров процесса – она устойчива по отношению к значительным внешним возмущениям. Кроме того, она устойчиво работает и при высокой неоднородности внешнего теплового потока. Все это свидетельствует об устойчивости (при правильной организации процесса) и глубоких потенциальных возможностях системы испарительного жидкостного охлаждения пористой стенки с внешним нагревом. Вследствие малой протяженности зоны испарения могут быть использованы тонкие проницаемые оболочки, но при этом нужно обеспечить условия для удерживания области испарения внутри стенки.

6.5. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ПРИ ВНЕШНЕМ КОНВЕКТИВНОМ НАГРЕВЕ

Известно, что при подводе охладителя через пористую поверхность происходит деформация профилей продольной скорости и температуры во внешнем пограничном слое. Профили скорости и температуры становятся менее заполненными, при этом увеличение интенсивности вдува охладителя ведет к более сильной их деформации. Таким образом, наличие поперечного подвода охладителя вызывает снижение градиентов скорости и температуры в пограничном слое на стенке из-за деформации профилей и при одновременном возрастании динамической и тепловой толщин пограничного слоя. Это вызывает уменьшение поверхностного трения и теплового потока на пористой стенке. С увеличением интенсивности вдува охладителя это уменьшение будет более сильным. Однако механизм охлаждения пористой стенки различен в зависимости от термодинамического состояния охладителя. Если охладитель газообразный, то температура стенки, соприкасающейся с горячим потоком газа, зависит от расхода охладителя и плавно уменьшается при его увеличении. В случае жидкого охладителя температура горячей поверхности при больших удельных расходах охладителя на единицу поверхности близка к температуре кипения при давлении горячего газа, омывающего пористую стенку. Между газовым потоком и пористой стенкой образуется жидкая пленка, толщина которой зависит от расхода охладителя. По мере умень-

ления расхода охладителя толщина жидкой пленки уменьшается, а температура пористой стенки приближается к температуре кипения охладителя и, наконец, наступает режим, когда граница раздела жидкость—газ перемещается внутрь материала. Таким образом, в зависимости от удельного расхода охладителя существуют три режима пористого испарительного охлаждения: пленочный, парожидкостный и паровой.

Переход на парожидкостный режим при докритических параметрах охладителя сопровождается повышением гидравлического сопротивления пористого материала вследствие увеличения объема паров охладителя. При этом пористая стенка начинает работать на устойчивом режиме парожидкостного охлаждения, но при увеличенном давлении охладителя. Температура же горячей стенки скачкообразно возрастает и в определенном диапазоне расходов охладителя остается постоянной (см. рис. 6.3). Постоянство температуры горячей стенки в некотором интервале расходов охладителя можно объяснить тем, что при истечении из пористой стенки парожидкостной смеси не вся жидкость участвует в ее охлаждении, часть жидкости в виде мельчайших капель по инерции проходит сквозь пограничный слой и уносится потоком горячего газа. По мере уменьшения расхода охладителя количество жидкости в парожидкостной смеси уменьшается, а граница раздела жидкость—пар перемещается внутрь стенки. Температура поверхности, соприкасающейся с горячим газом, остается постоянной, а температура стенки со стороны подачи охладителя возрастает и достигает температуры кипения. Этот момент характеризуется вторичным повышением гидравлического сопротивления пористого материала. Над пористой стенкой со стороны подачи охладителя образуется паровой слой. Система начинает работать на паровой режим охлаждения. При этом температура горячей поверхности стенки резко возрастает, что может привести к ее прогару. По мере повышения в газовом потоке давления область удельных расходов охладителя, где температура горячей стенки постоянна, сокращается из-за уменьшения скрытой теплоты парообразования (см. рис. 6.4).

При критических и закритических давлениях области постоянства температуры пористой стенки со стороны газа не существует, так как фазовый переход охладителя отсутствует. В этом случае жидкий охладитель ведет себя как газообразный. С увеличением его расхода температура стенки плавно уменьшается.

Рассмотрим основные процессы теплоотдачи, протекающие в пористой стенке при ее охлаждении газообразным либо жидким охладителем при критических и сверхкритических его параметрах.

Тепловой поток, направленный в пористую стенку от высокотемпературных газов, идет на повышение энтальпии вдуваемого охладителя, имеющего на входе в пористую стенку температуру t_0 , а на выходе из нее — температуру горячей поверхности, равную температуре охладителя ($t_2 = T_2$, рис. 6.19, а, б). При этом часть теплоты снимается охладителем непосредственно в пористой стенке, а другая — на входе охладителя в нее. Взаимное перераспределение долей теплоты, снимаемых в пористой стенке и на входе в нее, зависит от интенсивности теплообмена внутри пористой стенки и от ее толщины. Однако допущение о равенстве температур

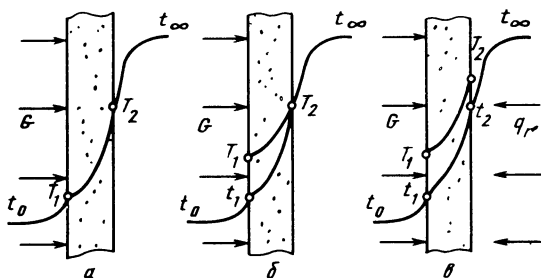


Рис. 6.19. Схема температурных полей охладителя и пористой матрицы при транспирационном газофазном охлаждении:

a – бесконечная величина коэффициента объемного внутривещного теплообмена ($h_v \rightarrow \infty$); *б* – конечная величина этого коэффициента ($h_v \neq \infty$) для варианта конвективного внешнего нагрева; *в* – конечная величина коэффициента ($h_v \neq \infty$) при смешанном конвективном и лучистом внешнем тепловом потоке

газа на выходе из пористой стенки и ее внешней поверхности ($t_2 = T_2$) требует специальной экспериментальной проверки в каждом конкретном случае, но чаще всего это равенство удовлетворяется.

Условие $T_2 > t_2$ на горячей поверхности стенки противоречит механизму конвективного нагрева, поскольку превышение температуры $T_2 > t_2$ означает наличие непосредственно над стенкой массы газа, имеющей температуру меньшую, чем температура поверхности, и тогда не ясно, как осуществляется нагрев стенки. Превышение температуры $T_2 > t_2$ на внешней поверхности стенки возможно при наличии, помимо конвективного подвода теплоты, еще достаточно мощного ее радиационного нагрева (см. рис. 6.19, в).

Охлаждение пористой стенки, протекающее при локальном равенстве температур матрицы и охладителя (см. рис. 6.19, а), характеризуется бесконечно большими значениями объемного коэффициента теплоотдачи внутри пор, т. е. $h_v \rightarrow \infty$.

Как показывают расчеты, такая схема присуща процессам пористого охлаждения при значениях направленного конвективного теплового потока, отнесенного к толщине пористой стенки δ , меньших $q/\delta < 10^8$ Вт/м³. При этом, например металлическая матрица, должна иметь пористость ($\Pi = 0,2 \dots 0,4$) и может быть изготовлена методами порошковой металлургии или прокаткой.

При значениях $q/\delta > 10^8$ Вт/м³ необходимо учитывать конечность значений объемного коэффициента h_v . В этом случае теплосъем внутри пористой стенки характеризуется отличием температуры матрицы и протекающего охладителя $T > t$. Однако в условиях конвективного нагрева на выходе из пористой стенки выполняется равенство $T_2 = t_2$ (см. рис. 6.19, б). С учетом изложенного выше уравнение теплового баланса для пористой стенки, подверженной конвективному нагреву, запишется в виде

$$q = G(i_2 - i_0) = \rho v(i_2 - i_0), \quad (6.42)$$

где i_2 , i_0 – энтальпии охладителя при температуре пористой стенки на выходе и входе в нее соответственно.

В этом случае теоретически, либо экспериментально ищут зависимости

$$\overline{St} = St/St_0 = f(B_0), \quad (6.43)$$

где $St = \alpha/c_p \rho_\infty u_\infty$ — критерий Стантона с вдувом; c_p , ρ_∞ , u_∞ — теплоемкость, плотность и скорость на границе пограничного слоя; $St_0 = \alpha_0/c_p \rho_\infty u_\infty$ — критерий Стантона без вдува при тех же параметрах набегающего потока; $B_0 = \rho v/(\rho u)_\infty St_0$ — параметр вдува; u , v — горизонтальная и вертикальная скорости в пограничном слое.

Это отношение хорошо аппроксимируется следующей полуэмпирической зависимостью:

$$\overline{St} = \frac{B_0}{\exp(1,27 - 0,27\bar{T})B_0(\bar{T})^{1/3} - 1}, \quad (6.44)$$

где $\bar{T} = T_2/T_\infty$.

Установлено, что при увеличении параметра вдува интенсивность теплообмена уменьшается и что наибольшей эффективностью обладают легкие газы. Эта зависимость не учитывает отличие теплоемкости вдуваемого охладителя и основного газового потока.

После простых преобразований можно получить следующее уравнение:

$$(T_2 - t_0)/(T_\infty^* - t_0) = \overline{St} / (\overline{St} + B_0^*), \quad (6.45)$$

где $B_0^* = c_p \rho v / (c_p \rho v)_\infty St_0$ — параметр вдува с учетом различия теплоемкостей вдуваемого охладителя и основного потока.

Из уравнения (6.45), задавшись температурой T_2 , можно определить необходимый удельный расход охладителя, при котором реализуется указанная температура. При наличии радиационного нагрева этот тепловой поток следует учитывать при расчете пористого охлаждения стенки. Тогда теплота, получаемая пористой стенкой, определится по следующему выражению:

$$q_\Sigma = \alpha(T_\infty^* - T_2) + q_\lambda, \quad (6.46)$$

где q_Σ — суммарный тепловой поток; q_λ — величина лучистого теплового потока, определяемая известными методами.

При пленочном режиме испарительного охлаждения над пористой поверхностью образуется жидкая пленка, толщина которой определяется удельным расходом охладителя. На жидкой пленке образуются волны, которые интенсифицируют процесс теплообмена за счет увеличения шероховатости и поверхности теплообмена. Это приводит к тому, что зависимость, полученную при вдуве газообразного охладителя, применять нельзя, так как это приводит к значительным ошибкам в определении скорости испарения жидкого охладителя.

Кроме того, при определенной толщине жидкой пленки наблюдается "капельный" (аэродинамический) унос жидкости с гребня. Эта часть жидкости не участвует в испарении и тем самым непроизводительно увеличивает расход охладителя для защиты поверхности от теплового воздействия. Капельный унос обычно отсутствует в случае минимального (критического) удельного расхода охладителя, когда температура по-

верхности пористого материала со стороны газа равна температуре кипения жидкого охладителя при данном давлении газового потока, т. е. тогда, когда образуется очень тонкая пленка.

В этом случае обработка многочисленных опытных данных по испарению такой жидкой пленки различного рода охладителей достаточно хорошо обобщается критериальной зависимостью:

$$St = 0,037K^{0,25}, \quad (6.47)$$

где $St = \alpha / c_{p\infty} \rho_{\infty} u_{\infty}$ — критерий Стантона испарительный; α — коэффициент теплообмена между жидкой пленкой и газовым потоком; $K = (i_{\infty}^* - i_s) / [c(t_s - t_0) + r]$ — безразмерный параметр, представляющий собой видоизмененный критерий Кутателадзе, взятый в более общем виде и характеризующий интенсивность теплообмена на границе газ—жидкая пленка; i_{∞}^* , i_s — энтальпии газового потока при температурах торможения и кипения жидкости соответственно.

Зависимость указывает на то, что теплообмен между текущей жидкой пленкой и газовым потоком определяется только энтальпийными условиями на границе газового потока и жидкой пленки охладителя.

Исходя из уравнения (6.47), минимальный расход охладителя при пленочном режиме пористого испарительного охлаждения можно определить следующим образом:

$$G_{кр} = (\rho v)_{кр} = \frac{St \rho_{\infty} u_{\infty} (i_{\infty}^* - i_s)}{c(t_s - t_0) + r}. \quad (6.48)$$

Теперь рассмотрим парожидкостный режим пористого испарительного охлаждения стенки. Определению подлежит величина скачка температуры горячей поверхности стенки, соприкасающейся с газовым потоком.

Будем решать одномерную задачу распространения теплоты в пористой стенке (см. рис. 6.1) при допущениях о бесконечно малой толщине зоны испарения $K - L \rightarrow 0$ (поверхность испарения с координатой L) и о локальном тепловом равновесии $T = t$ между матрицей и охладителем. Распределение температуры на паровом участке течения охладителя ($L < Z < \delta$) описывается уравнением

$$\frac{d(\lambda \frac{dT}{dZ})}{dZ} - G \frac{d(c_p T)}{dZ} = 0. \quad (6.49)$$

Граничные условия сформулированы следующим образом: на поверхности раздела фаз жидкость—пар тепловой поток идет на испарение жидкого охладителя

$$\text{при } Z = L \quad T = t_s, \quad -\lambda \frac{dT}{dZ} = Gr. \quad (6.50)$$

Считаем, что коэффициент теплопроводности пористого металла линейно зависит от температуры: $\lambda = \lambda_0 + K_{\lambda}(T - T_s)$. Можно также аппроксимировать линейным законом теплоемкость паров охладителя от температуры: $c_p = c_{p0} + K_c(T - T_s)$.

Приведа уравнения (6.49) к безразмерному виду

$$[1 + a(\bar{T} - 1)] \frac{d^2 \bar{T}}{dz^2} + a \left(\frac{d\bar{T}}{dz} \right)^2 + a(1 + 2b\bar{T} - b) \frac{d\bar{T}}{dz} = 0, \quad (6.51)$$

можно решать его относительно $\bar{T}$ при граничном условии:

$$\text{при } z = l \quad \bar{T} = 1, \quad d\bar{T}/dz = dr/c_{p0}, \quad (6.52)$$

где

$$a = K_\lambda T_s / \lambda_0; \quad b = K_c T_s / c_{p0}; \quad d = G c_{p0} \delta / \lambda_0;$$

$$\bar{T} = T/T_s, \quad z = Z/\delta, \quad l = L/\delta.$$

Решение будем искать в виде степенного ряда Тейлора:

$$\bar{T}(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{T}^{(n)}(l)}{n!} (z - l)^n. \quad (6.53)$$

Как показывают эксперименты и предварительные расчеты, распределение температуры по толщине пористой стенки описывается гладкой функцией и поэтому необходимая точность расчетов достигается первыми четырьмя членами ряда:

$$\bar{T}(z) = \bar{T}(l) + \left. \frac{d\bar{T}}{dz} \right|_{z=l} (z - l) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 \bar{T}}{dz^2} \right|_{z=l} (z - l)^2 + \frac{1}{6} \left. \frac{d^3 \bar{T}}{dz^3} \right|_{z=l} (z - l)^3. \quad (6.54)$$

Подставив значение производных, получим

$$\begin{aligned} \bar{T}(z) = & 1 + dR(z - l) + \frac{1}{2} d^2 R(1 + b - aR)(z - l)^2 + \\ & + \frac{1}{6} d^3 R[(1 + b - 3aR)(1 + b - aR) + 2bR](z - l)^3, \end{aligned} \quad (6.55)$$

где $R = r/(c_p T_s)$ при $z = 1$, $\bar{T}(z) = \bar{T}_2$.

Однако определить скачок температуры горячей поверхности стенки при переходе на паровой режим пористого испарительного охлаждения из этого уравнения мы не можем. Вместе с тем, можно сделать предположение о неустойчивости границы раздела пар—жидкость. Действительно, при достижении критического расхода охладителя $G_{кр}$, определяемого уравнением (6.48), поверхность раздела фаз будет точно находиться на внешней поверхности стенки. Предположим, что под действием малых возмущений граница раздела сместилась внутрь стенки на величину dZ . К поверхности раздела ($\delta - dZ$) подходит охладитель с расходом $G_{кр}$. При данном давлении подачи из-за повышения сопротивления то же количество пара не может пройти через поверхность стенки δ , в результате чего в объеме dZ происходит прирост массы во времени. В этом случае граница раздела перемещается на внутреннюю поверхность стенки. Одновременно с перемещением поверхности раздела возрастает давление подачи, в результате чего жидкая пленка вновь появляется на внешней границе раздела. Этим можно объяснить наличие скачка температуры при критическом расходе охладителя. Полагая в уравнении (6.55) $z = 1$ и $l = 0$, получим максимальное значение температуры на

внешней поверхности стенки при перемещении границы раздела фаз на внутреннюю стенку:

$$\bar{T}_{2\max} = 1 + dR + \frac{1}{2} d^2 R (1 + b - aR) + \frac{1}{6} d^3 R [(1 + b - 3aR)(1 + b - aR) + 2bR], \quad (6.56)$$

При этом надо учесть, что полученная расчетная температура скачка $\bar{T}_{2\max}$ имеет постоянное значение на всем интервале расходов парожидкостного режима охлаждения. Минимальный удельный расход охладителя, при котором сохраняется постоянство температуры внешней поверхности T_2 , можно определить по известному скачку температуры $\bar{T}_{2\max}$, решая совместно уравнения (6.44) и (6.45) с уравнением баланса теплоты

$$q = \text{St}(\rho u)_\infty (i_\infty^* - i_2) = \rho v [c(t_s - t_0) + r + c_p(T_2 - T_s)]. \quad (6.57)$$

Для случая, когда $a = 0$ и $b = 0$, т. е. когда коэффициент теплопроводности материала и теплоемкость пара не меняются от температуры, можно получить более простое выражение для определения величины скачка температуры:

$$\Delta \bar{T}_{\max} = (T_2 - T_s) / (T_\infty^* - T_s) = R (\exp d - 1) / \bar{c}_p (1 - \bar{T}_s), \quad (6.58)$$

где $R = r/c_{p\infty} T_\infty^*$; $\bar{c}_p = c_{p0}/c_{p\infty}$; $\bar{T}_s = T_s/T_\infty^*$; $d = Gc_{p\text{ср}}\delta/\lambda_{\text{ср}}$.

В уравнении (6.58) $c_{p\text{ср}}$ и $\lambda_{\text{ср}}$ даны по средней арифметической температуре $T_{\text{ср}} = (T_2 + t_s)/2$.

Расчет по формуле (6.58) дает достаточно хорошее совпадение с экспериментальными результатами при малых докритических давлениях охладителя тогда, когда теплоемкость пара мало зависит от температуры. Вблизи критических давлений, т. е. когда теплоемкость охладителя в значительной степени зависит от температуры, следует пользоваться выражением (6.56).

На рис. 6.3. сравниваются результаты расчета по формулам (6.56) и (6.58) с экспериментальными данными. Как видно из рис. 6.3, в области малых докритических давлений результаты расчетов по обеим формулам дают достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными.

ГЛАВА 7

ЖИДКОСТНОЕ ИСПАРИТЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПОРИСТОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

7.1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА

Физическая и аналитическая модели. Жидкостное испарительное охлаждение пористого тепловыделяющего элемента обеспечивает благоприятные условия для исследования особенностей испарения движущейся жидкости в пористых материалах. Это вызвано тем, что плавное изменение объемного тепловыделения в них позволяет легко контролировать

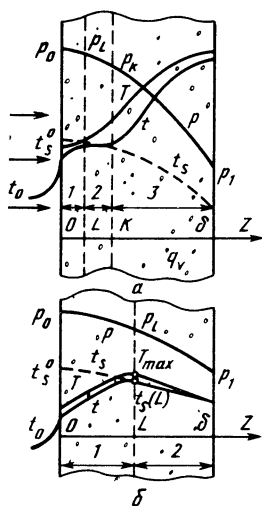


Рис. 7.1. Экспериментально-расчетная модель процесса испарительного жидкостного охлаждения пористого твэла: а – перегретого пара; 1 – жидкостный участок; 2 – область испарения; 3 – паровой участок; б – режим истечения двухфазного потока

ход процесса и получать на выходе поток испаряющегося охладителя с постепенно возрастающим паросодержанием вплоть до его полного испарения.

Экспериментальное исследование испарительного жидкостного охлаждения пористого металлокерамического твэла (результаты приводятся ниже), показало, что распределение температуры внутри него существенно зависит от режима истечения охладителя (рис. 7.1). Вариант "б" соответствует истечению двухфазной смеси, "а" – перегретого пара. Причем если в первом случае выполняется условие адиабатичности в начале зоны испарения (максимум температуры T пористого материала при $Z = L$), то во втором имеет место монотонное повышение температуры проникаемой матрицы как в начале $Z = L$, так и в конце $Z = K$ зоны испарения и условия адиабатичности здесь не выполняются.

Рассматриваемый процесс по своей физической природе имеет некоторые общие черты с испарительным жидкостным охлаждением пористой стенки с внешним нагревом.

Вариант "б" (см. рис. 7.1). Температурное состояние пористого твэла на жидкостном участке ($0 < Z < L$) описывается уравнением энергии

$$\lambda \frac{d^2 T_1}{dZ^2} + q_v = h_v (T_1 - t_1) = Gc \frac{dt_1}{dZ}. \quad (7.1)$$

В области испарения ($L < Z < \delta$) вследствие чрезвычайно высокой интенсивности h_v объемного внутрипорового теплообмена при испарении потока температура проникаемого материала T_2 не отличается заметно от температуры t_2 паровой фазы смеси, равной локальной температуре насыщения:

$$t_2 = t_s(p); \quad T_2 - t_2 = \Delta T \approx q_v / h_v. \quad (7.2)$$

Граничные условия для (7.1), (7.2) следующие:

$$Z = 0, \quad Gc(t_1 - t_0) = \alpha_w (T_1 - t_0), \quad \lambda \frac{dT_1}{dZ} = Gc(t_1 - t_0); \quad (7.3)$$

$$Z = L, \quad t_1 = t_2 = t_s(P_l), \quad T_1 = T_2, \quad \lambda \frac{dT_1}{dZ} = \lambda \frac{dT_2}{dZ} = 0; \quad (7.4)$$

$$Z = \delta \quad \lambda dT_2/dZ = 0, \quad P = P_1. \quad (7.5)$$

Вариант "а" (см. рис. 7.1).

Температурное поле жидкостного участка ($0 < Z < L$) описывается той же системой (7.1), что и для варианта "б".

В зоне испарения ($L < Z < K$) температура паровой фазы смеси равна локальной температуре насыщения $t_2 = t_s(p)$, а распределение температуры T_2 пористого каркаса определяется уравнением

$$\lambda \frac{d^2 T_2}{dZ^2} + q_v = h_v(T_2 - t_s) = G \frac{di}{dZ}, \quad (7.6)$$

дополняемым выражениями (6.4) и (6.5) для вычисления h_v и s .

Температурное поле парового участка ($K < Z < \delta$) описывается уравнением энергии, подобным уравнению (7.1) для жидкостного участка.

Замыкается задача уравнения неразрывности (6.7) и уравнениями движения (6.8), (6.9) для однофазных участков и области испарения.

Граничные условия на внутренней и внешней поверхностях твэла для варианта "а" остаются теми же [см. (7.3), (7.5)], что и ранее, но на границах области испарения они приобретают следующий вид:

$$Z = L, \quad t_1 = t_2 = t_s, \quad T_1 = T_2, \quad \lambda \frac{dT_1}{dZ} = \lambda \frac{dT_2}{dZ} = G(i' - ct_0) - q_v L; \quad (7.7)$$

$$Z = K, \quad t_2 = t_3 = t_s, \quad T_2 = T_3, \quad \lambda \frac{dT_2}{dz} = \lambda \frac{dT_3}{dz} = G(i'' - ct_0) - q_v K. \quad (7.8)$$

Необходимо дать пояснения по аналитической модели процесса. Охлаждатель подается по нормали к внутренней поверхности. Известна интенсивность теплообмена α_w на входе — условие (7.3). Координата $Z = L$ начала зоны испарения определяется из условия достижения охладителем состояния насыщения ($t_1 = t_s, i = i'$), причем зарождение паровых пузырьков внутри пористых металлов происходит практически в условиях термодинамического равновесия, т. е. $T_1 - t_1|_{Z=L} \leq 1^\circ \text{C}$. В варианте "б" температура пористого каркаса в точке $Z = L$ достигает максимума $T_{\max}$ и поэтому здесь выполняется условие адиабатичности $\lambda dT_1/dZ = \lambda dT_2/dZ = 0$. В варианте "а" через начало области испарения происходит передача теплоты теплопроводностью на жидкостной участок, поэтому здесь последнее из граничных условий (7.7) является уравнением теплового баланса. Аналогичное условие (7.8) соблюдается и в окончании зоны испарения, координата $z = K$ которой рассчитывается из условия, что энтальпия охладителя равна энтальпии i'' насыщенного пара.

Температурное состояние системы. Используя обозначения

$$\theta_1 = \frac{t_1 - t_0}{t_s - t_0}; \quad \theta_{w1} = \frac{T_1 - t_0}{t_s - t_0}; \quad E_1 = \frac{q_v \delta l}{Gc'(t_s - t_0)} = \frac{l}{l_{ад}}; \quad A_1 = \frac{h_v \delta}{Gc'},$$

граничные условия (7.3), (7.7) для варианта "а" приводим к безразмерной форме:

$$z = 0, \quad \theta_1 = \text{St}_w \theta_{w1}, \quad d\theta_{w1}/dz = B_1 \theta_1; \quad z = l, \quad d\theta_{w1}/dz = B_1 (1 - E_1). \quad (7.9)$$

Решение уравнений (7.1) для жидкостного участка имеет вид

$$\theta_1 = C_1 + C_2 \exp D_1 z + C_3 \exp D_2 z + E_1 z/l, \quad (7.10)$$

$$\theta_{w1} = C_1 + C_2 (1 + D_1/A_1) \exp D_1 z + C_3 (1 + D_2/A_1) \exp D_2 z + \frac{E_1}{l} \left(z + \frac{1}{A_1} \right).$$

Безразмерный параметр E_1 представляет собой отношение количества теплоты, выделенной на жидкостном участке за счет объемного тепловыделения, к суммарному количеству теплоты, поглощенной потоком охладителя до входа в элемент и на жидкостном участке. Если $E_1 = 1$, то через начало области испарения тепловой поток не проходит и выполняется условие адиабатичности (7.4). При $E_1 < 1$ через фронт зоны испарения теплота теплопроводностью передается на жидкостной участок — условие (7.7).

Для режима истечения из проницаемого твэла перегретого пара [см. вариант "а", $E_1 < 1$, условия (7.9)] постоянные интегрирования в выражениях (7.10) имеют вид

$$C_1 = \frac{E_1}{lB_1}; \quad C_2 = \left[(1 - E_1)P - \frac{E_1}{lB_1} (P + V \exp D_2 l) (P \exp D_1 l - Q \exp D_2 l)^{-1} \right]; \quad (7.11)$$

$$C_3 = \left[-(1 - E_1)Q + \frac{E_1}{lB_1} (Q + V \exp D_1 l) (P \exp D_1 l - Q \exp D_2 l)^{-1} \right].$$

Параметры $D_{1,2}$, P , Q определены ранее, $V = St_w (1 + B_1/A_1) - 1$.

Распределение температуры на жидкостном участке твэла в режиме истечения из него двухфазной смеси (вариант "б", $E_1 = 1$) рассчитывается по (7.10), (7.11) как частный случай при $E_1 = 1$. Следует отметить также, что решение (7.10) с коэффициентами (7.11) для варианта "а" можно представить в виде суперпозиции двух частных решений: $\theta = E_1 \theta' + (1 - E_1) \theta''$. Здесь θ' — частное решение (7.10) для жидкостного участка с объемным тепловыделением и адиабатическим началом области испарения (вариант "б", $E_1 = 1$); θ'' — частное решение для жидкостного участка без объемного тепловыделения при подводе теплоты только теплопроводностью.

Полученное решение дает возможность определить величину перегрева $T_1 - t_1|_{z=l}$ в конце жидкостного участка, используемую в качестве одного из граничных условий при определении температурного состояния области испарения.

Оценка h_v для пароводяного потока в проницаемых матрицах с помощью выражения (6.4) при $s = 0,19$, $\Pi = 0,33$, $d_q = 316$ и 100 мкм дает соответственно величины $h_v = 1,63 \cdot 10^9$; $1,63 \cdot 10^{10}$ Вт/(м³ · К). Отсюда следует, что в пористых твэлах со средним размером части $d_q < 300$ мкм при плотности объемного тепловыделения $q_v < 10^9$ Вт/м³ температура материала в области испарения в режиме истечения двухфазного потока практически не отличается от температуры t_s паровой фазы смеси: $T_2 - t_2 \approx q_v/h_v \leq 1$ °С.

Учитывая условие (7.4) адиабатичности в начале зоны испарения, его

координату l можно определить из уравнения теплового баланса $q_v \delta l = G[i'(p_l) - ct_0]$, откуда находим

$$l = G[i'(p_l) - ct_0] / q_v \delta. \quad (7.12)$$

Минимальное значение эта величина имеет, когда на выходе из элемента получается сухой насыщенный пар:

$$l_{\min} = [i'(p_l) - ct_0] / [i''(p_1) - c_0]. \quad (7.13)$$

Принимая допущение о постоянстве величин t_s , h_v в зоне испарения, решение уравнений (7.6) при граничных условиях (7.7) для варианта "б" можно получить в аналитическом виде

$$\vartheta_2 = a \exp[\gamma(z-l)] + b \exp[-\gamma(z-l)] + q_v/h_v; \quad (7.14)$$

$$\frac{i'(z) - i'}{c'} = \frac{\gamma}{B_2} \left\{ a \exp[\gamma(z-l)] + b \exp[-\gamma(z-l)] \right\} - N'(1-E_1) + N_3(z-l); \quad (7.15)$$

$$x(z) = [i(z) - i'] / [c'(N'' - N')]; \quad (7.16)$$

$$a = \frac{1}{2} \left[\vartheta_0 - \frac{q_v}{h_v} + \frac{B_2}{\gamma} N'(1-E_1) \right]; \quad (7.17)$$

$$b = \frac{1}{2} \left[\vartheta_0 - \frac{q_v}{h_v} - \frac{B_2}{\gamma} N'(1-E_1) \right],$$

где

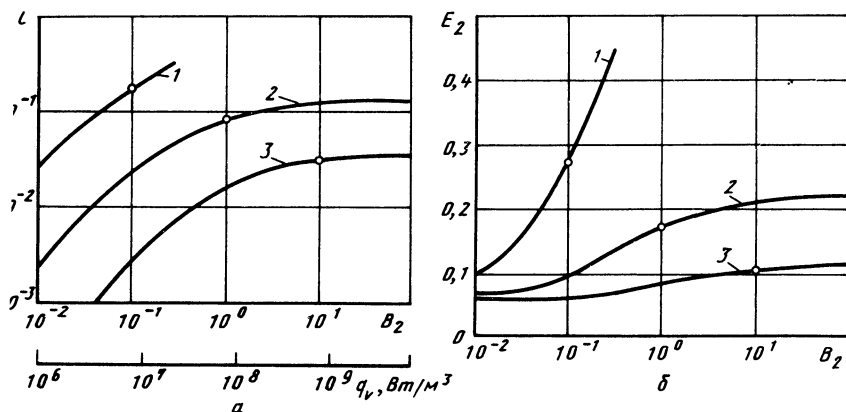
$$\begin{aligned} \vartheta_2 &= T_2 - t_s; \vartheta_0 = T_2 - t_s|_{z=l}; k = K/\delta; B_2 = G\delta c'/\lambda, \\ N' &= (i' - ct_0)/c'; N'' = (i'' - ct_0)/c'; N_3 = \{i[t_3(\delta)] - ct_0\} / c'; \\ \gamma &= \delta(h_v/\lambda)^{1/2}. \end{aligned} \quad (7.18)$$

Записанные выражения позволяют рассчитать изменение температуры пористого материала, энтальпии охладителя, расходного массового паросодержания двухфазного потока в области испарения. Для определения ее относительной протяженности $k-l$ используем последнее из условий (7.8), которое с учетом (7.14)...(7.18) можно записать так:

$$a \exp[\gamma(k-l)] - b \exp[-\gamma(k-l)] - \frac{B_2}{\gamma} \{ N'' - N_3[(k-l) + l] \} = 0. \quad (7.19)$$

Полученное выражение является характеристическим уравнением для определения величины $k-l$ в зависимости от параметров γ , ϑ_0 , B_2 , E_1 , l , N' , N'' , N_3 . Решение его представлено на рис. 7.2, а в виде зависимости $k-l$ от B_2 для трех значений параметра γ . Расчет N' , N'' произведен с использованием физических свойств воды и водяного пара в состоянии насыщения при атмосферном давлении. Кроме того, принято: $\vartheta_0 = 2^\circ\text{C}$; $\delta = 10$ мм; $\lambda = 10$ Вт/(м·К); $l = 0,052$; $E_1 = 0,5$. Значениям параметра $\gamma = 10$; 31,6; 100 при этих условиях соответствуют величины $h_v = 10^7$, 10^8 , 10^9 Вт/(м³·К).

Изменение параметра B_2 при фиксированных значениях δ , c' , λ происходит за счет изменения расхода охладителя G . Полному испарению этого охладителя и перегреву его внутри твэла до температу-



ис. 7.2. Относительная протяженность $k-l$ области испарения (а) и величина E_2 формула (7.20) (б) в зависимости от параметров процесса:
 $1 - \gamma = 10$; $2 - \gamma = 31,6$; $3 - \gamma = 100$

и $t_3(\delta) = 400^\circ \text{C}$ соответствует значение плотности объемного тепловыделения q_v , указанное на дополнительной оси абсцисс.

На рис. 7.2, б показано изменение величины

$$E_2 = kN_3/N'' = q_v \delta k / [G(i'' - ct_0)] = k/k_{\text{ад}}, \quad (7.20)$$

которая представляет собой отношение количества теплоты, подводимой за счет тепловыделения на жидкостном участке и в зоне испарения, к количеству теплоты, поглощенной охладителем. В этом случае $1 - E_2$ указывает относительную долю теплоты, затраченной на подогрев и испарение охладителя, которая подводится теплопроводностью в область испарения из парового участка.

На рис. 7.3 представлена зависимость от температуры вытекающего пара $t_3(\delta)$ длины зоны испарения $k-l$ и величины E_2 при значениях параметров, отмеченных точками на рис. 7.2.

На рис. 7.4 приведены примеры распределения температуры проникаемой матрицы в зоне испарения для тех же условий. При этом для точек I—III соответственно: $k-l = 0,170$; $0,081$; $0,030$; $\vartheta(k) = 5,39$; $16,9$; 56°C .

Для оценки результатов (7.14) ... (7.19) их интересно сравнить с данными, получаемыми в предположении адиабатичности обеих границ зоны испарения, когда $\lambda dT/dZ = 0$ при $Z = L$ и при $Z = K$. В последнем случае $E_1 = 1$, $E_2 = 1$, а протяженность отдельных участков течения охладителя определится из простых уравнений теплового баланса для границ области испарения и внешней поверхности твэла:

$$\begin{aligned} q_v \delta l_{\text{ад}} &= G(i' - ct_0); \quad l_{\text{ад}} = (i' - ct_0) / \{i[t_3(\delta)] - ct_0\}; \\ q_v \delta k_{\text{ад}} &= G(i'' - ct_0); \quad (k-l)_{\text{ад}} = (i'' - i') / \{i[t_3(\delta)] - ct_0\}; \\ q_v \delta &= G \{i[t_3(\delta)] - ct_0\}; \quad 1 - k_{\text{ад}} = \{i[t_3(\delta)] - i''\} / \{i[t_3(\delta)] - ct_0\}. \end{aligned} \quad (7.21)$$

Из приведенных на рис. 7.5 данных следует, что в этом случае основ-

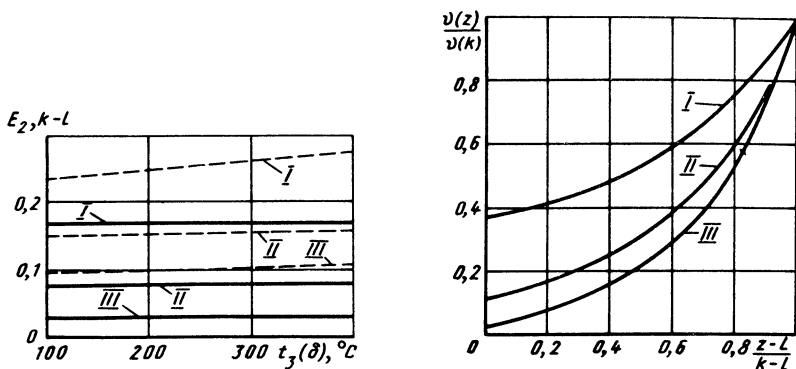


Рис. 7.3. Зависимость протяженности области испарения $k-l$ (сплошные линии) и величины E_2 (7.20) (штриховые) от температуры вытекающего из твэла перегретого водяного пара при параметрах системы, соответствующих точкам на кривых 1, 2, 3 на рис. 7.2.

Рис. 7.4. Изменение температуры пористого материала в зоне испарения при параметрах системы, соответствующих точкам на кривых 1, 2, 3 на рис. 7.2

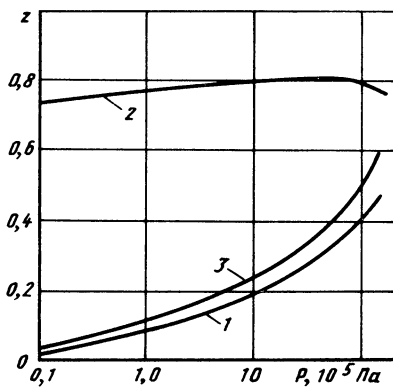
Рис. 7.5. Влияние давления окружающей среды на положение адиабатических границ области испарения внутри пронизываемого твэла при температуре вытекающего из него водяного пара 500°C :

1 — $l_{\text{ад}}$; 2 — $k_{\text{ад}}$; 3 — минимальное значение l (l_{min}) при истечении из элемента двухфазного потока

ную часть пористого твэла при охлаждении его водой занимает расположенная между кривыми 1 и 2 зона испарения. В частности, при $p_1 =$

$= 10^5$ Па и $t_3(\delta) = 500^\circ\text{C}$ имеем $(k-l)_{\text{ад}} = 0,67$. Повышение температуры $t_3(\delta)$ вытекающего перегретого пара от 100 до 500°C вызывает очень незначительное уменьшение координаты $l_{\text{ад}}$ начала зоны испарения (ее углубление) — переход от кривой 3 к 1.

На основании приведенных на рис. 7.2...7.5 данных и особенно в результате сравнения изображенных на рис. 7.2, а и 7.5 значений длины $k-l$ области испарения можно сделать важный вывод о том, что для рассмотренных условий передача теплоты теплопроводностью из парового участка в зону испарения качественно изменяет характер теплообмена. Протяженность зоны испарения резко сокращается вследствие увеличения длины парового участка и при интенсивности объемного теплообмена $h_v = 10^8$ Вт/(м³ · К) ($\gamma = 31,6$) ее толщина не превышает $k-l = 0,1$ вместо $(k-l)_{\text{ад}} = 0,67$ при отсутствии теплового потока из парового участка. Следует отметить, что при малой величине $k-l$ справедливо допущение о постоянстве t_s в зоне испарения.



Как следует из (7.14), температура пористого материала в зоне испарения возрастает по экспоненциальному закону и ее повышение в основном определяется тепловым потоком, передаваемым из парового участка. Вклад учитывающего объемное тепловыделение слагаемого q_v/h_v очень мал. Наличие конечной разности температур $T_2 - t_s$ при высокой интенсивности теплообмена позволяет испаряющемуся охладителю поглотить подводимый теплопроводностью тепловой поток. Затрачиваемая на подогрев и испарение охладителя доля теплоты E_2 , подводимой за счет объемного тепловыделения на жидкостном участке и в зоне испарения, также мала (см. рис. 7.2, б и 7.3). Основная доля теплоты ($1 - E_2$) подводится теплопроводностью из парового участка.

С повышением температуры вытекающего перегретого пара и температуры пористого каркаса на паровом участке длина области испарения практически не изменяется (см. рис. 7.3), но вся она постепенно перемещается к внутренней поверхности элемента. Интересно отметить, что при $t_3(\delta) = 100^\circ\text{C}$, когда испарение охладителя завершается на внешней поверхности твэла, имеем $k = 1$; $E_2 = 1$; $l = 0,128$; $k - l = 0,872$. Эти величины существенно отличаются от результатов, приведенных на рис. 7.3, экстраполяцией данных в крайнюю левую точку $t_3(\delta) = 100^\circ\text{C}$. Это значит, что после высыхания внешней поверхности при последующем незначительном увеличении объемного тепловыделения происходит резкое сокращение длины зоны испарения вследствие углубления ее с внешней поверхности на значительное расстояние внутрь пористого элемента. При этом температура материала на внешней поверхности возрастает и почти вся выделяемая на высохшем паровом участке теплота, до этого непосредственно поглощавшаяся испаряющимся охладителем, теперь передается теплопроводностью в зону испарения. При дальнейшем повышении объемного тепловыделения и увеличении температуры вытекающего перегретого пара возрастает температура пористой матрицы на паровом участке, но длина зоны испарения практически не изменяется и вся она постепенно перемещается к внутренней поверхности элемента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адиутори Е.Ф. Новые методы в теплопередаче. М.: Мир, 1977. 232 с.
2. Базаров В.Г., Аренсбургер Д.С., Вальдма Л.Э. Разработка и исследование центробежных форсунок с пористым вкладышем // Изв. вузов. Энергетика, 1982, № 11, С. 117–120.
3. Белов С.В. Вязкостный и инерционный коэффициенты насадок и пористых металлов из сферических частиц // Изв. вузов. Машиностроение, 1976, № 10. С. 87–90.
4. Белов С.В. Пористые металлы в машиностроении. М.: Машиностроение, 1981. 248 с.
5. Беляков В.П., Куприянов В.И., Исаев А.В. Высокоэффективный криосорбционный насос новой конструкции // Вопросы современной криогеники. 1975. С. 341–359.
6. Васильев Л.Л., Майоров В.А. Особенности движения капельных жидкостей в пористых материалах // ИФЖ, 1981, т. 40, № 6, с. 1111–1123.
7. Грилихес В.А., Матвеев В.М., Полуэктов В.П. Солнечные высокотемпературные источники тепла для космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1975. 248 с.
8. Дараган В.Д., Котов А.Ю., Мельников Г.Н. Расчет потерь давления при течении газа через пористые материалы // ИФЖ, 1979, т. 36, № 5. С. 787–794.

9. Дульнев Г.Н., Заричник Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов — Л.: Энергия, 1974. 264 с.
10. Елифанов В.М. Создание высокотемпературных ГТУ с перспективными системами охлаждения за рубежом. НИИинфорэнергомаш, 1980. 46 с.
11. Ерошенко В.М., Яскин Л.А. Теплообмен при вынужденной конвекции жидкости внутри пористых спеченных металлов // ИФЖ, 1975, т. 30, № 1. С. 5–13.
12. Жуков М.Ф., Аньшаков А.С., Засыпкин И.М. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками — Новосибирск: Наука, 1981. 221 с.
13. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1981. 205 с.
14. Карпинос Д.М., Клименко В.М. Пористые конструкционные материалы и их теплофизические свойства — Киев: Знание, 1978. 32 с.
15. Майоров В.А. Граничные условия для системы интенсивного транспирационного охлаждения // ИФЖ, 1984, т. 47, № 4. С. 587–594.
16. Майоров В.А. Течение и теплообмен однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах // Теплоэнергетика, 1978, № 1. С. 64–70.
17. Майоров В.А., Васильев Л.Л. Теплообмен и устойчивость при движении охладителя, испаряющегося в пористых металлокерамических материалах // ИФЖ, 1979, т. 36, № 5. С. 914–934.
18. Майоров В.А. Теплопроводность пористых металлов // Тепло- и массообмен в системах с пористыми элементами. Минск: ИТМО АН БССР, 1981. С. 121–130.
19. Майоров В.А., Васильев Л.Л. Влияние выделяющихся пузырьков растворенного в жидкости газа на сопротивление при течении ее в пористых металлах. Движение деаэрированной воды // ИФЖ, 1985, т. 48, ч. I, № 2. С. 203–209. Движение насыщенной воздухом воды // ИФЖ, 1985, т. 48, ч. II, № 3. С. 402–409.
20. Оцисик М.Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
21. Синельников Ю.И. и др. Пористые сетчатые материалы. М.: Металлургия, 1983. 64 с.
22. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
23. Товстоног В.А., Резник С.В. Некоторые закономерности переноса тепла излучением // Изв. вузов. Машиностроение, 1976, № 6. С. 64–68.
24. Тройников А.А., Пичугин А.Д. Вопросы технологии изготовления упругодемпфирующих элементов из материала МР // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов. Куйбышев: КуАИ, 1981, с. 101–112.
25. Федоров А.А., Ларионов А.И., Ушаков В.А. Пористые фильтрующие материалы. М.: НИИТЭХИМ, 1984. 62 с.
26. Чураев Н.В. Влияние поверхностных сил на течение жидкостей в тонких порах // ИФЖ, 1983, т. 45, № 1. С. 154–163.
27. Kar K.K., Dybbs A. Internal heat transfer coefficients of porous metal // Heat Transfer Symposium Series. HTD. 1982. V. 22. P. 81–91.
28. Koh J.C.Y., Dutton J.L., Benson B.A. Fundamental study of transpiration cooling // NASA CR-134523. 1973. 163 p.
29. Schneider P.J., Maurer R.E. Coolant starvation in a transpiration-cooled hemispherical shell // J. Spacecraft and Rockets, 1968. V. 5. N 6. P. 751–752.
30. Schneider P.J., Maurer R.E., Strapp M.G. Two-dimensional transpiration-cooled nosetip // J. Spacecraft and Rockets, 1971. V. 8. N 2. P. 170–176.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Основные обозначения	4
Глава 1. Пористые теплообменные элементы — классификация, конструкции, применение	6
1.1. Классификация пористых теплообменных элементов	6
1.2. Основные конструкции и применение ПТЭ в летательных аппаратах	7
1.3. Некоторые особые области применения ПТЭ	15

Глава 2. Сопротивление и теплообмен при движении однофазного теплоносителя в пористых матрицах	18
2.1. Уравнение движения.	18
2.2. Особенности движения капельных жидкостей.	24
2.3. Механизм переноса теплоты.	29
2.4. Теплопроводность пористых металлов и теплоносителя.	30
2.5. Внутрипоровый конвективный теплообмен в металлокерамических материалах	37
Глава 3. Основные задачи транспирационного охлаждения.	47
3.1. Граничные условия для системы интенсивного транспирационного охлаждения.	47
3.2. Температурное состояние охлаждаемой пористой стенки с внешним нагревом	52
3.3. Температурное состояние охлаждаемого проникаемого элемента с объемным тепловыделением	55
3.4. Особенности теплообмена в охлаждаемой пористой полупрозрачной стенке	59
3.5. Тепло- и массоперенос при движении химически реагирующего охладителя в пористой стенке	63
3.6. Влияние теплопроводности охладителя на температурное состояние пористой стенки	67
3.7. Устойчивость процесса газофазного транспирационного охлаждения.	68
3.8. Двухмерные процессы тепломассопереноса в охлаждаемых матрицах.	73
Глава 4. Структура, теплообмен и сопротивление потока теплоносителя, испаряющегося в пористых матрицах.	77
4.1. Экспериментальное исследование структуры и свойств двухфазного потока.	77
4.2. Теплообмен при испарении.	81
4.3. Сопротивление и свойства двухфазного потока теплоносителя, испаряющегося внутри пористых материалов	86
Глава 5. Интенсификация теплообмена в каналах с пористым высокотеплопроводным наполнителем	96
5.1. Теплоперенос при течении однофазного теплоносителя	96
5.2. Теплообмен и сопротивление при фазовом превращении теплоносителя в канале с пористым высокотеплопроводным наполнителем.	117
5.3. Оценка эффективности использования проникаемого наполнителя в каналах	123
Глава 6. Жидкостное испарительное охлаждение пористых стенок конструкций летательных аппаратов	127
6.1. Особенности процесса.	127
6.2. Теоретическое исследование процесса.	133
6.3. Исследование механизма процесса	144
6.4. Устойчивость системы.	149
6.5. Особенности процесса при внешнем конвективном нагреве	153
Глава 7. Жидкостное испарительное охлаждение пористого тепловыделяющего элемента	159
7.1. Теоретическое исследование процесса.	159
Список литературы	166

