

А.Г. ЛАПТЕВ, Н.А. НИКОЛАЕВ, М.М. БАШАРОВ

**МЕТОДЫ
ИНТЕНСИФИКАЦИИ И
МОДЕЛИРОВАНИЯ
ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ
ПРОЦЕССОВ**

Учебно-справочное пособие

**Москва
2011**

УДК 66.048/ 536.24/ 532.5/66.069.83

ББК 31.3

Л 24

Рецензенты: профессор **Миливой Костиц** (Университет Северного Иллинойса (США), факультета машиностроения и инженерных технологий) доктор техн. наук, профессор **Ю.Ф. Гортышов** (КГТУ (КАИ) им. Туполева)

Л24 А.Г. Лаптев, Н.А. Николаев, М.М. Башаров

Методы интенсификации и моделирования теплообменных процессов. Учебно-справочное пособие. – М.: «Теплотехник», 2011. – 335 с.

В монографии представлены фундаментальные и прикладные исследования по совершенствованию теплообменного оборудования с использованием эффективных способов интенсификации процессов переноса. Даны конструктивные и сравнительные характеристики интенсифицированных контактных устройств. Рассмотрены теоретические и полуэмпирические методы математического моделирования интенсифицированного теплообмена с применением теории пограничного слоя и гидродинамической аналогии. Представлены уравнения для расчета гидравлического сопротивления и коэффициентов тепло- и массоотдачи в одно- и двухфазных средах при различных условиях движения потоков. Рассмотрена производственная задача по повышению эффективности ректификационной колонны выделения фенола.

Монография предназначена для научных и инженерно-технических работников нефтегазохимической промышленности и энергетики. Может быть полезной для преподавателей, аспирантов и студентов технических вузов.

ISBN 978-598457-104-3

УДК 66.048/ 536.24/ 532.5/66.069.83

ББК 31.3

ISBN 978-598457-104-3

© Лаптев А.Г., Николаев Н.А., Башаров М.М., 2011

ВВЕДЕНИЕ

21 октября 2010 г. правительство РФ одобрило новую государственную программу энергосбережения и повышения эффективности промышленности. Она рассчитана на 10 лет и должна привести к существенному (на 40%; не менее чем на 13,5%) снижению к 2020 году энергоемкости валового внутреннего продукта (ВВП) [273]. Среди предприятий топливно-энергетического комплекса (ТЭК) нефтехимия – одна из наиболее инновационных отраслей промышленности. К настоящему времени в нефтехимии уже реализован ряд инвестиционных проектов, позволяющих предприятиям отрасли выпускать конкурентоспособную на российском и мировом рынках продукцию. К ним можно отнести модернизацию действующих и организацию новых производств в РТ на ОАО «Казаньоргсинтез», ОАО «Нижекамскнефтехим», ОАО «ТАНЕКО», ОАО «Татнефть», Менделеевском химическом комплексе и др. Так, например, за время реализации первой республиканской целевой программы «Энергосбережение в РТ на 2000-2005 годы» было обеспечено снижение энергоемкости ВВП республики на 28%. Несмотря на последствия мирового финансового кризиса, за период с 2006-го по 2009 год энергоемкость ВВП РТ снизилась на 17%.

Принят Федеральный закон от 21.11.2009 № 261–ФЗ «Об энергосбережении и повышении энергетической эффективности». На основании этого закона разработана долгосрочная целевая программа «Энергосбережение и повышение энергетической эффективности в РТ на 2011-2015 годы и на перспективу до 2020 года», целью которой является снижение к 2020 году энергоемкости валового регионального продукта на 40% относительно уровня 2007 года и на 30,8 % относительно уровня 2010 года. Реализация данной программы напрямую связана с предприятиями топливно-энергетического комплекса - нефтехимии – одного из наиболее энергоемких, т. к. при значительных масштабах расхода энергии на предприятиях ТЭК - нефтехимии каждый процент ее экономии может дать огромный эффект в народном хозяйстве [20, 91, 99, 102, 188, 189, 196, 201, 318-322]. Все это говорит об актуальности темы

данного исследования. В табл. 1 представлены данные по потреблению топливно-энергетических ресурсов в РТ за 2009 год.

Таблица 1

Потребление топливно-энергетических ресурсов отраслями промышленности для производства продукции (тонн условного топлива)

Наименование отрасли	Газ	Мазут	Уголь	Эл. энергия	Тепловая энергия
Промышленность (без энергетики)	2000383	39122	1670	1380629	2594950
В том числе: химия и нефтехимия	904616	2061	360	533082	1981271
Топливная	223787	29872	0	518542	188281
Машиностроение	231389	2640	400	125920	221012
Легкая	10748	0	0	5247	22081

Энерго- и ресурсосбережение можно рассматривать как оптимизацию энергетических и материальных потоков существующих технологических процессов для производства продуктов, а более широко – как поиск новых путей рационального использования энергии и сырья для получения тех же, а также новых продуктов. Достижение положительных результатов при экономии энергетических ресурсов возможно только при анализе промышленного энергоиспользования, уровней полезного использования энергии и энергетических потерь на разных участках промышленного предприятия, определении основных, наиболее эффективных путей экономии энергетических ресурсов в промышленности.

В современных условиях и в перспективе один из важных путей повышения экономичности энерготехнологических установок – совершенствование теплообменного оборудования с помощью внедрения эффективных способов интенсификации теплообмена. Посредством интенсификации теплообмена увеличивается количество тепла, передаваемого через единицу поверхности

теплообмена, и, соответственно, уменьшаются массогабаритные показатели теплообменника; достигается более выгодное соотношение между передаваемым количеством тепла и мощностью, затрачиваемой на прокачивание теплоносителей. Высокое техническое качество интенсифицированного теплообменного оборудования улучшает общие характеристики энерготехнологических установок.

При разработке теплообменного оборудования используется довольно широкий перечень способов интенсификации, некоторые из них являются для теплоэнергетики достаточно традиционными: использование турбулентного режима течения теплоносителей, шероховатых поверхностей теплообмена, криволинейных каналов; уменьшение диаметра каналов; тесные пучки труб; повышение скорости течения сред; оребрение поверхности теплообмена; применение турбулизаторов потоков теплоносителей, псевдооживленного слоя; устройство поперечных перегородок в трубном пучке.

Различные способы интенсификации теплообмена разработаны и исследованы в неодинаковой степени, лишь часть из них доведена до уровня промышленного использования. Общие физические принципы, лежащие в основе этих способов и объясняющие возможность получения положительного эффекта в случае их применения, известны уже длительное время, однако количественные зависимости для расчета теплообмена и гидравлического сопротивления в широком диапазоне изменения геометрических параметров интенсификаторов теплообмена и гидродинамических условий течения определены далеко не в полной мере.

Теория интенсификации теплообмена находится на начальном этапе разработки, что справедливо и для расчета процессов переноса тепла в каналах. В основе теплогидравлического расчета таких каналов – эмпирические и полуэмпирические соотношения, имеющие ограниченную область применения. Однако существует дефицит даже этих опытных формул.

Таким образом, проектирование нового эффективного теплообменного оборудования и модернизация существующего оборудования даже на основе апробированных на практике методов интенсификации требуют проведения дополнительных

экспериментальных исследований теплообмена и гидродинамики течения в каналах, а также разработки моделей и методов для их тепло-гидравлического расчета.

Один из самых энергоемких и широко используемых на предприятиях ТЭК – нефтехимии процессов - ректификация смесей. Массообменные колонны имеют сложную конструкцию, большую металлоемкость и повышенный расход энергии в виде греющих (чаще всего водяной пар) и охлаждающих агентов (чаще всего вода). Расход энергии в значительной мере зависит от совершенства аппаратного оформления, т.е. эффективности используемых контактных устройств в колоннах. Из теории и практики ректификации известно, что чем ниже эффективность контактных устройств, тем больший расход флегмы (флегмовое число) требуется, следовательно, повышается расход греющего агента в кипятильнике колонны и охлаждающего в дефлегматоре. Известны примеры модернизации ректификационных колонн, обеспечивающей снижение расхода теплоносителей в два раза даже при работе с нагрузкой, на 30% превышающей проектную [20, 188, 191, 196, 319]. Модернизация заключается в оптимизации размеров и режима работы колонн при использовании высокоэффективных контактных устройств взамен устаревших. Данное направление имеет значительные перспективы, т. к. позволяет с помощью небольших капитальных вложений и в сжатые сроки добиться существенного снижения энергозатрат на единицу продукции.

Большой вклад в развитие научных основ тепло- и массообменных процессов, подходов к решению проблемы масштабного перехода, в экспериментальное исследование и математическое моделирование, а также в модернизацию аппаратов внесли многие отечественные ученые: В.В. Кафаров, А.М. Розен, В.М. Рамм, И.А. Александров, Ю.И. Дытнерский, Н.Н. Кулов, С.Г. Дьяконов, А.И. Леонтьев, Р.И. Нигматуллин, В.В. Дильман, Л.П. Холпанов, А.М. Кутепов, Г.П. Соломаха, В.К. Мигай, Ю.Ф. Гортышов, Ю.Г. Назмеев и другие.

С.Г. Дьяконовым, В.И. Елизаровым и А.Г. Лаптевым в 1985-1995 гг., а в дальнейшем и их учениками, разработана методология сопряженного физического и математического моделирования промышленных аппаратов химической технологии, основанная на

представлении физического процесса в виде совокупности элементарных явлений, обладающих иерархией масштабов, математическая структура которых инвариантна к взаимодействию и масштабу аппарата [84, 89, 91]. Постулируется параметрическое взаимодействие явлений, их сопряжение осуществляется на основе удовлетворения законам сохранения. Данный подход значительно сокращает промежуточные этапы исследования аппаратов и позволяет решить проблему масштабного перехода.

Решением задач по энергоресурсосберегающей модернизации промышленных аппаратов и установок на предприятиях ТЭК – нефтехимии с начала 90-х гг. прошлого столетия активно занимается научно-производственный коллектив инженерно-внедренческого центра «Инжехим» [188, 192, 193]. Модернизировано несколько десятков промышленных объектов на ОАО «Нижекамскнефтехим», ОАО «Казаньоргсинтез», Сургутский ЗСК, предприятиях Сибура, НОВАТЭК и др. Аспирантами и соискателями защищено более 15 кандидатских диссертаций (В.Ф. Баглай, 1997 г.; Х.Н. Ясавеев, 1998 г.; И.М. Шигапов, 2000 г.; С.В. Карпеев, 2000 г.; П.А. Солодов, 2001 г.; А.В. Ишмурзин, 2002 г.; Е.Е. Костылева, 2004 г.; Е.В. Гусева, 2005 г.; И.П. Афанасьев, 2006 г.; Е.А. Лаптева, 2009 г.; А.С. Гаврилов, 2010 г. и др.).

В коллективной монографии представлены результаты фундаментальных и прикладных исследований малоизвестных и вновь разрабатываемых способов интенсификации теплообмена в каналах, которые по своему физическому содержанию и аппаратурному оформлению могут быть использованы для интенсификации процесса теплообмена между паровоздушной и жидкой фазами, в частности, при испарительном охлаждении жидкости в системах оборотного водоснабжения. Рассмотрены математические модели и даны расчетные выражения для коэффициентов тепло- и массоотдачи в одно- и двухфазных средах. Представлены примеры расчетов и сравнения с экспериментальными данными различных исследователей.

В заключительных главах рассмотрен пример модернизации промышленной ректификационной установки выделения фенола, внедренный в промышленности; показано преимущество отечественных научно-технических разработок.

Главы 1-4 написаны совместно с А.А. Овчинниковым [64]. В главах 5-7 используется подход к математическому моделированию тепломассообменных процессов, разработанный совместно с С.Г. Дьяконовым и В.И. Елизаровым [85-87, 90, 91]. В модернизации ректификационной установки выделения фенола (главы 11-12) активное участие принимали коллектив завода «Этилен» ОАО «Казаньоргсинтез» и коллектив ИВЦ «Инжехим» (М.И. Фарахов, Н.Г. Минеев, Ф.А. Байгузин, Д.Я. Исламхузин и др.) [188]. Авторы выражают всем благодарность за внедрение научно-технических разработок.

Особая благодарность рецензентам за ценные замечания и пожелания, а также аспирату кафедры ТВТ КГЭУ Крыловой А.Н. за помощь при подготовке монографии к изданию

ГЛАВА 1

КЛАССИФИКАЦИЯ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ МЕТОДОВ ИНТЕНСИФИКАЦИИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ

1.1. Основные методы интенсификации

Активное исследование и внедрение в промышленность различных методов интенсификации теплообмена обусловлены достижением больших практических результатов за счет уменьшения массы теплообменной аппаратуры или значительного повышения ее эффективности.

В настоящее время интенсификация конвективного теплообмена является одной из перспективных и сложных проблем теории переноса. Традиционно считается, что эта задача наиболее актуальна для теплоносителей, которым присущи высокие значения чисел Рейнольдса. Практически все основополагающие монографии на тему интенсификации конвективного теплообмена [9, 23, 42, 61, 107, 116, 134, 159, 217, 352, 370, 394] посвящены этой проблеме применительно именно к большим числам Re и лишь немногие - при ламинарном течении [229, 259].

Однако элементарные объемы жидкости, перемещаясь по сложным траекториям в пристенной области, могут переносить теплоту более эффективно, чем количество движения из-за различий в распределении полей температуры и вектора скорости. Очевидно, что такая ситуация может возникнуть как результат продуманного интенсифицирующего воздействия на процесс теплообмена, как следствие свойств жидкости или как совместный результат того и другого.

Разработаны и исследуются самые различные методы интенсификации теплообмена. Принципиально их классифицируют на две категории [96]:

1) активные методы интенсификации: механическое воздействие на поверхность теплообмена (вращение или вибрация поверхности, перемешивание жидкости и т. п.); воздействие на поток электрическим магнитным или акустическим полем, пульсациями

давления; вдув или отсос рабочей среды через пористую поверхность и др.

2) пассивные методы, в основе которых - воздействие на поток формой поверхности теплообмена: применение вставных интенсификаторов (винтовых, локальных и пластинчатых закручивателей потока), различное оребрение поверхности теплообмена и др.

Рассматриваемые в данной монографии методы интенсификации конвективного теплообмена относятся ко второй категории, и их, в свою очередь, можно условно разделить на следующие основные группы:

1) придание потоку жидкости вращательно-поступательного движения;

2) разрушение пристенных слоев жидкости.

Первый способ заключается в создании закрученного движения потока с помощью ленточных, шнековых и пластинчатых завихрителей. Такие завихрители воздействуют на весь поток. Вторым способом состоит в воздействии на пристенную область течения за счет искусственной шероховатости в виде различного типа накаток на внутренней стенке труб, проволочных спиралей и т. п.

Исследователями накоплен обширный экспериментальный материал по теплообмену в трубах с различными типами завихрителей, охватывающий высокий диапазон изменения нагрузок и физических свойств сред [95, 104, 132, 135, 208, 287, 382, 390].

Для некоторых способов интенсификации при помощи ленточных завихрителей выполнены интересные обобщения опытных данных в [231, 351]. Основные результаты этих работ представлены в табл. 1.1. Аналогичное сравнение энергетической эффективности различных видов шероховатых труб, выполненное В.К. Мигаем [219] для сред с числом $Pr < 1$, дано в табл. 1.2. В обеих таблицах используются общепринятые обозначения. Подробные ссылки на литературные источники для табл. 1.2 приведены в [219]. Как видно из табл. 1.1 и 1.2, методы интенсификации, основанные на применении шероховатых каналов, весьма эффективны.

Что касается процессов теплообмена, связанных с испарительным охлаждением, необходимо указать и третью категорию способов его интенсификации, основанную на традиционном стремлении разработчиков к максимальному увеличению поверхности теплообмена. Эта категория способов

Таблица 1.1

Результаты исследований по интенсификации теплообмена в трубах

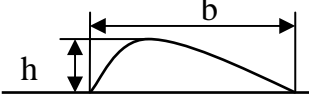
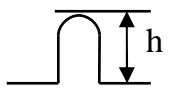
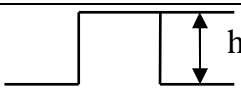
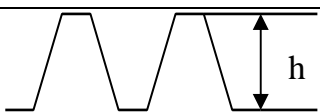

Способ интенсификации теплообмена	Относительная длина канала	Диапазон чисел Re	Среда	Результирующее уравнение	Источник
Проволочный спиральный завихритель ($0,35 < D/S < 1,76$)	$35,3 D$	$1,7 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$	Вода	$Nu = 0,3 Re^{0,6} Pr^{0,43} (d/D)^{0,135}$	[132]
Ленточный завихритель ($0,13 < D/S < 1,31$)	$35,3 D$	$1,7 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$	- // -	$Nu = 1,84 Re^{0,44} Pr^{0,43} (D/S)^{0,33}$	[132]
Ленточный завихритель ($0 < D/S < 0,25$)	$56,7 D$	$10^4 - 4 \cdot 10^4$	- // -	$Nu = 0,21 Re^{0,8} Pr^{-0,43} (Pr_{ст}/Pr_{ж})^{0,25} K;$ $K_T = 1 + 1,13 \cdot 10^{-5} (D/S Re^{1,2})$	[104]
Проволочный спиральный завихритель ($d = 0,052; 0,63; 0,072$)	$68 D$	$3 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^5$	- // -	$Nu = 0,175 Re^{0,7} Pr^{0,43} (d/D)^{-0,35}$	[390]
Ленточный завихритель ($2,5 < D/S < 11$)	$20 D$	160-5000	Воздух	$Nu = 0,3 Re^{0,6} Pr^{0,43} (d/D)^{0,125}$ (обработка В.К. Щукина)	[382]

Продолжение таблицы 1.1

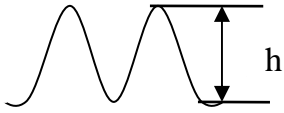



Ленточный завихритель (3,16<D/S<9,5)	19 D	120-5500	- // -	$\text{Nu} = 0,3 \text{Re}^{0,6} \text{Pr}^{0,43} (d/D)^{0,135}$ (обработка В.К. Щукина)	[95]
Ленточный завихритель (1,81<D/S<11)	20 D	$6 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^5$	Воздух, вода	$\text{Nu} = \frac{\text{Re Pr}}{\frac{D}{D_3} + \frac{1400 D}{\xi \text{Re} S} \text{Pr}^{0,731}} \left\{ \frac{50,9 D/S}{\text{Re} \sqrt{\xi}} + \right.$ $\left. + 0,023 \frac{D}{D_3} \text{Re}^{-0,2} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} \left[1 + \frac{0,0219}{(S/D)^2 \xi} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}$	[287]
Шнековый завихритель ($\varphi = 45-75^\circ$, S = 27,6-102)	60 D	$10^3 - 6 \cdot 10^4$	Вода	$\text{Nu} = 0,021 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43} (\text{Pr}_{\text{ст}}/\text{Pr}_{\text{ж}})^{0,25} \times$ $\times (1 + 0,092 \varphi^{*1,73}); \quad \varphi^* = \varphi/15$	[135]
Ленточный завихритель (0<D/S<8,24)	—	$5 \cdot 10^3 - 10^5$	Воздух	$\text{Nu} = \text{Re Pr} \times$ $\times \sqrt{\frac{\xi}{2}} \left\{ \lambda \left[5 \text{Pr} + \ln \left(\frac{30/d^{-1} + 1/\text{Pr}}{5/d^{-1} + 1/\text{Pr}} \right) + \ln \left(\text{Re} \sqrt{\frac{\xi}{2}} / 60 \right) \right] \right\}$	[208]

Таблица 1.2

Энергетическое сравнение шероховатых труб ($Pr = 0,72$)

Автор	Q/Q_0	Re	Профиль выступа	$Nu - Re^m$ при m	$\xi - Re^n$ при n	Вид канала
В.М. Бузник	1,4	10^4	Крыловой $h/R = 0,19$ 	0,7	-	Круглая труба, $D = 25$ мм
В. Нуннер	1,5 1,43	10^4 10^5	$h/R = 0,16$ 	—	0	Круглая труба, $D = 50$ мм
Р. Кох	1,3 1,17	10^4 —		—	—	
В.М. Антуфьев	1,22 1,37	10^4 10^5	$h/R = 0,13$ 	0,92		Круглая труба
Э.К. Калинин и др.	1,42 1,36 1,5 1,36	10^4 10^5 10^4 10^5	$h/R = 0,43$  $h/R = 0,105$	0,8	0,25 0,2	Круглая труба, $D = 10$ мм

Продолжение таблицы 1.2

В.К. Мигай	1,51 1,46	10^4 10^5	$h/R = 0,12$ 	0,87		Круглая труба, $D = 20$ мм (при сравнении данные пересчитаны на $D = 10$ мм)
Б.М. Теверовский	1,42 1,50	10^4 10^5	$h/R = 0,781$ 	1	0	Круглая труба
Р.Л. Вебб и др.	1,36 1,17	10^4 —	$h/R = 0,04$ 		0	
В.К. Мигай	1,5 1,18	10^4 10^5	$h/R = 0,04$ 	0,8		Круглая труба, $D = 20$ мм
В.К. Мигай, П.Г. Быстров	1,67	10^4	Полукольцевой			

ориентирована на принудительное обновление поверхности контакта теплоносителей и, как показывают данные многочисленных исследований [46], является не менее привлекательной для конструкторов и проектировщиков.

Методам оценки эффективности способов интенсификации конвективного теплообмена посвящено достаточно большое количество работ [9, 23, 42, 61, 107, 116, 134, 159, 217, 304, 352]. Но, к сожалению, к настоящему времени не выработана единая методика выбора наиболее эффективного способа интенсификации теплообмена для более или менее общего случая, наиболее общей и предпочтительной представляется методика, изложенная в работах [62, 63, 125-129, 139].

1.2. Сравнительная эффективность методов

Для сопоставления тепловой эффективности различных по конструкции интенсификаторов на основании экспериментов, проведенных разными авторами при различных средних температурах потока среды и в разных диапазонах чисел Рейнольдса и Прандтля, возможно использование соотношения:

$$(Nu/Nu_0) = f(Re), \quad (1.1)$$

где индекс «0» означает гладкую поверхность теплообмена.

Зависимость (1.1) характеризует увеличение коэффициента теплоотдачи в трубе с интенсификатором по сравнению с коэффициентом теплоотдачи в гладкой трубе.

На рис. 1.1 представлены результаты обработки опытных данных различных авторов [95, 116, 135, 214, 247] в виде зависимости Nu/Nu_0 от числа Re , при этом значения чисел Нуссельта были приведены к числам Рейнольдса, соответствующим гладкой трубе. Такая сравнительная оценка опытных данных разных авторов позволяет сделать вывод, что с точки зрения тепловых эффектов наиболее перспективны методы интенсификации конвективного теплообмена в вязких средах, воздействующие на пристенную область применения интенсификаторов теплообмена по числу Рейнольдса. Как видно из рис. 1.1, наибольшие эффекты увеличения теплоотдачи возникают в

диапазоне чисел Re до 3000, т.е. в ламинарной области течения и в области слабо развитой турбулентности.

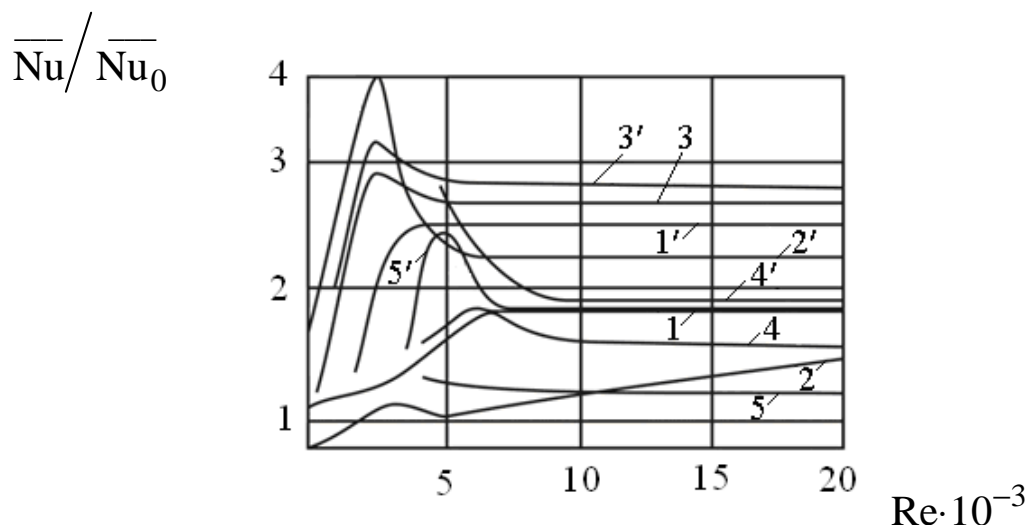


Рис. 1.1. Сопоставление опытных данных по теплоотдаче в трубах с интенсификаторами теплообмена: 1, 1' – шнековый завихритель, $\varphi = 45$ и 75° [135]; 2, 2' – поперечная накатка, $d/D = 0,983$ и $0,875$ [382]; 3, 3' – спиральная накатка, $S/D = 3,25$ и 1 [214]; 4, 4' – проволочный спиральный завихритель, $S/D = 2,17$ и $0,724$ [247]; 5, 5' – ленточный завихритель, $S/D = 19$ и $3,16$ [95].

Для методов, основанных на применении искусственной периодической шероховатости, это связано с возникновением и развитием вихрей за элементом выступа. С постепенным развитием турбулентности значение Nu/Nu_0 несколько снижается, оставаясь, тем не менее, значительно выше единицы. При числах $Re > 8000$ преобладающее влияние на теплообмен начинает оказывать турбулентность, в то время как роль вихрей постепенно снижается.

Что касается интенсификаторов (ленточных, шнековых и т.п.), то их применение, на основании имеющихся опытных данных, будет более перспективным для сред с большей вязкостью [229, 230].

Использование любого из известных методов сопровождается также ростом гидродинамического сопротивления. Поэтому для сопоставления полной теплогидродинамической эффективности различных по конструкции интенсификаторов часто целесообразно применение известного соотношения:

$$(\text{Nu} / \text{Nu}_0) / (\xi / \xi_0) = f(\text{Re}), \quad (1.2)$$

характеризующего относительное увеличение интенсивности теплообмена в трубе с интенсификатором на единицу дополнительно затраченной энергии.

Сравнение эффективности различных методов интенсификации теплообмена, также выполненное В.К. Мигаем в [217], приведено на рис. 1.2. Здесь $I = (\text{Nu} / \text{Nu}_0) / (\xi / \xi_0)$. Автор указывает, что при малых значениях чисел Рейнольдса трубы с кольцевыми выступами обладают наилучшими показателями.

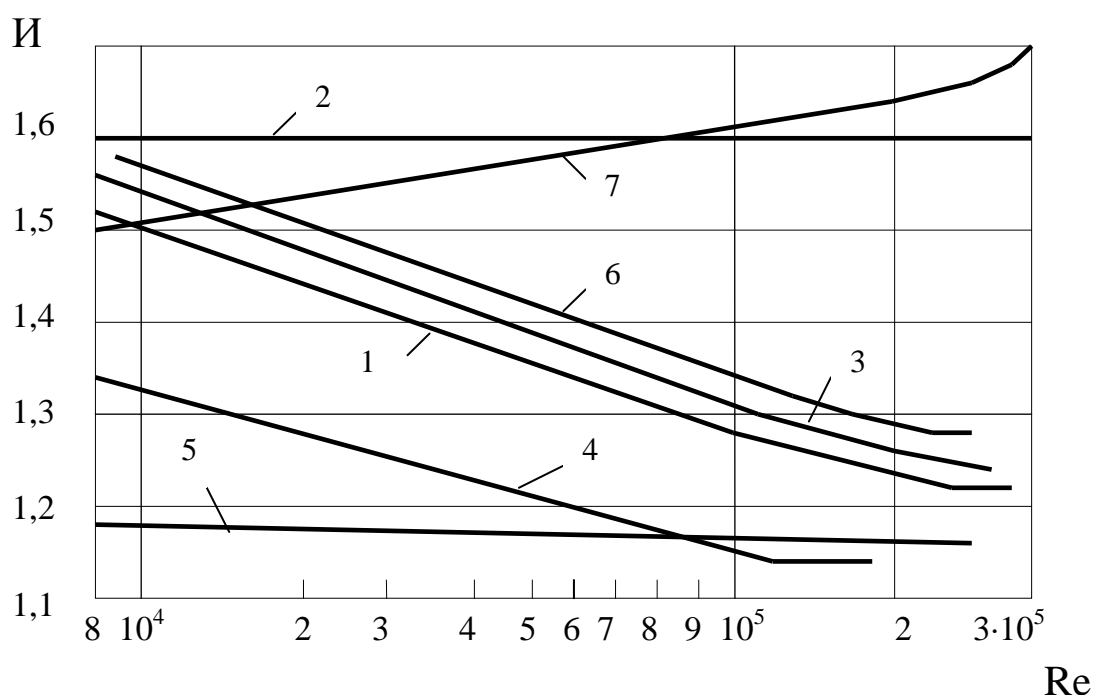


Рис. 1.2. Сравнительная эффективность различных методов интенсификации теплообмена: 1–7 – трубы соответственно: с кольцевыми выступами, типа конфузور – диффузор, со спиральными вставками, спирально-профилированные, с волнистой осью, с перфорированными вставками, с обтекаемыми выступами.

Сравнительная оценка теплоотдачи для различных типов интенсификаторов выполнена в [36] и представлена на рис. 1.3. Здесь K^* – соответствующие каждому эксперименту критериальные

уравнения для расчета чисел Nu (более подробно см. [36]). Как видно из рис. 1.3, эффективным способом интенсификации, по мнению авторов, является применение многозаходных спиральных канавок на внутренней поверхности труб, созданных методом электрохимической обработки. Следует отметить, что разработанные в последующих главах математические модели и методы расчета позволяют теоретически исследовать и такие способы интенсификации.

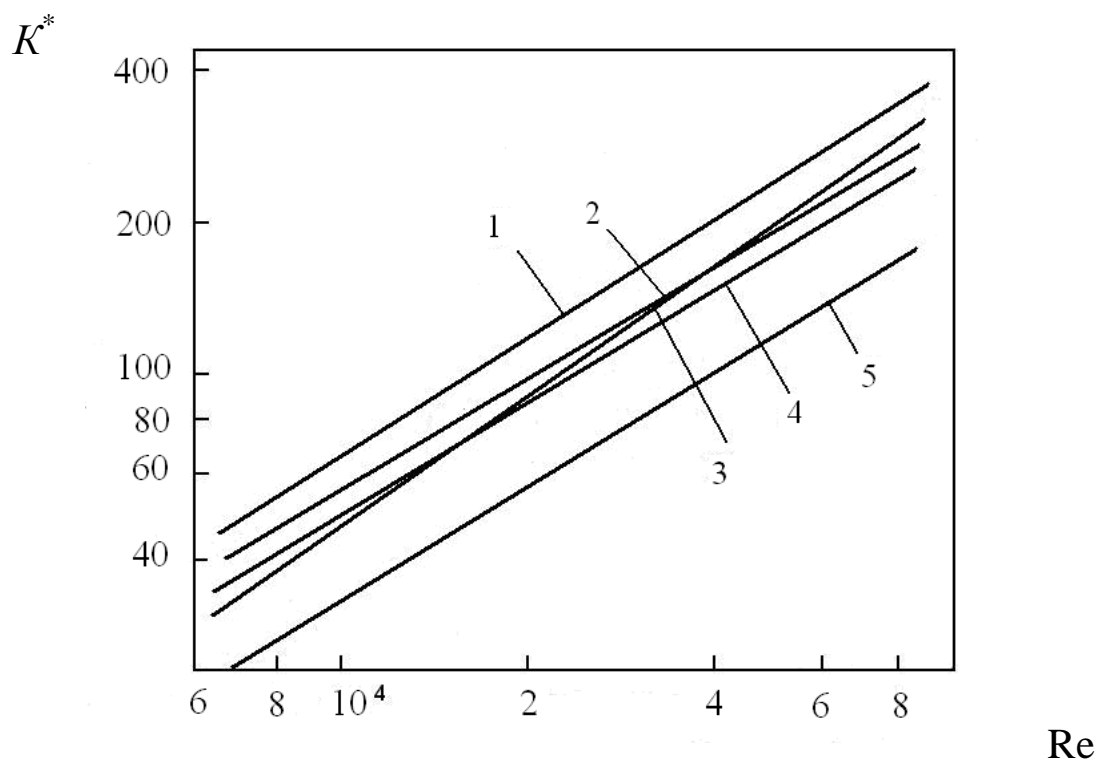


Рис. 1.3. Теплоотдача в трубах с различными типами интенсификаторов: 1 – спиральные канавки; 2 – ленточный завихритель; 3 – винтовой змеевик; 4 – лопаточный завихритель; 5 – гладкая труба.

Приведенный выше краткий сравнительный анализ известных работ показал целесообразность применения практически всех пассивных методов интенсификации теплообмена для ламинарного режима течения. Очевидна весьма высокая эффективность дискретной шероховатости в данных условиях при ее несомненной технологичности.

Детальной проработке физических, теоретических и практических аспектов данного метода интенсификации теплообмена посвящено большое число работ таких видных ученых, как Г.А. Дрейцер, В.К. Мигай и другие, но в основном для турбулентного и переходного режимов течения. Г.А. Дрейцером и др. [76, 116, 361, 370, 381, 386, 408, 412] также изучен вопрос об эффектах солеотложения на шероховатых поверхностях теплообмена, где показано преимущество этих поверхностей и в этом плане перед гладкими трубами и каналами.

Разумеется, выбор метода интенсификации теплообмена в каждом случае индивидуален и определяется назначением аппарата, его конструкцией, свойствами рабочего тела и тому подобными факторами.

ГЛАВА 2

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛАХ С ДИСКРЕТНОЙ ШЕРОХОВАТОСТЬЮ

2.1. Каналы с винтовой накаткой

Важным аспектом применения интенсификаторов является оценка эффективности их конструкций. Как отмечено выше, один из способов оценки - это определение теплогидродинамической эффективности метода при помощи формулы (1.2). Он, в свою очередь, является развитием известного метода сопоставления объектов с одинаковыми определяющими размерами, разработанного Э.К. Калининым и Г.А. Дрейцером [116] и использованного ими для оценки эффективности шероховатых каналов. Зависимость (1.2) дает возможность определить наиболее предпочтительную область применения интенсификатора по числу Рейнольдса, найти оптимальные геометрические характеристики и оценить эффективность при различных средних температурах рабочей среды.

Возрастание гидродинамического сопротивления, которое является одним из основных параметров, влияющих на затраты энергии и мощности, необходимые для прокачки рабочей среды, заставляет произвести оценку и энергетической эффективности.

Энергетическая эффективность конвективной поверхности должна определяться для каждой формы поверхности при одинаковых средних температурах потока рабочей среды [217], что позволяет применить ее в рамках одного исследования. Для оценки только тепловой эффективности в исследованиях используется соотношение (1.1).

Ниже рассмотрены результаты экспериментов по интенсификации теплообмена в вязких ньютоновских жидкостях с помощью винтовой накатки [230]. В процессе исследований значения чисел Рейнольдса изменялись в диапазоне от 30 до 2000. Рабочей средой являлось трансформаторное масло. Используемые характерные геометрические размеры труб приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Геометрические характеристики труб с винтовой накаткой

Номер трубы	Внут- ренний диа- метр трубы D , м	Наруж- ный диаметр трубы D_1 , м	Относи- тельный шаг винтовой накатки S/D	Относитель- ная высота выступа винтовой накатки d/D	Эквива- лентный диаметр D_3 , мм
0			-	1,0	1,4
1			0,72	0,72	6,95
2			1,79	0,72	9,96
3			2,86	0,72	10,85
4	0,014	0,016	4,29	0,72	11,29
5			1,79	0,79	10,97
6			1,79	0,82	11,58
7			1,79	0,86	11,98

Гидравлическое сопротивление. В исследуемой области значений числа Re гидравлическое сопротивление при ламинарном течении трансформаторного масла в гладкой трубе описывалось известным соотношением $\xi = 64/Re$; погрешности составляли 5-8%. Экспериментальные данные, полученные для исследуемых труб с винтовой накаткой при изотермическом режиме течения, показали заметное повышение гидравлического сопротивления.

На рис. 2.1 представлены зависимости $\xi = f(Re)$ для всех испытываемых труб с винтовой накаткой и гладкой трубы. Как видно из рисунка, рост гидравлического сопротивления непосредственно зависит от геометрических характеристик канала. Так, максимальное увеличение гидравлического сопротивления достигается при установке трубы, имеющей минимальный шаг винтовой накатки $S/D = 0,72$ и максимальную высоту выступа $d/D = 0,72$. Из рис. 2.1

также следует, что для всех испытываемых труб с винтовой накаткой можно выделить два режима течения, различающихся характером зависимости $\xi = f(Re)$.

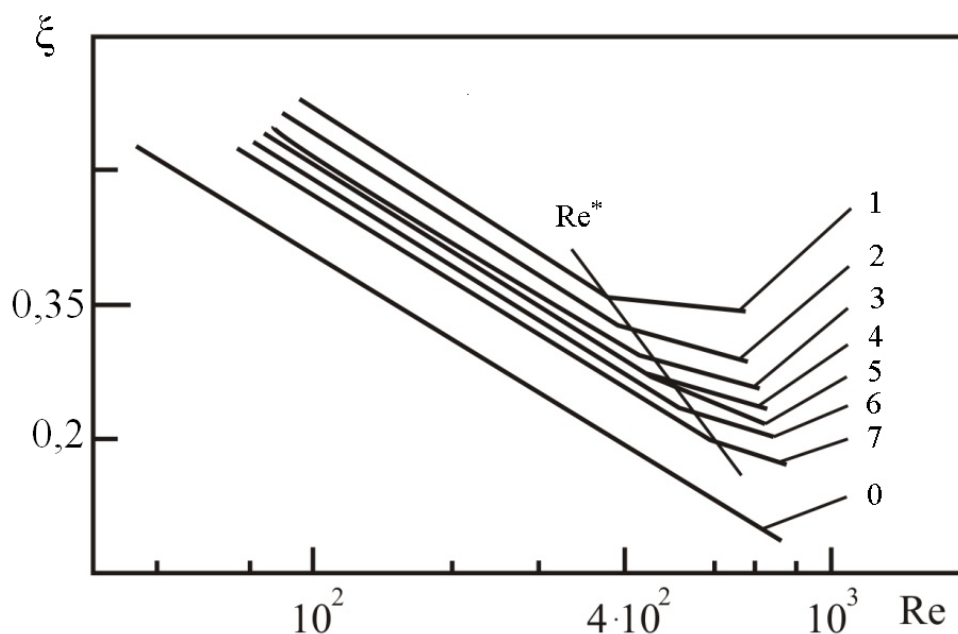


Рис. 2.1. Экспериментальная зависимость $\xi = f(Re)$ для трансформаторного масла в трубах с винтовой накаткой: 0–7 - номера труб в соответствии с табл. 2.1.

При первом режиме до некоторого значения числа Рейнольдса Re^* линия $\xi = f(Re)$ параллельна линии $\xi = 64/Re$, что позволяет сделать вывод: в этой области повышение гидравлического сопротивления вызвано наличием небольших завихрений непосредственно за выступом винтовой накатки; причем значение критического числа Рейнольдса Re^* непосредственно зависит от геометрических характеристик винтовой накатки. По достижении значения Re^* осуществляется переход ко второй области, характеризующейся значительным повышением коэффициента гидравлического сопротивления. Аналогичные эффекты наблюдались при исследовании интенсификации теплообмена с помощью проволочных спиральных вставок [314], а также скрученных спиральных лент [228]. В этом режиме отмечалось расширение зоны вихревых возмущений [314], т. е. некоторая турбулизация течения, сопровождающаяся резким повышением гидравлического сопротивления. Для первого режима характерно повышение

гидравлического сопротивления на 30-200% по отношению к сопротивлению гладкой трубы. Для области, соответствующей второму режиму, этот показатель составлял до 350-600%.

По аналогии с [314] проводилась корреляция по Re_3 значения гидравлического сопротивления (рис. 2.2). Число Re_3 вычислялось по эквивалентному диаметру, определяемому как отношение учетверенного объема свободного пространства течения к полной площади смоченной поверхности. При этом отмечается приближение значений гидравлического сопротивления к линии $\xi = 64/Re$. Критическое значение Re^* для труб с винтовой накаткой смещается вдоль этой линии с уменьшением высоты накатки и увеличением ее шага в сторону больших значений чисел Рейнольдса. Так, для трубы с наименьшим шагом накатки $S/D = 0,72$ и наибольшей высотой $d/D = 0,72$ $Re^* = 148,9$, а для трубы с наибольшим шагом накатки $S/D = 4,29$ и наименьшей высотой $d/D = 0,86$ $Re^* = 564,8$ [64].

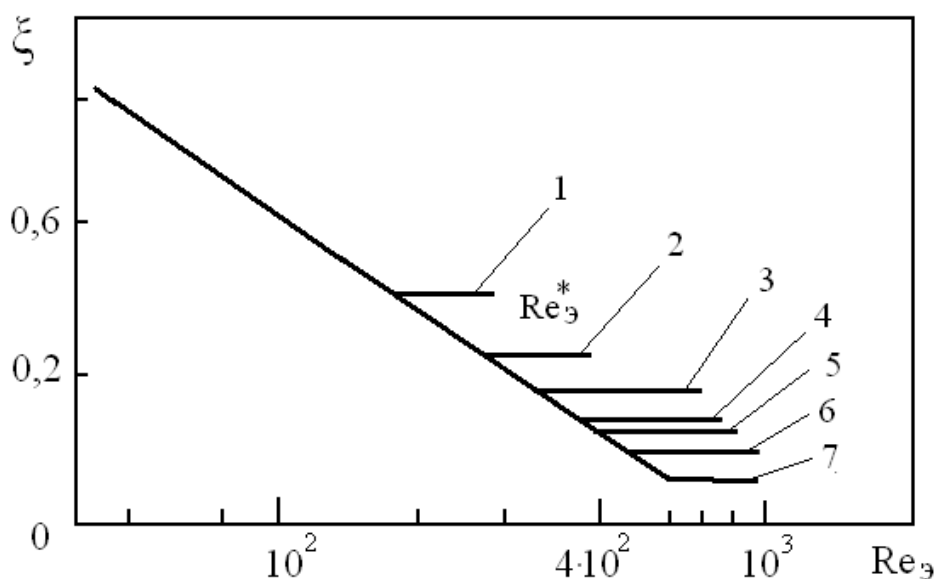


Рис. 2.2. Экспериментальная зависимость $\xi = f(Re)$ для трансформаторного масла в трубах с винтовой накаткой; обозначения те же, что на рис. 2.1.

Теплообмен. На рис. 2.3 и 2.4 показаны экспериментальные зависимости $Nu = f(Re)$ для труб с различными геометрическими характеристиками винтовой накатки [64]. На рис. 2.4 представлены зависимости среднего по экспериментальному участку числа $Nu = f(Re)$ для накатанных труб с варьирующимся шагом $S/D = 0,72$;

1,79; 2,86 и 4,29. Для всех четырех труб $d/D = 0,72$. На рис. 2.5 представлены зависимости $Nu = f(Re)$ для труб с фиксированным значением шага винтовой накатки $S/D = 1,79$ и варьирующимися высотами $d/D = 0,72; 0,79; 0,82$ и $0,86$.

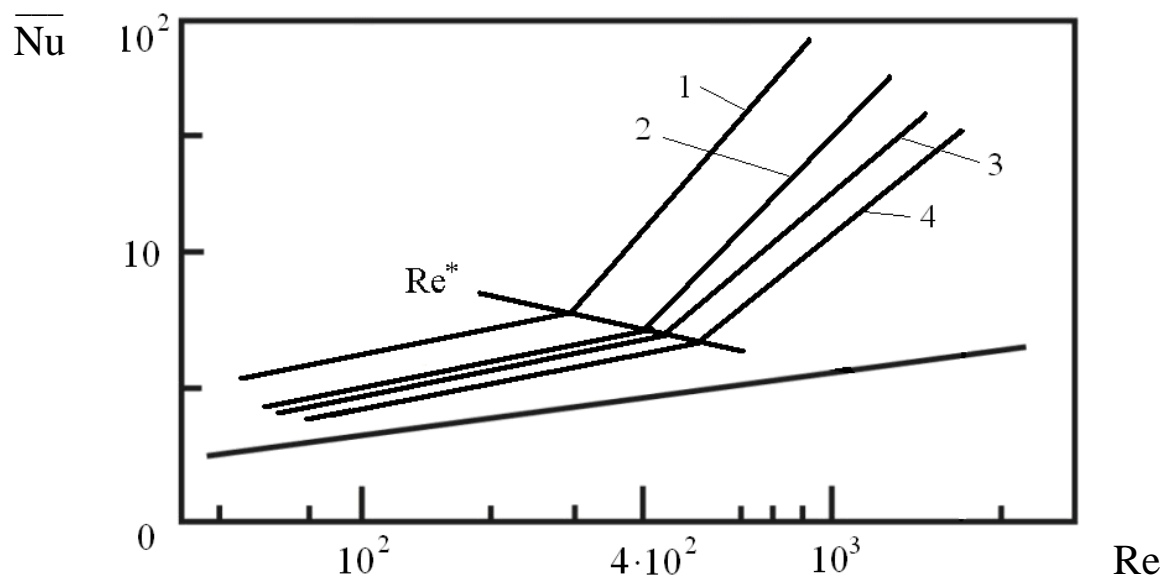


Рис. 2.3. Экспериментальная зависимость $Nu = f(Re)$ для $S/D = 0,72; 1,79; 2,86$ и $4,29$ ($d/D = 0,72$) для трансформаторного масла; обозначения те же, что на рис. 2.1.

Здесь также, как и при рассмотрении характера зависимости $\xi = f(Re)$, можно отметить два режима, различающихся характером и интенсивностью теплообменных процессов. Как видно из рис. 2.1 - 2.4, критические значения Re^* перехода от одного режима к другому на данных графиках практически совпадают.

На рис.2.3 и 2.4 показано применение интенсификатора в форме винтовой накатки, что дает значительный эффект повышения интенсивности теплообмена по сравнению с гладкой трубой. Максимальный эффект достигается для трубы с минимальным шагом винтовой накатки $S/D = 0,72$ (рис. 2.4). С ростом шага винтовой накатки отмечается сближение графиков $Nu = f(Re)$ и $Nu_0 = f(Re)$ для гладкой трубы, а также смещение точки критического значения Re^* в сторону больших чисел Re . Это позволяет сделать вывод о значительном влиянии шага винтовой накатки на интенсивность теплообменных процессов. С ростом высоты винтовой накатки также проявляется тенденция к росту интенсивности теплообмена (рис. 2.4).

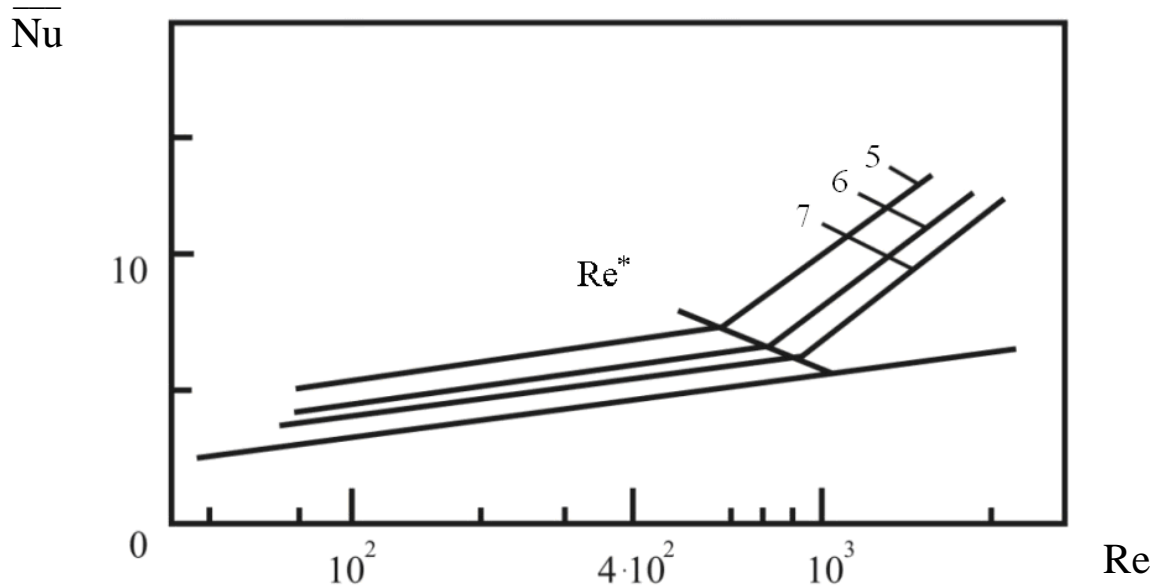


Рис. 2.4. Экспериментальная зависимость $Nu = f(Re)$ для $S/D = 0,72; 1,79; 2,86$ и $4,29$ ($d/D = 1,79$) для трансформаторного масла; обозначения те же, что на рис. 2.1.

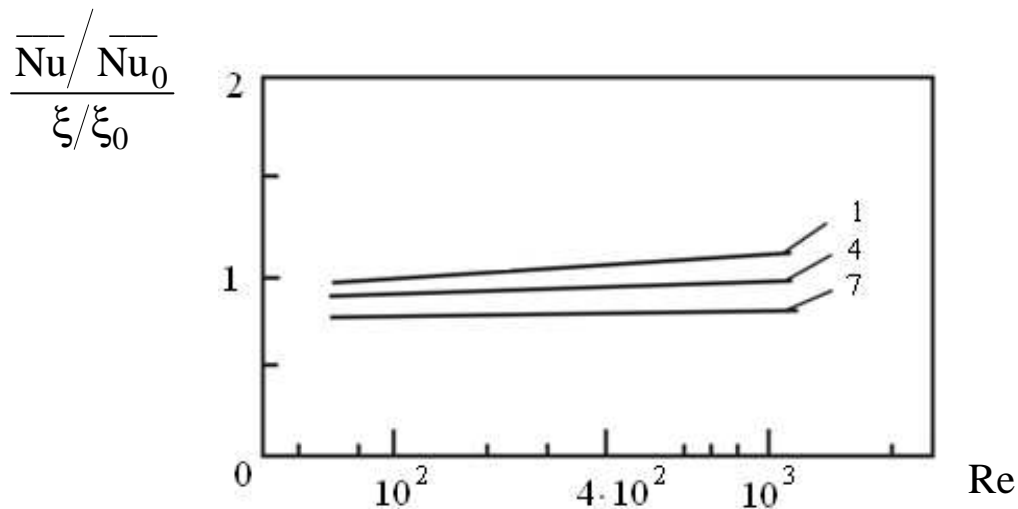


Рис. 2.5. Теплогидравлическая эффективность труб с винтовой накаткой; обозначения те же, что на рис. 2.1.

Для режима течения при $Re < Re^*$ линия зависимости $Nu = f(Re)$ параллельна линии зависимости $Nu_0 = f(Re)$ для гладкой трубы, что позволяет сделать вывод: в этой области характер теплообмена чисто ламинарный и зависимости $Nu = f(Re, Pr)$ пропорциональны известным эмпирическим соотношениям, полученным для гладкой

трубы. При этом отмечается эффект интенсификации, составляющий 40-250% в зависимости от геометрических параметров винтовой накатки.

По достижении критического значения числа Re^* происходит резкое увеличение интенсивности теплообмена, в то же время эффект интенсификации достигает 150-700%. Это указывает на переход к ламинарному режиму с макровихрями [339].

Для определения критического числа Re^* перехода от первого режима ко второму в зависимости от конструктивных характеристик тепловых элементов получено соотношение $Re^* = f(S/D, d/D)$. Установлено, что для всех испытываемых труб соотношение имеет вид [64]:

$$Re^* = 1070(S/D)^{0,157} (d/D)^{3,6}. \quad (2.1)$$

Для определения теплогидравлической эффективности данного метода интенсификации получены экспериментальные зависимости $\frac{\overline{Nu}/\overline{Nu}_0}{\xi/\xi_0}$. Как видно из рис. 2.5, теплогидравлическая эффективность непосредственно зависит от геометрических характеристик S/D и d/D исследуемого канала. Установлено, что наиболее рационально использовать трубы с относительными шагами $S/D = 1,79$ и $0,72$ и относительной высотой $d/D = 0,72$. При этом темп роста эффективности теплоотдачи превышает рост гидравлического сопротивления для первого режима ($Re < Re^*$) на 10-15%, а для второго - на 25%.

2.2. Каналы со спирально-винтовыми проволочными вставками

Этот способ интенсификации применительно к ламинарному режиму течения вязкой ньютоновской жидкости также практически не изучен. Известны работы [314] и [342], которые посвящены конкретно ламинарному течению. Поэтому в исследовании ставились две цели [356]:

1) получить данные по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению при ламинарном течении в трубах со спиральными проволочными вставками;

2) провести оценку эффективности этого метода интенсификации теплообмена по сравнению с гладкой трубой.

В качестве рабочей среды использовалось трансформаторное масло. В опытах число Рейнольдса изменялось в диапазоне от 40 до 2000. Характерные геометрические размеры канала приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Геометрические характеристики труб со спирально-винтовыми проволочными вставками

Номер трубы	Диаметр проволоки h , мм	Шаг навивки S , м	Относительная высота шероховатости d/D	Относительный шаг S/D
1	2,4	0,01	0,65	0,714
2	2,4	0,025	0,65	1,786
3	2,4	0,04	0,65	2,86
4	2,4	0,06	0,65	4,3
5	1,5	0,025	0,78	1,786
6	1,2	0,025	0,83	1,786
7	1,0	0,025	0,86	1,786

Гидравлическое сопротивление. Для оценки изменения гидравлического сопротивления отдельно проводились исследования при изотермическом течении вязкой жидкости.

В исследованном диапазоне $40 < Re < 2000$ опытные значения коэффициентов гидравлического сопротивления ξ при ламинарном течении в гладкой трубе с погрешностью до 6% описывались

известным соотношением $\xi_0 = 64/Re$. При использовании труб со вставками из проволочных спиралей значения коэффициентов гидравлического сопротивления заметно увеличились. На рис. 2.6 показано изменение ξ в зависимости от Re для всех исследованных труб. Было установлено, что при низких значениях Re увеличение коэффициента сопротивления по сравнению с гладкой трубой составляло 100-300%. При более высоких числах Re оно было весьма значительно и достигало 1000% и более в зависимости от геометрических размеров спиралей. Это можно объяснить тем, что при низких значениях чисел Re , соответствующих малым расходам, жидкость обтекает проволочную спираль и увеличение коэффициентов сопротивления в этом случае обусловлено наличием малых вихрей за проволокой. При увеличении расходов, а следовательно, и чисел Re в движущейся жидкости вследствие наличия проволочной спирали возникают вторичные течения. Происходит некоторая турбулизация течения, приводящая к более сильному росту значений коэффициентов гидравлического сопротивления [314]. Подобные эффекты наблюдались при использовании труб со вставками из скрученных лент [228]. Границей между двумя режимами течений вязкой жидкости в винтовом канале является критическое число Re^* . Его значение зависит от геометрических характеристик проволочной спирали. В нашем случае значение Re^* менялось от 94 до 325. В [314] его значение найдено равным 200 независимо от геометрических размеров вставки, что не соответствует полученным результатам.

Значение критического числа Re^* может быть рассчитано с точностью до 12% по предлагаемому уравнению:

$$Re^* = 415(S/D)^{0,73} \exp(-7,8d/D). \quad (2.2)$$

Обобщение опытных данных позволило получить уравнения для расчета значений коэффициента гидравлического сопротивления для обеих зон сопротивления [64]:

$$\xi = 64/Re \exp[-(S/D)^{0,5}] \exp[5,5 (d/D)^{-4}], \text{ при } Re < Re^*; \quad (2.3)$$

$$\xi = 530 Re^{-0,36} (d/D)^{1,4} \exp[-(S/D)^{0,65}], \text{ при } Re > Re^*. \quad (2.4)$$

Расхождение опытных и расчетных данных по предлагаемым уравнениям не превышает 14%. Область применения зависимостей: $S/D = 0,71-4,3$; $d/D = 0,071-0,17$.

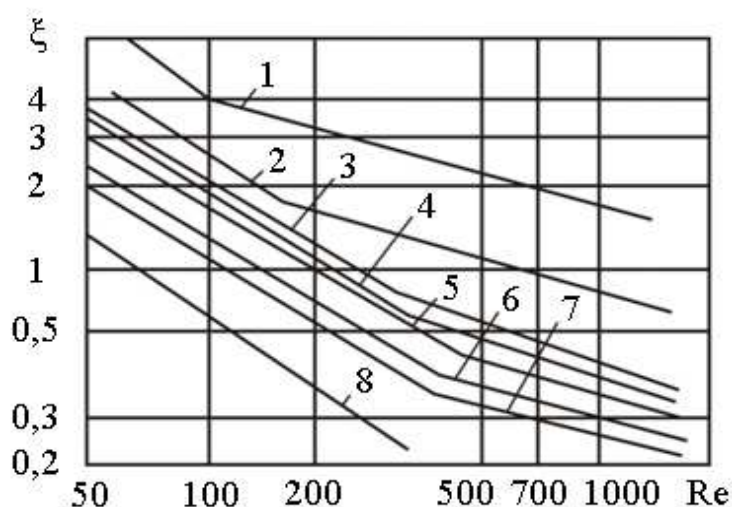


Рис. 2.6. Влияние числа Рейнольдса на гидравлическое сопротивление в трубах с проволоочными вставками: 1 - $d/D = 0,171$, $S/D = 0,714$; 2 - $d/D = 0,171$, $S/D = 1,786$; 3 - $d/D = 0,171$, $S/D = 2,86$; 4 - $d/D = 0,171$, $S/D = 4,3$; 5 - $d/D = 0,107$, $S/D = 1,786$; 6 - $d/D = 0,0857$, $S/D = 1,786$; 7 - $d/D = 0,0714$, $S/D = 1,786$; 8 - гладкая труба.

Теплообмен. Проведенные исследования по теплоотдаче в гладкой трубе показали, что опытные значения чисел Nu_0 для ламинарного течения трансформаторного масла удовлетворительно совпадали со значениями, полученными по [262].

Анализ результатов опытов показал, что вклад свободной конвекции в теплообмен мал вследствие высокой вязкости масла и малого диаметра трубы. На рис. 2.7 показано изменение коэффициента теплоотдачи α , представленное в виде зависимости $Nu = f(Re)$. Из рисунка видно, что увеличение числа Nu при течении масла в трубах с вставками из проволоочных спиралей по сравнению с гладкой трубой достигало 200-450% в зависимости от геометрических характеристик спиралей.

Увеличение коэффициента теплоотдачи в трубах с вставками в 2-4,5 раза в зависимости от геометрических параметров нельзя объяснить увеличением площади теплообменной поверхности, которое не превышало 10-60% по сравнению с гладкой трубой.

Было установлено, что для всех исследованных труб с проволочными вставками $Nu \sim Re^{0,7}$, т.е. влияние числа Нуссельта на теплообмен оказывается близким турбулентному режиму и практически совпадает с его влиянием на теплообмен для труб с поперечной накаткой. С уменьшением чисел $Re < 100$ интенсивность теплообмена постепенно приближалась к теплоотдаче в гладкой трубе. Например, для трубы с вставкой № 7 при $Re = 100$ теплоотдача в ней одинакова с интенсивностью теплообмена в гладкой трубе.

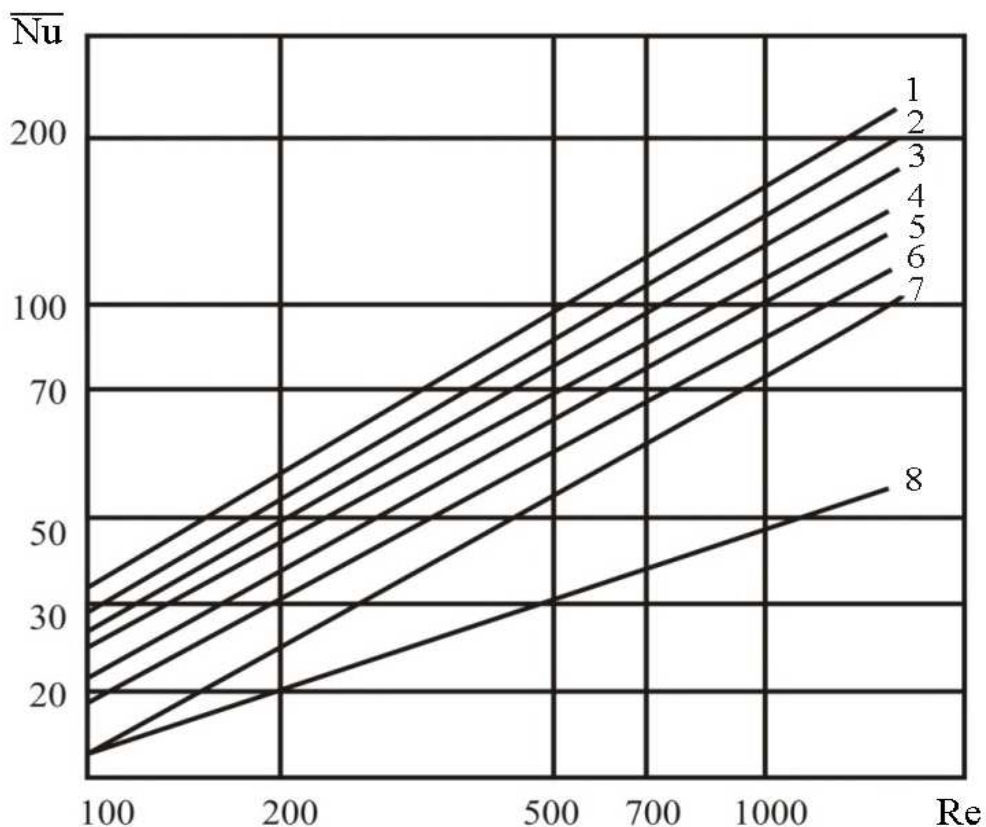


Рис. 2.7. Влияние числа Рейнольдса на теплообмен в трубах с проволочными вставками: обозначения те же, что на рис. 2.6.

Заметное влияние на теплообмен оказывал относительный диаметр проволоки спирали. Было получено, что $Nu \sim (d/D)^{0,72}$. С ростом значений d/D интенсивность теплообмена увеличивалась. На теплообмен существенное влияние оказывал и относительный шаг проволочной опирали S/D . Анализ полученных результатов показал, что увеличение S/D приводило к ухудшению теплообмена. Было установлено, что $Nu \sim (9 - S/D)^{0,5}$.

Для применения в расчетной практике было получено обобщающее уравнение:

$$\text{Nu} = 0,23 \text{Re}^{0,7} \text{Pr}^{0,35} (d/D)^{0,7} (9 - S/D)^{0,5}. \quad (2.5)$$

Расхождение опытных и расчетных данных не превышало 12%. Область применения зависимости (2.5): $\text{Re} = 80-1200$; $S/D = 0,71-4,3$; $d/D = 0,714-0,171$.

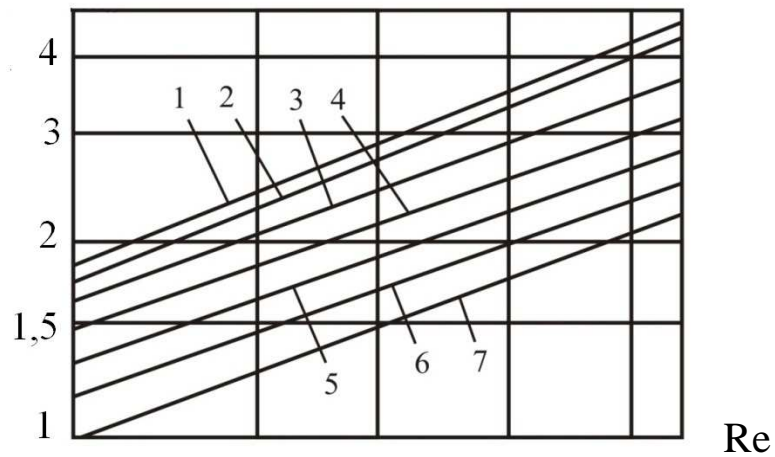
Теплогидравлическая эффективность. Для оценки общей теплогидравлической эффективности проволочных спиральных вставок результаты исследований были обработаны в виде (1.2). Зависимость (1.2) позволяет определить наиболее предпочтительную область применения проволочных спиралей по числу Рейнольдса, найти оптимальные геометрические характеристики и оценить их эффективность.

Установлено, что для всех исследованных труб темп роста гидравлического сопротивления превалировал над темпом роста интенсивности теплообмена. Этот вывод подтверждается и авторами [314, 339]. В результате при увеличении числа Re коэффициент гидравлического сопротивления возрастает быстрее, чем теплоотдача (рис. 2.8 и 2.9).

Таким образом, на основании проведенных исследований для интенсификации конвективного теплообмена при ламинарном течении вязкой жидкости можно рекомендовать проволочные спиральные вставки, если имеется запас мощности нагнетателей. Целесообразнее использовать их для значений чисел $\text{Re} < \text{Re}^*$, так как в этом случае теплогидродинамическая эффективность близка к единице.

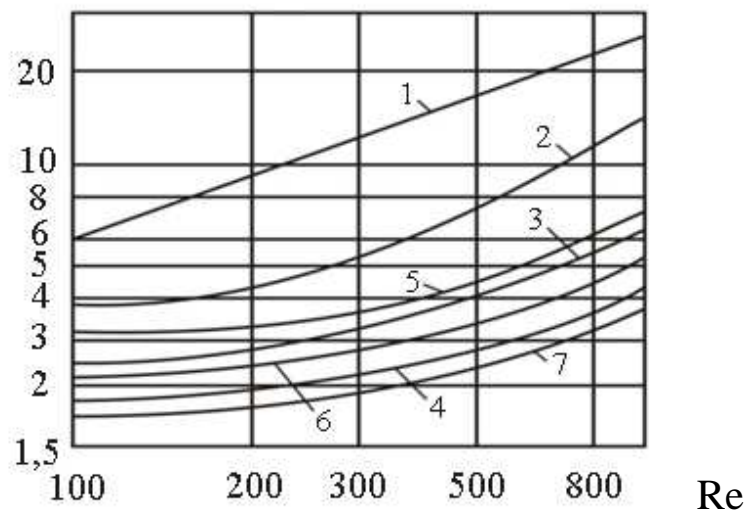
Проволочные спиральные вставки сравнительно несложно установить в существующие на ТЭЦ маслоохладители и мазуто-подогреватели, тем более что гидравлическое сопротивление теплообменников составляет небольшую долю от общего сопротивления системы.

$$\frac{\overline{Nu}}{\overline{Nu}_0}$$



а)

$$\xi/\xi_0$$



б)

Рис. 2.8. Зависимости интенсификации теплообмена и роста гидравлического сопротивления в трубах с проволочными вставками от Re : а - интенсификация теплообмена; б - изменение гидравлического сопротивления; остальные обозначения те же, что на рис. 2.6.

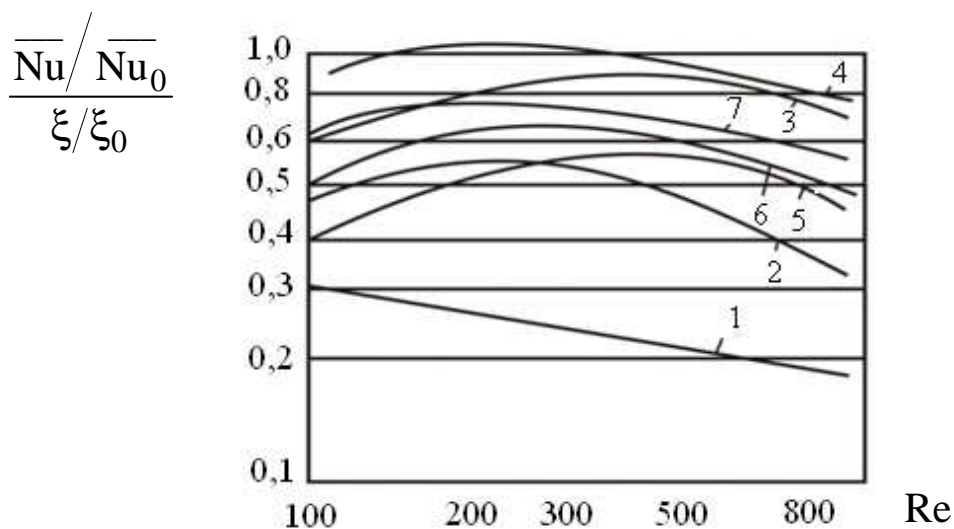


Рис. 2.9. Теплогидродинамическая эффективность интенсификации теплообмена при течении жидкости в трубах с проволочными вставками; обозначения те же, что на рис. 2.6.

2.3. Каналы с поперечной дискретной шероховатостью

Из трех рассматриваемых способов интенсификации теплообмена при ламинарном течении вязких ньютоновских жидкостей наиболее исследовано использование поперечных кольцеобразных выступов, хотя под этим не следует понимать полное физическое представление происходящих процессов, наличие достаточно большого набора экспериментальных данных и т. п. Традиционно методы интенсификации посредством поперечной шероховатости применялись для турбулентного режима течения и реже для переходного.

В связи с этим выполнены экспериментальные исследования теплообмена и гидродинамики при неизотермическом течении каплярной жидкости (трансформаторного масла) в трубах с поперечными кольцевыми выступами в интервале изменения чисел $Re = 10-3000$ [142, 143, 306]. Геометрические характеристики испытуемых образцов приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3

Геометрические характеристики труб с искусственной поперечной периодической шероховатостью

Внутренний диаметр трубы D , м	Длина трубы l , м	Относительный шаг (период) накатки S/D
		0,33
0,018	1,2	0,66
		1,22
		1,66
		1,94

Опытные данные были обобщены в виде зависимостей:

$$\text{Nu}/\text{Pr}^{0,43} = f(\text{Re}); \text{Nu}/\text{Nu}_0 = f(S/D); \xi = f(\text{Re}). \quad (2.6)$$

Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с данными [116], что говорит о надежной работе установки, правильности выбранной методики и достоверности результатов.

Теплоотдача. На рис. 2.10 приведены данные исследований по осредненной по длине трубы теплоотдаче для накатанной и гладкой поверхности в зависимости от числа $\text{Re} = 10-3000$; число Pr менялось в интервале от 190 до 310. Для всех труб с различным относительным шагом накатки можно выделить три зоны теплообмена, где меняются закономерности процесса теплоотдачи. Зона ламинарного режима ограничена сверху значением $\text{Re} = 100$; в этой зоне интенсивность теплоотдачи практически совпадает с теплоотдачей в гладкой трубе. При значении $\text{Re} > 100$ наступает зона неустойчивого теплообмена, в которой интенсивность теплообмена сильно зависит от начальных условий: температуры жидкости на входе в трубу, начальных случайных возмущений и др. Это особенно характерно для трубы с $S/D = 1,22$, где при одном и том же значении числа $\text{Re} = 300$

колебания отношения $Nu/Pr^{0,43}$ достигают 1,7-5,5. Эта зона требует дальнейшего тщательного изучения. При $400 < Re < 1000$ в зависимости от отношения S/D появляется зона резкого увеличения интенсивности теплоотдачи, в которой зависимость $Nu/Pr^{0,43} = f(Re)$ имеет более крутой характер, чем для гладкой трубы в области перехода и в турбулентной области.

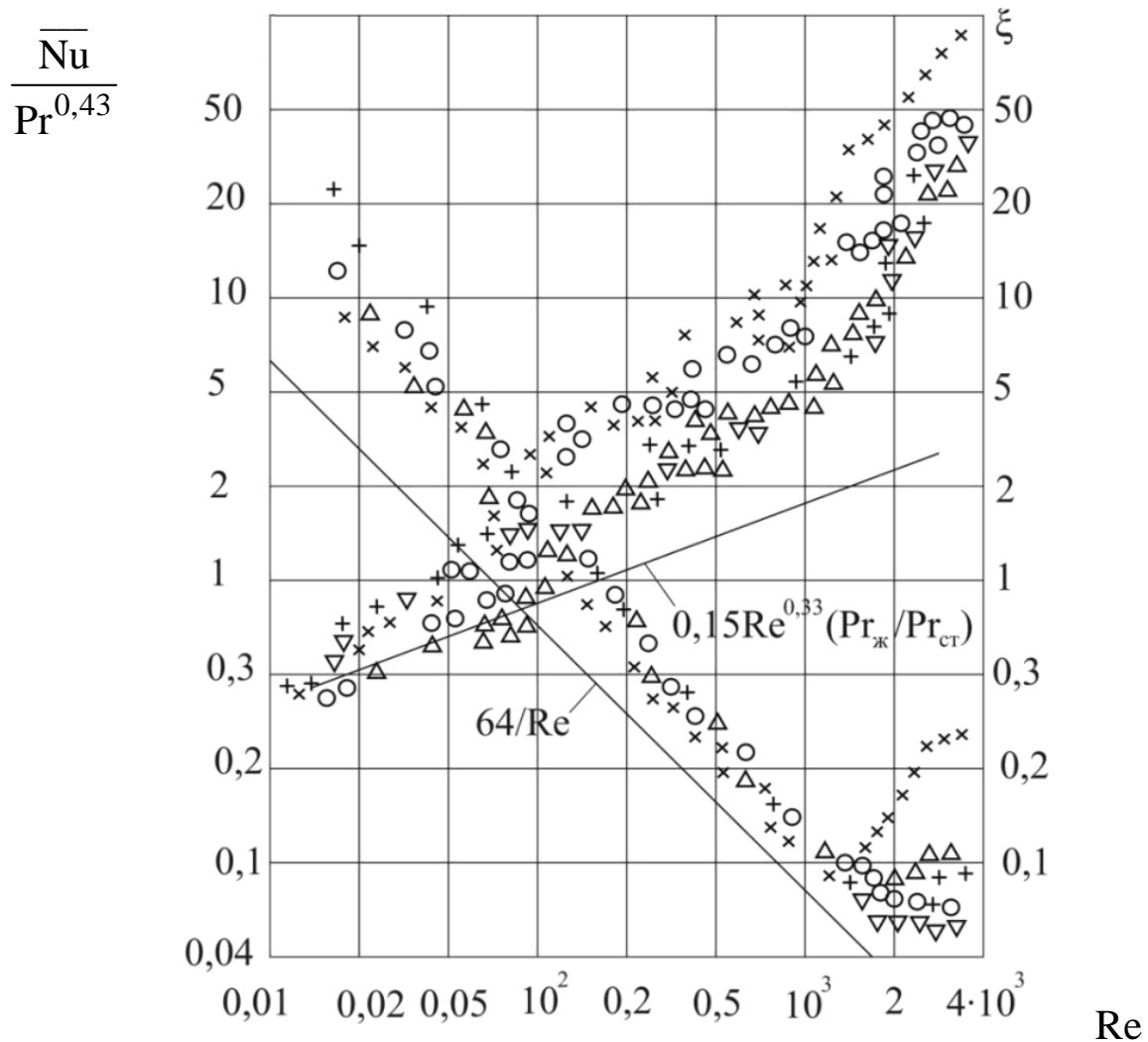


Рис. 2.10. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при течении трансформаторного масла в трубах с кольцевыми выступами: O - $S/D = 0,33$; x - $S/D = 0,66$; ▲ - $S/D = 1,22$; ▲ - $S/D = 1,66$; + - $S/D = 1,94$.

$$\frac{\overline{Nu}}{\overline{Nu}_0}$$

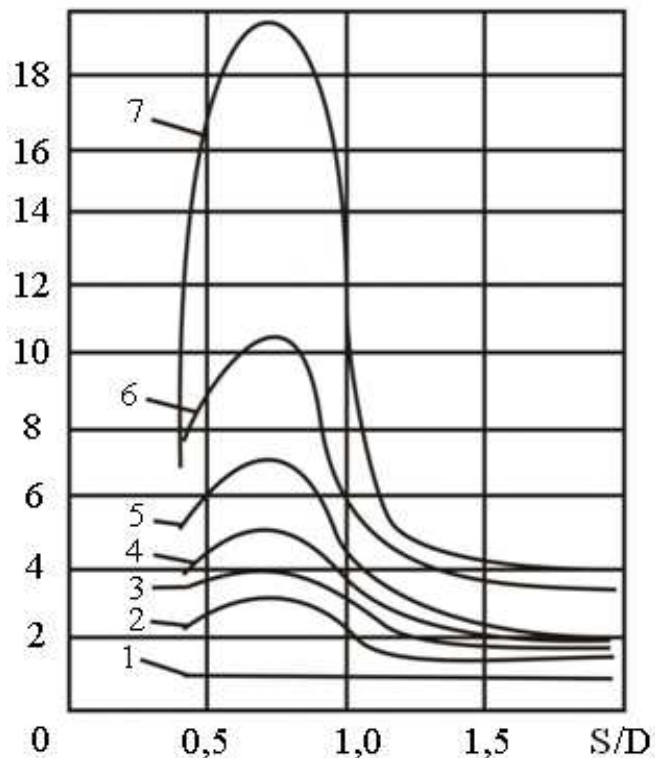


Рис. 2.11. Влияние шага накатки выступов на интенсификацию теплоотдачи: 1 - $Re = 10$; 2 - $Re = 100$; 3 - $Re = 250$; 4 - $Re = 500$; 5 - $Re = 1000$; 6 - $Re = 1200$; 7 - $Re = 1500$.

На рис. 2.11 показана зависимость эффекта интенсификации от отношения S/D при различных значениях числа Re . Можно отметить, что для $d/D = 0,92$ наибольший эффект достигается при $S/D = 0,66$ для всех значений числа Re . По сравнению с ламинарным режимом в гладкой трубе при $Re = 1500$ степень интенсификации в трубе с накаткой возрастает примерно в 20 раз. Следует отметить, что чем ближе Re к значению Re^* для гладкой трубы, тем больше степень интенсификации в трубе с накаткой ($S/D = 0,66$): $Nu/Nu_0 = 24,8$ при $Re = 2000$; $Nu/Nu_0 = 5,2$ при $Re = 500$; $Nu/Nu_0 = 3,13$ при $Re = 100$. С ростом шага накатки $S/D > 0,66$ степень интенсификации падает, а при $S/D = 1,22-1,94$ мало зависит от значения S/D . Это подтверждается авторами [116].

Сравнение гидродинамических сопротивлений в гладкой и накатанной трубах показывает, что темп роста коэффициента гидравлического сопротивления в трубе с накаткой увеличивается с уменьшением числа Re при ламинарном режиме; при $Re = 1600-1800$ картина меняется: коэффициент сопротивления начинает несколько возрастать с повышением Re , что соответствует переходному

режиму. Следовательно, можно считать, что произошел сдвиг Re^* в меньшую сторону с 2300 до 1600 в зависимости от S/D .

На рис. 2.12 представлены сравнительные результаты опытов для труб с накаткой и расчетов для гладких труб по теплообмену и гидравлическому сопротивлению в зависимости от Re . Видно, что с ростом числа Re в трубах с накаткой интенсивность теплообмена падает и для некоторых труб при $Re = (4-5)10^5$ практически сравнивается с эффективностью теплообмена в гладкой трубе. Это характерно для всех труб с кольцевыми выступами. Из рис. 2.13 следует, что наибольшая интенсификация процесса теплообмена по сравнению с гладкой трубой достигается в ламинарной области: Nu увеличивается в 3,5 раза и выше. Поэтому ламинарная область наиболее перспективна с точки зрения интенсификации теплообмена с помощью искусственной шероховатости.

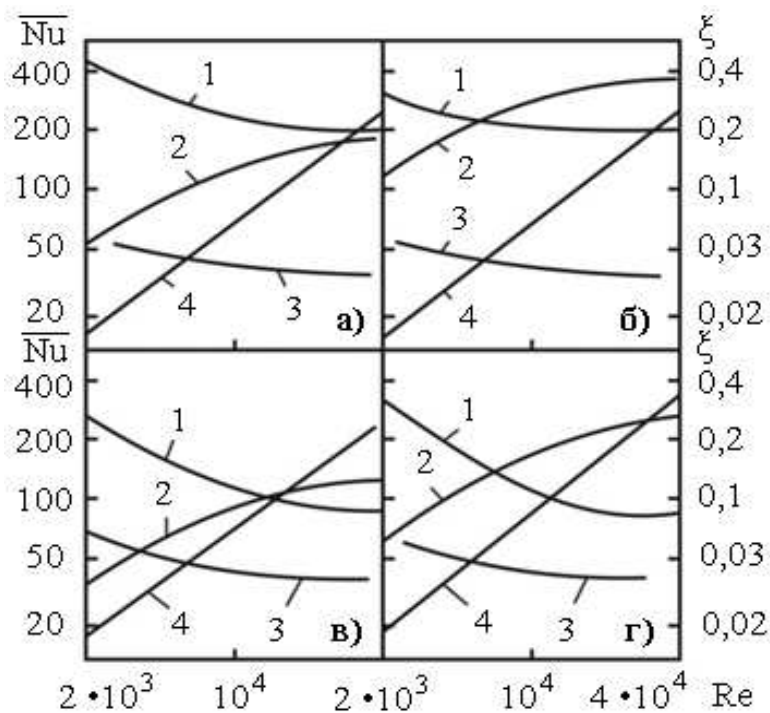


Рис. 2.12. Зависимости значений Nu и ξ от Re в трубах с различным шагом накатки: а - $S/D = 0,33$; б - $S/D = 0,66$; в - $S/D = 1,22$; г - $S/D = 1,66$; 1 - опытные значения $\xi = f(Re)$; 2 - то же $Nu = f(Re)$; 3 - расчетные значения $\xi_0 = f(Re)$ для гладких труб; 4 - то же $Nu = f(Re)$.

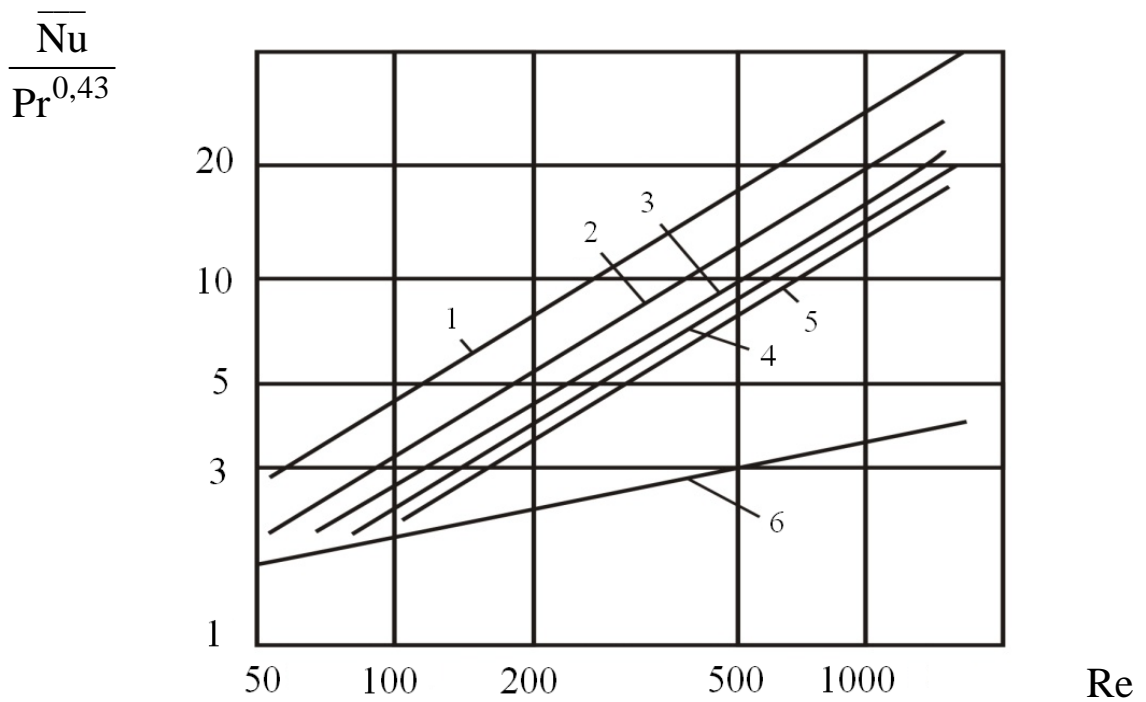


Рис. 2.13. Зависимость теплообмена от числа Рейнольдса при течении трансформаторного масла в трубах с кольцевыми выступами при $d/D = 0,92$: 1 - $S/D = 0,66$; 2 - $S/D = 0,33$; 3 - $S/D = 1,22$; 4 - $S/D = 1,66$; 5 - $S/D = 1,94$; 6 - гладкая труба.

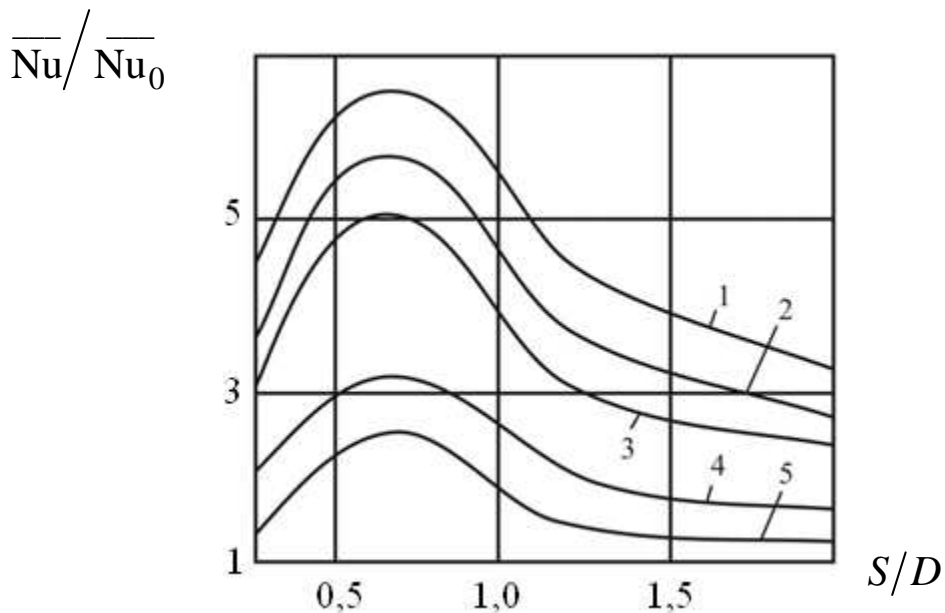


Рис. 2.14. Влияние относительного шага накатки на интенсивность теплообмена: 1 - $Re = 1000$; 2 - $Re = 700$; 3 - $Re = 500$; 4 - $Re = 200$; 5 - $Re = 100$.

Как следует из результатов опытов, степень интенсификации зависит от относительного шага накатки кольцевых выступов (рис. 2.14). Наибольшая степень интенсификации отмечена при $S/D = 0,66$. С уменьшением относительного шага накатки или с его ростом степень интенсификации снижается, а при $S/D = 1,22$ наблюдается резкое снижение Nu/Nu_0 для всех чисел Рейнольдса. Например, при $Re = 2400$ степень интенсификации для $S/D = 0,33; 0,66; 1,22; 1,66; 1,94$ менялась следующим образом: соответственно $Nu = 60; 141; 58; 79; 72$ и $Nu/Nu_0 = 2,69; 6,7; 2,7; 3,87; 3,5$.

Анализ результатов опытов показал, что закономерность влияния режима течения на коэффициент гидравлического сопротивления для интенсифицированных труб такая же, как для гладких. В переходной области при $Re < 10^4$ коэффициент сопротивления снижается с уменьшением Re , а при $Re > 10^4$ изменение числа Рейнольдса мало влияет на ξ . Степень изменения гидравлического сопротивления в турбулентной области практически мало меняется, а в переходной области при $Re < 10^4$ наблюдается ее значительный рост с уменьшением Re , особенно для труб с относительным шагом накатки $S/D > 1,22$. Установлено, что шаг накатки кольцевых выступов оказывает значительное влияние на степень повышения гидравлического сопротивления (рис. 2.15): чем меньше S/D , тем выше ξ/ξ_0 при одном и том же значении числа Рейнольдса. В трубах с $S/D = 1,66$ при всех значениях Re отмечено минимальное значение ξ/ξ_0 для всех исследуемых труб. В трубе с $S/D = 1,94$ отношение ξ/ξ_0 вновь начинает расти.

Было выявлено, что для всех исследованных труб с накаткой число Нуссельта $Nu \sim Re^{0,72}$, т. е. влияние Re на теплообмен оказалось близким турбулентному режиму [306].

Следует отметить, что с уменьшением чисел Re интенсификация теплообмена снижалась и наступал такой момент, когда Nu/Nu_0 или даже интенсивность теплообмена в накатанных трубах становилась меньше, чем в гладкой трубе.

Образующаяся при этом режиме малоподвижная прослойка жидкости между выступами увеличивала термическое сопротивление и, следовательно, снижала по сравнению с гладкой трубой интенсивность теплоотдачи. Это явление совпадает с данными других авторов [116]. Анализ результатов исследований показал, что относительный шаг накатки S/D оказывает значительное влияние на интенсивность теплообмена (рис. 2.15). Наилучший эффект

достигается при $S/D = 0,66$ ($S = 12$ мм). Установлено, что $Nu \sim (S/D)^{0,6} \exp(1 - S/D)$. С уменьшением относительного шага накатки или его ростом степень интенсификации снижается для всех значений чисел Re , т. е. наблюдается максимум Nu/Nu_0 .

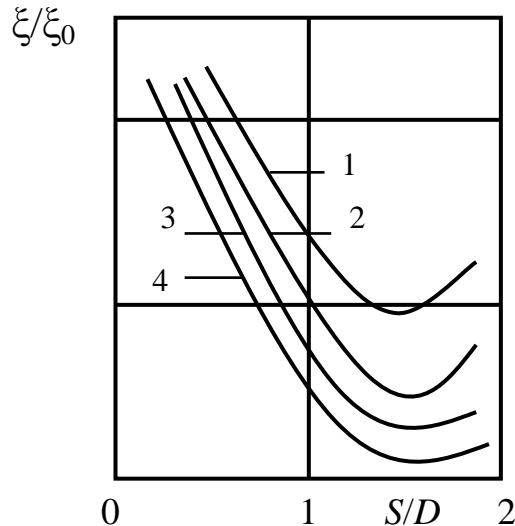


Рис. 2.15. Зависимости ξ/ξ_0 от S/D при различных числах Re :
 1 - $Re = 3 \cdot 10^3$; 2 - $Re = 5 \cdot 10^3$; 3 - $Re = 10^4$; 4 - $Re = (3-4) \cdot 10^4$.

Существенное влияние на теплообмен оказывает относительная высота выступов d/D . Было установлено, что $Nu \sim (d/D)^{-1,93}$. Окончательно получено расчетное обобщающее уравнение для определения коэффициента теплоотдачи [64]:

$$Nu = 0,145 Re^{0,72} Pr^{0,33} (S/D)^{0,6} \exp(1 - S/D) (d/D)^{-1,93}. \quad (2.7)$$

Погрешность расчета по данному выражению составляет $\pm 12\%$.

ГЛАВА 3

ДИСКРЕТНО-ШЕРОХОВАТЫЕ КАНАЛЫ (ДШК) ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

3.1. Дискретно-шероховатые поверхности теплообмена

Понятие «дискретно-шероховатые» применительно к каналам и трубам или поверхностям теплообмена в настоящее время прочно вошло в терминологию теплотехнических разработок [25, 62, 159]. Обычно к дискретно-шероховатым относят каналы и трубы с различного рода выступами на внутренней поверхности. Это чаще всего:

1) винтовые одно- и многозаходные плавно очерченные выступы (рис. 3.1), получаемые по широко известной технологии с помощью накатных роликов или дисков;

2) трубы со спирально-винтовой проволочной вставкой (рис. 3.2);

3) поперечные, периодически расположенные, плавно очерченные выступы (рис. 3.3), получаемые с помощью роликов или дисков;

4) поперечные, периодически расположенные, прямоугольного и квадратного сечения вставки (рис. 3.4);

5) каналы и трубы с внутренней резьбой.

Общеизвестно, что интенсификация теплообмена в трубах с помощью выступов, образованных за счет кольцевой и винтовой накаток, обладает рядом преимуществ по сравнению с другими конструкциями интенсификаторов:

а) канавки, образующиеся на наружной поверхности трубы при накатке выступов, интенсифицируют теплообмен и на наружной поверхности;

б) технология накатки проста;

в) существующая технология сборки кожухотрубчатых теплообменников целиком применима для накатанных труб.

Ввиду высокой эффективности и технологичности конструкции интенсификаторов теплообмена типов 1) – 3) в дальнейшем будут взяты за базовые.

К каналам с дискретной шероховатостью также относят [217, 219]:

б) каналы с внутренним одно- и многозаходным винтовым пристенным оребрением (рис. 3.5);

7) спирально-профилированные трубы (рис. 3.6);

8) каналы с пластинчатыми спиральными вставками (рис. 3.7);

9) трубы со спиральной треугольной накаткой (рис. 3.8). Как показано далее, математические модели и методики расчета позволяют исследовать и другие формы дискретно-шероховатых поверхностей теплообмена, в частности, типа рис. 3.4 - 3.9.

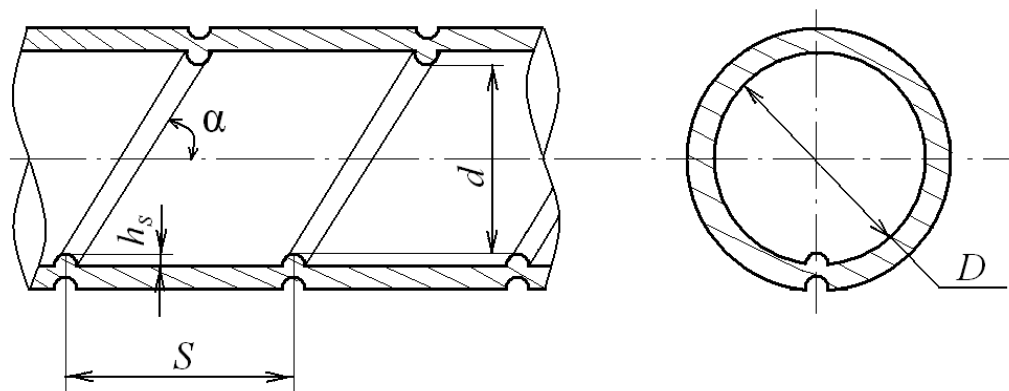


Рис. 3.1. Общий вид трубы с винтовой накаткой.

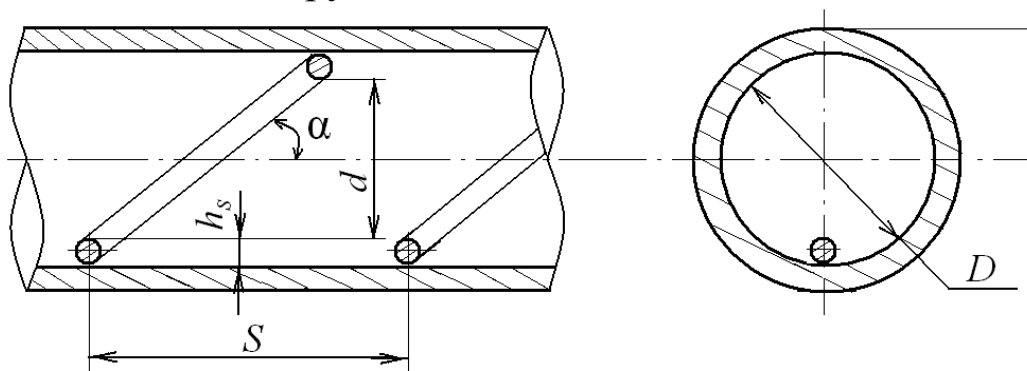


Рис. 3.2. Труба со спирально-винтовыми проволочными вставками.

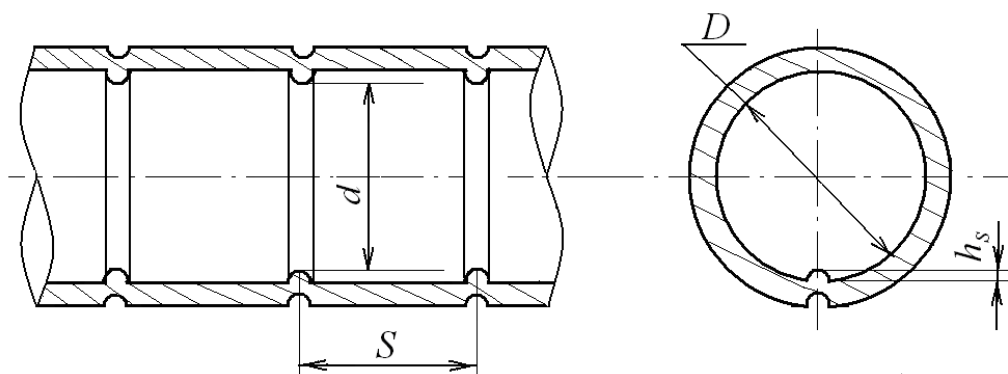


Рис. 3.3. Труба с поперечной кольцевой накаткой.

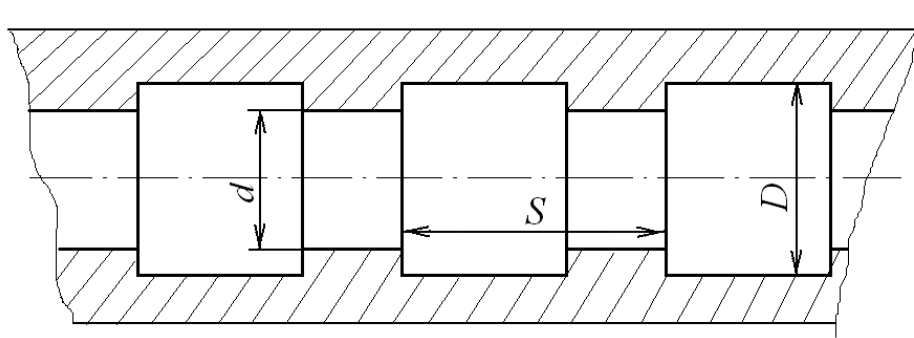


Рис. 3.4. Канал с поперечным прямоугольным (квадратным) оребрением.

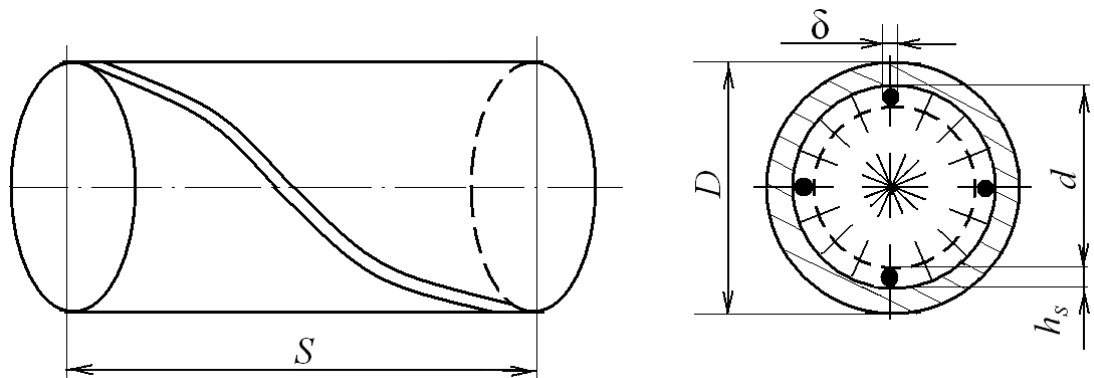


Рис. 3.5. Общий вид канала с внутренним одно- или многозаходным винтовым оребрением.

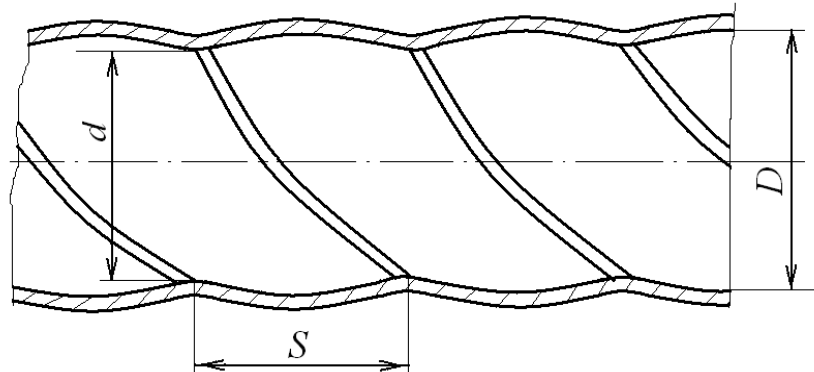


Рис. 3.6. Общий вид спирально-профилированной трубы.

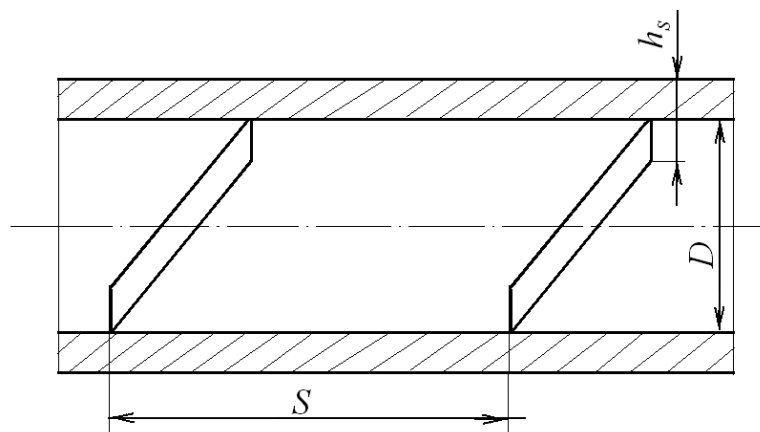


Рис. 3.7. Общий вид трубы с пластинчатой спиральной вставкой.

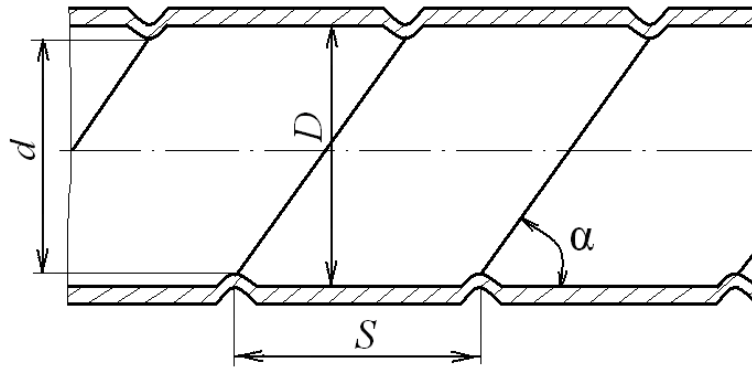


Рис. 3.8. Труба со спиральной треугольной накаткой.

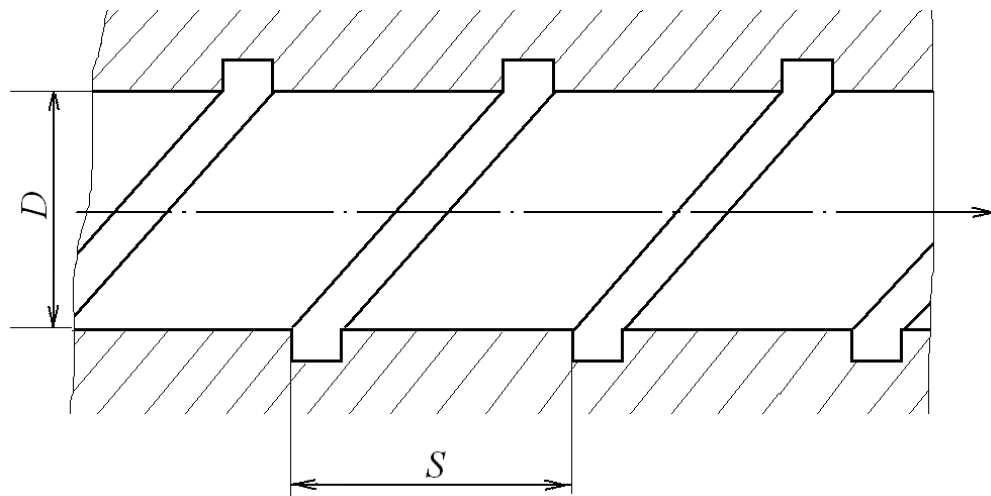


Рис. 3.9. Труба с одно- и многозаходными прямоугольными или квадратными канавками.

В [36, 276] отмечена высокая эффективность многозаходных прямоугольных канавок на внутренних поверхностях труб (рис. 3.9), технология получения которых основана на электрохимической обработке. Разработанные модели и методики позволяют исследовать и такие интенсифицированные поверхности.

Достаточно часто возникает необходимость интенсификации теплообмена в коаксиальных каналах. В этих случаях также могут быть использованы самые различные конструкции интенсификаторов, например, проволочное оребрение внутренней поверхности коаксиального канала (рис. 3.10) и т. п. Все эти конструкции могут быть исследованы в рамках моделей, описанных далее.

Таким образом, в дальнейшем под дискретной шероховатостью будем понимать любой формы (в поперечном и продольном

сечениях) выступы или впадины на поверхности теплообмена, высота или глубина которых соизмерима с пристенными слоями жидкости.

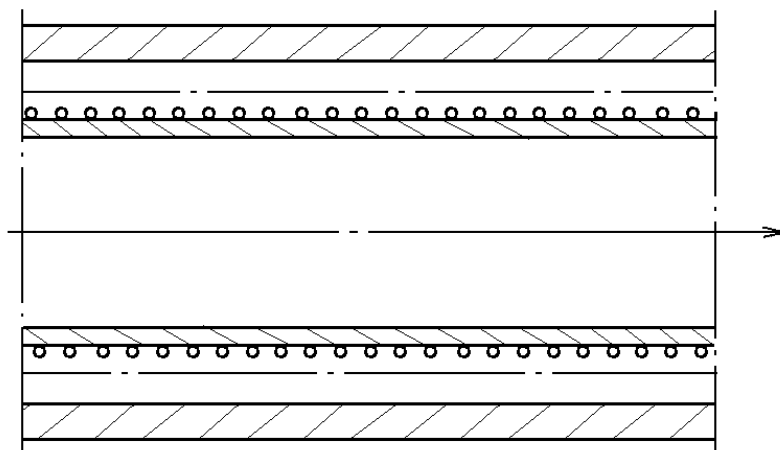


Рис. 3.10. Коаксиальный канал с проволочным спиральным оребрением внутренней поверхности.

3.2. Каналы со сплошной шероховатостью стенки

Искусственная шероховатость поверхности создается путем нарезки, штамповки, накатки, навивки проволоки и другими методами. Она может быть сплошной (бугорки шероховатости покрывают всю поверхность) или дискретной. Интенсификация теплообмена посредством шероховатости в общем случае происходит за счет более раннего перехода от ламинарного течения к турбулентному по сравнению с гладкой стенкой, турбулизации пристенного слоя жидкости и увеличения поверхности теплообмена относительно гладкой [96, 116, 217]. Турбулентные возмущения потока, генерируемые шероховатостью, одновременно с улучшением теплообмена повышают гидросопротивление. Определяющее влияние на теплообмен и трение оказывает соотношение высоты шероховатости и толщины вязкого подслоя, форма бугорков также относится к ряду характеристик шероховатости, проявляющихся в процессах переноса. Для характеристики точечной шероховатости поверхности (например, конических выступов, расположенных в отдельных точках поверхности теплообмена) важны: концентрация – число элементов шероховатости на единичной площади поверхности; коэффициент увеличения поверхности ϕ – отношение площади поверхности одного погонного метра шероховатой трубы к площади поверхности гладкой трубы, внутренний диаметр которой одинаков с

диаметром окружности оснований бугорков шероховатости в шероховатой трубе. Указанные характеристики совместно с числом Рейнольдса потока влияют на течение и теплообмен около шероховатой стенки [9]. Термическое сопротивление потока теплоносителя в основном сосредоточено в области ламинарного подслоя, поэтому с точки зрения физического механизма процесса теплообмена около шероховатой поверхности главное значение имеет величина отношения высоты шероховатости к толщине вязкого подслоя h/δ_1 . Влияние последней величины на течение и теплообмен изменяется в зависимости от числа Рейнольдса.

Шероховатость может существенно увеличить поверхность (в 2 раза и более по сравнению с гладкой). Шероховатость способна значительно интенсифицировать теплообмен (в 3 раза и более) при умеренном росте сопротивления. Интенсификация теплообмена возможна как при течении в трубах, так и при поперечном обтекании пучка труб. Так, в трубе диаметром 0,0167 м с резьбой круглого профиля глубиной 0,000805 м, шагом 0,001517 м в опытах на воде наблюдалось увеличение теплоотдачи в 2,2 раза при росте гидросопротивления в 1,9 раза.

Анализ результатов экспериментального изучения теплоотдачи в шероховатых трубах, неровность поверхности которых обеспечивалась нарезкой полного или усеченного профиля метрической резьбы достаточным диапазоном изменения шага 0,0003-0,002 м позволил сделать следующие выводы. В исследованном диапазоне шероховатостей форма выступов и относительная шероховатость не влияют на теплообмен, определяющее значение имеет величина поверхности шероховатости. Теплоотдача и сопротивление увеличиваются пропорционально поверхности

$$\text{Nu} = 0,0045\varphi \text{Re}^{0,92}; \quad (3.1)$$

следовательно, необходимо использовать шероховатые поверхности с большими коэффициентами увеличения поверхности.

Оценка эффективности шероховатых поверхностей с точечными выступами на основе энергетического коэффициента показала, что наибольшей эффективностью обладают поверхности с круглыми коническими выступами.

При вынужденном течении однофазной среды шероховатость стенки может обеспечить предельное увеличение теплоотдачи примерно в 4 раза (по сравнению с гладкой поверхностью), соответствующее возрастание гидросопротивления может достигать величины, в 58 раз превышающей уровень для гладкой стенки. Однако существуют эффективные формы шероховатости для поверхностей теплообмена, улучшающие технико-экономические показатели теплообменников, что подтверждается серийным производством за рубежом и опытным изготовлением в РФ шероховатых труб для теплообменного оборудования. Использование шероховатости для интенсификации теплообмена целесообразно при течении в каналах, пучках труб и внешнем обтекании тел.

Сплошная шероховатость наружной и внутренней поверхностей трубы эффективна для повышения теплообмена в парогенераторах ПТУ и ядерных реакторов. В целях стимулирования теплообмена этот вид шероховатости может оказаться полезным и во многих других случаях. Для интенсификации теплообмена при поперечном обтекании тесных пучков труб технически целесообразно в потоке жидкости большой вязкости использовать шероховатость высотой $h = 0,4-0,8$ мм, в потоке воздуха – высотой $h = 0,8-2$ мм. Теплообмен может возрасти как за счет более раннего перехода к турбулентному режиму в пограничном слое, так и под влиянием турбулизации пристенной зоны турбулентного пограничного слоя. Например, при относительной высоте шероховатости $h/\delta_1 = 17 \cdot 10^3$ в пограничном слое существенно ускоряется переход от ламинарного к турбулентному обтеканию труб. Критическое число Рейнольдса снижается до $2,5 \cdot 10^4$ по сравнению с $Re = 2 \cdot 10^5$, характерным для гладкой стенки, что интенсифицирует теплообмен на 50% (по сравнению с гладкими трубами). При обтекании пучка труб потоком с докритическими числами Рейнольдса незначительная шероховатость не влияет на перенос тепла [96].

Формулы для расчета теплоотдачи и падения давления в шероховатых пучках в зависимости от относительной шероховатости труб даны в [96].

Реальные трубы, применяемые в теплообменном оборудовании, имеют естественную шероховатость, обусловленную технологией производства труб и условиями их эксплуатации. При расчете теплообмена и трения в таких трубах их, как правило, нельзя рассматривать как гидравлически гладкие, необходимо учитывать

влияние шероховатости на переносные свойства потока в трубе. В диапазоне умеренных чисел Рейнольдса (менее 10^5) определение теплоотдачи в трубах возможно на основе уравнений подобия вида $Nu = f(Re; Pr; \varepsilon)$, где ε – коэффициент сопротивления для технических труб [64], его можно определить по эмпирической формуле Хаузена [336] или с помощью понятия эквивалентной шероховатости.

Повышение теплообмена за счет естественной шероховатости, вероятно, объясняет частое совпадение уровня теплообмена в трубах действующих промышленных теплообменников с результатами расчета теплообмена в этих трубах по формулам для чистых гладких труб. Возможно, влияние шероховатости стенки, увеличивающее теплообмен, и влияние термического сопротивления загрязнений стенки, снижающее теплообмен, взаимно компенсируются [217].

Для продольного межтрубного обтекания тесных пучков влияние шероховатости труб на теплообмен и потери давления аналогично проявлению шероховатости при течении в трубах (при условии использования в формулах для труб эквивалентного диаметра пучка). Шероховатость может обеспечить существенную интенсификацию теплообмена в межтрубном потоке. При больших числах Рейнольдса (больше 10^5), когда интенсивность турбулентности в потоке высока, дополнительная турбулизация потока шероховатостью стенки относительно незначительна. Влияние формы и высоты бугорков шероховатости на гидросопротивление и теплообмен в трубе практически исчезает. Теплообмен и сопротивление зависят от φ .

Определение характеристик течения на плоской технически шероховатой поверхности возможно путем выявления общности его свойств с течением в шероховатой трубе.

Расчетные оценки, выполненные для течения в шероховатых трубах при умеренных и больших числах Рейнольдса, показывают, что по мере нарастания относительной высоты шероховатости увеличение теплоотдачи все более отстает от повышения гидросопротивления по сравнению с гладкой трубой. Сравнительная оценка тепловой эффективности сплошной и дискретной шероховатости приводит к следующему заключению: интенсификация теплоотдачи отдельными выступами (дискретными турбулизаторами пристенного слоя потока) до уровня, практически соответствующего сплошной шероховатости, достигается при существенно меньших потерях давления на гидросопротивление [96, 116, 217]. Следовательно, дискретная шероховатость в качестве

способа интенсификации теплообмена при разработке высокоэффективного теплообменного оборудования наиболее предпочтительна.

Дискретная шероховатость поверхности выполняется в форме отдельных точечных выступов, расположенных поперечно к потоку вдоль периметра поперечного сечения канала (или его части), форма выступов различна. Интенсификация теплоотдачи посредством дискретных выступов осуществляется за счет турбулизации и разрушения пристенной зоны турбулентного пограничного слоя. Увеличение теплообмена и гидросопротивления при этом зависит от высоты выступа h , точнее, от соотношения ее с толщинами пограничного слоя δ и вязкого подслоя δ_1 ; расстояния между выступами t или относительного шага t/h ; формы выступов и их взаиморасположения.

3.3. Каналы с поперечными кольцевыми выступами

Турбулентное течение теплоносителей, которому соответствует интенсивный «молярный» механизм переноса тепла, предпочтительнее ламинарного, поэтому широко реализуется в теплообменниках. Выбор рационального способа интенсификации теплообмена возможен только на основе анализа структуры и процессов переноса в турбулентном пограничном слое.

Экспериментально установлено, что турбулентная теплопроводность очень мала в пристенной области и резко возрастает за ее пределами, в пристенной области справедливо соотношение $\lambda \gg \lambda_r$, в ядре, наоборот: $\lambda \ll \lambda_r$. При фиксированном температурном напоре между потоком и стенкой, числе Рейнольдса и λ величина $q_{\text{д}}$ постоянна. Следовательно, для интенсификации теплоотдачи необходимо увеличить турбулентную теплопроводность в тонком пристенном слое жидкости за счет турбулизации пристенной области. Турбулизация течения в ядре потока нецелесообразна, так как турбулентная теплопроводность в ядре в несколько раз превышает ее уровень в пристенной области. Дальнейшее увеличение турбулентности потока в ядре практически не окажет влияния на величину теплового потока, однако значительно увеличит гидравлические потери. При условии технического осуществления турбулизации течения в тонком пристенном слое теплообмен между стенкой и теплоносителем

значительно возрастает для неизменных величин температурного напора и числа Рейнольдса основного течения, а потери давления увеличатся незначительно.

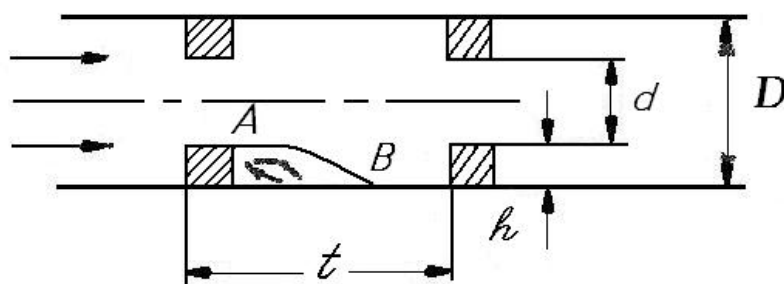


Рис. 3.11. Канал с поперечными кольцевыми выступами.

Простой способ реализации описанного принципа интенсификации теплообмена заключается в установке вдоль трубы ряда диафрагм (колец), за которыми в потоке образуются вихревые структуры (рис. 3.11) [9, 116]. Вихревая зона потребляет энергию осредненного движения основного потока и частично возвращает ее в поток, главным образом, в области прилежащей к диафрагме части границы вихря AB в виде кинетической энергии пульсационного движения, которая в форме крупных пульсаций скорости сносится основным потоком вдоль линий тока и диффундирует в стороны от них. Перемещаясь вниз по потоку, энергия крупных пульсаций скорости передается более мелким пульсациям, которые постепенно затухают, их кинетическая энергия переходит в тепло, т.е. происходит диссипация энергии. опытом установлено, что распространение пульсации поперек потока происходит сравнительно медленно. При достаточно малой высоте диафрагмы h за ней формируется небольшая отрывная зона течения теплоносителя (вихрь), граница которой с потоком (линия AB) расположена близко к стенке. Поэтому небольшой вихрь обеспечит усиление пульсации (пульсационное разрушение пристенной области), или увеличение турбулентной теплопроводности, в тонкой пристенной области; существенная интенсификация теплоотдачи произойдет при незначительном увеличении потерь давления. Диафрагмы целесообразно располагать на таких расстояниях друг от друга, чтобы кинетическая энергия пульсации от вихря предыдущей диафрагмы

успевала частично диссипировать на пути до следующей диафрагмы. В этом случае диффузия пульсации в ядро будет незначительна. Большая высота колец h энергетически невыгодна, она приводит к значительной и бесполезной с точки зрения интенсификации теплообмена турбулизации ядра и большим гидравлическим потерям.

Интенсификацию теплоотдачи можно осуществить аналогичным образом при помощи вихревого течения, образующегося в поперечной канавке на стенке трубы. Выступы и канавки в качестве турбулизаторов течения могут использоваться для интенсификации теплообмена на плоской поверхности, в кольцевых каналах и т.д.

Турбулизаторы, значительно изменяющие площадь поперечного сечения канала, энергетически нецелесообразны. Они могут обеспечивать интенсификацию теплообмена в 10 и более раз, т.е. существенно больше, чем турбулизаторы с малым гидросопротивлением, однако увеличение сопротивления при этом значительно опережает рост теплоотдачи. Турбулизаторы, интенсивно воздействующие на весь поток теплоносителя, можно применять в тех случаях, когда потери давления не ограничиваются.

Структура турбулентного потока газа в ДШК. Гидродинамическая картина течения в каналах с выступами весьма сложная и малоизученная. Экспериментальные исследования тонкой структуры потока в дискретно-шероховатых каналах малочисленны, информативно недостаточны и проведены, в основном, в каналах, отличающихся от реальных: с одиночными или относительно высокими выступами.

В работах [60, 61] приведены результаты исследования потока воздуха в шероховатой трубе диаметром 80 мм, длиной 520 мм с параметрами выступов: шагом $t = 64$ мм, квадратным поперечным сечением размером $h = 4$ мм и относительными размерами $t/h = 16$, $h/D = 0,05$ при $Re = 1,31 \cdot 10^5$. Координаты поперечных сечений потока x , в которых проводилось измерение характеристик течения, выбраны таким образом, чтобы исследование структуры потока выполнялось вне рециркуляционных зон течения за выступом и перед следующим по потоку выступом. Согласно работам [116, 217], длина каверны за выступом составляла $(6-8)h$, а перед следующим выступом – не более $2h$.

Анализ опытных профилей скоростей показывает, что на участке между двумя выступами (от точки присоединения до следующего

выступа) практически по всей толщине внутреннего пограничного слоя профиль скоростей близок к профилю скорости на гладкой пластине. На пути потока за выступом от сечения $x = 8h$ до сечения $11h$ проходит процесс быстрой релаксации внутреннего пограничного слоя к «стандартному» состоянию, соответствующему течению на плоской поверхности. Отрицательная величина отклонения значения скорости в тонкой пристенной зоне потока оправдана с гидродинамической точки зрения. Большая заполненность профиля скоростей в этой части потока по сравнению с гладкой стенкой соответствует большим градиентам скорости и повышенному трению на стенке шероховатого канала по сравнению с гладким.

Следовательно, за каждым выступом в трубе быстро формируется и стабилизируется обновленный пограничный слой, в котором после точки присоединения профиль скорости очень близок к профилю на пластине; полученные результаты совпадают с выводами многих работ, в том числе с новейшими исследованиями.

Кольцевой поперечный выступ в трубе относится к типу турбулизаторов, которые создают дополнительные турбулентные возмущения в потоке за счет изменения поперечного сечения канала (например, диск, перфорированный отверстиями). В таком турбулизаторе кинетическая энергия, накопленная при сужении потока (ускорении), трансформируется в турбулентные возмущения течения при внезапном расширении за турбулизатором. Однако одновременно с генерацией турбулентности поперечный выступ выполняет определенную роль в подавлении турбулентности в потоке. Поджатие (ускорение) потока на каверне перед выступом сильно влияет на затухание турбулентности, что можно оценить опытной формулой [300]:

$$K = Tu_{оп}/Tu_0 = 1/[1+0,6(\Pi-1)^{1,8}], \quad (3.2)$$

где $Tu_{оп}$, Tu_0 – турбулентность потока после и до его поджатия; $\Pi = f_n/f_{ж}$ – поджатие потока; f_n , $f_{ж}$ – проходное сечение турбулизатора и трубы. Формула (3.2) справедлива для $1 < \Pi < 9$.

По границе внутреннего пограничного слоя турбулентность Tu линейно нарастает за выступом до точки присоединения, затем линейно падает до следующего выступа, что приводит к установлению величины Tu , свойственной гладкой трубе, на

расстоянии $x = 43h$ за выступом. Результаты измерений величины Tu согласуются с опытами В.К. Мигая и Берглса.

Тепловая эффективность труб с внутренними выступами. Оценка тепловой эффективности труб с внутренними выступами на основе энергетического коэффициента продемонстрировала их превосходство над гладкими трубами.

При интенсификации теплоотдачи в трубах весьма эффективны низкие поперечные кольцевые выступы (рис. 3.12), наиболее просто получаемые накаткой [116]. Экспериментально обнаружено, что в области относительно малых чисел Рейнольдса и сравнительно больших относительных шагов выступа турбулизация потока приводит к выгодному соотношению между нарастанием теплообмена и увеличением сопротивления. Теоретически и опытным путем доказано, что возможно опережающее нарастание теплообмена по сравнению с увеличением гидросопротивления. Повышение числа Рейнольдса течения снижает положительный эффект интенсификации теплообмена. Объясняется это следующим. При увеличении числа Re термическое сопротивление потока сосредотачивается во все более тонкой пристенной зоне течения, турбулизация которой для интенсификации теплообмена на стенке целесообразна таким выступом, высота которого соизмерима с поперечным размером этой зоны потока. Выступ большей высоты внедряется в турбулентное ядро течения, где обтекание выступа с интенсивным вихреобразованием вносит большие возмущения в поток.

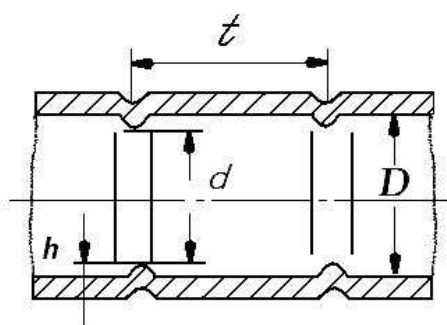


Рис. 3.12. Труба с кольцевыми накатками.

Следовательно, увеличение числа Рейнольдса приводит к ускоренному возрастанию профильного сопротивления выступа (и в целом гидросопротивления трубы) по сравнению с увеличением

теплообмена и к соответствующему снижению (или исчезновению) выигрыша или использования интенсификации теплообмена. Аналогичное явление возникает, когда при неизменном числе Рейнольдса увеличивается высота выступа. Профилирование выступа (выполнение более обтекаемой формы его поперечного сечения) уменьшает сопротивление формы, снижает гидросопротивление канала и повышает эффект применения интенсификации. Однако профилирование выступов осложняет технологию производства интенсифицированных труб. Форма выступа на теплообмен практически не влияет. Экспериментально показано, что для коэффициента сопротивления трубы с выступами может существовать автомодельность относительно числа Рейнольдса (особенно для острых, частых и высоких выступов), возможно нарастание или падение коэффициента сопротивления при увеличении числа Re .

Следует отметить определённые противоречия в опытных данных по количественному влиянию формы выступа на гидросопротивление. В работе [116] указано, что коэффициент сопротивления трубы с выступами при последовательном переходе от треугольного выступа через полукруглый и прямоугольный – к каплеобразному снижается на 24%. Однако при незначительном изменении технологии накатки выступа (при неизменной высоте и шаге выступов и малых изменениях их формы) ξ изменился на 25%. Авторы работы приходят к выводу, что различные экспериментальные результаты более или менее удовлетворительно обобщаются по теплообмену, по гидросопротивлению возможно выяснение только общих закономерностей, а количественное обобщение пока не исключено. В отношении количественного и качественного сопоставления можно дополнить, что потери давления при треугольных выступах в 1,4 раза больше, чем при каплеобразных, а при прямоугольных – в 1,33 раза больше, чем при полукруглых. В работе [96] сообщается, что потери давления при прямоугольных выступах максимальны.

Возрастание относительной высоты шероховатости h/D при неизменном относительном шаге t/h сопровождается увеличением теплоотдачи (по сравнению с гладкой трубой) только до некоторого предела, а затем рост теплообмена прекращается, возникает явление «насыщения» теплоотдачи. Это связано с тем, что высокие выступы создают турбулентные возмущения потока вдали от стенки, которые

мало влияют на процессы теплопереноса в пристенной зоне. Кроме того, при частых выступах между высокими выступами возникают малоинтенсивные застойные циркуляционные течения, не содействующие теплообмену потока со стенкой. Предельное увеличение теплоотдачи в трубе с выступами (в 3,8-4,3 раза по сравнению с гладкой трубой) получено в опытах при $d/D = 0,6$ и $t/h = 10$ (d – внутренний диаметр горла выступа) [116, 217].

Гидросопротивление трубы непрерывно увеличивается при возрастании высоты выступа и постоянном шаге выступов. При неизменной высоте выступа и увеличении шага падение давления в трубе уменьшается.

В области малых высот выступов темпы нарастания коэффициентов теплоотдачи гидросопротивления примерно одинаковы. Это обеспечивает возможность сокращения размеров теплообменных аппаратов, т.к. при одинаковом гидросопротивлении теплоотдача в трубе с выступами повышается на 25-40% по сравнению с гладкой трубой. Следовательно, низкие выступы весьма перспективны для интенсификации теплообмена. Оптимальная высота выступов в трубе находится в диапазоне $0,1 > 2h/D > 0,02$, а оптимальный шаг - в пределах $25 > t/h > 10$, при возрастании h/D оптимум перемещается в район больших t/h , что проверено экспериментально в области $Re = 10^4-10^5$. Для кольцевых каналов рекомендуется $h/d_3 = 0,01-0,03$, для плоских - $h/d_3 = 0,05-0,025$.

Рекомендуемый диапазон размеров выступов обеспечивает почти максимально возможный эффект интенсификации. Вероятно, некоторое улучшение теплогидравлических показателей выступов можно получить за счет увеличения ширины выступа по потоку l . Опыты В.К. Мигая с широкими выступами $l/h = 2-12$ в трубе показали, что при $l/h = 8-10$ гидросопротивление трубы наименьшее: $\varepsilon/\varepsilon_0 = \min$, а соотношение теплоотдачи и гидросопротивления – наибольшее: $Nu/\varepsilon = \max$, но графически экстремальные показатели в области $l/h = 4-12$ слабо выражены и соответствуют пологому графику. Кроме того, опыты выполнены в ограниченном интервале размеров выступов и режимных параметров потока ($d/D = 0,94-0,96$; $t/h = 9-12$; $Re = 3 \cdot 10^3-3 \cdot 10^4$), и поэтому результаты их не являются всеобъемлюще справедливыми.

Интенсификация теплообмена в трубах посредством накатки низких поперечных кольцевых выступов обладает следующими преимуществами:

а) канавки, образующиеся на наружной поверхности трубы при накатке выступов в трубе, интенсифицируют теплообмен в межтрубном потоке теплоносителя;

б) технология накатки проста и легко механизуется;

в) существующая технология сборки кожухотрубчатых теплообменников целиком применима для накатанных труб;

г) интенсификация теплообмена накаткой выступов (и канавок) применима в тесных пучках труб, где невозможно использование оребрения снаружи труб;

д) дискретная шероховатость поверхности особенно эффективна для интенсификации теплообмена при больших тепловых нагрузках, когда использование оребрения неэффективно;

е) этот способ интенсификации – относительно дешевый (стоимость накатки составляет лишь несколько процентов от стоимости гладкой трубы);

ж) способ не требует дополнительных затрат металла, например, по сравнению с интенсификацией ленточными закручивателями потока в гладкой трубе, которые увеличивают массу трубного пучка примерно на 15%.

С точки зрения практического использования низких выступов для интенсификации теплообмена очень важно, что в условиях эксплуатации различные отложения на стенках труб не снижают уровень теплообмена с течением времени, так как отложения повторяют первоначальный профиль канала. Часто загрязненные интенсифицированные трубы работают лучше грязных гладких.

Рассматриваемый способ интенсификации теплообмена в трубах может обеспечить достижение существенного экономического эффекта при использовании его в широкой области теплообменного оборудования: сетевых подогревателей, конденсаторах паровых турбин, регенеративных подогревателей, воздухоподогревателях (обращённых) с течением воздуха в трубах; в химической промышленности и др.

Интенсификация теплообмена в кольцевом канале с выступами на внутренней трубе перспективна, например, для газоохлаждаемых ядерных реакторов.

Повышение интенсивности теплообмена посредством поперечных выступов на стенках прямоугольного канала применяется в охлаждающих воздушных каналах турбинных лопаток современных высокотемпературных ПУ.

По результатам опытного исследования и некоторым другим работам можно полагать, что коэффициент теплоотдачи в зависимости от угла атаки выступа к потоку j изменяется по кривой с максимумом в области $j = 60^\circ$ в диапазоне $j = 45-90^\circ$.

Обширные исследования труб с накатанными поперечными выступами продолжены в работе [217]. Установлено, например, что использование таких труб в противоточном воздухоподогревателе ГТУ позволяет уменьшить поверхность теплообмена на 40-50%. Трубы с кольцевой накаткой в условиях конденсатора ГТУ загрязняются потоком воды меньше, чем гладкие, за счет более интенсивного тепломассообмена в пристенной зоне.

Фундаментальное изучение труб с поперечными выступами при турбулентном и переходном течении теплоносителей выполнено авторами [116]. Для указанных режимов опытным путем найдены предпочтительные параметры выступов d/D , t/D в зависимости от числа Рейнольдса потока. Экспериментально и теоретически подтверждено значительное снижение солеотложений из потока воды снаружи и внутри труб с накатанными выступами. В опытах получена существенная интенсификация теплообмена при конденсации пара на наружной поверхности таких труб, а также интенсификация теплоотдачи снаружи труб при поперечном обтекании трубного пучка однофазным потоком.

Исследовано в лабораторных условиях и находит промышленное применение достаточно большое количество способов интенсификации, основанных на использовании различных видов шероховатости. Получены расчетные формулы теплообмена и гидросопротивления для труб со сфероидальными элементами шероховатости. Длительное успешное промышленное испытание прошла керамическая интенсифицированная набивка РВП с полусферическими точечными выступами. Теплообмен и его зависимость от формы и расположения шероховатости для некоторых ее типов исследованы в работах А.К. Анисина, Ю.М. Метелкина, В.И. Евенко, В.П. Солнцева.

Шероховатость в поверхности рассматриваемого вида значительно интенсифицирует теплообмен не только при вынужденном течении однофазной среды, но и в условиях свободной конвекции (на 5-200%), при кипении жидкости и большом объеме, при конденсации в объеме пара, при конденсации и вынужденном

движении пара в трубах, в каналах котлов, а также в сочетании с другими способами интенсификации.

В работе [61] также обсуждаются результаты опытного исследования теплообмена, гидросопротивления и соотношения между ними для потока воздуха в трубах диаметром $D = 15$ мм (труба №1) и $D = 18$ мм (труба №2), длиной $l = 573$ мм с поперечными кольцевыми выступами, изготовленными из проволоки диаметром $h = 1,8$ мм. Параметры выступов: шаг $t = 45$ мм, $t/h = 25$, $2h/D = 0,24$ и $0,2$. Область режимов $Re = 3 \cdot 10^2 - 6 \cdot 10^3$.

Обобщение опытных результатов по теплоотдаче (линия a) и сопоставление их с известными экспериментальными данными показано на рис. 3.13.

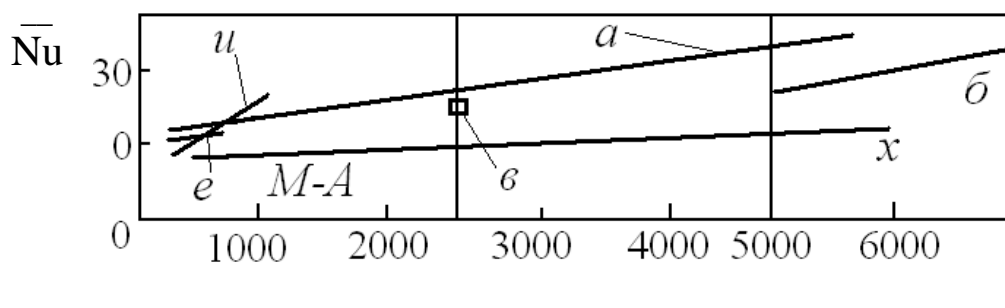


Рис. 3.13. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса для трубы с поперечными кольцевыми выступами.

Линия a аппроксимируется уравнением подобия:

$$Nu = cRe^{0,8}, \quad (3.3)$$

где интервалу $Re = 1500-6000$ соответствует $c = 0,048$ (точность аппроксимации опытных точек $\pm 12\%$), а в области $Re = 300-1500$ $c = 0,065$ (отклонение опытных данных от линии a не больше $\pm 15\%$). В настоящих опытах интенсивность теплоотдачи иногда снижалась до $0,45$ и возрастала до $11,4$ раза относительно уровня, соответствующего линии a при $Re < 4350$. Результаты опытов (рис. 3.13, линия a) согласуются с экспериментами [4] (рис. 3.13, линия $б$) с точностью 10% . Эксперименты [217, трубы №16] выполнены на воздухе в трубе $D = 14$ мм, $l = 570$ мм с накатанными выступами $h = 1,5$ мм, $t/h = 20$, $2h/D = 0,217$. Превышение данных опытов над результатами экспериментов [217] объясняется большей высотой выступов в случае рис. 3.13, линия a .

Результаты опытов по теплоотдаче удовлетворительно соответствуют экспериментальной формуле Грасса для средней теплоотдачи:

$$Nu = Nu_0[1+5,2(d/D-1)^{0,4}]. \quad (3.4)$$

Формула получена при неизменном числе $Re = 2500$ (величина числа Nu_0 в гладкой трубе может определяться по формуле Хаузена). Опыты Грасса, проведенные на воздухе (рис. 3.13, точка *в*) в условиях $2h/D = 0,65; 0,2; t/D = 1,2; 4; 8$ для полукруглых и прямоугольных выступов, и их согласование с настоящими опытами (с точностью 18%) подтверждают независимость теплоотдачи от формы поперечного сечения выступа в переходном режиме, что характерно и для турбулентного потока.

Полученные опытные данные (линия *а*) удовлетворительно согласуются с экспериментами Уттавара (линия *е*) для труб со спиральными проволочными вставками в потоке технического масла. Линия *е* соответствует расчету для воздуха при угле атаки выступа относительного потока, равном $\varphi = 61^\circ$, и параметрах выступов, свойственных настоящим опытам. Отклонение линии *е* от линии *а* обусловлено снижением теплоотдачи при углах $\varphi < 90^\circ$ и влиянием Pr на теплоотдачу в трубе с выступами при ламинарном и переходном режимах.

Удовлетворительное соответствие наблюдается между рассматриваемыми результатами опытов (рис. 3.13, линия *а*) и экспериментальными данными по теплоотдаче масла, обобщенными уравнением подобия, для которого рассчитана теплоотдача воздуха в трубе с выступами ($d/D = 0,8; t/D = 1,94$) (рис. 3.13, линия *и*).

Теплоотдача шероховатой трубы в переходном режиме значительно превышает теплоотдачу гладкой трубы по Хаузену (линия *х*) $Nu/Nu_0 = 3/44$, что соответствует работам Нуннера и Уттарвара. В ламинарной области течения теплоносителя ($Re < 2300$) интенсивность теплообмена в гладкой трубе (рис. 3.13, линия *М-А*), которой соответствует уравнение Мак-Адамса, также значительно ниже, чем в шероховатой.

Повышенная теплоотдача труб с выступами в ламинарном и переходном режимах обуславливает перспективность их технического использования в диапазоне этих режимов для

теплоносителей $Pr = 0,7-675$ (при условии выгодного соотношения теплоотдачи и гидросопротивления).

Авторами работы [61] впервые установлена возможность значительного немонотонного влияния шага выступов на теплообмен и сопротивление труб в переходном и ламинарном режимах при относительно больших величинах шага t/h и малых и больших значениях высоты выступов h/D .

Классические эксперименты Нуннера также указывают на немонотонное влияние шага выступов на гидродинамику потока в трубе. При постоянной высоте полукруглых выступов $2h/D = 0,16$ и переменном шаге их $t/h = 20; 10; 5; 2$ наблюдалось резкое снижение $Re_{кр}$ до 1200 при $t/h = 20$ (в 1,6-2,4 раза!) по сравнению с остальными значениями шагов.

Аналогичное явление отмечалось в фундаментальных опытах [116]. В переходном режиме течения в трубе с выступами высотой $2h/D = 0,09$ при увеличении шага выступов в интервале $t/D = 0,5-1$ происходило существенное снижение критического числа Рейнольдса и заметное возрастание эффекта интенсификации теплообмена.

Интересно напомнить, что Грасс рекомендовал для обеспечения высокой эффективности теплообмена необычно большой шаг выступов $t/(D-2h) = 8$.

Эти факты пока не имеют полного, теоретически завершеного объяснения, влияние шага выступов на поток изучено недостаточно. Возможно, особенности влияния шага выступов на сопротивление и теплообмен связаны не только с перемежаемостью (нестационарностью) течения, но и с вероятностью автоколебательных (в частности, резонансных) возмущений потока выступами (при определенных соотношениях величин D ; Re ; t/h и частоты Струхаля срыва вихрей с выступов и каверн).

Можно предположить следующий механизм резонансного возмущения потока в трубе с выступами. При некоторых сочетаниях размеров трубы, шага выступов, длины каверны за ними, скорости потока (числа Re) частота срыва вихрей, генерируемых выступами и неустойчивыми зонами границ между потоком и объемами каверн за выступами, может совпасть с собственной частотой резонансных колебаний объема потока между двумя соседними выступами. Это может служить причиной авторезонансных колебаний потока в трубе, которые приводят к дополнительному увеличению сопротивления и теплоотдачи трубы.

Основываясь на результатах работ по теплоотдаче трубы с выступами, можно ожидать, что фиксированные величины числа Re и высоты выступов могут приводить к резонансным возмущениям потока на различных обертонах частоты Струхаля срыва вихрей и соответственно при различных гармониках собственных частот потока. При этом увеличение шага в диапазоне $t/h = 10-100$ будет связано с быстрым падением амплитуды резонансных возмущений потока и соответствующим снижением эффекта дополнительной интенсификации процессов переноса.

3.4. Каналы со спиральными выступами и пружинными вставками

Для труб со спирально накатанными выступами на внутренней поверхности выполнен определенный теоретический анализ процессов течения и теплообмена в трубе, проведены довольно обширные опытные исследования, осуществлены промышленные испытания. Доказана техническая целесообразность их применения в теплообменном оборудовании. Разработаны и производятся промышленные образцы такого оборудования. Например, ЛМЗ изготовил конденсатор со спирально накатанными трубами 200 КЦС-2 для паровой турбины мощностью 200 МВт.

В трубах с низкими спиральными выступами или с низкими внутренними спиральными ребрами интенсификация теплообмена обусловлена совместным проявлением двух факторов: турбулизацией и разрушением пристенного слоя течения выступами и закруткой пристенного потока под действием выступов (или ребер). Интенсифицирующее воздействие частичной закрутки течения (только пристенной зоны) низким выступом (или ребром) реализуется через увеличение пристенной скорости потока. Этот способ, вероятно, следует отнести к комбинированным способам интенсификации теплообмена, так как на поток одновременно воздействуют турбулизация и закрутка.

Геометрические параметры трубы со спиральными выступами включают: внутренний диаметр по гладкой поверхности D , высоту выступа h , число заходов спирали n , расстояние (шаг) между соседними выступами вдоль трубы t , шаг спирали $S = nt$, угол между осью трубы и продольной осью выступа φ (при этом $\operatorname{tg}\varphi = \pi D/S$), форму выступа. Определяющее влияние на гидросопротивление и

теплообмен имеют относительные высота и шаг выступов h/D и t/h . Форма поперечного сечения выступа изменяет гидросопротивление и очень мало влияет на теплообмен. Природа теплоносителя оказывает влияние на структуру потока в трубе. Визуализация течения и измерения профиля скоростей в потоках воды и воздуха показали, что поток воды закручивается существенно, а воздуха - слабо. Профили скоростей для воды и воздуха отличаются между собой. Очевидно, различия в динамике течения и неодинаковая теплопроводность вязкого подслоя приводят к зависимости теплообмена от вида теплоносителя. Влияние высоты спирального выступа на теплообмен и трение аналогично воздействию поперечного кольцевого выступа. По мере приближения угла φ к величине $\pi/2$ влияние спирального выступа на поток в трубе сводится к действию поперечных кольцевых выступов (закрутка в потоке исчезает). Новые исследования интенсификации теплообмена в различных каналах посредством спиральных выступов убеждают, что при углах атаки $\varphi < \pi/2$ выступ обладает лучшими характеристиками, чем при $\varphi = \pi/2$.

Оказалось, для плоского канала максимальный прирост коэффициента теплоотдачи на единицу увеличения коэффициента сопротивления достигается при $\varphi = 45^\circ$ ($t/h = 10$): в кольцевом канале с проволочной навивкой максимум увеличения коэффициента теплоотдачи, приходящийся на единицу мощности прокачки, будет при $\varphi = 33^\circ$ ($t/h = 8$); в круглой трубе наиболее высокая эффективность получается при $\varphi = 50-60^\circ$ ($t/h = 10-15$); в квадратном канале с выступами на двух стенках при $\varphi = 45-30^\circ$ тепловая эффективность на 10-20% выше, а мощность прокачки на 20-50% ниже, чем при $\varphi = 90^\circ$, что подтверждает необходимость применения спирально накатанных труб.

Промышленные испытания теплообменного оборудования с пучками спирально накатанных труб представили количественную оценку экономического выигрыша от их применения. В конденсаторах паровых турбин уменьшается заливка конденсатом нижних рядов труб, коэффициент теплопередачи возрастает на 20-25%; в сетевых подогревателях теплопередача увеличивается на 50-70%. Масса конденсаторов снижается на 25%. а вертикальных сетевых подогревателей – на 50% (данные А.Ю. Рябчикова, Ю.М. Бродова).

Прочностные и вибрационные качества накатанных труб почти не уступают гладким (Н.С. Алферов). Загрязняемость труб со

спиральными выступами одинакова с гладкими по весу отложений на 1 м поверхности. Равноценно у них и влияние загрязняемости на снижение тепловой эффективности (В.М. Рудой).

Экспериментальное исследование теплообмена в трубах со спиральными выступами выполнено в ряде работ. Уравнение для расчета теплоотдачи в широком диапазоне чисел Рейнольдса ($Re = 2 \cdot 10^3 - 10^5$) получено в работе Ю.Н. Боголюбова и др.:

$$Nu = 0,056 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr/Pr_w)^{0,25} (t/D)^{-0,3} (h/D)^{0,15} . \quad (3.5)$$

Опыты проведены при $h = 0,3-1,5$ мм; $t = 18-100$ мм; $n = 3$; $t/h = 10-15$; $h/d = 0,035-0,04$; радиус закругления накатывающего ролика 4,5 мм.

Опыты Ю.М. Бродова и др. показывают, что при возрастании числа Re потока эффект интенсификации снижается; в некотором диапазоне размеров выступов возможно уменьшение коэффициента теплоотдачи шероховатой трубы по сравнению с гладкой, объясняющееся подавлением закруткой пристенной турбулентности потока, создаваемой выступами, а также возникновением застойных циркуляционных зон между высокими выступами. Интенсификация теплообмена в этих трубах связана с закруткой потока выступами и влиянием отрывных течений около них, поэтому очевидна сильная зависимость процесса интенсификации от величины угла φ . При малых углах φ существенная закрутка потока подавляет турбулентность от выступов и снижает ее влияние на течение, при больших φ закрутка потока мала, при этом возрастает воздействие на поток отрывного течения за выступом и турбулентных возмущений, сопровождающих отрыв.

Опытные формулы для расчета гидросопротивления в рассматриваемых трубах представлены в работах Ю.Н. Боголюбова и П.А. Савельева. В зависимости от числа Рейнольдса в опытах наблюдались области изменения коэффициента сопротивления трубы или его постоянства (автомодельности относительно числа Re), что иногда не связывалось однозначно с геометрией шероховатости.

Сравнение конечных экономических эффектов от применения в теплообменном оборудовании труб с накатанными спиральными или поперечными кольцевыми выступами показывает следующее. Увеличение теплоотдачи при наличии спиральных выступов в трубе составляет 20-45% по сравнению с гладкой трубой (при одинаковом

гидросопротивлении), т.е. предельная интенсификация теплообмена одинакова со случаем трубы с поперечными кольцевыми выступами. Коэффициент эффективности интенсификации теплообмена $\eta = (Nu/Nu_{гг})/(\varepsilon/\varepsilon_{гг})$ - относительное увеличение теплоотдачи по сравнению с относительным увеличением гидросопротивления – для спирального выступа выше, чем для поперечного. Однако основная задача интенсификации теплообмена в стационарной энергетике заключается в уменьшении поверхности теплообмена (снижение металлоемкости) интенсифицированного теплообменника по сравнению с обычными (например, гладкотрубными) при одинаковых тепловой производительности, мощности прокачки и расходах теплоносителей. Сокращение поверхности теплообмена достигается не только при условии $Nu/Nu_{гг} > \varepsilon/\varepsilon_{гг}$, но и при $Nu/Nu_{гг} < \varepsilon/\varepsilon_{гг}$. Важно, чтобы при интенсификации теплообмена в кожухотрубчатом теплообменнике выполнялось условие $\varepsilon/\varepsilon_{гг} < (Nu/Nu_{гг})^{3,5}$, тогда гарантируется уменьшение объема аппарата, определяемое соотношением

$$V/V_{гг} = (\varepsilon/\varepsilon_{гг})^{0,4}/(Nu/Nu_{гг})^{1,4}, \quad (3.6)$$

где отношения величин записаны при одинаковых числах Рейнольдса в накатанных и гладких трубах [116]. Основанное на этом сопоставление объемов теплообменников с оптимальным для η спиральным выступом ($\varphi = 50^\circ$) и поперечным выступом ($\varphi = 90^\circ$) по опытным результатам Джи и Уэбба при течении воздуха в трубах ($Re = 10^4$; $t/h = 15$; $h/D = 0,01$) приводит к заключению, что в рассматриваемом случае поперечные выступы более предпочтительны, чем спиральные, так как $V_{50}/V_{90} = 1,03$. Стоимость спирально накатанных труб на несколько процентов выше, чем гладких, а их коррозионная стойкость на 15-50% ниже по сравнению с гладкими трубами. Если учесть противоречивость опытных данных для труб с накатанными выступами и малопредставительность промышленных испытаний теплообменников из труб со спиральными выступами, необходимо заключить, что трубы со спиральными и поперечными выступами обеспечивают примерно одинаковый экономический эффект от их применения в теплообменниках.

При поперечном обтекании пучков спирально накатанных труб эффективность возрастает приблизительно на 10%, а теплоотдача при

конденсации водяного пара повышается на 10-70% по сравнению с гладкими трубами (из-за стягивания пленки конденсата в канавки).

Примерно одинаковыми свойствами (в условиях конденсации) обладают трубы с поперечной накаткой. Область применения спирально накатанных труб идентична сфере использования труб с поперечной накаткой.

По тепловой эффективности (при теплообмене в канале) трубы с низкими внутренними спиральными ребрами и трубы со спиральной накаткой являются конкурирующими вариантами, однако спиральная накатка более предпочтительна, так как трубы с ребрами имеют большую металлоемкость.

В трубах воздухоподогревателей котлов при сжигании мазута и угля эффективны пластинчатые закручиватели газов (вставные спиральные ребра), теплогидравлические свойства которых близки к спиральным ребрам и накатке.

Спиральные выступы в трубе можно образовать посредством установки в ней пружинных вставок из проволоки. При малых шагах проволоочной спирали может нарушаться тепловой контакт выступа (проволоки) с поверхностью трубы, поэтому эффект увеличения поверхности теплообмена за счет выступов может существенно падать по сравнению с его проявлением при спиральной накатке. Этот недостаток снижает тепловую эффективность пружинных вставок при малых шагах относительно накатанных спиральных выступов. При достаточно больших шагах влияние указанного фактора незначительно. В случае гидropотерь, одинаковых с гладкой трубой, трубы с пружинными вставками обеспечивают увеличение теплосъема до 40%. Экспериментальное исследование показало, что при прочих равных условиях с гладкими трубами использование пружинных вставок позволяет уменьшить поверхность теплообмена на 50-60%. Максимум коэффициента эффективности проволоочного выступа достигается при $\varphi = 50-60^\circ$, оптимальный угол φ мало зависит от числа Pr теплоносителя. Применение вставок увеличивает стоимость трубного пучка на 15% и более.

Пружинные вставки способны интенсифицировать процессы массообмена на поверхности жидких пленок, стекающих по стенке канала. В вертикальной трубе со стоком пленки воды по стенке пружинная вставка, установленная соосно около поверхности пленки (вне воды), увеличивает коэффициент массообмена на поверхности пленки на 38% (данные Уэбба и др.).

3.5. Кольцевые и спиральные канавки на поверхности теплообмена

В энергетическом НИИ (ЭНИН) проведены экспериментальные исследования перспективного способа интенсификации турбулентного теплообмена в трубах с помощью спиральных канавок, образованных посредством электрохимической обработки стенки. Размеры исследованных канавок: глубина $h = 0,25-0,95$ мм; ширина (по потоку) $L = 3,5$ мм; форма поперечного сечения, вероятно, прямоугольная; шаг закрутки канавки $s = 60-120$ мм; число заходов $n = 5$. Изученный диапазон чисел $Re = (7 - 30) \cdot 10^3$; диаметр трубы 16,2 мм. Авторы этих работ полагают, что интенсификация теплообмена в таких трубах связана с закруткой потока, вихреобразованием в канавках и некоторым увеличением поверхности теплообмена по сравнению с гладкой трубой. В исследованных трубах с канавками возрастание коэффициента теплоотдачи относительно гладкой трубы достигало $Nu/Nu_{г\text{л}} = 2$, коэффициента сопротивления $\varepsilon/\varepsilon_{г\text{л}} = 1,7$, коэффициента эффективности интенсификации теплообмена $\eta = (Nu/Nu_{г\text{л}})/(\varepsilon/\varepsilon_{г\text{л}}) = 0,9-1,3$. Эмпирические соотношения вида

$$Nu = f_1(h/d; d/s; Re; Pr), \quad (3.7)$$

$$\varepsilon = f_2(h/s; Re) \quad (3.8)$$

для расчета теплоотдачи и трения, полученные в этих работах, указывают на зависимость теплоотдачи от глубины канавки h/d (d - внутренний диаметр трубы по гладкой части), шага закрутки канавок (d/s , чисел Re и Pr). Для коэффициента сопротивления определено влияние на него параметра h/s и числа Re (при многозаходных канавках). Экспериментально выяснено, что при одновременном увеличении значений h и s теплоотдача в трубе возрастает. Прогнозируется эффективное использование труб со спиральными канавками в парогенераторе натрия - вода для ядерного реактора на быстрых нейтронах: поверхность теплообмена экономайзерной части подогрева воды уменьшается (как и длина труб) на 20%.

В МАИ выполнено опытное изучение теплоотдачи и сопротивления межтрубного потока при продольном обтекании пучка труб с поперечными кольцевыми канавками, накатанными на

наружной поверхности труб. Исследованы также теплогидравлические характеристики кольцевых каналов с аналогичными канавками на внутренней трубе. Указывается, что канавки «способствуют турбулизации пристеночного слоя и интенсификации теплообмена» [116]. В пучках труб и в кольцевых каналах исследованы канавки $h/d = 0-0,15$; $t/d = 0,25-2$ (d - эквивалентный диаметр; t - шаг канавок) в интервале $Re = 10^3-10^5$. При нарастании Re теплоотдача интенсифицированной трубы по сравнению с гладкой $Nu/Nu_{г\text{л}}$ начинает увеличиваться. $Nu/Nu_{г\text{л}} > 1$ только при некотором Re_1 при дальнейшем росте числа Re , после достижения определенного Re_2 теплоотдача стабилизируется: $Nu/Nu_{г\text{л}} = const$. Параметры Re_1, Re_2 увеличиваются при уменьшении глубины канавки h/d ; шаг t/d почти не влияет на значения Re_1, Re_2 . Теплоотдача $Nu/Nu_{г\text{л}}$ и сопротивление возрастают при увеличении h и уменьшении t . Увеличение глубины h/d всегда приводит к нарастанию сопротивления. Теплоотдача $Nu/Nu_{г\text{л}}$ существенно увеличивается при увеличении глубины h/d только до некоторого предела $h/d < 0,05$, затем следует малое нарастание теплоотдачи, а при $h/d > 0,1$ теплоотдача стабилизируется: $Nu/Nu_{г\text{л}} = const$. Максимальная интенсификация теплоотдачи в опытах достигла $Nu/Nu_{г\text{л}} = 1,5$. Оптимальному соотношению теплосъема и потерь давления соответствует интервал $h/d = 0,04-0,08$. Опытные соотношения для расчета теплоотдачи при $Re_1 < Re < Re_2$ имеют вид:

$$Nu/Nu_{г\text{л}} = f(h/d; t/d; Re), \quad (3.9)$$

при $Re_2 < Re < 10^5$

$$Nu/Nu_{г\text{л}} = f(h/d; t/d) \quad (3.10)$$

величины Re_1, Re_2 рассчитываются по формулам [116].

Анализ информации, содержащейся в работах Э.К. Калинина, Г.А. Дрейцера, С.А. Ярхо, И.Т. Аладьева, А.И. Рзаева, Вигхардта, приводит к следующим выводам. Исследуя воздействие на поток около пластины одиночных цилиндрических выемок и выступов, Вигхардт установил, что влияние их аналогично при одинаковых размерах h/d (d - диаметр выемки или выступа). Сравнение качественного и количественного влияния поперечных и спиральных

канавок на теплоотдачу и трение в канале (уравнения 3.5-3.8) с воздействием на поток в канале поперечных и спиральных выступов указывает на принципиальную общность этого влияния, т.е. выводы Вигхардта имеют достаточно общий характер, что упрощает анализ теплогидравлических характеристик рассматриваемых каналов. Канавки, как и выступы, являются дискретными элементами шероховатости поверхности, следовательно, для каналов с канавками также возможны три режима шероховатости, свойственные каналам с выступами. Для практически интересного (с точки зрения интенсификации теплообмена турбулентного потока) режима полного проявления шероховатости ($h^+ > 70$) при наличии спиральных канавок в трубе на основании обширной информации о каналах с выступами для течений в прямоугольных канавках и сферических выемках уравнения подобия для расчета теплоотдачи и трения должны быть записаны в виде:

$$Nu = f(h/d; t/d; s/d; Re; Pr; L/h; \Phi Pr_f/Pr_w; l_H), \quad (3.11)$$

где $s = nt$; Φ - форма поперечного сечения канавки; Pr_f/Pr_w - фактор неизотермичности; l_H - длина начального участка.

Для труб с поперечными канавками аналогично

$$Nu = f(h/d; t/d; Re; Pr; L/h; \Phi Pr_f/Pr_w; l_H). \quad (3.12)$$

Пока остается невыясненным или не полностью ясным и требует дальнейшего изучения влияние на характеристики каналов с канавками следующих параметров: t/d ; s/d ; Pr ; L/h ; Φ ; Pr_f/Pr_w ; l_H ; влияние числа Re выявлено при $Re < 10^5$. Основываясь на аналогии механизма воздействия на поток выступов и канавок, можно полагать, что параметр Φ почти не влияет на теплоотдачу, а спиральные канавки по влиянию на поток вырождаются в поперечные кольцевые канавки при $\varphi > 50^\circ$ (φ - угол между осью трубы и продольной осью канавки). Режим шероховатости определяется в основном глубиной канавки h/d , однако для высокого теплогидравлического качества канала весьма важно найти оптимальные варианты параметров L/h ; L ; Φ . В опытах И.Т. Аладьева, А.И. Рзаева ширина канавки $L = 3,5$ мм, в опытах Г.А. Дрейцера, С.А. Ярхо ширина накатки примерно равна 1 мм, следовательно, абсолютная минимальная величина параметра L ,

обеспечивающая интенсификацию теплоотдачи турбулентного течения с помощью канавок, составляет $L_{min} = 2$ мм. Предпочтительное значение h/d для поперечных канавок найдено экспериментально, вероятно, оно сохраняется и для спиральных канавок. Опытные исследования (с визуализацией потока) гидродинамики и теплообмена течения в одиночных поперечных прямоугольных канавках позволяют рекомендовать $L/h < 5$, при этом исключается присоединение турбулентного потока в канале ко дну канавки и соответственно сохраняется небольшое гидросопротивление канавки. Поперечное сечение канавки в этом случае занято одной рециркуляционной зоной (одним вихрем), вдоль контура сечения прямоугольной канавки формируются три пограничных слоя, в плавнообтекаемой канавке - один пограничный слой. Практически целесообразны канавки с размерами $L/h = 1-2$. Для снижения гидросопротивления предпочтительна удобообтекаемая форма поперечного сечения (параметр Φ) канавки, как и выступа, - типа части окружности.

Оценивая в качестве метода расчета существующие уравнения подобия для определения теплообмена и трения в каналах с канавками, необходимо подчеркнуть, что даже в полной форме эти эмпирические уравнения обладают серьезными недостатками. Уравнения 3.5-3.8 строго применимы только для геометрически подобной шероховатости. Величина ошибки расчета при использовании 3.9-3.10 для неподобной шероховатости стенки остается пока неизвестной. Эмпирические уравнения не являются универсальными и справедливы лишь в исследованном диапазоне определяющих параметров, поэтому очевидна необходимость разработки аналитических методов теплогидравлического расчета каналов с канавками.

3.6. Сферические углубления на поверхности теплообмена

Особенность задачи интенсификации конвективного теплообмена в ТА заключается в том, что она приобретает реальное содержание лишь в совокупности с задачей о затрате мощности на прокачку теплоносителей. Именно опережающий рост гидросопротивления по сравнению с ростом теплоотдачи существенно уменьшает экономический эффект от применения в ТА большинства известных в настоящее время интенсификаторов.

В последнее время появилось достаточно много работ, посвященных исследованиям теплообмена и трения на поверхностях со сферическими углублениями, свидетельствующих о том, что такие углубления существенно интенсифицируют теплоотдачу при умеренном росте гидравлического сопротивления.

При обтекании потоком сплошной среды таких углублений возникают крупномасштабные динамические вихревые структуры, наблюдаемые как в ламинарном, так и в турбулентном дозвуковом и околозвуковом режимах течения. Отмечается сходство этих вихревых образований с природными смерчами, обладающими свойством всасывания среды в ствол смерча.

В ряде работ экспериментально установлено, что для сферических углублений рост теплоотдачи не сопровождается типичным квадратичным увеличением гидравлического сопротивления. Причем особенно ярко это проявляется в щелевых каналах. Поверхности со сферическими углублениями позволяют существенно (в 1,5 - 4,5 раза) увеличить теплообмен при умеренном росте гидросопротивления. Сегодня это самый эффективный способ интенсификации с точки зрения соотношения в приростах теплоотдачи и гидравлического сопротивления. Технология нанесения лунок на плоские поверхности несложная и не оказывает заметного влияния на общую стоимость теплообменного аппарата.

Теплогидравлические характеристики поверхностей, формованных сферическими углублениями, зависят от формы лунок (с острыми кромками или плавными обводами), плотности их расположения на поверхности, продольного и поперечного шага луночки их относительной глубины, относительной высоты канала. Кроме этих параметров для теплообменных аппаратов на гидравлическое сопротивление и теплообмен заметное влияние оказывает взаимное расположение лунок на соседних поверхностях канала.

Полной ясности о соотношениях $Nu/Nu_{г\lambda}$ и $\varepsilon/\varepsilon_{г\lambda}$ для поверхностей с лунками в настоящее время пока нет. Анализ большинства известных результатов исследований (рис. 3.14), выполненный А.В. Щукиным, показал, что для широкого диапазона влияющих параметров (каналы - кольцевые, коаксиальные и плоские; относительная глубина выемок 0,07-0,5; относительная высота канала 0,1-1,0; плотность расположения лунок 0,16-0,78; размещение лунок - шахматное и коридорное; кромки - острые и скругленные), несмотря

на разброс опытных данных по оси ординат, примерно выполняется равенство $Nu/Nu_{г\text{л}} = \varepsilon/\varepsilon_{г\text{л}}$. Лишь в области больших значений $\varepsilon/\varepsilon_{г\text{л}}$ наблюдается опережающий рост теплоотдачи по сравнению с увеличением гидравлического сопротивления.

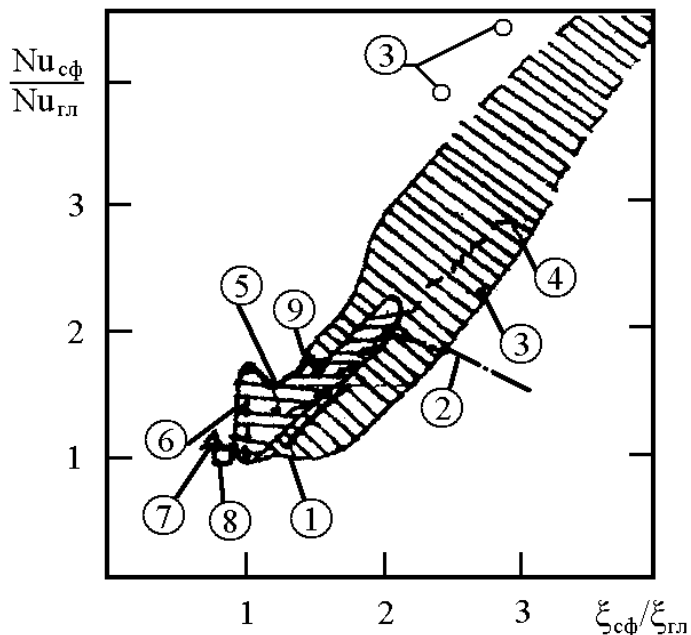


Рис. 3.14. Относительная теплообменно-гидравлическая эффективность каналов. 1 - результаты исследований А.А. Александрова и др.; 2 - В.П. Пучуева и др.; 3 - Ю.Ф. Гортышова и др.; 4 - Г.П. Нагоги и др.; 5 - М.Я. Беленького и др. (плоский канал); 6 - В.Н. Афанасьева и др.; 7, 8 - М.Я. Беленького и др. (пучок труб, расположенных в шахматном и коридорном порядке соответственно).

Рядом экспериментов (Г.И. Кикнадзе, Я.П. Чудновский, А.П. Козлов и др.) установлено, что при обтекании потоком лунки в ней образуется смерчеобразный вихрь. Визуализация течения в щелевых каналах с различным сочетанием сферических интенсификаторов на верхней и нижней стенках канала показала, что на распространение вихревой структуры за лункой существенное влияние оказывает число Re набегающего потока и геометрия канала (одностороннее или двухстороннее расположение лунок, их взаимное смещение, относительная высота канала). Приведенная на рис. 3.15 зависимость увеличения гидравлического сопротивления от числа Re в каналах с лунками по сравнению с гладким каналом показывает, что для каналов с полусферическими лунками с $H/d = 0,1$ в диапазоне $10^4 < Re < 2,9 \cdot 10^4$ наблюдается плавное увеличение $\varepsilon/\varepsilon_{г\text{л}}$ при увеличении числа Re . При $Re^* = 2,9 \cdot 10^4$ отношение $\varepsilon/\varepsilon_{г\text{л}}$ достигает

максимального значения и в дальнейшем остается неизменным. Характерно, что величина Re^* практически не изменяется для каналов с односторонним расположением лунок при равных H/d и h/d , слабо зависит от формы кромок лунок и является функцией лишь относительной глубины лунок и относительной высоты канала. При уменьшении h/d и увеличении H/d граница Re^* смещается в сторону больших чисел Re .

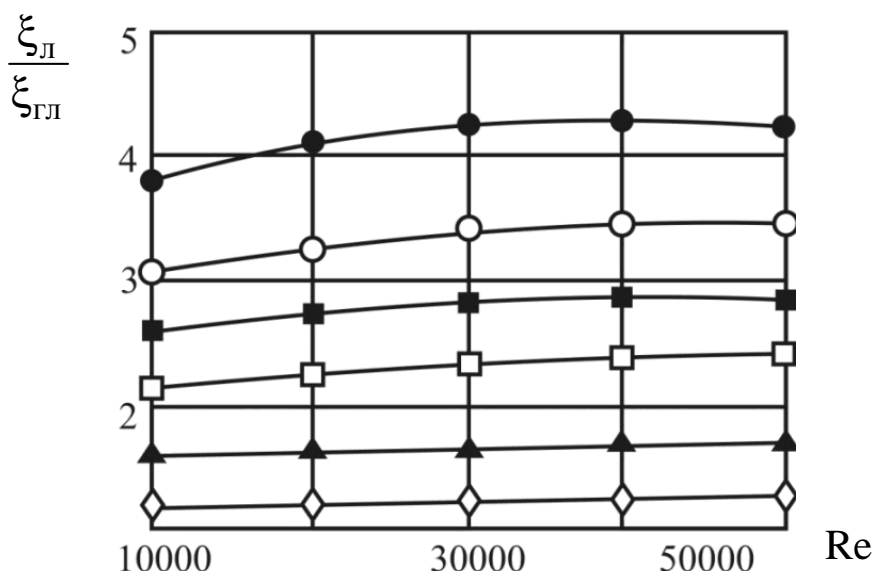


Рис. 3.15. Относительное гидравлическое сопротивление каналов.
 □ ■ - одностороннее расположение лунок с гладкими и острыми кромками; ○ ● - двухстороннее расположение лунок с гладкими и острыми кромками; ◇ - одностороннее расположение лунок с гладкими кромками; ▲ - двухстороннее расположение лунок с острыми кромками ($h/d = 0,5$; $H/d = 0,1$).

Теплообмен для исследованных каналов независимо от относительной глубины лунок h/d и относительной высоты канала H/d подчиняется зависимости $Nu \sim Re^{0,8}$. Отношение Nu/Nu_0 возрастает с увеличением Re .

Для исследованных каналов при увеличении относительной высоты канала наблюдается уменьшение теплоотдачи и гидравлического сопротивления. Причем показатель степени влияния H/d для стесненных каналов ($H/d < 0,4$) с односторонним и двухсторонним расположением лунок (как с острыми, так и с гладкими кромками) является функцией от h/d . Характер влияния H/d на сопротивление и теплообмен стесненных каналов и зависимость

показателя степени при H/d от h/d объясняется тем, что генерируемые в верхних и нижних лунках вихревые структуры при уменьшении относительной высоты канала определенным образом взаимодействуют, приводя к изменению турбулентной структуры потока.

Для всех исследованных каналов при увеличении относительной глубины лунок наблюдается увеличение теплоотдачи и гидравлического сопротивления (рис. 3.16, 3,17). Это хорошо согласуется с данными, где для каналов с односторонним расположением лунок при изменении h/d от 0,1 до 0,3 получено трехкратное увеличение отношения Nu/Nu_0 .

Анализ опытных данных по гидравлическому сопротивлению показал, что вне зависимости от формы кромок для каналов с односторонним расположением лунок показатель степени влияния при h/d равен 0,23. Соответствующий показатель в каналах с двухсторонними лунками также не зависит от формы кромок лунок и равен 0,38.

Аналогичный показатель влияния h/d на теплоотдачу для каналов с односторонними лунками равен 0,42, а для каналов с двухсторонними лунками этот показатель изменяется от 0,45 для лунок с гладкими кромками до 0,49 для лунок с острыми кромками.

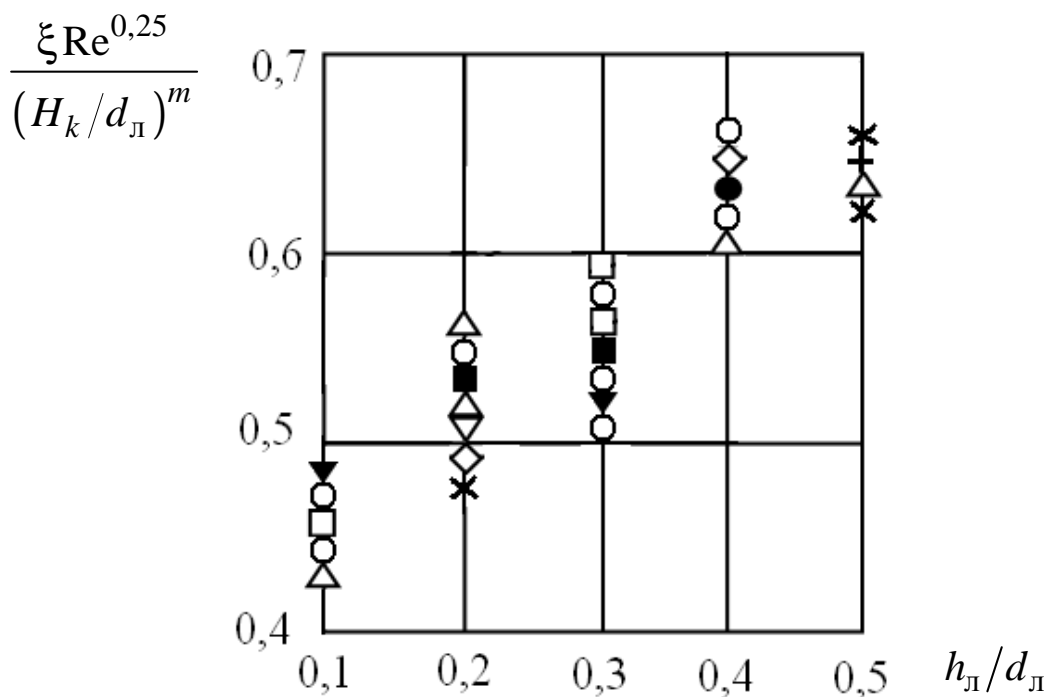


Рис. 3.16. Безразмерный комплекс по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению.

$$\frac{\xi Re^{0,25}}{(H_k/d_{\text{л}})^m}$$

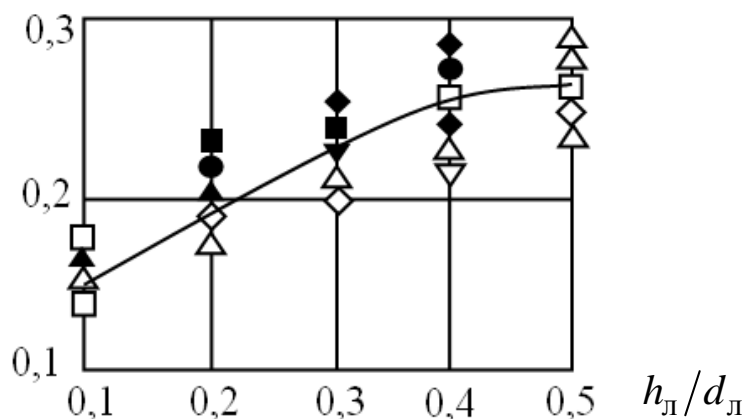


Рис. 3.17. Безразмерный комплекс по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению.

Таким образом, относительная глубина лунки h/d , как и относительная высота канала H/d , оказывает более заметное влияние на теплообмен и трение в каналах с двухсторонним расположением лунок по сравнению с каналами с односторонним расположением лунок.

Проведенные эксперименты показали существенное влияние взаимного расположения лунок на верхней и нижней стенках стесненного канала на его теплоотдачу и гидравлическое сопротивление. В качестве характеристики этого влияния вводится величина δ/d - относительное смещение лунок (δ - абсолютное смещение лунок).

Существенное изменение теплоотдачи при изменении взаимного расположения лунок свидетельствует о том, что в щелевых каналах вихревые структуры, образующиеся в верхних и нижних лунках, определенным образом взаимодействуют между собой и их влияние нельзя рассматривать как простую суперпозицию.

ГЛАВА 4

КОНСТРУКТИВНЫЕ СПОСОБЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ

4.1. Интенсификация закруткой потока теплоносителя

Интенсификацию теплообмена в трубе можно осуществить, закручивая поток теплоносителя вокруг продольной оси трубы (см. работы В.К. Щукина, А. Берглса, В.М. Будова, Спэрроу, Р.З. Алимova, Г.А. Дрейцера, Б.В. Дзюбенко, В.М. Иевлева, А.А. Халатова, Ю.М. Бродова и др.). Закрутка потока обеспечивается различными вставками, монтируемыми в трубе: винтовыми в форме шнека или плоской закрученной ленты; лопаточными завихрителями по типу многолопастного пропеллера или турбинного колеса. Закрутить поток можно и посредством тангенциального подвода жидкости, как это делается в циклонах. Если закручивающие вставки непрерывны вдоль канала или расположены с малыми промежутками, то они создают равномерную закрутку потока по всему каналу. При монтаже вставки только на входе в трубу закрутка потока под действием вязких сил достаточно быстро исчезает при движении жидкости вдоль канала. Характеристики закрученного потока для винтовых вставок определяются шагом закручивания вставки, для лопаточных завихрителей - углом закрутки лопаток.

Структура закрученного потока очень сложная. Движение жидкости складывается из продольного и вращательного и имеет винтообразный характер, одновременно в поперечном сечении трубы может возникать замкнутое вихревое вторичное течение жидкости. Анализ опытных данных показывает, что в трубах с ленточными завихрителями возможны ламинарное, ламинарное с макровихрями и турбулентное течения.

Гидравлическое сопротивление трубы с закручивающей вставкой возрастает (по сравнению со свободной трубой). Это связано с увеличением поверхности трения и дополнительными затратами энергии на создание вращательного движения теплоносителя и образование вторичных поперечных течений. Например, при

турбулентном режиме в трубе со скрученной лентой при относительном шаге $s/d = 5$ гидросопротивление в 1,35-1,55 раза больше, чем в трубе без завихрителя.

Интенсификация теплоотдачи в закрученном потоке достигается за счет увеличения пристенной скорости потока и вторичных течений, возникающих под действием центробежных сил и усиливающих теплообмен между ядром потока и погранслоем на стенке канала; а также за счет того, что протяженный завихритель (скрученная лента) увеличивает поверхность теплообмена. При условии хорошего контакта между вставкой и стенкой трубы возникает эффект оребрения. Вставка посредством теплопроводности передает (или забирает) тепло в стенку трубы. Доля теплового потока за счет эффекта оребрения не превышает 30% от количества тепла, которым обмениваются стенка трубы и теплоноситель путем теплоотдачи. При ламинарном и переходном режимах ленточные завихрители позволяют увеличить теплоотдачу в несколько раз при умеренном росте потерь энергии на прокачивание теплоносителя. В этой области режимов течения завихрители особенно эффективны.

В турбулентном режиме при использовании ленточных завихрителей достигается увеличение теплоотдачи в 1,5-2 раза. Интенсификация теплоотдачи снижается при увеличении относительного шага закрутки ленты, возрастании среднерасходного числа Рейнольдса и увеличении теплопроводности жидкости. Снижение эффективности завихрителей при возрастании числа Рейнольдса объясняется тем, что рассматриваемые интенсификаторы теплообмена воздействуют на весь поток, а не только на пристенную область. Турбулентность ядра течения при достаточно больших числах Рейнольдса настолько высока, что дополнительная турбулизация потока посредством завихрителя оказывается малоэффективной и энергетически нецелесообразной. Практически интересный диапазон относительных шагов закрутки ленты - 2-15. При меньших шагах резко возрастает сопротивление, при больших - значительно снижается уровень интенсификации теплообмена. В рекомендованном диапазоне относительных шагов теплоотдача возрастает примерно пропорционально увеличению гидросопротивления.

Ленточные и шнековые завихрители, установленные на входе в трубу на коротком входном участке, интенсифицируют теплообмен в несколько раз, а на достаточно протяженном участке трубы (50-60 диаметров и больше) обеспечивают повышение теплоотдачи в 1,5-2,5 раза. Посредством тангенциального подвода теплоносителя в циклонах достигается увеличение теплоотдачи в 25-30 раз и выше.

Оценка эффективности труб с некоторыми ленточными и пропеллерными вставками на базе энергетического коэффициента указывает на их преимущество по сравнению со свободными гладкими трубами.

Аналогично каналам с завихрителями поперечные вторичные течения, интенсифицирующие теплообмен, образуются при течении жидкости в изогнутых каналах.

«Закручивание» потока открывает возможность значительного повышения эффективности энергетических теплообменников. Расчеты для воздухоподогревателя энергоблока мощностью 800 МВт при поперечном обтекании шахматного пучка и со спиральными лентами в трубах показали, что поверхность нагрева уменьшается на 23% при одинаковом гидросопротивлении с обычной гладкотрубной конструкцией. При толщине ленты 1 мм расход металла на закручиватели составляет примерно 4% от расхода на трубы [217]. В парогенерирующих трубах котлоагрегатов закрутка двухфазного потока приводит к вытеснению пара от стенки жидкостью, отбрасываемой к стенке под влиянием центробежных сил закрутки. Обеспечиваются интенсивное охлаждение стенки жидкостью, задержка кризиса теплообмена и соответствующее предотвращение опасного перегрева стенки. Эффективно применение закрутки и для не кипящего потока.

Интенсификация теплообмена посредством закручивания потока широко используется в каналах тепловыделяющих элементов ядерных энергетических установок [41].

Ленточные и другие завихрители потока эффективно применяются в технологических и промышленных котлах с дымогарными трубами при их работе на относительно чистых горячих газах (сжигание газа, мазута). Ленточный завихритель при шаге закрутки 0,712 м, ширине ленты 66 мм и толщине 1,4 мм увеличивает теплоотдачу на 65%, а гидросопротивление - на 160% по

сравнению с гладкой трубой при прочих равных условиях. Такие завихрители, интенсифицируя теплообмен, приводят к существенной экономии расхода топлива на подогрев жидкости в котле.

При определенных гидродинамических условиях применение скрученной ленты эффективно и в прямоугольном канале.

Возможный недостаток закручивателей потока, смонтированных непрерывно вдоль трубы, заключается в существенном увеличении гидросопротивления. Уменьшение гидросопротивления при сохранении достаточно высокого уровня теплообмена может быть достигнуто установкой в трубе последовательно ряда отдельных закручивателей (например, шнековых). Теплоотдача в таком канале зависит от геометрии закручивателей и расстояния между ними. При тангенциальном подводе газа на вход в трубу теплоотдача уменьшается при удалении от входа (закрутка затухает), однако закрутка вызывает значительно большую интенсивность теплообмена, чем на начальном термическом участке незакрученного потока, и на большей длине трубы. Монтаж в трубе отдельных закручивателей потока технологически сложнее, чем установка непрерывного завихрителя.

Для интенсификации теплообмена закрутка потока используется не только в трубах, но и в межтрубном пространстве теплообменников. Разработан теплообменник с плотным пучком из овальных винтообразно закрученных труб, соприкасающихся между собой. При продольном межтрубном обтекании пучка теплоноситель закручивается в винтообразных каналах между трубами. Определены соотношения для расчета теплообмена и гидросопротивления в таких теплообменных аппаратах. По сравнению с обычным аппаратом из круглых труб объем такого теплообменника уменьшается в 1,5-2 раза.

Исследование процессов тепломассопереноса в межтрубном пространстве при различной геометрии закрученных труб показало, что необходимо использовать пучки с постоянным углом закрутки всех труб относительно оси пучка. При этом повышается интенсификация теплообмена и достигается более равномерное поле температур в поперечном сечении пучка (особенно при неравномерном подводе тепла) и, соответственно, повышение надежности работы теплообменника [307].

4.2. Теплообмен в каналах типа конфузор - диффузор

При разработке высокоэффективного теплообменного оборудования достойное приложение могут найти каналы типа диффузор - конфузор (каналы с волнистыми стенками). Каналы выполняются в форме последовательно повторяющегося расположения системы диффузор - конфузор. Плоский канал такого типа широко используется в поверхностях нагрева регенеративных вращающихся воздухоподогревателей, в транспортных радиаторах, в различных системах охлаждения и т.д. Конструктивно канал образуется плоским и волнистым металлическими листами, расположенными параллельно друг другу. Интенсификация теплообмена в таком канале обусловлена особенностями гидродинамики потока. Течение газа в диффузоре характеризуется возрастанием турбулентности и отрывом потока от стенки, поперечным перемешиванием в потоке, что и приводит к интенсификации теплоотдачи. При течении в конфузоре ускорение потока вызывает упорядочение потока (снижение турбулентности) и соответствующее уменьшение теплообмена. Однако если поток поступает в конфузор после диффузора, то турбулентные возмущения течения, генерируемые диффузором и отрывной зоной кромки стыка его с конфузуром, обеспечивают высокий уровень теплообмена и в конфузуре. В целом система диффузор - конфузор характеризуется высокой тепловой эффективностью при умеренном гидросопротивлении [217]. Теплоотдача и сопротивление канала зависят от соотношения длин диффузора и конфузурора, размеров входного и выходного сечений диффузора и формы кромки стыка. Угол раскрытия диффузора не должен превышать предельного безотрывного угла ($9-11^\circ$), при котором возникает существенное стационарное отрывное течение, резко увеличивающее гидросопротивление канала и почти не изменяющее теплообмен. В плоском волнистом канале теплоотдача увеличивается на 40-50% по сравнению с гладким каналом при одинаковом гидросопротивлении.

Разработана простая технология производства таких труб из обычных посредством накатки на них волнистости с помощью специального приспособления с тремя накатывающими роликами. При одинаковой мощности прокачивания теплоносителя и

одинаковой поверхности с гладкой трубой волнистые трубы увеличивают теплосъем на 30-60% (в зависимости от геометрии трубы). Эскизное проектирование противоточного воздухоподогревателя с трубами типа диффузор - конфузор показало возможность уменьшения его поверхности на 35% по сравнению с гладкотрубным вариантом.

Интенсификация теплообмена в трубе может быть достигнута установкой специальных вставок - смесителей потока, меняющих местами ядро течения и пограничный слой.

4.3. Развитые (оребрённые) поверхности теплообмена

Для интенсификации процесса теплопередачи в теплообменниках достаточно продуктивно применяется оребрение рабочей поверхности аппарата со стороны меньшего коэффициента теплоотдачи. Интенсификация теплообмена при этом обеспечивается за счет снижения термического сопротивления теплоотдачи со стороны развитой поверхности. Оребрение наиболее эффективно при существенной разнице коэффициентов теплоотдачи теплоносителей по разные стороны разделительной стенки (в 10 и более раз). Обычно различие в коэффициентах теплоотдачи связано со значительным отличием теплофизических свойств теплоносителей. Развитие поверхности за счет оребрения особенно эффективно до тех пор, пока произведения коэффициента теплоотдачи и поверхности теплообмена с обеих сторон стенки не станут одинаковыми, дальнейшее развитие поверхности менее эффективно. Следовательно, отношение площадей поверхностей оребренной и гладкой сторон стенки должно быть равно обратному отношению коэффициентов теплоотдачи. Однако эффективность ребра понижается по мере увеличения его поверхности, поэтому обычно пользуются следующим ориентировочным правилом: поверхность ребер должна составлять примерно половину от величины, определенной приведенным кратким анализом.

Подробная оценка целесообразности использования оребрения приведена в работе [326] на основе классификации теплообменников по агрегатным состояниям теплоносителей.

Теплообменники типа жидкость - жидкость преимущественно выполняются по кожухотрубчатой схеме. Коэффициенты теплоотдачи в них отличаются не более чем в 2-3 раза, поэтому не существует острой необходимости в использовании оребрения. Однако часто оребрение и в этом случае помогает повысить эффективность аппарата.

Для теплообменников типа газ - газ в качестве основных конструктивных схем выбираются кожухотрубчатые аппараты с пучками гладких или оребренных внутри и снаружи труб, а также компактные теплообменники. Коэффициенты теплоотдачи теплоносителей в этом случае отличаются не более, чем в 3-4 раза, но абсолютные значения их обычно в 10-100 раз меньше, чем для жидкостей. Следовательно, для передачи одного и того же количества тепла для газообразных теплоносителей требуется значительно большая поверхность теплообмена, чем для жидкостей. Целесообразность использования оребрения здесь, по сравнению с теплообменниками типа жидкость - жидкость, повышается, однако оребрение и в этом случае не является обязательным. Применение оребрения необходимо подтвердить технико-экономическими расчетами эффективности теплообменника.

Теплообменники типа жидкость - газ обычно характеризуются значительно меньшим коэффициентом теплоотдачи со стороны газа по сравнению с жидкостью, поэтому использование оребрения в этом типе аппаратов весьма эффективно. Например, в теплообменнике вода - воздух с водяной стороны легко достижимы коэффициенты теплоотдачи в пределах 2500-5000 Вт/(м²·К), а с воздушной стороны интенсивность теплоотдачи определяется уровнем 50-100 Вт/(м²·К), для эффективного процесса теплопередачи необходимо с воздушной стороны увеличить поверхность теплообмена в 10-30 раз и более.

Конструктивно эти теплообменники целесообразно выполнять по кожухотрубчатой схеме с пучками из оребренных труб или по принципу компактных аппаратов.

Примеры теплообменников типа жидкость - газ в технике: конденсаторы паровых турбин, автомобильные радиаторы, агрегаты холодильных установок и установок для кондиционирования воздуха и т.д.

В настоящее время в мировой практике применяются ребристые теплообменники с ребрами самой разнообразной конфигурации, изготавливаемыми по различной технологии. Используются продольные и поперечные ребра, винтовые одно- и многозаходные, шипообразные, постоянной толщины и переменного сечения, высокие и низкие. Ребра могут изготавливаться как единое целое со стенкой трубы путем литья, механической обработки, высадки (накатки) на трубообжимных станках. Возможно и отдельное изготовление трубы и ребер и последующее крепление ребер к трубе на основе различных технологий. Ребра могут навиваться на трубу в виде ленты, поставленной на ребро, а затем крепиться к трубе сваркой или пайкой. Поперечные ребра могут напрессовываться на трубу или надеваться на нее с зазором при условии последующего крепления пайкой или сваркой, возможно и гидравлическое поддавливание трубы изнутри вплоть до некоторой остаточной деформации (увеличения диаметра), которая обеспечит качественный контакт между трубой и основанием ребра. Основание ребер может завальцовываться в стенку трубы. Продольные ребра удобно крепить роликовой или точечной сваркой. Преимущество отдельного изготовления ребер и трубы заключается в том, что ребра могут быть сделаны из высокотеплопроводного материала: меди, алюминия, а трубы - из более дешевого и прочного металла, например, стали. Однако есть и существенный недостаток отдельной технологии - проблема устранения контактного термического сопротивления в месте стыка поверхности трубы и основания ребра. Контактное сопротивление снижает эффект применения ребристой поверхности.

Количество ребер на единице длины трубы определяется возможностями производства, стремлением достижения минимальных габаритов аппарата и влиянием количества, формы и размеров ребер на гидродинамику и теплообмен потока около ребренной поверхности. Известно, что наличие ребер на поверхности может почти не влиять на величину коэффициента теплоотдачи, свойственной гладкой поверхности, а может увеличить или уменьшить интенсивность теплоотдачи ввиду изменения условий течения около ребренной стенки по сравнению с гладкой.

В зарубежной практике широко применяются трубы с 6-15 высокими ребрами на длине 0,0254 м. Трубы с низкими ребрами

(высота ребра менее 0,0032 м) выпускаются с 630-748 ребрами на 1 м длины. Наружная поверхность одного погонного метра трубы с 748 ребрами в 2,5 раза больше, чем аналогичная поверхность гладкой трубы одинакового наружного диаметра. Трубы с низкими ребрами (высотой 0,0016 м) производятся накаткой дисками из труб-заготовок, при этом наружный диаметр ребер всего на 0,000025 м меньше, чем наружный диаметр заготовки, деформация которой происходит за счет изменения внутреннего диаметра заготовки (уменьшается на 0,0018 м). Следовательно, низкорребристые трубы оказываются взаимозаменяемы с гладкими трубами в кожухотрубчатых теплообменниках и не требуют изменения конструкции и технологии сборки аппарата. В частности, крепление (развальцовку) низкорребристых труб в трубных решетках можно осуществлять по технологии для гладких труб, если края ребристых труб оставлять гладкими. Стенка трубы под ребрами примерно на 0,0007 м меньше, чем у неоребренной трубы.

Трубы с продольными ребрами особенно широко используются в теплообменниках типа «труба в трубе», в которых оребряется внутренняя труба.

Продольные ребра обычно имеют толщину около 0,0009 м, при высоте ребер 0,0127-0,0254 м на трубе располагаются 24 или 36 ребер. Длина труб примерно 7,5 м. Количество ребер незначительно влияет на стоимость трубы, однако сильно сказывается на величине гидросопротивления. Очевидно, чем больше ребер на трубе, тем выше сопротивление в потоке, омывающем ребра.

При оценке эффективности теплообменника необходимо учитывать большую стоимость ребристых труб (в случае их применения) по сравнению с гладкими.

Производство ребристых труб путем напрессовки ребер на гладкие трубы обходится сравнительно дешево, крепление ребер сваркой, и особенно пайкой, - дороже.

Известно, что чем выше коэффициент эффективности ребра, тем большее количество тепла может быть передано оребренной поверхностью. Однако необходимо отыскивать оптимальный коэффициент эффективности ребра, критерием выбора которого является максимальная тепловая эффективность ребристой поверхности и всего теплообменника в целом. Используя

суживающиеся по высоте ребра, можно снизить вес ребер и уменьшить гидравлическое сопротивление в потоке между ребрами за счет увеличения проходных сечений около вершин ребер. Однако стоимость изготовления ребер переменного сечения значительно возрастает по сравнению с ребрами постоянной толщины. Поэтому ребра переменного профиля используются только в случае изготовления их вместе с трубами - отливкой, прокаткой, механической обработкой. Последний способ изготовления ребристых труб наиболее трудоемкий.

Погонный метр трубы с низкими ребрами дороже аналогичной гладкой трубы всего в 1,25-1,5 раза в зависимости от материала.

Современная технология позволяет производить медные трубы с 1000 и более ребрами на 1 м длины, однако их массовое изготовление будет значительно дороже труб с 748 ребрами.

Возникало опасение, что низкие ребра могут забиваться различными отложениями из теплоносителя и становиться бесполезными для интенсификации переноса тепла. Эксплуатационная проверка показала полную работоспособность низкорребристых труб.

Принципиальные особенности течения возникают при продольном обтекании трубы с поперечными ребрами. В полостях между ребрами образуется достаточно интенсивная циркуляция жидкости в виде тороидальных вихрей. При высоких и часто расположенных ребрах в межреберной полости возникают два тороидальных вихря по высоте полости. Направление вращения внешнего вихря, как и единственного вихря при относительно низких ребрах, совпадает с направлением движения основного потока. Циркуляция жидкости между ребрами способствует достаточно интенсивной теплоотдаче, однако часто в зависимости от высоты и частоты расположения ребер средние коэффициенты теплоотдачи на оребренной поверхности ниже, чем на гладкой трубе. Гидросопротивление потоку около оребренной трубы обычно значительно выше, чем у гладкой.

При поперечном обтекании пучка труб с низкими поперечными ребрами коэффициент теплоотдачи примерно на 10% меньше по сравнению с гладкотрубным пучком при одинаковых расходах теплоносителей.

При внешнем продольном обтекании пучка труб с ребрами, параллельными оси трубы, существует проблема обеспечения интенсивной теплоотдачи на поверхности ребер. Если расстояние между вершинами ребер соседних труб больше, чем расстояние между соседними ребрами трубы, то основная часть межтрубного потока протекает за пределами вершин ребер. Вследствие этого поток в межреберном пространстве слабо перемешивается, теплообмен ухудшается, кроме того, жидкость в межреберном пространстве имеет температуру, более близкую к температуре ребер, чем жидкость в основном потоке, это снижает фактический температурный напор и также ухудшает теплоотдачу. Для предотвращения обхода основным межтрубным потоком межреберных каналов используются продольные вставки, заполняющие межтрубное пространство за пределами ребер. Аналогичную роль выполняют стержни, монтируемые внутри трубы, при использовании труб с внутренними продольными ребрами.

Проблема ликвидации зон течения с малоинтенсивным перемешиванием в межреберных полостях в определенной степени существует и для труб с высокими поперечными ребрами в поперечном потоке. Рекомендации, способствующие обеспечению высокой интенсивности теплоотдачи на поверхности ребер, приведены в [9].

В случае малых расстояний между трубами распределение скоростей во всем межтрубном потоке равномерное, поэтому коэффициент теплоотдачи, а также потери давления достаточно точно рассчитываются по соотношениям для круглых труб (или пучков из них) при условии использования эквивалентного диаметра.

Соотношения для расчета теплоотдачи и потерь давления для ребер различной формы, конкретных параметров пучков труб и условий обтекания приводятся в [9, 199, 326].

Теплообмен и трение около ребристых поверхностей – сложные, еще недостаточно исследованные процессы. Не существует пока кратких и точных рецептов для определения областей использования того или иного типа оребрения, однако некоторые рекомендации в литературе сформулированы.

Поперечные или спиральные (с малым шагом спирали) высокие ребра особенно эффективны при поперечно омываемых трубных

пучках. Ребра увеличивают поверхность теплообмена в 5-10 и более раз, потери давления при этом увеличиваются только в 2-3 раза, средний коэффициент теплоотдачи может уменьшаться примерно в 2 раза, следовательно, целесообразность использования такого оребрения очевидна.

При малых коэффициентах теплоотдачи со стороны ребер (высоких) теплопроводность стали достаточна для обеспечения необходимого коэффициента эффективности ребра при разумной толщине последнего. Для относительно больших коэффициентов теплоотдачи со стороны оребрения и высоких ребер толщина стальных ребер становится слишком значительной. В подобных случаях целесообразно использовать медные или алюминиевые ребра. Например, стальные ребра (поперечные и продольные) высотой 0,012 м и толщиной 0,00089 м выгодно применять при коэффициентах теплоотдачи, меньших 280 Вт/(м²·К). Теплопроводные тонкие и высокие медные или алюминиевые ребра весьма эффективны (при атмосферном давлении) в более широком диапазоне коэффициентов теплоотдачи в теплообменниках, если один из теплоносителей газообразный.

Трубы с высокими ребрами широко используются в различных теплообменниках с воздушным охлаждением: экономайзерах энергетических парогенераторов, воздушных кондиционерах, в регенераторах ГТУ, газоохлаждаемых ядерных реакторах, конденсаторах и холодильниках химической промышленности, водоохладителях ТЭС, батареях центрального отопления и т.д. Интерес к использованию высоких ребер в последнее время возрос, потому что современные технико-экономические расчеты показали, что даже на предприятиях, расположенных около достаточно богатых природных источников воды (рек, озер и т.д.), воздушная система охлаждения воды и других веществ в теплосиловых и технологических установках часто оказывается дешевле и проще в эксплуатации, чем водяная или комбинированная.

Трубы с поперечными ребрами в продольном потоке жидкости используются редко, это связано с большими затратами энергии на перемещение теплоносителя относительно оребренной поверхности. Однако и в таких условиях (особенно в кольцевых каналах)

посредством оребрения иногда достигается большее возрастание теплоотдачи по сравнению с умеренным увеличением сопротивления.

Как уже отмечалось, трубы с высокими продольными ребрами широко применяются в теплообменниках типа «труба в трубе». Оказывается, даже при высокой интенсивности теплоотдачи по обе стороны поверхности теплообмена оребрение внутренней трубы может быть целесообразным. Если термическое сопротивление теплоотдачи со стороны оребренной поверхности меньше $3,5 \cdot 10^3 \text{ м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$, то выгода от применения ребер значительно снижается. При малых коэффициентах теплоотдачи по разные стороны от внутренней трубы и большой разнице между ними использование оребрения значительно сокращает продольные габариты теплообменника.

Низкорребристые трубы с поперечными ребрами в поперечном потоке эффективны при относительно небольшой разнице в интенсивности теплоотдачи для обоих теплоносителей. Трубы с низкими ребрами используются в холодильной технике (в водоохлаждаемых конденсаторах компрессорных холодильных установок, в конденсаторах и испарителях фреоновых холодильных установок); в нефтеперерабатывающей и химической промышленности (в водяных газо- и воздухоохладителях); в энергетике (в водяных маслоохладителях, конденсаторах) и в других областях техники. Целесообразность применения низкорребристых труб можно проиллюстрировать на следующем примере. Пусть для гладкой трубы наружным диаметром 0,01905 м коэффициент теплоотдачи с внешней стороны $700 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Площадь наружной поверхности одного погонного метра трубы будет $0,06 \text{ м}^2/\text{м}$, коэффициент теплоотдачи, отнесенный к отрезку трубы длиной 1 м, - $42 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Для трубы с 748 низкими ребрами на длине 1 м при одинаковом с гладкой трубой наружном диаметре площадь поверхности одного погонного метра равна $0,15 \text{ м}^2$. При меньшем коэффициенте теплоотдачи на поверхности ребристой трубы - $636 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ величина коэффициента теплоотдачи, приходящаяся на 1 м оребренной трубы, будет $95,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Следовательно, для изготовления некоторого теплообменника понадобится примерно вдвое меньше погонных метров ребристых труб по сравнению с гладкими. Если учесть разницу в стоимости одного погонного метра

тех и других труб, то станет ясно, что применение ребристых труб обеспечивает значительное уменьшение продольного габарита (более чем в 2 раза) и стоимости (не менее чем на 25%) теплообменника.

В работе [123] на основе сравнительной оценки коэффициентов эффективности высоких продольных и низких поперечных ребер из различных материалов определены оптимальные области их использования. Трубы с поперечными низкими ребрами в диапазоне коэффициентов теплоотдачи 1140-5700 Вт/(м²·К) выгоднее, чем трубы с высокими продольными ребрами. Последние предпочтительны при меньших коэффициентах теплоотдачи.

Возможность использования наружных низких продольных ребер для интенсификации теплообмена в поперечно обтекаемых коридорных и шахматных пучках труб исследована в [9]. Опыты проводились на трубах с диаметрами по основанию ребер 0,01525 и 0,038 м и высотой ребер в пределах 0,00102-0,005 м.

При шахматном расположении труб теплоотдача одного погонного метра ребристых труб существенно выше, чем у гладких, и возрастает с увеличением числа Рейнольдса омывающего потока. В области чисел Рейнольдса $7 \cdot 10^4$ - $8 \cdot 10^4$ теплоотдача ребристых труб примерно в 1,6 раза больше, чем у гладких, а сопротивление труб с ребрами увеличивается незначительно по сравнению с гладкими. При числах Рейнольдса, меньших $2 \cdot 10^4$, сопротивление ребристых труб примерно одинаково с гладкими. Отмечено, что зависимости для теплоотдачи и трения ребристых труб аналогичны соответствующим зависимостям для шероховатых труб. Анализ результатов экспериментов показал, что теплоотдача и сопротивление ребристых труб увеличиваются пропорционально поверхности теплообмена. При числах Рейнольдса, больших $4 \cdot 10^4$, коэффициент теплоотдачи ребристых труб становится больше, чем у гладких.

В коридорных пучках эффект оребрения оказался значительно ниже, увеличение теплоотдачи не превышает 35% по сравнению с гладкими трубами. Сопротивление ребристых трубных пучков примерно одинаково с гладкими.

Высота ребер влияет на тепловую эффективность поверхности. Для ребер малой высоты (0,0017-0,002 м) теплоотдача возрастает пропорционально поверхности теплообмена. Ребра высотой 0,002-0,005 м менее эффективны, а с ребрами высотой 0,005 м,

поверхность которых примерно в 3 раза больше гладкой, теплоотдача увеличивается только в 2 раза по отношению к гладкой. Аналогично на теплосъем влияет уменьшение шага между ребрами от 0,0035 до 0,0015 м, поверхность теплообмена при этом возрастает в 2 раза, а теплоотдача - только на 10%.

Эффективность пучков труб с винтовыми низкими ребрами при углах наклона ребер 30-60° в поперечном потоке оказалась практически одинакова с пучками труб с продольными прямыми ребрами [9].

Соединение в одном аппарате преимуществ малых эквивалентных диаметров каналов (до 0,001 м) и оребрения для обеспечения высокоинтенсивного теплообмена привело к созданию современных компактных теплообменников, которые содержат до 4500 м² рабочей поверхности в 1 м³ объема аппарата, по сравнению с 65-130 м²/м³ в обычных теплообменниках из труб с наружным диаметром 0,0159-0,0254 м [123]. Конструкция и расчет компактных теплообменников рассматриваются в работах [9, 20, 123, 199, 310, 326].

В котлоагрегатах энергоблоков, предназначенных для работы на углях Восточной Сибири с высокими показателями изнашивания поверхности нагрева, оказалось целесообразным внедрение мембранных поверхностей. Эти поверхности эффективны и в водогрейных котлах. В мембранных поверхностях трубы каждого ряда трубной системы, обтекаемой поперечным межтрубным потоком газа, связаны между собой вдоль потока плоскими (иногда изогнутыми) продольными (или поперечными) приварными поверхностями (ребрами), которые увеличивают поверхность теплообмена. Промышленные испытания подтвердили высокие конструктивные, технологические и эксплуатационные качества мембранных поверхностей, их тепловую эффективность. Они позволяют увеличить нагрузку котлов по сравнению с гладкотрубными поверхностями и одновременно снизить износ поверхностей и скорость газов. Применение мембранных поверхностей в водяном экономайзере обеспечивает снижение металлоемкости трубного пучка на 30%, аэродинамического сопротивления примерно на 25%, гидросопротивления - на 30%. При поперечном оребрении коэффициент оребрения почти в 2 раза

больше, чем при продольном, поэтому число труб сокращается примерно в 2 раза и существенно уменьшаются габариты экономайзера. Важно, что загрязнение ребристого экономайзера не выше, чем у гладкотрубного. Расчетные соотношения для теплоотдачи и аэродинамического сопротивления мембранных шахматных и коридорных пучков труб, шахматных пучков с поперечными ребрами получены И.Д. Лисейкиным и др. Формулы теплообмена и потерь давления в мембранно-лепестковом экономайзере (мембранная поверхность с дополнительными поперечными к трубам ребрами) получены Г.И. Левченко.

Высокая эффективность кольцевых поперечных ребер при поперечном обтекании трубного пучка определила их широкое применение в современной энергетике. Обобщающие расчетные соотношения приведены в [96, 360]. Интересное развитие получило плавниковое ребрение труб. Для котельных экономайзеров разработаны двухслойные двухплавниковые трубы: на обычной трубе (несущей) обжимается другая труба, из которой при этом формируются два плавника. Производство таких труб высокотехнологично (отсутствует сварка) и относительно дешево (обжимаемая труба может изготавливаться из менее дефицитных сталей, чем несущая). Конструкция позволяет уменьшить абразивный износ основных труб и обеспечивает повышение эффективности конвективного теплообмена по сравнению с обычной мембранной поверхностью.

В отечественной и зарубежной теплоэнергетике продолжается широкое внедрение низкорребристых труб с поперечными ребрами, накатанными на наружной поверхности трубы. Они особенно эффективны в конденсаторах различного назначения при конденсации пара в межтрубном пространстве горизонтального пучка труб.

Механизм процесса конденсации пара на ребристой поверхности пока полностью не выяснен. Однако новые экспериментальные исследования и теоретический анализ убедительно свидетельствуют, что интенсификация теплообмена обеспечивается силами поверхностного натяжения, которые (совместно с силой тяжести) стягивают пленку конденсата с поверхности ребер в межреберные канавки, откуда конденсат под действием силы тяжести стекает на

нижнюю часть трубы, а затем покидает трубу. Значительная часть ребристой поверхности освобождается от конденсата для активного теплообмена с паром, при этом практически исключается термическое сопротивление пленки конденсата и, следовательно, увеличивается интенсивность теплоотдачи от пара к развитой (ребристой) поверхности трубы. Одновременно в нижней части поперечного сечения трубы силы поверхностного натяжения препятствуют стоку конденсата с трубы за счет капиллярного удерживания конденсата между ребрами. Отрицательная роль капиллярного эффекта приводит к частичному или полному «затоплению» конденсатом ребристой поверхности и, соответственно, к резкому ухудшению теплоотдачи. Обычно коэффициент теплоотдачи на затопленном участке трубы пренебрежимо мал по сравнению с его уровнем на незатопленном участке.

Интенсивность теплоотдачи зависит от геометрии ребристой поверхности и физических свойств пара. Уменьшение шага оребрения повышает теплообмен благодаря увеличению поверхности теплообмена, непосредственно контактирующей с паром в верхней части трубы. На затопленном участке трубы увеличение плотности ребер существенно ухудшает теплообмен из-за возрастающего капиллярного удерживания конденсата и «затопления» ребер. При чрезмерной плотности оребрения возможно полное «затопление» конденсатом всей поверхности трубы. Повышение коэффициента поверхностного натяжения конденсата улучшает теплообмен в верхней части трубы (облегчается стягивание конденсата с ребер) и одновременно ухудшает теплообмен в нижней части (увеличивается капиллярное удерживание конденсата). Экспериментально показано, что, несмотря на низкий уровень теплообмена в нижней части трубы при оптимальной геометрии оребрения достигается существенная общая интенсификация теплоотдачи для ребристой трубы (до 500%) в сравнении с гладкой. Для водяного конденсатора паровой турбины, в котором термическое сопротивление по паровой стороне составляет обычно 30-50% суммарного термического сопротивления между паром и охлаждающей водой (для гладкой трубы), посредством низкорребристых труб можно значительно сократить габариты аппарата. В опытах при конденсации водяного пара при атмосферном

давлении на трубах с прямоугольными ребрами толщиной 0,5 мм и высотой 1,6 мм фиксировалось увеличение теплоотдачи при уменьшении шага оребрения до 2 мм; достигнуто возрастание коэффициента теплопередачи в 1,6 раза (скорость охлаждающей воды 3,5 м/с). Дальнейшее уменьшение шага оребрения вызывало почти полное «затопление» ребристой поверхности и снижение теплообмена.

Различие в условиях конденсации по контуру поперечного сечения ребристой трубы обуславливает сложность расчета среднего коэффициента теплоотдачи для такой трубы. Необходимо определить размеры затопленного и незатопленного участков, по рекомендованным соотношениям рассчитать теплоотдачу на этих участках и на межреберной поверхности, а затем вычислить осредненное значение теплоотдачи. Расчет оказывается сложным и трудоемким, привлекаются численные методы расчета на ЭВМ.

Высокие технико-экономические качества низкорребристых труб проявляются и во многих других видах теплообменников. В маслоохладителях паровых турбин их применение позволяет снизить массу аппарата на 25-30%. В [259] приведены формулы для определения средней теплоотдачи и гидросопротивления при поперечном обтекании пучка низкорребристых труб маслоохладителей. При конвективном теплообмене однофазной жидкости эффективные высота и шаг ребер зависят от толщины пограничного слоя. Для интенсификации теплообмена высота ребер должна быть больше толщины пограничного слоя.

Использование оребренной (развитой) поверхности для интенсификации теплообмена целесообразно как при внешнем обтекании пучков труб, так и при течении в каналах.

Экономически оправдано применение труб с внутренними относительно низкими спиральными ребрами, в которых интенсификация теплообмена достигается за счет развития поверхности и закрутки потока. При одинаковых мощности прокачивания теплоносителя и количестве передаваемого тепла ребра, параллельные оси трубы (высота ребра менее 2 мм), обеспечивают снижение металлоемкости пучка труб на 10%, а спиральные ребра (угол подъема спирали 30°) - на 49%.

Максимальная экономия металла получается для спиральных ребер высотой 1-1,5 мм.

Из анализа следует, что с возрастанием закрутки потока спиральные ребра увеличивают теплоотдачу больше, чем гидросопротивление, поэтому выгода применения труб с такими ребрами очевидна. Область использования труб со спиральными ребрами для интенсификации теплообмена весьма широка: в потоках однофазных жидкостей и газов; при кипении и конденсации с одновременным вынужденным течением теплоносителя (в конденсаторах и парогенераторах).

4.4. Интенсификация теплообмена при многократном диспергировании жидкости

Существенному повышению эффективности процессов теплообмена способствует также эффект Шабалина, сущность которого заключается в том, что при образовании и разрушении капель вследствие интенсивного обновления и увеличения поверхности контакта фаз процессы переноса резко ускоряются (коэффициенты тепло- и массопередачи в этот момент возрастают в несколько раз).

Эффект Шабалина можно достичь за счет принудительного вторичного дробления капель, если на пути движения капель поместить дробящие и коалесцирующие элементы в виде сеток или нитей, вероятность встречи с которыми возрастала бы с увеличением размера капель. В простейшем случае в качестве коалесцирующих и дробящих элементов могут выступать элементы насадки градирни, если будут предусмотрены условия многократного диспергирования стекающей пленки жидкости и сепарации падающих капель на элементах насадки. Традиционные конструкции градирен с деревянной щитовой насадкой в значительной степени удовлетворяли этим требованиям, так как речные щиты, установленные под малым углом к оси градирни, обеспечивали постоянное дробление пленки жидкости, стекающей с реек, осаждение капель и формирование новой пленки на нижележащих элементах.

Если столкновение капель с плоскими преградами изучено достаточно хорошо, то данные по их взаимодействию с

цилиндрическими препятствиями в литературе практически отсутствуют. Исключение составляют работы, выполненные под руководством В.С. Галустова [224], в которых представлены результаты исследования дисперсности вторичного распыла жидкости в аппаратах с принудительным вторичным дроблением капель на сетчатых и нитевидных элементах.

Положительные результаты этих испытаний подтвердили справедливость предпосылок, положенных в основу разработки таких аппаратов, целесообразность их всесторонних и глубоких исследований и широкого внедрения в производство.

Подробное описание и некоторые результаты испытаний новых аппаратов, реализующих названные принципы интенсификации теплообмена, приведены в [24, 45, 345].

Простейшим является аппарат с неподвижной сплошной сеткой для вторичного дробления [48], схематично показанный на рис. 4.1, где 1,4 – вход жидкости и газа; 2,3 – выход жидкости и газа.

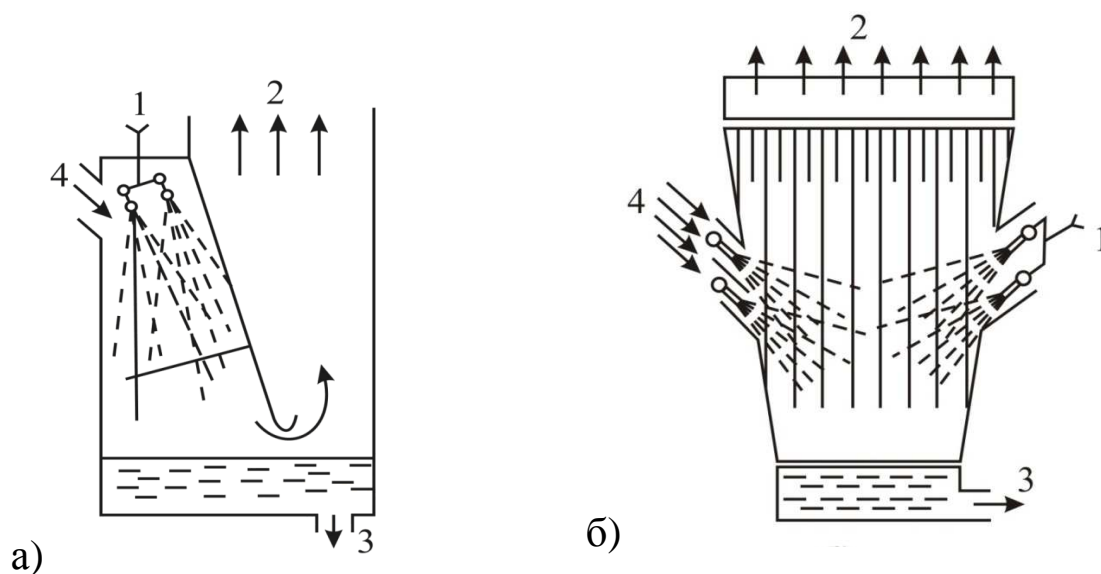


Рис. 4.1. Вторичное дробление капель.

Рис. 4.2. Дробление капель в градирне.

Аппарат работает следующим образом. Обрабатываемая (например, охлаждаемая) жидкость подается на форсунки, число и расстановка которых определяются традиционно. Распыл всех форсунок образует единый факел, который эжектирует газ,

поступающий в контактную зону. Мелкие капли при этом быстро тормозятся и, следуя линиям тока газа, в большинстве своем свободно проходят сквозь ячейки сетки. Крупные капли, соизмеримые с размерами ячеек сетки, вследствие значительной инерции сталкиваются с ее проволочками, дробятся и затормаживаются. Дальнейшее движение капель, их сепарация, вывод отработанного воздуха происходят как обычно. Аппараты описанной конструкции внедрены в производство в качестве охладителей оборотной воды производительностью до 35 и 90 м³/ч. Их эффективность по сравнению с аппаратами без сеток оказалась выше (перепад температуры возрос при установке сетки на 10-15%).

На рис. 4.2 показана схема градирни [44], рассчитанной на высокие производительности (1000 и более м³/ч), в которой используются нитевидные или ленточные дробящие элементы. Конструкция градирни в основном традиционна. Отличается она наличием нитей, шаг расстановки которых уменьшается в направлении к середине шахты. Этим обеспечивается высокая и равномерная по всему сечению шахты вероятность столкновения капель с нитями. В верхней части шахты подвешены дополнительные короткие нити, способствующие снижению уноса мелких капель. Так как нити (ленты) снизу не закреплены, они под воздействием газового потока колеблются, что также обуславливает повышение вероятности попадания на них капель и способствует турбулизации стекающей по ним пленки жидкости. Если насадка градирни является дискретной, например речной, и имеет разрывы смачиваемой пленкой поверхности, направленные перпендикулярно вектору поля силы тяжести, то имеет место принудительное дробление пленки, стекающей с насадки жидкости на капли. При этом образуется новая поверхность теплообмена, площадь которой на несколько порядков (10²-10⁶ раз) превышает поверхность пленки. Увеличение поверхности вызывает пропорциональное увеличение количества передаваемого тепла даже при сохранении прежнего уровня теплового потока.

В зависимости от плотности орошения процесс стекания пленки жидкости с кромки насадки может происходить в виде капель или струй, с последующим дроблением струй на капли. Управление процессом каплеобразования можно осуществить даже

конструктивно, меняя форму и размеры кромки. Подтверждение сказанному можно найти, например, в работе [253], авторы которой исследовали влияние геометрии микровыступов смачиваемой поверхности на размеры отделяющихся от нее капель, что важно для расчетов процесса диспергирования (рис. 4.3).

В экспериментах определялись объемы капель воды, отделившихся от металлических цилиндрических насадок ($R/b = 0,824; 0,916; 1,008; 1,098; 1,282; 1,465; 1,648; 1,832; 2,931$), металлических конусов ($\beta = 15^\circ; 30^\circ; 45^\circ; 60^\circ; 80^\circ$) и стеклянных сфер ($R/b = 0,623; 0,989; 1,465; 1,795; 2,619$) (рис. 4.3). Время образования каждой капли составляло $3 \cdot 10^2 - 10^3$ сек., что признано в литературе достаточным для соблюдения квазистатичности каплеобразования.

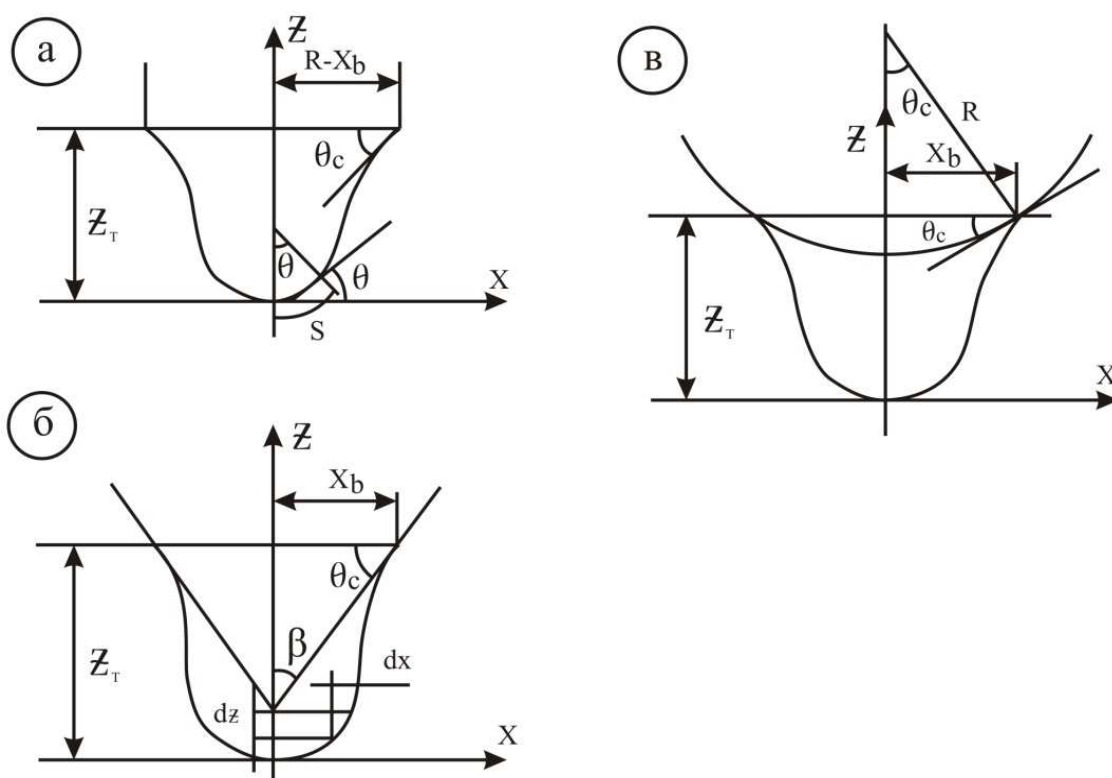


Рис. 4.3. Схемы отделяющихся капель.

Перед проведением экспериментов поверхность стеклянных сфер обрабатывалась спиртом и эфиром, металлические насадки прокаливались докрасна на открытом огне, что обеспечивало полное смачивание водой каплеобразующих элементов. Капли (не менее 10 штук) улавливались в кювету с касторовым маслом, покрытым слоем керосина, и фотографировались в проходящем свете. Определенные

при обработке объемы капель представлены в табл. 4.1. В качестве характерного масштаба длины при обработке опытных данных была выбрана величина капиллярной постоянной $b = \sqrt{\sigma / \rho g}$.

Таблица 4.1
Объемы отделяющихся капель

Конус									
b , град.	15	30	45	60	80				
V/b^3	1,925	3,386	4,721	6,501	7,372				
Цилиндр									
R/b	0,824	0,916	1,008	1,098	1,282	1,465	1,648	1,832	2,931
V/b^3	3,301	3,533	3,859	4,857	5,196	6,185	6,615	6,743	9,736
Сфера									
R/b	0,623	0,989	1,465	1,795	2,619	3,000			
V/b^3	2,434	3,474	4,271	4,309	5,195	5,477			

4.5. Интенсификация теплообмена при пленочном течении

Деление методов интенсификации теплообмена на активные и пассивные представляется, по существу, искусственным, поскольку все они без исключения требуют дополнительных затрат энергии на прокачку теплоносителя [60, 116, 123, 159, 219].

Применение поверхности с регулярной шероховатостью значительно (до 2 раз) повышает интенсивность процессов тепломассопереноса [9, 14, 36, 40, 107, 185, 237, 276, 331, 338].

Основные методы интенсификации теплообмена [360] сводятся к увеличению поверхности теплообмена (с помощью оребрения различной конфигурации), гидродинамическому воздействию на поток (закручивание потока с помощью вставок различного типа, акустическое воздействие, создание шероховатости), механическому воздействию на поток (вибрация и вращение поверхности), электрическому и магнитному воздействию на поток.

Одним из эффективных методов интенсификации газожидкостных процессов химической технологии [7, 43, 55, 62, 69, 99, 195] является обеспечение движения жидкости в пленочном режиме.

Совершенствование конструкций насадок с пленочным режимом контактирования идет по пути турбулизации пленки стекающей жидкости. Особого внимания заслуживают те варианты конструкций регулярных насадок, где обеспечено постоянное перераспределение потоков контактирующих фаз между конструктивными элементами насадок, выравнивание профиля скоростей газа и жидкости по сечению аппаратов [139]. Предлагаемое направление интенсификации промышленных аппаратов подтверждает и наметившаяся тенденция к уменьшению высоты пакетов листов и высоты рулонов рулонной насадки, к использованию гофрированных, а также снабженных просечными отверстиями различной формы листовых материалов. Все это не только способствует турбулизации жидкостной пленки, но и улучшает распределение потоков фаз.

В последние годы для повышения эффективности охлаждения воды в градирнях широко применяются регулярные насадки [26, 46, 63, 195, 253, 259].

При исследовании регулярной насадки [78], образованной чередованием плоских и гофрированных листов тонколистового алюминия, поверхность тепло- и массообмена состоит из множества каналов постоянной геометрической формы. Поскольку движение потоков воды и воздуха является организованным, аэродинамическое сопротивление слоя такой насадки невелико. При развитой поверхности контакта на единицу объема слоя это позволяет значительно сократить габаритные размеры аппаратов и интенсифицировать протекающие в них процессы.

Для турбулизации пленки жидкости и газового потока используют также регулярную пакетную гофрированную насадку, в которой пакет представляет собой архимедову спираль, свернутую из двух лент, гофрированных под косым углом и сложенных таким образом, что в результате пересечения гофров соседних лент образуются ячейки. Для турбулизации контактирующих фаз на вертикальных элементах выполняют горизонтальные и наклонные рифы, изготавливают вертикальные элементы из стеклоткани, зажатой с обеих сторон металлической сеткой из проволоки диаметром не более 0,6 мм, наносят на листовую сталь сеть царапин и просечек и т.д. [125].

Перспективными считают насадку ячеистого и капиллярного типа [128, 129], отличающуюся развитыми поверхностями на единицу объема при сравнительно невысоких сопротивлениях потоку воздуха.

Орошаемая насадка аппарата для испарительного охлаждения воды [224] собрана из гофрированных пластмассовых пластин, разработанных в Московском институте типового и экспериментального проектирования [24]. Чтобы эти пластины не деформировались, максимальное значение температуры охлаждаемой горячей воды не должно превышать 45°C. Интенсификация процесса охлаждения воды достигается благодаря волновому турбулентному движению пленки воды по гофрированной поверхности пластин.

Одной из наиболее перспективных в плане реализации способов интенсификации конструкций является [45, 63, 125] хордовая насадка, где само размещение элементов конструкции в пространстве предопределяет возможность ее использования в аппаратах любого поперечного сечения.

Широко распространенная в градирнях коксохимических производств хордовая насадка выполнена из поставленных на ребро досок, образующих решетки, укладываемые на расстоянии 20 мм с разворотом решеток на 45° или 90°. Помимо улучшения распределения фаз по сечению аппарата, а также способности быстро восстанавливать нарушенное распределение, хордовая насадка реализует одновременно два режима взаимодействия газа и жидкости: пленочный и брызговой. В зазорах между досками газ взаимодействует с нисходящими по боковым сторонам пленками жидкости. При стекании последних с нижних ребер досок образуются струйки и капли жидкости, поверхность которых достаточно велика и вполне соизмерима с поверхностью пленок. При этом в пространстве между соседними решетками организуется брызговой режим взаимодействия. На верхних ребрах элементов нижележащих решеток вновь образуются пленки и т.д. Столь частое образование и разрушение пленок в хордовой насадке способствует повышению ее эффективности вследствие проявления входных и концевых эффектов. Кроме того, турбулизации фаз и интенсификации массопереноса способствует многократное дросселирование газового потока по высоте, при расширении его в междурешеточном

пространстве и сужении в зазорах между досками. Как видно, методы интенсификации теплообмена классифицируются в основном по способу их реализации [63].

Отметим, что увеличение конвективного теплового потока может быть достигнуто и без интенсификации теплообмена, при помощи простого развития увеличения поверхности контакта фаз. Однако простое развитие поверхности предполагает увеличение теплового потока посредством использования простых форм оребрения (например, трубные пучки с прямыми сплошными гладкими ребрами, ориентированными вдоль течения). Это типично экстенсивный метод увеличения теплового потока, который не имеет больших резервов для дальнейшего развития, так как уже сейчас достигнуты практически предельные значения коэффициента оребрения и КПД ребра [125].

Интенсификация теплообмена, наоборот, является интенсивным методом увеличения теплового потока, возможности которого далеко не исчерпаны, и может быть осуществлена посредством воздействия на микроструктуру или на микро- и макроструктуру потока.

Следует заметить, что методы интенсификации теплообмена чрезвычайно многообразны. Физический механизм процессов в некоторых случаях изучен пока недостаточно или даже вообще не ясен. Поэтому любая систематизация по признаку механизма процесса будет неизбежно носить несколько схематичный характер. Кроме того, нередко интенсификация достигается за счет нескольких органически связанных основных и сопутствующих эффектов, действие которых отделить друг от друга практически невозможно. В этих условиях представляется логичным строить систематизацию по основным влияниям [45].

С учетом сказанного под воздействием на микроструктуру потока будем понимать турбулизацию пограничного слоя на межфазной поверхности газожидкостной среды и его разрушение на поверхности насадочных элементов, а под воздействием на микро- и макроструктуру потока - создание вторичных течений и изменение физических свойств жидкости. Турбулизация пограничного слоя на поверхности насадки может быть осуществлена посредством создания на поверхности искусственной шероховатости различного вида. В случае песочной шероховатости осуществляется возмущение

пристенной области течения, а в случае дискретной шероховатости (например выступов) - течение с локальными отрывами.

Более перспективной является вторая форма воздействия. Разрушение пограничного слоя может быть достигнуто с помощью разрывов поверхности, механического удаления и вращения поверхности. Это требует дополнительной энергии и практически в градирнях трудноосуществимо. Для разрыва поверхности пленки на насадке используются прерывистые или перфорированные ребра. Для этого в градирнях применяются полиэтиленовые гофротрубы. Недостатком в этом случае является плохая смачиваемость полиэтилена водой, что уменьшает поверхность контакта фаз.

Создание вторичных течений возможно с помощью обычно не объединенных с основной поверхностью вставок различного типа (например, витых лент), которые перемешивают и закручивают поток; организации вдува-отсоса; наложения неоднородных полей давления с помощью специального профилирования поверхности. Акустическое воздействие реализуется посредством вибрации поверхности или жидкости, электрическое - наложением электростатического поля. Эти воздействия на поток пока не могут быть связаны с каким-либо определенным механизмом интенсификации, так как они создают совокупность разнородных эффектов, физическая природа которых не вполне ясна. Для увеличения конвективного теплового потока во всех рассмотренных случаях может быть применен достаточно просто реализуемый метод - увеличение скорости теплоносителя (воздуха). Однако надо иметь в виду, что тепловой поток изменяется пропорционально скорости в первой степени, а мощность, затраченная на продвижение теплоносителя, - пропорционально скорости в кубе. То есть с увеличением скорости полезный эффект - интенсификация теплообмена водоохлаждения - будет достигаться все более дорогой ценой. Поэтому обычно выполняется целый ряд экспериментальных исследований вариантов контактных устройств, чтобы выбрать наиболее рациональный [9, 50, 61, 64, 75, 94, 116, 278 и др.].

Такой путь характеризуется большими материальными затратами и сроками, а самое главное - невозможностью выбора оптимальной конструкции, т.к. перебрать все допустимые варианты практически невозможно.

ГЛАВА 5

МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В главе на основе применения различных моделей турбулентного пограничного слоя и гидродинамической аналогии получены выражения для вычисления коэффициентов переноса импульса и теплоты. Для определения параметров полученных уравнений в пограничном слое с различными возмущениями (кривизна, шероховатость поверхности и т.д.) использовались известные свойства консервативности законов пограничного слоя (подход Кутателадзе, Леонтьева и др.) и балансовые соотношения переноса импульса.

5.1. Методы моделирования

Теоретические методы моделирования и исследования массо- и теплообменных процессов условно подразделяют на точные, асимптотические, численные и приближенные. В связи с разнообразием конструкций контактных устройств и одновременно происходящих процессов обмена импульсом, массой и теплотой в большинстве задач химической технологии получить точные аналитические решения невозможно, поэтому наибольшее применение получили последние три метода. Так, например, среди различных асимптотических методов используется метод функциональных параметров. Для этого строится разложение оператора относительно малой шкалы сравнения. Зависимость членов асимптотической последовательности от малого параметра осуществляется с помощью процедуры сращивания. Получаемые асимптотические ряды часто расходятся или очень медленно сходятся. Кроме этого удается вычислить только несколько первых членов разложения. Эти обстоятельства ограничивают использование асимптотических формул для инженерных расчетов [50, 74, 278].

Для моделирования и исследования процессов тепломассообмена в химической технологии чаще используются приближенные и численные методы. К приближенным методам относятся, например, однопараметрические интегральные методы в теории пограничного слоя, пленочная и пенетрационная модели, методы линеаризации уравнений и др. Приближенные методы позволяют получать

формулы, необходимые для выполнения конкретных инженерных расчетов [29, 38, 60, 75, 90, 91, 122, 177].

Приближенное математическое описание процессов переноса в пограничном слое связано с моделями Прандтля, Кармана, Ландау и Левича, а также с развитием гидродинамической аналогии Рейнольдсом и Чилтоном – Кольборном. Причем наиболее теоретически обоснованной и перспективной является модель диффузионного пограничного слоя Ландау – Левича [91, 177, 200, 327].

Известно, что турбулентный пограничный слой, как и всякая устойчивая статистическая система, имеет некоторые консервативные свойства [154-158]. В турбулентных течениях с продольным градиентом давления в тонкой пристеночной области профиль скорости описывается логарифмическим законом и слабо зависит от градиента давления. На распределение скорости во внешней области турбулентного пограничного слоя, составляющей $0,75\delta$, градиент давления оказывает значительное влияние. На важную особенность пристенной турбулентности – весьма слабую зависимость некоторых характеристик осредненного течения по отношению к внешним возмущениям - особое внимание обратил С.С. Кутателадзе совместно с А.И. Леонтьевым. На основе предельных относительных законов теплообмена и трения были созданы расчетные методы.

Способы расчета турбулентного пограничного слоя с градиентом давления были предложены Э. Грушвитцем и А. Бури и затем улучшены А. Келем и Г.К. Гарднером. Общими особенностями всех этих способов является использование в качестве характерной толщины пограничного слоя толщины потери импульса. Для характеристики профиля скоростей, сильно зависящего от градиента давления, вводятся различные формпараметры. Толщина потери импульса вычисляется при помощи теоремы импульсов, где касательное напряжение на стенке находится, используя закон сопротивления продольно обтекаемой пластины. Данные способы применяются при расчете сопротивления трения тел с различными профилями и дают удовлетворительные результаты [350].

Известны различные модификации аналогии Рейнольдса для отрывных течений за малыми препятствиями на стенках каналов. Нарушение аналогии в отрывных течениях учитывается некоторым коэффициентом K , показывающим степень различия в интенсивности

переноса импульса и тепла в отрывном потоке (работы П. Тетервина, В.К. Мигая, Б.А. Дементьева и др.).

Теоретическая основа вышеописанных подходов заключается в использовании известных свойств консервативности законов трения к продольному градиенту давления в пограничном слое, т.е. структура математического описания элементарных актов переноса инвариантна к различным возмущениям и масштабу аппарата. Влияние этих факторов не изменяет структуру математического описания пограничного слоя, а учитывается параметрически [91].

5.2. Процессы переноса импульса и тепла в пограничном слое

Основные идеи механизма турбулентного переноса представлены в трудах Прандтля и Кармана и развиты многими исследователями.

Известно, что перенос импульса, вещества и тепла может происходить как молекулярным путем, так и вследствие турбулентного обмена, где, в отличие от молекулярного обмена, в турбулентном происходит макроскопическое движение турбулентных объемов. Для определения интенсивности молекулярного переноса вводятся такие коэффициенты, как коэффициент температуропроводности a и кинематическая вязкость ν . В свою очередь турбулентный перенос характеризуется величинами коэффициентов турбулентного обмена a_T , ν_T (гипотеза Буссинеска).

Тогда уравнения теплового потока и касательного напряжения (поток импульса) согласно молекулярному и турбулентному переносу имеют форму:

$$q = -c_p \rho (a + a_T) \frac{dT}{dy}, \quad (5.1)$$

$$\tau = -\rho (\nu + \nu_T) \frac{dU}{dy}, \quad (5.2)$$

где y – поперечная координата в пограничном слое, м.

С другой стороны, потоки тепла и импульса на стенке (т.е. при $y = 0$), можно записать в виде:

$$q_{\text{CT}} = \alpha(T_{\infty} - T_{\text{CT}}), \quad (5.3)$$

$$\tau_{\text{CT}} = \rho\gamma(U_{\infty} - U_{\text{CT}}). \quad (5.4)$$

В выражении (5.4) используется коэффициент импульсоотдачи γ (аналог α), который характеризует скорость переноса импульса. Коэффициент γ стал широко применяться в работах Дьяконова [85, 87, 91, 165, 170, 177, 182] и других для моделирования процессов переноса в одно- и двухфазных средах.

Из (5.1) – (5.4) записывают интегралы [327]:

$$T_0 - T_{\text{CT}} = \frac{1}{c_p \rho} \int_0^{y_0} \frac{q dy}{a + a_T(y)}, \quad (5.5)$$

$$U_{\infty} - U_{\text{CT}} = \frac{1}{\rho} \int_0^{y_0} \frac{\tau dy}{v + v_T(y)}. \quad (5.6)$$

Для решения выражений (5.5) – (5.6) необходимо знать зависимости коэффициентов турбулентного обмена $a_T(y)$ и $v_T(y)$. Эти зависимости являются результатом анализа и обобщения экспериментальных данных.

Связь между коэффициентом турбулентного обмена и физическими характеристиками турбулентного течения дается локальной теорией турбулентности. С учетом влияния геометрических факторов, т.е. варьирования поверхности, через которую проходит поток тепла, для всех случаев, кроме плоской поверхности и значений этих величин (q , τ) на поверхности (при $y = 0$), можно записать в следующем виде:

$$q = q_0 F(y), \quad (5.7)$$

$$\tau = \tau_0 F(y), \quad (5.8)$$

где $F(y)$ – функция, определяемая геометрическими условиями. Например, для круглой трубы полный поток тепла должен быть

постоянным для любой цилиндрической поверхности радиуса $R - y$, отсюда:

$$F(y) = \frac{R}{R - y}, \quad (5.9)$$

где R – радиус трубы.

После того, как подставим выражения (5.7), (5.8) в (5.5), (5.6) и введем коэффициенты теплоотдачи (5.3) и импульсоотдачи (5.4), получим:

$$\frac{c_p \rho}{\alpha} = \int_0^{y_0} \frac{F(y) dy}{a + a_T(y)}, \quad (5.10)$$

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{y_0} \frac{F(y) dy}{v + v_T(y)}. \quad (5.11)$$

При составлении критериев подобия, характерные значения T_∞ , U_∞ достигаются, если за верхний предел интегрирования берется расстояние $y = y_0$. Если значение y_0 несоизмеримо мало по сравнению с геометрическими размерами, то можно предполагать $F(y) = 1$ [327].

Приведем результаты к безразмерному виду с помощью ввода значения, определяющего размер d , и заменив y на безразмерную координату $\xi = y/d$:

$$\frac{1}{Nu} = \int_0^{y_0} \frac{d\xi}{1 + Pr \frac{v_T}{v}}, \quad (5.12)$$

$$\frac{2}{C_f} = Re \int_0^{\xi_0} \frac{d\xi}{1 + \frac{v_T}{v}}. \quad (5.13)$$

Формула (5.12) выражает тепловое число Нуссельта. Разделив выражение (5.13) на (5.12), получим критерий Стантона:

$$St = \frac{C_f}{2} \frac{\int_0^{\xi_0} \frac{d\xi}{1 + \frac{v_T}{v}}}{\int_0^{\xi_0} \frac{d\xi}{1 + Pr \frac{v_T}{v}}}. \quad (5.14)$$

В результате из (5.1) – (5.4) приходим к следующим выражениям для определения коэффициентов импульсо- и теплоотдачи в пограничном слое толщиной δ [183]:

$$\gamma = \frac{1}{\delta \int_0^{\delta} \frac{\tau^* dy}{v + v_T(y)}}, \quad (5.15)$$

$$\alpha = \frac{\rho c_p}{\delta \int_0^{\delta} \frac{q^* dy}{a + a_T(y)}}. \quad (5.16)$$

Выражения (5.15), (5.16) являются достаточно общими и позволяют вычислить коэффициенты переноса импульса и тепла на основе коэффициентов молекулярной диффузии, а также известного характера изменения коэффициентов турбулентного обмена $v_T(y)$, $a_T(y)$ и относительных потоков $\tau^* = \tau(y)/\tau_{ст}$; $q^* = q(y)/q_{ст}$. В выражениях (5.15) и (5.16) не учитывается конвективный перенос, т.к. известно, что его роль в пограничном слое в направлении оси Oy мала.

Если известны функции турбулентного обмена $v_T(y)$, $a_T(y)$, выражающие зависимость коэффициента турбулентного переноса от расстояния до поверхности y , то не составит труда вычислить все величины, характеризующие процессы переноса.

Функции турбулентного обмена $\nu_T(y), a_T(y)$ подбирают по экспериментальным данным, но масштаб длины находят из соображений размерности. При этом исходят из гипотезы локальности, согласно которой процесс затухания турбулентности у твердой поверхности определяется только локальными условиями вблизи этой поверхности. Локальными величинами, характеризующими гидродинамические условия вблизи от поверхности, являются кинематическая вязкость жидкости ν_T , ее плотность ρ и касательное напряжение у поверхности $\tau_{ст}$. Кинетическая энергия единицы объема $\rho U_\infty^2/2$ и касательное напряжение имеют одинаковую размерность силы на единицу площади. В результате записывают величину скорости трения (динамическую скорость):

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_{ст}}{\rho}}. \quad (5.17)$$

Касательное напряжение $\tau_{ст}$ можно выразить через скорость потока U_∞ и коэффициент сопротивления (трения) C_f :

$$\tau_{ст} = C_f \frac{\rho U_\infty^2}{2} \quad (5.18)$$

и, подставив выражение (5.18) в (5.17), записать u_* в виде:

$$u_* = U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}}. \quad (5.19)$$

Коэффициент трения по определению имеет вид:

$$C_f = \frac{2\tau}{\rho U_\infty^2}. \quad (5.20)$$

В общем виде он зависит от гидродинамики потока

$$C_f = \frac{A}{\text{Re}^K}. \quad (5.21)$$

Если в выражение (5.20) подставить поток импульса в виде (5.4), получим:

$$C_f = \frac{2\gamma}{U_\infty}, \quad (5.22)$$

или

$$\gamma = \frac{C_f U_\infty}{2}. \quad (5.23)$$

5.3. Гидродинамическая аналогия

Для турбулентного пограничного слоя в случае $\text{Pr} = 1$ и $\text{Pr}_T = \nu_T / \alpha_T = 1$, $dP/dx = 0$ следует подобие профилей скорости и температуры и полная аналогия переноса (аналогия Рейнольдса):

$$\text{St}_T = \frac{C_f}{2}, \quad (5.24)$$

где $\text{St}_T = \alpha / (\rho c_p U_\infty)$ - число Стантона.

При $\text{Pr} \neq 1$ используется поправка Чилтона – Кольборна:

$$\text{St}_T = \frac{C_f}{\frac{m-1}{2\text{Pr}^m}}, \quad (5.25)$$

где неоднородность полей, вызванная молекулярным механизмом переноса, учитывается числом Прандтля. Показатель степени этого числа зависит от гидродинамических условий взаимодействия фаз. В случаях турбулентного движения однофазного потока вдоль твердой поверхности значение m находится в пределах $m \approx (3-4)$ [29, 57, 67, 70, 112, 114, 130, 131], а с подвижной поверхностью раздела $m \approx (2-3)$ [53, 200, 248, 271, 285, 312].

Из уравнений (5.23), (5.25) следует связь между коэффициентами переноса импульса γ и тепла α [91, 177]:

$$\gamma = \frac{\alpha}{\rho c_p} \text{Pr}^{\frac{m-1}{m}}. \quad (5.26)$$

Если записать коэффициенты переноса в вязком и тепловом подслое в виде:

$$\gamma \approx \frac{\nu}{\delta_1}, \quad \alpha \approx \frac{\alpha}{\delta_T} \rho c_p, \quad (5.27)$$

то из выражений (5.26), (5.27) устанавливаются известные соотношения между вязким и тепловым подслоем:

$$\delta_T \approx \delta_1 \text{Pr}^{\frac{1}{m}}. \quad (5.28)$$

Следует отметить, что в уравнениях (5.26) – (5.28) не учитывается неоднородность полей в пограничном слое, вызванная турбулентным механизмом переноса, поэтому для развитого турбулентного режима эти выражения являются приближенными.

5.4. Модель Прандтля (двухслойная модель турбулентного пограничного слоя)

Для описания турбулентного пограничного слоя широко применяется двухслойная модель Прандтля. В этом случае пограничный слой подразделяется на две резко отличающиеся по структуре области: тонкую пристеночную область чисто вязкого движения – вязкий подслой и область с полностью турбулентным движением – турбулентное ядро потока.

В вязком подслое профиль скорости описывается линейной функцией, а в турбулентной области - логарифмической. В результате сопряжения этих функций следуют два важных параметра турбулентного пограничного слоя [206, 350]:

– константа Прандтля $\chi \approx 0,4$;

– безразмерная толщина вязкого подслоя (локальное число Рейнольдса) $R_1 \approx 11,6$.

Согласно модели Прандтля, коэффициент турбулентного обмена в вязком подслое $\nu_T = 0$, а при $y > \delta_1$ имеет вид:

$$\nu_T = \chi u_* y - \nu. \quad (5.29)$$

Найдем коэффициент переноса импульса по модели Прандтля. На основе (5.4) и (5.15) сопротивление переносу импульса при $\tau_w = const$ запишем в виде [177]:

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\rho \Delta \bar{U}_\infty}{\tau_{ст}} = \int_0^\delta \frac{dy}{\nu + \nu_T(y)}. \quad (5.30)$$

Согласно двухслойной модели Прандтля, уравнение (5.30) примет вид:

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\nu} + \int_{\delta_1}^\delta \frac{dy}{\nu_T}. \quad (5.31)$$

Проинтегрировав его, получим:

$$\gamma = \frac{u_*}{R_1 + \frac{1}{\chi} \ln \frac{R_\delta}{R_1}}, \quad (5.32)$$

где $R_\delta = u_* \delta / \nu$ – безразмерная толщина пограничного слоя;
 $R_1 = u_* \delta_1 / \nu$ – безразмерная толщина вязкого подслоя.

Используя аналогию переноса в форме (5.26), получим коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\left(R_1 + \frac{1}{\chi} \ln \frac{R_\delta}{R_1} \right) \text{Pr}^{\frac{m-1}{m}}}. \quad (5.33)$$

По аналогии с пленочной моделью, если все сопротивление переносу теплоты сосредоточено в тепловом подслое (что справедливо при $\text{Pr} \gg 1$), имеем:

$$\frac{1}{\alpha} = \rho c_p \int_0^{\delta_T} \frac{dy}{a} = \frac{\rho c_p a}{\delta_T}. \quad (5.34)$$

Используя связь (5.28), получим:

$$\alpha = \rho c_p \frac{u_*}{R_1 \text{Pr}^{\frac{m-1}{m}}}. \quad (5.35)$$

Напомним, что, согласно двухслойной модели для плоского пограничного слоя, $R_1 = 11,6$. При наличии возмущений R_1 может принимать несколько иные значения.

Значение параметра R_1 можно получить, используя линейную функцию для вязкого подслоя [91]:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* y}{\nu}, \quad (5.36)$$

и степенную функцию, описывающую профиль скорости в турбулентной области пограничного слоя:

$$\frac{u}{u_*} = c_n \left(\frac{u_* y}{\nu} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (n = 7-10). \quad (5.37)$$

При $y = \delta_1$ эти функции имеют одинаковое значение. Отсюда получено [91]:

$$R_1 = \left(\frac{U_\infty}{u_*} \right)^{\frac{n}{n-1}} \left(\frac{\nu}{\delta u_*} \right)^{\frac{1}{n-1}}. \quad (5.38)$$

При $n = 7$ толщина турбулентного пограничного слоя на пластине равна [2, 350]:

$$\delta = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{0,37x}{\text{Re}_x^{0,2}} dx = 0,205 \frac{L}{\text{Re}_L^{0,2}}, \quad (5.39)$$

а средний коэффициент трения вычисляется по формуле:

$$C_f = \frac{0,073}{\text{Re}_L^{0,2}}; \quad R_L = \frac{U_\infty L}{\nu}. \quad (5.40)$$

Из выражения (5.38) с динамической скоростью $u_* = U_\infty \sqrt{C_f/2}$ и толщиной пограничного слоя (5.39) при различных числах $\text{Re}_L = 10^5 - 10^7$ следует значение R_1 для пластины:

$$R_1 = 11,83.$$

Определение R_1 в пограничном слое с возмущениями рассмотрено в разделе 5.8.

5.5. Модель диффузионного пограничного слоя Ландау – Левича

Для математического описания теплоотдачи при турбулентном движении потока широкое применение получила модель диффузионного пограничного слоя с учетом затухания турбулентности в вязком подслое [91, 177, 200, 327].

Сопротивление переносу тепла имеет вид (5.10):

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{T_{\infty} - T_{\text{гр}}}{q} = \int_0^{\delta} \frac{F(y) dy}{\rho c_p (a + a_T)}. \quad (5.41)$$

Согласно модели диффузионного пограничного слоя, если $\text{Pr} \gg 1$, то основное сопротивление переносу субстанции сосредоточено в вязком подслое, поэтому выражение (5.41) примет форму:

$$\frac{1}{\alpha} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\rho c_p (a + a_T)}, \quad (5.42)$$

где коэффициент турбулентного обмена определяется законом затухания турбулентных пульсаций по толщине вязкого подслоя $a_T = a_T(y)$ и зависит от гидродинамики потока. Обычно принимают $a_T \approx \nu_T$ (т.е. $\text{Pr}_T \approx 1$).

Следует отметить, что все эти зависимости $\nu_T(y)$ имеют полуэмпирический характер и ограниченную область применения. Например, по данным ряда исследователей, коэффициент турбулентной вязкости в вязком подслое пропорционален расстоянию от стенки в четвертой степени [57, 206, 280]:

$$\nu_T = b\nu \left(\frac{u_* y}{\nu} \right)^4, \quad (5.43)$$

где коэффициент пропорциональности b находится различными экспериментальными методами.

Согласно экспериментам, выполненным двумя независимыми методами в широком диапазоне изменения чисел Прандтля (до $\text{Pr} = 1,2 \times 10^6$), получено значение $b \approx 2,7 \cdot 10^{-4}$ [280]. Теоретически получено $b = 2,1 \cdot 10^{-4}$ [177].

В литературе известно большое количество различных функций $\nu_T(y)$ для двух- и трехслойных моделей пограничного слоя с учетом затухания турбулентности в вязком подслое. Некоторые функции представлены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

№	Формула	Литература
1.	$\frac{v_T}{\nu} = 0,01\chi^4 (y^+)^4, y^+ < 5$	[206]
2.	$\frac{v_T}{\nu} = DR; D = [1 - \exp(-y^+ / A_*)^2], \text{ где } A_* = 26;$ $R = \chi^2 (y^+)^2, y^+ = u_* y / \nu$	[206]
3.	$v_T = C_v \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{«k-}\varepsilon\text{»-модель)}$	–
4.	$\frac{v_T}{\nu} = 0,124^2 u_+ y_+ [1 - \exp(-0,124 u_+ y_+)] y_+ = y / y_*;$ $u_+ = u / u_*;$ $y_* = \nu / u_*$	[67]
5.	$\frac{v_T}{\nu} = \left(\frac{y^+}{14,5} \right)^3 \text{ при } 0 < y^+ < 5;$ $\frac{v_T}{\nu} = 0,2 y^+ - 0,959 \text{ при } 0 < y^+ \leq 30$	[112]
6.	$v_T = 0,001 \nu (y^+)^3 \text{ при } 0 \leq y^+ \leq 5;$ $v_T = 0,012 \nu (y^+ - 1,6)^3 \text{ при } 5 \leq y^+ \leq 20;$ $v_T = \chi \nu (y^+ - 10) \text{ при } 20 \leq y^+ \leq \delta u_* / \nu$	[391]
7.	$\frac{v_T}{\nu} = (y^+)^a \left[1000 \left(2,5 \cdot 10^7 / Re \right)^b \right]^{-1};$ $a = 400 - (y^+)^{0,08}, b = y^+ / (400 + y^+)$	[366]
8.	$v_T = \frac{\chi R_1 - 1}{R_1} u_* \delta_1 (y / \delta_1)^n \text{ при } y \leq \delta_1;$ $v_T = u_* y \frac{\chi R_1 - 1}{R_1} \text{ при } y \geq \delta_1$	[177]

Для характеристики процессов турбулентного переноса импульса и тепла применяются турбулентные числа Прандтля. Если механизм

турбулентного переноса одинаков для всех субстанций, то выполняется полная аналогия процессов и $Pr_T = 1$. В действительности же полной аналогии между процессами переноса различных субстанций не существует. Если для области пограничного слоя, где распределение осредненной скорости описывается логарифмическим законом, величина $Pr_T \approx 0,85$, то оценки числа Pr_T в вязком подслое часто противоречивы [3, 96, 152, 161, 297]. Это объясняется тем, что в этой области начинает играть роль молекулярный механизм переноса субстанции и числа Pr_T являются сложной функцией числа Pr среды и расстояния до поверхности.

В прикладных расчетах обычно ограничиваются средним значением Pr_T в пограничном слое. В области вязкого подслоя большинство экспериментальных данных [3, 96 и др. дают среднее значение $Pr_T \approx 0,6 - 0,8$.

На основе модели диффузионного пограничного слоя, после интегрирования (5.41) с функциями 8 из табл. 5.1, уравнение для расчета коэффициента теплоотдачи при $n = 3$ получено в виде [177]:

$$\alpha = u_* b_1 \rho c_p \left[\frac{Pr_T \left[\sqrt{3} \ln \frac{(N+1)^2}{N(N-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-N)}{N\sqrt{3}} + \pi \right]}{6\sqrt{3}N^2} + Pr_T \ln(R_\delta / R_1) \right]^{-1}, \quad (5.44)$$

где $b_1 = (\chi R_1 - 1) / R_1 \approx \chi$; $N = (R_1 Pr b_1 / Pr_T)^{\frac{1}{3}}$; $R_\delta = u_* \delta / \nu$; $\chi = 0,4$.

Применение уравнения (5.44) для вычисления коэффициентов теплоотдачи при различных условиях взаимодействия фаз в промышленных аппаратах дает удовлетворительное согласование с экспериментальными данными различных авторов [90, 91, 173, 177, 182].

5.6. Модель Кармана

Согласно трехслойной модели Кармана, турбулентный пограничный слой состоит из вязкого подслоя, который соединяется с полностью развитой частью турбулентного течения переходной буферной областью.

В каждой области турбулентного пограничного слоя профиль скорости и коэффициенты турбулентного обмена импульсом $v_T(y)$ и теплом $a_T(y)$ описываются различными функциями.

Предложенная Карманом трехслойная модель имеет следующее математическое описание:

в вязком подслое при $\eta < 5$

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* y}{\nu} = y^+, \quad \frac{v_T}{\nu} = 0, \quad (5.45)$$

в переходной области при $5 \leq y^+ \leq 30$

$$\frac{u}{u_*} = -3,05 + 5 \ln \frac{u_* y}{\nu}, \quad \frac{v_T}{\nu} = \frac{u_* y}{5\nu} - 1, \quad (5.46)$$

в турбулентной области при $y^+ > 30$

$$\frac{u}{u_*} = 5,5 + 2,5 \ln \frac{u_* y}{\nu}, \quad \frac{v_T}{\nu} = \frac{u_* y}{2,5\nu} - 1. \quad (5.47)$$

На основе данных уравнений построены различные полуэмпирические модели теплоотдачи в одно- и двухфазных системах [75, 91, 172, 177, 197, 290 и др.].

На основе трехслойной модели пограничного слоя Кармана найдем коэффициент переноса импульса при турбулентном движении однофазного потока вдоль твердой поверхности [177]. Сопротивление переносу импульса в турбулентном пограничном слое толщиной δ представим в следующем виде:

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\rho \Delta U_{\infty}}{\tau} = \int_0^{\delta} \frac{dy}{v + v_T(y)}, \quad (5.48)$$

где $\Delta U_{\infty} = (U_{\infty} - U_{\text{гр}})$ – движущая сила переноса импульса, м/с, на твердой стенке $U_{\text{гр}} = 0$ и тогда $\Delta U_{\infty} = U_{\infty}$.

Согласно трехслойной модели (5.45) – (5.47), выражение (5.48) получит форму:

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{v + v_T} + \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{dy}{v + v_T} + \int_{\delta_2}^{\delta} \frac{dy}{v + v_T} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{v} + 5 \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{dy}{u_* y} + 2,5 \int_{\delta_2}^{\delta} \frac{dy}{u_* y}, \quad (5.49)$$

где $\delta_1 = 5v/u_*$; $\delta_2 = 30v/u_*$.

Первое слагаемое выражения (5.49) определяет сопротивление переносу импульса в вязком подслое толщиной δ_1 , второе – в переходной (буферной) области толщиной $(\delta_2 - \delta_1)$, а третье – в турбулентной области толщиной $(\delta - \delta_2)$.

После интегрирования (5.49) получено:

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{5}{u_*} + \frac{5}{u_*} \ln 6 + \frac{2,5}{u_*} \left[\ln \delta - \ln (30v/u_*) \right]. \quad (5.50)$$

Отсюда выражение для определения коэффициента переноса импульса в турбулентном пограничном слое на твердой поверхности запишется в виде [177]:

$$\gamma = \frac{u_*}{5 \left[1 + \ln 6 + 0,5 \left(\ln \delta - \ln 30v/u_* \right) \right]} = \frac{u_*}{13,96 + 2,5 \ln \left(\frac{R_{\delta}}{30} \right)}. \quad (5.51)$$

Используя связь (5.26), установленную между коэффициентами переноса, на основе уравнения (5.51) можно вычислить коэффициенты теплоотдачи в турбулентном однофазном потоке.

5.7. Развитие моделей турбулентности

Следующим развитием теории пристенной турбулентности была форма представления распределения турбулентной вязкости с использованием демпфирующего множителя, позволяющего получать гладкую зависимость (кривую) турбулентной вязкости и соответственно скорости [206]:

$$\frac{\nu_T}{\nu} = K_D (\chi y^+)^2 \frac{d}{dy} \left(\frac{u}{u_*} \right). \quad (5.52)$$

На основе теории затухания волновых функций Ван-Дристом была получена следующая формула демпфирующего фактора, показанная в общем виде в [206]:

$$K_D = \left[1 - \exp \left(-\psi \chi^2 (y^+)^2 \right)^{1/n} \right]^n, \quad (5.53)$$

где $y^+ = u_* y / \nu$ – безразмерная координата в пограничном слое; $n = 2$ (в оригинальной работе Ван-Дриста), $\psi = 0,0092$ – опытный коэффициент Дайслера [370].

Демпфирующий множитель K_D учитывает скорость затухания турбулентных пульсаций при приближении к стенке.

Представляя верхний предел интегрирования в виде переменной величины в выражении (5.15), в результате численного интегрирования получена зависимость, которая хорошо аппроксимируется представленной ниже функцией [14, 183]:

$$\gamma = \frac{u_*}{5,219 + 2,5 \ln(R_\delta - 0,124)}. \quad (5.54)$$

Многие авторы полагают, что изменение турбулентной вязкости в вязком подслое пропорционально y^4 . На основании этого Дайслер и Ханратти получили формулу [370, 376]:

$$\frac{v_T}{v} = k\chi^4 (y^+)^4, \quad (5.55)$$

где $k \approx 0,01$ – коэффициент пропорциональности.

Отсюда представлены следующие функции [116]:

$$\frac{v_T}{v} = 0,01\chi^4 (y^+)^4, \quad y^+ < 5; \quad (5.56)$$

$$\frac{v_T}{v} = 0,2y^+ - 0,959, \quad 5 < y^+ \leq 30; \quad (5.57)$$

$$\frac{v_T}{v} = 0,4y^+ - 1 \quad \text{при } y^+ > 30. \quad (5.58)$$

После интегрирования (5.15) с данными функциями получена зависимость для определения коэффициента переноса импульса в виде [14, 183, 197]:

$$\gamma = \frac{u_*}{5,309 + 2,5 \ln(R_\delta)}. \quad (5.59)$$

В табл. 5.2 приведены выражения для коэффициентов переноса импульса, полученные на основе известных моделей пограничного слоя.

На рис. 5.1 представлены результаты расчета коэффициентов импульсоотдачи γ в безразмерном виде по уравнениям (1) – (6) из табл. 5.2 для плоской пластины при различных режимах.

На рис. 5.2 представлены результаты расчета коэффициентов импульсоотдачи γ в безразмерном виде по уравнениям (1) – (6) из табл. 5.2 для трубы при различных режимах.

Из рис. 5.1 и 5.2 видно, что полученные выражения (1) и (2) из табл. 5.2 для коэффициентов переноса импульса удовлетворительно согласуются с известными выражениями. Расхождение результатов лежит в пределах 10-15%, причем при больших числах Re ($>10^6$) расхождение составляет менее 1% для плоской пластины.

Таблица 5.2

№	Формула	Литература
1.	$\gamma = \frac{u_*}{5,309 + 2,5 \ln(R_\delta)}$	[13, 183]
2.	$\gamma = \frac{u_*}{5,219 + 2,5 \ln(R_\delta - 0,124)}$	[14, 183]
3.	$\gamma = \frac{u_*}{13,96 + 2,5 \ln\left(\frac{R_\delta}{30}\right)}$	[177]
4.	$\gamma = \frac{u_*}{R_1 + \frac{1}{\chi} \ln \frac{R_\delta}{R_1}}$	[197]
5.	$\frac{\gamma}{u_*} = \frac{\chi R_1 - 1}{R_1} \left[\frac{\sqrt{3} \ln \frac{(B+2)^2}{B(B-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-B)}{B\sqrt{3}} + \pi}{6\sqrt{3}B^2} + \ln(R_\delta / R_1) \right]^{-1}$	[177]
6.	<p data-bbox="611 1375 1018 1420" style="text-align: center;">Для двухфазных сред:</p> $\gamma = \frac{u_* \sqrt{\chi R_1 - 1}}{R_1} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\chi R_1 - 1} + \frac{\ln\left(\frac{R_\delta}{R_1}\right)}{\sqrt{\chi R_1 - 1}} \right]^{-1}$	[177]

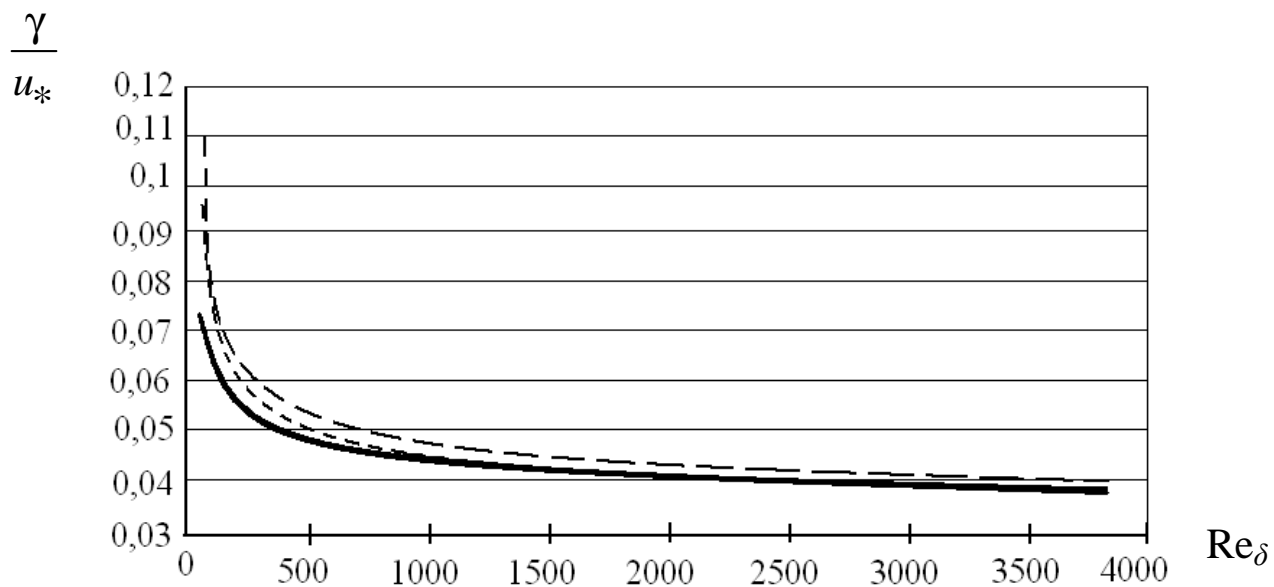


Рис. 5.1. Зависимость комплекса $\frac{\gamma}{u_*}$ от Re_δ для плоской

ПЛАСТИНЫ:

- | | | | |
|-------------|-----------|-----------|-----------|
| ————— | Формула 1 | | Формула 4 |
| - . - . - . | Формула 2 | - - - - - | Формула 5 |
| - . . - . . | Формула 3 | - - - - - | Формула 6 |

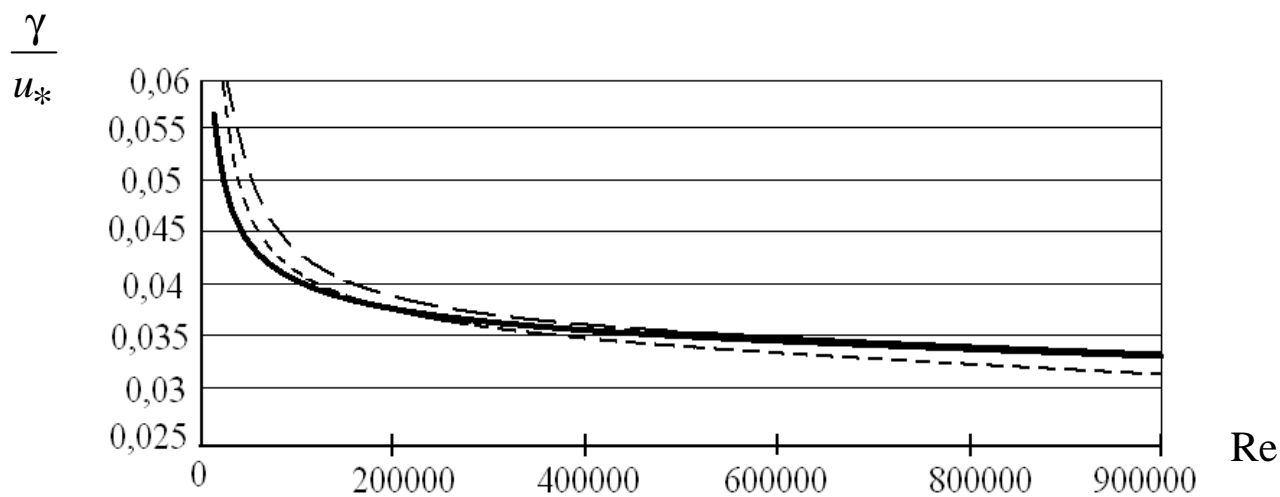


Рис. 5.2. Зависимость комплекса $\frac{\gamma}{u_*}$ от числа Re для трубы:

- | | | | |
|-------------|-----------|-----------|-----------|
| ————— | Формула 1 | | Формула 4 |
| - . - . - . | Формула 2 | - - - - - | Формула 5 |
| - . . - . . | Формула 3 | - - - - - | Формула 6 |

5.8. Консервативные свойства пограничного слоя

Рассмотренные выше уравнения для определения коэффициентов переноса импульса и тепла справедливы для плоского пограничного слоя (или с малой кривизной поверхности тел) без возмущений. В данном разделе рассмотрен подход определения параметров уравнений для коэффициентов γ и α для пограничного слоя с различными возмущениями, использованы консервативные свойства пограничного слоя (т.е. наличие возмущений можно учесть параметрически).

Турбулентные течения с понижением или повышением давления часто встречаются в теплообменных аппаратах. В качестве примера можно привести течения в сужающихся и расширяющихся каналах.

Методы расчета градиентных турбулентных пограничных слоев, как правило, являются приближенными. Они также основаны на теореме импульсов и теореме энергии для пограничного слоя. Объединяет эти методы то, что в качестве характерной толщины пограничного слоя используется толщина потери импульса; для характеристики профиля скоростей, сильно зависящего от градиента давления, вводятся формпараметры профиля скоростей. Для расчета касательного напряжения на стенке используется закон сопротивления продольно обтекаемой плоской пластины, но взамен постоянной скорости U_∞ внешнего течения подставляется переменная скорость $U(x)$. Все эти методы основаны на использовании консервативных свойств пограничного слоя [91, 154-159, 298, 303, 350, 393].

Наиболее значимыми из этих свойств являются:

1. Консервативность длины пути смещения в окрестности стенки (но вне вязкого подслоя) относительно градиента давления и сжимаемости.

2. Вырождение вязкого подслоя и пульсаций плотности при $Re \rightarrow \infty$ и, как следствие этого, существование предельных относительных законов трения, в общем виде не зависящих от интегральных констант турбулентности.

3. Заполненность профилей скоростей и температур при больших числах Re .

4. Значительная консервативность безразмерной толщины вязкого подслоя на непроницаемой поверхности.

Эти принципы используются при решении разнообразных задач при турбулентном переносе.

Используем консервативные свойства пограничного слоя для определения безразмерной толщины вязкого подслоя $R_1 = u_* \delta_1 / \nu$ и безразмерной толщины турбулентного пограничного слоя $R_\delta = u_* \delta / \nu$ в пограничном слое с различными возмущениями (кривизна поверхности, техническая и дискретная шероховатость т.д.) [91, 177].

Выразим значение параметра $R_{1ш}$ через известное число $R_1 \approx 11,6$ на гладкой пластине.

Запишем:

$$\frac{R_1}{R_{1ш}} = \frac{u_* \delta_1}{(u_* \delta_1)_{ш}}, \quad (5.60)$$

где параметры с индексом «ш» относятся к пограничному слою на шероховатой пластине, а без индекса - к гладкой.

Коэффициенты трения на гладкой и шероховатой пластине соответственно равны:

$$C_f = \frac{2\tau}{\rho U_\infty^2}, \quad C_{fш} = \frac{2\tau_{ш}}{\rho U_{\infty ш}^2}. \quad (5.61)$$

Воспользовавшись допущением о том, что поток импульса поперек вязкого подслоя - величина постоянная, касательное напряжение запишем в виде:

$$\tau = \nu \rho \left(\frac{u_*}{\delta_1} \right), \quad \tau_{ш} = \nu \rho \left(\frac{u_*}{\delta_1} \right)_{ш}. \quad (5.62)$$

Таким образом, согласно уравнениям (5.60) – (5.62), значение параметра $R_{1ш}$ на пластине с элементами шероховатости предстанет в виде:

$$R_{1ш} = R_1 \sqrt{\frac{C_f}{C_{fш}}}. \quad (5.63)$$

На основе аналогии с формулой (5.63) запишем:

$$R_{\delta_{ш}} = R_{\delta} \sqrt{\frac{C_f}{C_{f_{ш}}}}. \quad (5.64)$$

Рассмотрим подход определения динамической скорости, когда ее значение затруднительно выразить через коэффициент трения C_f [75, 91, 167, 177, 184, 187, 190, 193].

Запишем для турбулентного пограничного слоя значение производной:

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_*}{\chi y}. \quad (5.65)$$

Известно, что интегрирование (5.65) дает логарифмическое распределения профиля скорости в турбулентной области пограничного слоя.

Представим касательное напряжение в пограничном слое через осредненные значения составляющих пульсационных скоростей v' и u' :

$$\tau_w = \rho \overline{u'v'}. \quad (5.66)$$

Отсюда средняя плотность потока энергии запишется:

$$e = \rho \overline{u'u'v'} = u\tau_w. \quad (5.67)$$

При приближении этого потока к поверхности его плотность уменьшается. Это связано с диссипацией энергии. Если возьмем производную $\frac{de}{dy}$, то получим диссипацию энергии в единице объема среды:

$$\varepsilon = \frac{de}{dy} = \tau_w \frac{du}{dy}. \quad (5.68)$$

Записав производную $\frac{du}{dy}$ в выражении (5.68) в виде (5.65), получим локальную диссипацию энергии в виде [193]:

$$\varepsilon = \frac{\rho}{\chi y} \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{\rho u_*^3}{\chi y}. \quad (5.69)$$

Выразим динамическую скорость u_* из (5.69) при $y = \delta_3$, т.е. локальная диссипация энергии будет совпадать со средней объемной диссипацией $\varepsilon = \bar{\varepsilon}$:

$$u_* = \left(\frac{\bar{\varepsilon} \chi \delta_3}{\rho} \right)^{1/3}, \quad (5.70)$$

где δ_3 – эффективная толщина пограничного слоя, которая определяется из выражения (5.32) и потокового соотношения [193, 319]:

$$\tau_w = u_*^2 \rho = \rho \gamma (u(\delta_3) \pm u_{\text{гр}}) = \rho \gamma \Delta \bar{U}_\infty, \quad (5.71)$$

$$\delta_3 = \frac{11,6\nu \cdot \exp\left[0,4(u(\delta_3)/u_* - 11,6)\right]}{u_*}, \quad (5.72)$$

где $u(\delta_3) = u_* \left(2,5 \ln \frac{\delta_3 u_*}{\nu} + 5,5 \right)$; $\Delta \bar{U}_\infty$ – средняя движущая сила переноса импульса, м/с.

Значение безразмерной толщины пограничного слоя также можно получить из (5.71) и выражений для γ (5.54) и (5.59):

$$R_\delta = \exp \left\{ \left[\left(\frac{U_\infty}{u_*} - 5,219 \right) / 2,5 \right] + 0,124 \right\}, \quad (5.73)$$

$$R_{\delta} = \exp \left[\left(\frac{U_{\infty}}{u_*} - 5,309 \right) / 2,5 \right]. \quad (5.74)$$

Системы уравнений (5.70) и (5.72); (5.70) и (5.73); (5.70) и (5.74) решаются итерационным методом.

Применение приведенных в данной главе уравнений рассмотрено в следующих главах.

ГЛАВА 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОТДАЧИ

В данной главе рассмотрено применение уравнений из главы 5 для вычисления коэффициента теплоотдачи при обтекании турбулентным потоком различных поверхностей.

6.1. Теплоотдача от гладкой пластины

Многочисленные экспериментальные данные по теплоотдаче от гладкой твердой поверхности устанавливают связь

$$\text{Nu} \sim \text{Pr}^{0,43} \text{ или } \alpha \sim a^{0,57}.$$

В этом случае на основании гидродинамической аналогии (5.26)

$$\gamma = \alpha \text{Pr}^{\frac{m-1}{m}} (\rho c_p)^{-1}$$

запишем

$$\gamma = \frac{\alpha}{\rho c_p} \text{Pr}^{0,57}, \quad (6.1)$$

и уравнение для определения коэффициента теплоотдачи с γ (5.51) получит вид:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\text{Pr}^{0,57} 5 \left[1 + \ln 6 + 0,5 (\ln \delta - \ln 30\nu/u_*) \right]}. \quad (6.2)$$

При выводе данного выражения использовалась трехслойная модель турбулентного пограничного слоя, где принято, что в вязком подслое толщиной $\delta_1 = 5\nu/u_*$ коэффициент $v_T = 0$. Можно уточнить модель Кармана, если в вязком подслое использовать степенную функцию $v_T(y)$ [75]:

$$\frac{v_T}{\nu} = \left[0,124 (y^+) \right]^4 \text{ при } y^+ \leq 6. \quad (6.3)$$

После интегрирования

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\rho \Delta U_{\infty}}{\tau} = \int_0^{\delta} \frac{F(y) dy}{\nu + \nu_T}$$

получено [177]

$$\gamma = \frac{u_*}{13,73 + 2,5(\ln \delta - \ln 30\nu/u_*)}. \quad (6.4)$$

Отсюда на основании соотношения (6.1) выражение для определения коэффициента теплоотдачи примет вид:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\text{Pr}^{0,57} [13,73 + 2,5(\ln \delta - \ln 30\nu/u_*)]}. \quad (6.5)$$

Динамическую скорость в пограничном слое на пластине найдем на основе известных выражений для коэффициента трения:

$$C_{fx} = \frac{2\tau_x}{\rho U_{\infty}^2} = \frac{0,058}{\text{Re}_x^{0,2}}, \quad C_f = \frac{2\tau}{\rho U_{\infty}^2} = \frac{0,073}{\text{Re}_L^{0,2}},$$

$$u_* = U_{\infty} \sqrt{C_f / 2}, \quad (6.6)$$

а среднюю толщину пограничного слоя – из уравнения $\frac{\delta}{x} = \frac{0,37}{\text{Re}_x^{0,2}}$

$$\delta = 0,205 \frac{L}{\text{Re}_L^{0,2}}. \quad (6.7)$$

Результаты опытных данных по средней теплоотдаче пластины обобщаются известной зависимостью

$$\text{Nu}_f = 0,037 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43}. \quad (6.8)$$

На основе использования гидродинамической аналогии в работе [260] для пластины рекомендуется уравнение:

$$\frac{C_f/2}{St_T} = K_1 + K_2 \sqrt{\frac{C_f}{2}} \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right), \quad (6.9)$$

где $K_1 = 0,93$; $K_2 = 12,5$.

В табл. 6.1 приведены результаты расчета числа Нуссельта $Nu = \alpha L / \lambda$ по выражениям (6.2), (6.5), (6.8) и (6.9). На этом основании можно сделать вывод о том, что полученные уравнения (6.2) и (6.5) удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными и теоретическими зависимостями. Кроме этого поправка модели Кармана с учетом турбулентного переноса в вязком подслое приводит лишь к незначительному изменению результатов расчета среднего коэффициента теплоотдачи в пограничном слое однофазного потока на гладкой пластине.

Таблица 6.1
Результаты расчета числа Нуссельта
для случая теплоотдачи от гладкой пластины

Рас- чет по фор- муле	Число Прандтля, Pr					
	1		10		100	
	Число Рейнольдса, Re					
	$2 \cdot 10^4$	10^7	$2 \cdot 10^4$	10^7	$2 \cdot 10^4$	10^7
(6.2)	559,9	15285,7	1507,0	41142,1	4056,3	110735,5
(6.5)	566,9	15405,2	1523,4	41463,7	4100,3	111601,1
(6.8)	644,2	14729,9	1733,9	39646,2	4666,8	106709,1
(6.9)	577,2	16505,3	1632,5	56570,5	3771,3	139655,1

6.2. Расчет теплоотдачи для трубы

Рассмотрим теплоотдачу при осевом турбулентном движении однофазного потока в трубе ($Re = U_\infty d/\nu \geq 10^4$).

Зависимости для расчета коэффициента теплоотдачи в турбулентном пограничном слое для трубы круглого сечения запишем, используя выражения (5.59), (5.54) и аналогию (6.1):

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,57} (5,309 + 2,5 \ln(R_\delta))}, \quad (6.10)$$

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,57} (5,219 + 2,5 \ln(R_\delta - 0,124))}. \quad (6.11)$$

Динамическую скорость u_* выразим через коэффициент сопротивления ξ , используя известные выражения:

$$u_* = U_\infty \sqrt{\xi/8}, \quad \xi = (1,82 \lg Re - 1,64)^{-2}, \quad (6.12)$$

а толщину пограничного слоя на участке стабилизированного течения примем в виде $\delta \approx 0,4R$.

Использовались эмпирические уравнения из источников [156], [261] и [217] соответственно:

$$Nu_d = \frac{0,023 Re_d^{0,8} Pr}{1 + 2,14 Re_d^{-0,1} + (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (6.13)$$

$$Nu_d = \frac{\frac{\xi}{8} Re_d Pr}{1 + 900 Re_d^{-1} + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (6.14)$$

$$Nu_d = 0,021Re^{0,8} Pr^{0,43}. \quad (6.15)$$

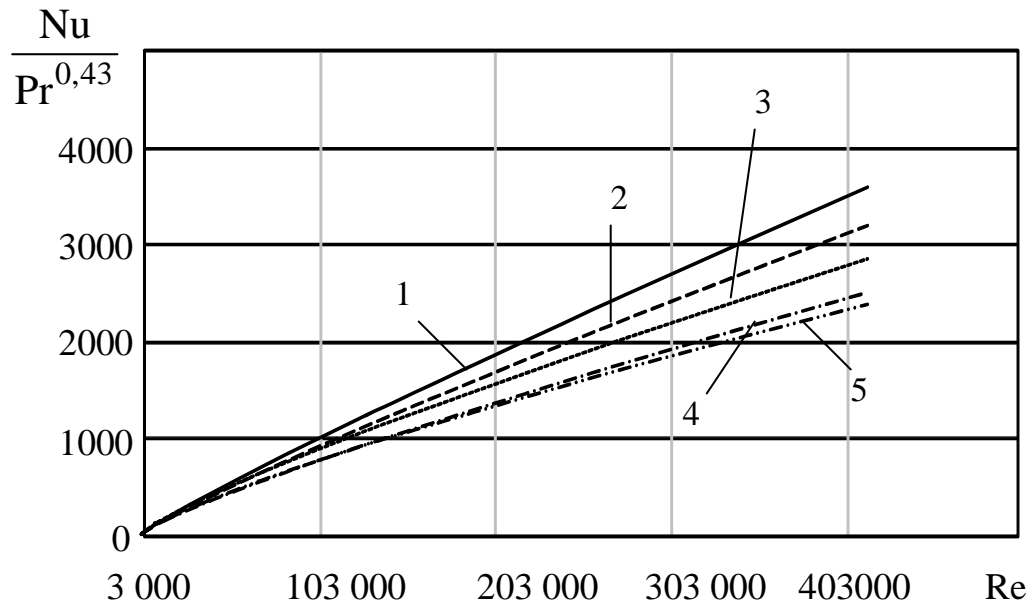


Рис. 6.1. Зависимость комплекса $Nu/Pr^{0,43}$ от числа Re при течении вязкой жидкости в трубе: 1 - данные Петухова; 2 - данные Кутателадзе; 3 - по уравнению (6.10); 4 - по уравнению (6.11); 5 - данные Мигая.

Как видно из рис. 6.1, существенное расхождение результатов расчета теплоотдачи начинается при $Re > 300000$.

Очевидно, что функция турбулентной вязкости, особенно в области вязкого подслоя, оказывает существенное влияние на итоговый результат.

6.3. Теплоотдача с учетом входного участка

Довольно часто при расчетах теплообменных аппаратов требуется учитывать эффект неравномерного распределения термического сопротивления по ходу движения потока, вызванный так называемым развитием пограничного слоя.

Рассматриваемый в данной работе турбулентный пограничный слой возникает как следствие отрыва и последующего присоединения к поверхности ламинарного пограничного слоя. При омывании гладкой пластины в области умеренных чисел Рейнольдса указанный

процесс не происходит одновременно. Имеет место быть череда отрывов и присоединений ламинарного пограничного слоя, увеличивающая турбулентность верхних слоев потока и уменьшающая совокупную толщину ламинарного пограничного слоя. Это происходит, пока скорость убывания толщины ламинарного пограничного слоя не становится прямо пропорциональной корню квадратному скорости убывания касательного напряжения на стенке, вызванного трением потока о омывающую поверхность. Точка установления такого равенства фактически определяет начало пограничного турбулентного слоя.

На основании этого факта во многих двумерных моделях турбулентности принимается постоянная толщина ламинарного подслоя турбулентного пограничного слоя, выраженная в безразмерных координатах «закона стенки» [177, 350].

Местоположение точки начала пограничного слоя определяется такими факторами, как число Рейнольдса, степень турбулентности внешнего потока, элементы шероховатости, способствующие отрыву ламинарного пограничного слоя. С ростом каждого из этих параметров длина зоны переходного (и зачастую ламинарного) пограничного слоя будет сокращаться.

При значении осредненного по длине омываемой поверхности числа Рейнольдса много выше критического значения в точке конца переходной зоны ($Re_{кр2}$) может наблюдаться сравнительно незначительная суммарная доля или даже полное отсутствие ламинарного и переходного пограничных слоев [68].

Хорошо изученным примером такого явления может служить турбулентный пограничный слой, образующийся от передней кромки гладкой пластины при омывании ее безградиентным потоком. Аналогичная картина складывается в начальном участке трубы при вхождении в него потока со средней скоростью: $\bar{u} \gg \frac{v}{d} Re_{кр2}$.

В настоящее время интерес к эффектам обновления пограничного слоя вызван не только необходимостью учитывать их при расчете теплопередающих устройств, но и как мера интенсификации теплообмена, в том числе и с возможностью получения опережающего роста теплоотдачи [71]. Основополагающий вклад в это направление внесли авторы работ [61, 70, 71, 77, 217].

Таким образом, разработка методов расчета начальных участков пограничного слоя на сегодняшний день является необходимостью, обусловленной основными тенденциями проектирования новых теплопередающих аппаратов.

В качестве примера далее рассмотрено влияние начального участка турбулентного пограничного слоя, образующегося при вхождении потока в трубу, на величину среднего коэффициента теплоотдачи на всем ее протяжении.

При расчетах делаются следующие допущения:

1. Гидродинамический турбулентный пограничный слой начинается от кромки трубы.

2. Неизотермичность потока оказывает незначительное влияние на гидродинамическую структуру течения.

Приведем выражение гидродинамической аналогии (6.1) к безразмерному виду:

$$\text{Nu}_x = \frac{\alpha d}{\lambda} = \frac{\gamma l_x}{\nu} \text{Pr}^{\frac{1-m}{m}} \frac{\rho c_P}{\lambda} \nu. \quad (6.16)$$

Безразмерный комплекс $\frac{\gamma d}{\nu}$ можно выразить через характерное число Рейнольдса и соответствующий коэффициент сопротивления. Для трубного течения характерной скоростью традиционно является средняя скорость потока $U_x = \bar{U}_d$, а характерным размером – диаметр трубы $l_x = d$. Коэффициент сопротивления в условиях развивающегося турбулентного пограничного слоя может быть получен посредством функций для течения вдоль плоской пластины с учетом преобразования соответствующих характерных величин через \bar{U}_d и d . Тогда отношение $\frac{\gamma d}{\nu}$ запишется так:

$$\frac{\gamma d}{\nu} = \frac{d \bar{U}_d}{\nu} \frac{\gamma}{u_*} \frac{u_*}{U_{0x}} \frac{U_{0x}}{\bar{U}_d}, \quad (6.17)$$

где U_{0x} скорость на оси потока, м/с.

Коэффициент переноса импульса на основе (5.51) и (5.54) и (5.59) может быть выражен в общем виде [20]:

$$\gamma = \frac{u_*}{a + b \ln(R_\delta + c)}, \quad (6.18)$$

где a , b и c зависят от вида модели турбулентной вязкости, на основе которой был получен коэффициент γ .

Тогда, после подстановки (6.18) в (6.16) и при допущении о подобии профилей относительной скорости и температуры по высоте пограничного слоя, местное число Нуссельта может быть записано как:

$$\text{Nu}_x = \frac{dU_d}{\nu} \frac{u_*}{U_{0x}} \frac{\text{Pr}^{\frac{1-m}{m}}}{a + b \ln(R_\delta + c)} \left(\frac{U_{0x}}{\bar{U}_d} \right)^2. \quad (6.19)$$

На основании условия о неразрывности потока объемный расход запишем:

$$V = \bar{U}_d S = \bar{U}_d \pi R^2 = U_{0x} \pi r_0^2 + \bar{U}_{(r_0-R)} (\pi R^2 - \pi r_0^2), \quad (6.20)$$

где $\bar{U}_{(r_0-R)}$ – осредненная скорость турбулентного пограничного слоя, м/с; R – полный внутренний радиус трубы, м; r_0 – расстояние от оси потока до внешней границы развивающегося пограничного слоя, м (рис. 6.2).

Преобразуем выражение (6.20), придав ему безразмерный вид:

$$\frac{\bar{U}_d}{U_{0x}} R^2 = r_0^2 + \frac{\bar{U}_{(r_0-R)}}{U_{0x}} (R^2 - r_0^2), \quad (6.21)$$

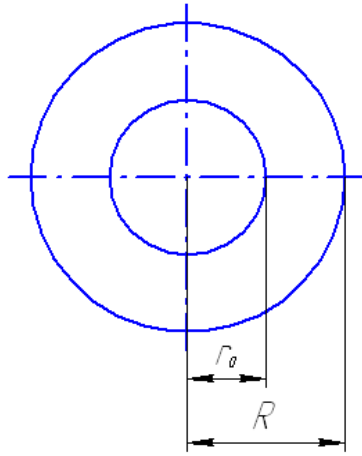


Рис. 6.2. Поперечное сечение канала.

$$\frac{\bar{U}_d}{U_{0x}} = \frac{r_0^2}{R^2} + \frac{\bar{U}_{(r_0-R)}}{U_{0x}} \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2}\right), \quad (6.22)$$

$$\frac{r_0}{R} = 1 - \frac{\delta}{R} = 1 - 2 \frac{\delta}{d}. \quad (6.23)$$

Отношение толщины пограничного слоя к внутреннему диаметру трубы может быть записано также в виде отношения безразмерных величин:

$$\frac{\delta}{d} = \frac{R_\delta}{d_*}, \quad (6.24)$$

где безразмерный радиус трубы d_* вычисляется как:

$$d_* = \frac{d \bar{U}_d}{\nu} \frac{u_*}{\bar{U}_d} = \text{Re}_d \frac{u_*}{U_{0x}} \frac{U_{0x}}{\bar{U}_d}. \quad (6.25)$$

Отношение средней скорости в пограничном слое к скорости на оси потока возможно найти путем интегрирования профиля дефицита скорости. Для рассматриваемых цилиндрических координат соответствующее выражение может быть записано в виде:

$$\frac{U_{0x} - \bar{U}_{(r_0-R)}}{u_*} = \int_R^{r_0} -\frac{U_{0x} - U}{u_*} \frac{2r}{(R^2 - r_0^2)} dr. \quad (6.26)$$

Выражение для дефицита скорости при допущении о пренебрежении вязким подслоем может быть использовано в виде:

$$\frac{U_{0x} - u}{u_*} = -5,75 \lg \left(\frac{y}{\delta} \right), \quad (6.27)$$

где $y = R - r$, $\delta = R - r_0$.

Подставив (6.27) в (6.26), получим:

$$\frac{U_{0x} - \bar{U}_{(r_0-R)}}{u_*} = \frac{2}{(R^2 - r_0^2)} \int_{r_0}^R \frac{U_{0x} - U}{u_*} dr. \quad (6.28)$$

Интегрирование (6.28) дает:

$$\frac{U_{0x} - \bar{U}_{(r_0-R)}}{u_*} = -\frac{1}{2} \frac{5,75(-r_0^2 + 3R^2 - 2r_0R)}{(R^2 - r_0^2)(\ln(2) + \ln(5))}. \quad (6.29)$$

Приведем выражение (6.29) к безразмерному виду:

$$\frac{U_{0x} - \bar{U}_{(r_0-R)}}{u_*} = -\frac{5,75}{2} \frac{\left(-\frac{r_0^2}{R^2} + 3 - 2\frac{r_0}{R} \right)}{\left(1 - \frac{r_0^2}{R} \right) (\ln(2) + \ln(5))}. \quad (6.30)$$

Из выражения (6.18) на основании $\frac{\gamma}{u_*} = \frac{u_*}{U_{0x}}$ запишем:

$$R_\delta = \exp \left[\left(\frac{1}{b\sqrt{C_f/2}} - \frac{a}{b} \right) \right] - c, \quad (6.31)$$

где местный коэффициент трения C_{fx} найдем по известному выражению [350]:

$$C_{fx} = \frac{0,058}{\text{Re}_x^{0,2}}. \quad (6.32)$$

Система уравнений (6.20), (6.30) решается методом итерации. Критерием окончания начального участка можно считать установления равенства $\sqrt{\frac{C_f}{2}} = \sqrt{\frac{\xi}{8}} \frac{\bar{U}_d}{U_{ox}}$.

Полученные значения (6.19) сравнивались с результатами формулы А.С. Сукомела (рис. 6.3), полученной на основе обработки опытных данных [109]:

$$\text{Nu}_x = 0,03036 \text{Re}_d^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \left(\frac{x}{d}\right)^{-0,12} . \quad (6.33)$$

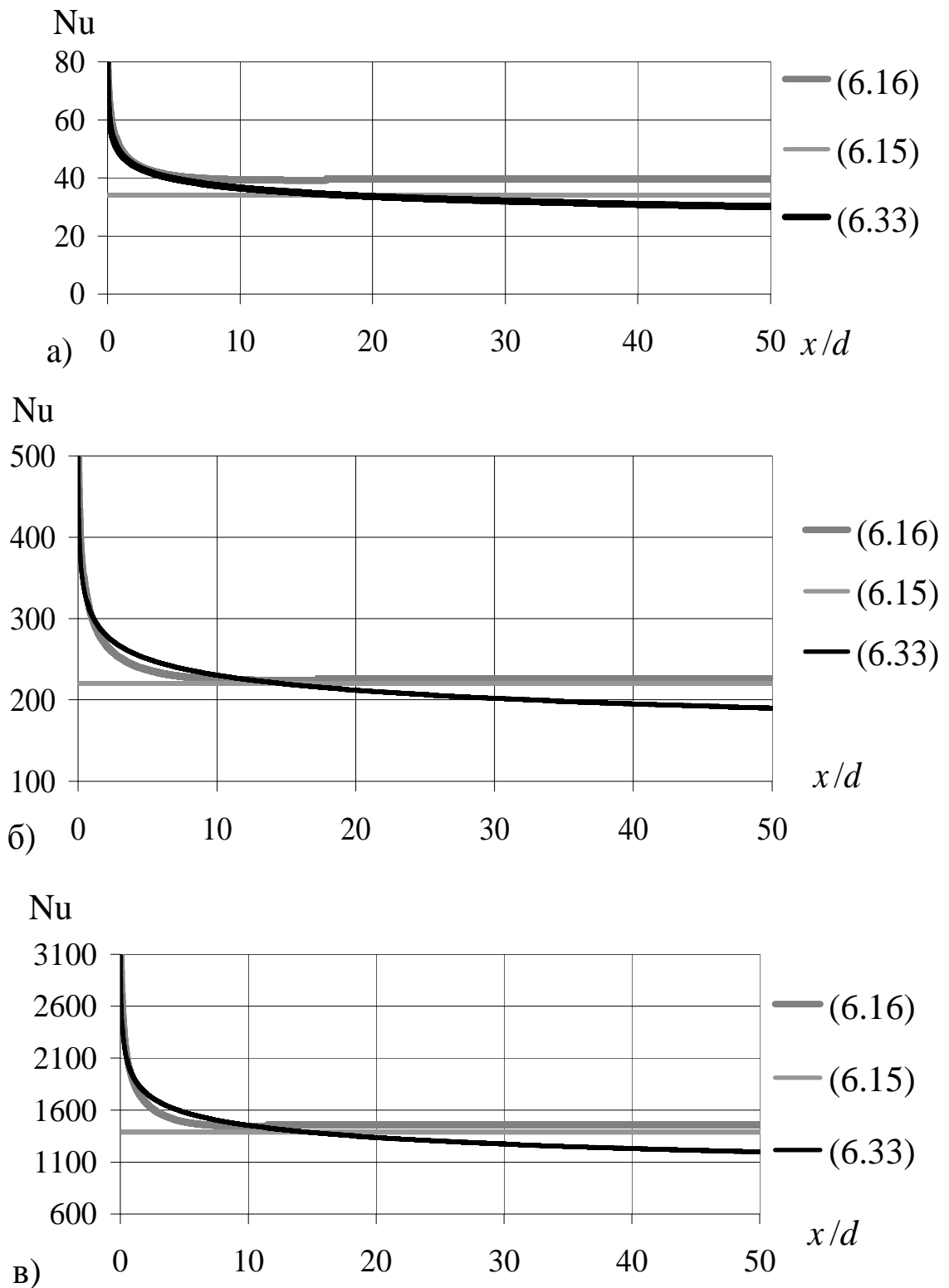


Рис. 6.3. График зависимости местного числа Нуссельта по длине трубы для трех чисел Рейнольдса: а) – $\text{Re} = 10^4$, б) – $\text{Re} = 10^5$, в) – $\text{Re} = 10^6$

Сравнение с известными опытными данными показало удовлетворительную сходимость.

6.4. Расчет теплоотдачи для шероховатой пластины

Произведен расчет коэффициентов теплоотдачи в турбулентном пограничном слое на гладкой и шероховатой пластине по выражениям (6.10), (6.11):

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\text{Pr}^{0,57} (5,309 + 2,5 \ln(R_\delta))}, \quad (6.34)$$

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\text{Pr}^{0,57} (5,219 + 2,5 \ln(R_\delta - 0,124))}. \quad (6.35)$$

В табл. 6.2 приведены результаты расчета числа Нуссельта $\text{Nu} = \alpha L / \lambda$ при разных числах Pr по выражениям (6.34) – (6.35). Анализируя полученные в результате расчета данные, можно утверждать, что уравнения (6.10), (6.11) удовлетворительно согласуются с известными выражениями [96, 177, 225]:

$$\text{Nu} = 0,037 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43}, \quad (6.36)$$

$$\alpha = \rho c_p \frac{u_*}{\left[13,96 + 2,5 \ln\left(\frac{R_\delta}{30}\right) \right] \text{Pr}^{0,57}}, \quad (6.37)$$

$$\alpha = u_* b_1 \rho c_p \left[\frac{\text{Pr}_T \left[\sqrt{3} \ln \frac{(N+1)^2}{N(N-1)+1} + 6 \arctg \frac{(2-N)}{N\sqrt{3}} + \pi \right]}{6\sqrt{3}N^2} + \text{Pr}_T \ln(R_\delta / R_1) \right]^{-1}. \quad (6.38)$$

Таблица 6.2
 Результаты расчета числа Нуссельта
 для случая теплоотдачи от гладкой пластины

Чи- сло Re	Числа Нуссельта									
	Pr = 1					Pr = 10				
	(6.34)	(6.35)	(6.36)	(6.37)	(6.38)	(6.34)	(6.35)	(6.36)	(6.37)	(6.38)
$5 \cdot 10^4$	198	198	202	237	212	524	524	653	680	560
10^5	345	345	349	397	370	910	911	1037	1228	975
$3 \cdot 10^5$	835	836	841	920	892	2205	2207	2272	3136	2348
$6 \cdot 10^5$	1468	1469	1475	1579	1553	3873	3876	3804	5675	4088
10^6	2229	2230	2237	2361	2337	5879	5883	5603	8790	6152
$5 \cdot 10^6$	8390	8395	8410	8544	8470	22130	22150	19570	28000	22290

Рассмотрим применение представленных выше уравнений для расчета коэффициентов теплоотдачи от поверхностей с элементами интенсификации, например, с шероховатой поверхностью. Ниже анализируется песочная шероховатость.

Пограничный слой на шероховатой поверхности представляется состоящим из двух областей: внутренней области вблизи стенки, распределение скоростей в которой полностью зависит от местных параметров потока, и внешней области, расположенной дальше от стенки.

Фактически теоретической моделью турбулентного течения около шероховатой поверхности является пограничный слой на гладкой стенке с измененными граничными условиями на ней [202].

Параметры пограничного слоя (u_* , δ_1 , δ) на поверхности с элементами интенсификации отличаются от параметров гладкого пограничного слоя.

Динамическую скорость в пограничном слое на шероховатой поверхности найдем по выражению, аналогичному (6.6), только с коэффициентом трения шероховатой поверхности:

$$u_{*III} = U_{\infty} \sqrt{\frac{C_{fIII}}{2}} = U_{\infty} \sqrt{\frac{\xi_{III}}{8}}. \quad (6.39)$$

Для определения безразмерной толщины вязкого подслоя R_1 в пограничном слое с различными возмущениями получено выражение (5.63):

$$R_{1III} = R_1 \sqrt{\frac{C_f}{C_{fIII}}}, \quad (6.40)$$

где C_f вычисляется для гладкой пластины, $C_f = 0,073 \text{Re}^{-0,2}$.

Используя известный подход, когда параметры возмущенного пограничного слоя корректируются с использованием потока импульса (или динамической скорости), запишем аналогично (5.64) толщину турбулентного пограничного слоя на шероховатой поверхности:

$$\delta_{III} = \delta \frac{U_{cp}}{u_{*III}} \sqrt{\frac{C_f}{2}}, \quad (6.41)$$

где δ - толщина турбулентного пограничного слоя для гладкой пластины - вычисляется по известному выражению:

$$\delta = \frac{0,205L}{\text{Re}^{0,2}}. \quad (6.42)$$

Для определения коэффициента сопротивления трения C_{fIII} пользовались диаграммой Прандтля и Шлихтинга (рис. 6.4). Штриховая кривая на диаграмме дает границу области с полным проявлением шероховатости [350].

Полученные результаты расчета коэффициентов теплоотдачи по уравнениям (6.34), (6.35) от шероховатых пластин сравнивались с известным полуэмпирическим выражением [350]:

$$Nu = \frac{0,5 \cdot C_{f_{ш}} \cdot Re \cdot Pr}{1 + \sqrt{\frac{C_{f_{ш}}}{2}} \left(0,52 \left(\frac{u_* k}{\nu} \right)^{0,45} Pr^{0,8} \right)}, \quad (6.43)$$

где k - высота выступов на поверхности.

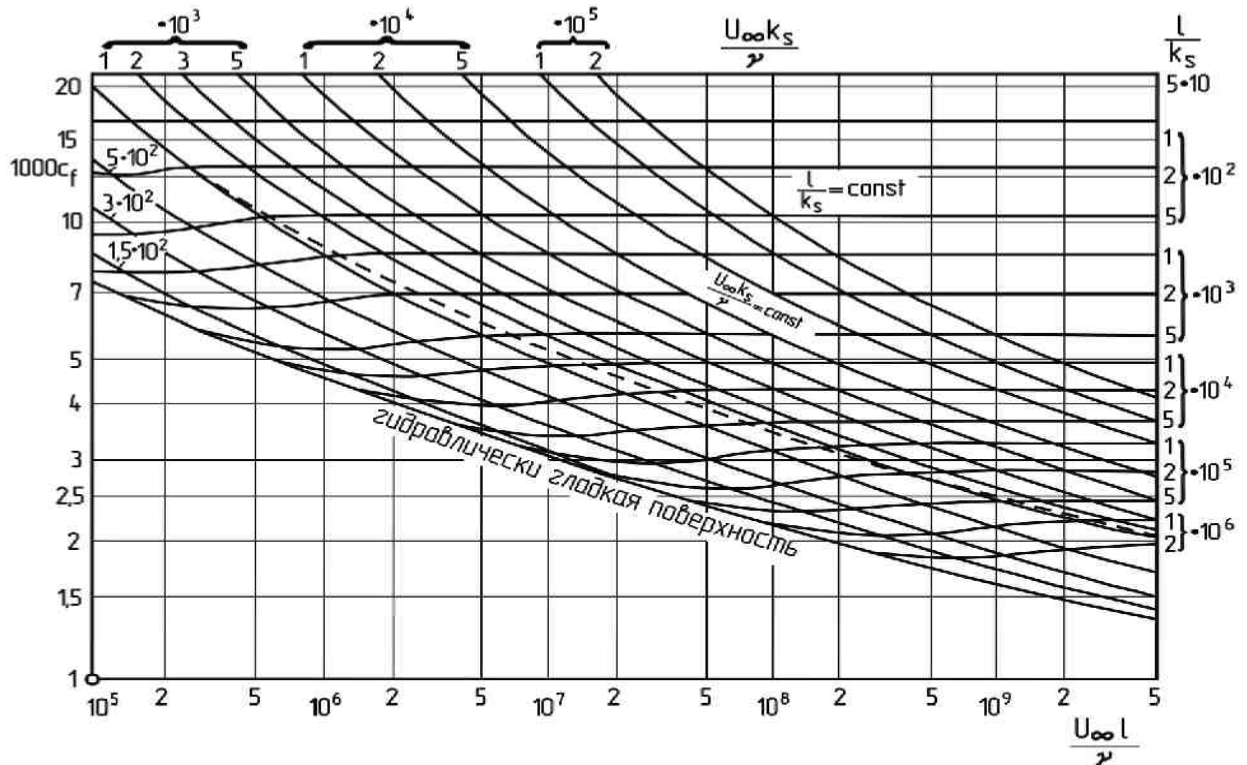


Рис. 6.5. Диаграмма Прандтля и Шлихтинга для шероховатых пластин.

На основе обобщения гидродинамической аналогии в работе [177] получено:

$$\alpha = 0,158 \rho c_p (\tau/\rho)^{3/7} (\nu/d)^{1/7} Pr^{-2/3}, \quad (6.44)$$

где τ найдем, используя известную связь $\tau = \rho U_{cp}^2 \xi_{ш}/8$ с коэффициентом сопротивления шероховатого канала $\xi_{ш}$.

На рис. 6.5 сопоставлены расчетные значения чисел Nu для шероховатых пластин.

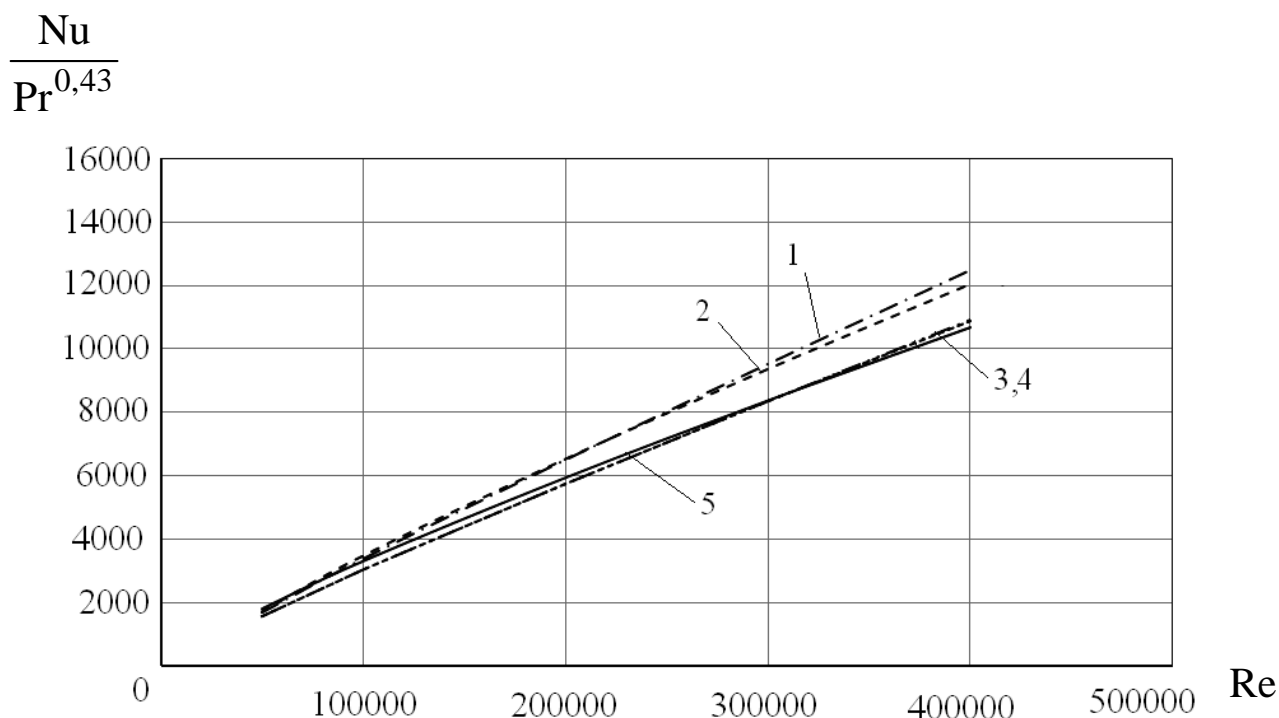
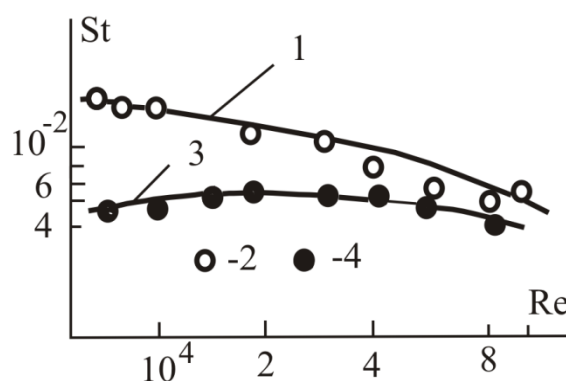


Рис. 6.5. Зависимость комплекса $\frac{Nu}{Pr^{0.43}}$ от числа Re при обтекании шероховатой пластины жидкостью: 1 - расчет по уравнению (6.35); 2 - данные Жукаускаса; 3 - расчет по уравнению (6.34); 4 - расчет по уравнению (6.44); 5 - данные Шлихтинга.

На основании полученных графиков можно сделать вывод, что уравнения (6.34), (6.35) удовлетворительно согласуются с известными выражениями для расчетов коэффициентов теплоотдачи. Расхождение результатов лежит в пределах 10-15% [14].

На рис. 6.6 показаны результаты расчета числа Стантона по формуле (6.44) и экспериментальные данные [96], полученные для труб с песочной шероховатостью.

Рис. 6.6. Результаты расчета и опытные данные по теплоотдаче в канале с шероховатыми стенками: 1,3 – расчет по уравнению (6.44); 2,4 – эксперимент [96]. 1,2 – $k/R = 0,08$; 3,4 – $k/R = 0,02$. $Pr = 0,71$ (k – высота выступов).



6.5. Расчет теплоотдачи в каналах с элементами интенсификации

Рассмотрим течение вязкой жидкости в трубах с элементами интенсификации, в частности в канале с ленточным завихрителем. Используем выражение (6.35), где динамическую скорость u_* выразим через коэффициент сопротивления ξ , используя известные выражения [352]:

$$u_* = U_\infty \sqrt{\xi/8 \cos \theta}, \quad (6.45)$$

$$\xi = 0,316/Re^{0,25}, \quad (6.46)$$

где $\theta = \arctg(\pi d/S_{лз})$ – угол закрутки потока, безразмерную толщину пограничного слоя R_δ найдем из выражения (5.73):

$$R_\delta = \exp \left\{ \left[\left(\frac{U_\infty}{u_*} - 5,219 \right) / 2,5 \right] + 0,124 \right\}. \quad (6.47)$$

На рис. 6.7 представлены результаты расчетов и сравнение с опытными данными при закрученном движении потока в трубе. Расхождение результатов составляет около 10-12% [177].

На рис. 6.8 дано сопоставление расчетных и опытных [159] значений Nu для труб с кольцевой накаткой. Следует отметить, что применение классической аналогии

$$St_T = \frac{q}{U_\infty \rho c_p (T_\infty - T_{гр})} = \frac{C_f}{2Pr^{2/3}}, \quad (6.48)$$

для указанных случаев дает завышение по коэффициентам теплоотдачи в 1,5-3 раза, а уравнение (6.44) обеспечивает согласование с экспериментальными результатами в пределах 5÷15%.

Аналогичные результаты дают выражения (6.34) и (6.35).

Рис. 6.7. Зависимость комплекса $Nu/Pr^{0,43}$ от числа Re в канале с ленточным завихрителем: 1 - расчет по уравнению (6.35); 2 - экспериментальные данные; 3 - для осевого потока.

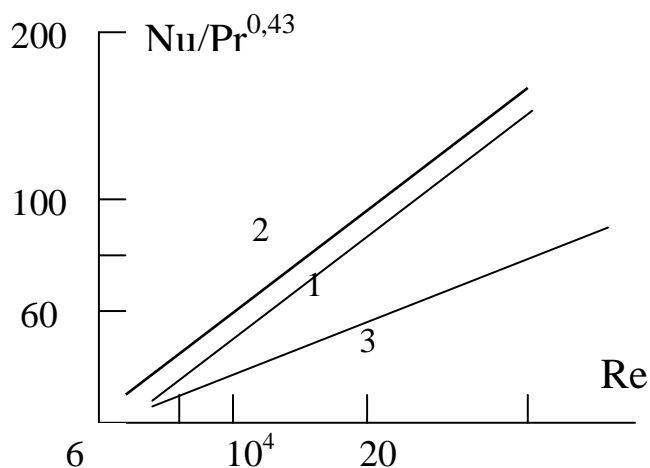
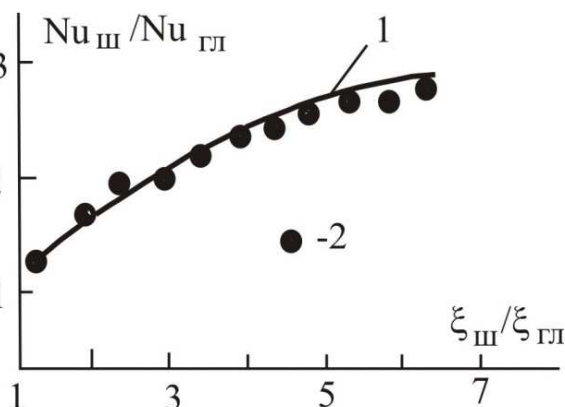


Рис. 6.8. Сравнительная характеристика по теплоотдаче в трубах с кольцевой насадкой с гладкими трубами: 1 - расчет по (6.44); 2 - опытные данные [159]; $Re = 10^4$.



Апробация рассмотренного в данной главе метода расчета теплоотдачи как для простых тестовых случаев, так и для градиентных течений показала возможность его использования при расчетах промышленного теплообменного оборудования со сложной геометрией и интенсификацией.

Расчеты показали, что область определения полученных уравнений ограничена сравнительно небольшими числами Прандтля. Расхождение результатов вычислений коэффициента теплоотдачи при больших числах Прандтля, по всей видимости, связано с неучтенностью изменения разности температур по высоте пограничного слоя как функции от коэффициента турбулентной вязкости, полученные выражения приведены к максимальной разности температур.

Данное ограничение не может быть распространено на весь развиваемый здесь метод, его возможно обойти путем более детального интегрирования уравнения теплоотдачи по высоте пограничного слоя.

ГЛАВА 7

МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ТЕПЛОТДАЧИ ОТ ШАХМАТНЫХ И КОРИДОРНЫХ ПУЧКОВ ТРУБ

В главе представлены результаты расчета коэффициентов теплоотдачи шахматных и коридорных пучков труб по выражениям, полученным на основе различных моделей пограничного слоя. Проведен сравнительный анализ с известными экспериментальными данными. Рассматривается форма обобщения экспериментальных данных по теплоотдаче в виде критериального уравнения, основанного на гидродинамической аналогии между переносом импульса и тепла. На основе предложенной методики получена система уравнений, позволяющая описывать обменные процессы в совокупности пограничных слоев в трубном пучке как эквивалентное установившееся течение между двумя плоскими пластинами одинаковой площади. В качестве характерной величины рассматривается соответствующая скорость в осредненном пограничном слое. Параметры модели корректируются с использованием баланса импульса.

7.1. Особенности поперечного обтекания пучков труб

Обтекание трубы в пучке отличается от обтекания одиночной трубы, поскольку на него оказывают воздействие рядом расположенные трубы. Между соседними трубами в отдельном поперечно-обтекаемом ряду образуются сужения, что является дополнительным фактором изменения градиента давления.

Общая картина обтекания трубы в пучке зависит от расположения труб и геометрических параметров пучка. В большинстве случаев трубы в пучках располагаются в шахматном или коридорном порядке. Пучки характеризуются относительными поперечными ($a = s_1/d$) и продольными ($b = s_2/d$) расстояниями между осями труб, так называемыми поперечными и продольными шагами.

Условия обтекания трубы в первом ряду пучков обеих конфигураций близки к условиям обтекания одиночной трубы. В последующих рядах характер обтекания изменяется.

В шахматном пучке течение жидкости в некоторой степени соответствует течению по изогнутому каналу, когда поочередно

происходит сужение в расширение. Поэтому поля скоростей по глубине шахматных пучков тождественны [96].

В коридорных пучках течение жидкости по своему характеру более приближается к течению в прямолинейном канале, а распределение скоростей, в наименьшем сечении следующего ряда, значительно зависит от соотношения шагов. Можно отметить два предельных случая: когда продольный относительный шаг равен единице и когда он чрезвычайно велик. В первом случае, приняв продольные межрядья за каналы, будем иметь дело с течением в канале, во втором - с обтеканием одиночного поперечного ряда, так как профиль потока выравнивается. В промежуточных случаях, когда последующие трубы попадают в рециркуляционные зоны, на формирование этого профиля воздействует распределение скоростей потока.

Под влиянием впереди стоящих труб на глубинный ряд пучка натекает вихреобразный поток с неравномерным распределением скоростей. При малых числах Re основной поток в пучке является ламинарным с крупномасштабными вихрями в циркуляционных зонах, влияние которых на пограничный слой лобовой части под воздействием сил вязкости и отрицательного градиента давления элиминируется. Течение в пограничном слое на трубе ламинарно. Кормовая часть при этом обтекается циркуляционным потоком. Такое обтекание труб имеет место при числах $Re < 10^3$, и его можно охарактеризовать как преобладающее ламинарное обтекание.

С дальнейшим ростом числа Re происходит значительное изменение течения в пучке. Поток в межтрубном пространстве становится вихреобразным с повышенной турбулентностью. Хотя набегающий на лобовую часть трубы поток турбулентен, на ней все же развивается ламинарный пограничный слой, который можно рассматривать как псевдоламинарный.

Отрицательный градиент давления при обтекании лобовой части трубы вызывает ускорение вне пограничного слоя. Увеличивается и скорость частиц, находящихся в пограничном слое (кроме прилипших к стенке).

Вследствие этого образуется выпуклый профиль скоростей, а толщина пограничного слоя мала и с увеличением расстояния от лобовой критической точки изменяется незначительно.

Турбулентность и ее возникновение в межтрубном пространстве зависят от конфигурации пучка и числа Re . При сравнительно малом

поперечном шаге возникают более интенсивные пульсации скорости, которые при входе в следующий ряд под влиянием отрицательного градиента давления гаснут быстрее, чем при наличии большого шага.

Турбулентность набегающего потока влияет только на обтекание труб первого и второго рядов. Пучок труб, как турбулизирующая решетка, устанавливает свойственную ему турбулентность. Труба в глубинном ряду пучка обтекается потоком повышенной турбулентности, которая изменяется в межтрубном пространстве.

В коридорных пучках с большими продольными шагами переход от ламинарного течения к турбулентному в межтрубном пространстве зависит от числа Re , шероховатости стенки, степени турбулентности в межтрубном пространстве, которая, в свою очередь, определяется расстоянием между трубами и температурным напором. С увеличением числа Re от 10^3 упорядоченное течение переходит в течение с сильным перемешиванием в поперечном направлении. В этом случае поток в межтрубном пространстве переходит в турбулентное состояние.

Подобное явление можно наблюдать и в тех шахматных пучках труб, которые по своей конструкции сходны с коридорными, т. е. имеют большие поперечные и малые продольные шаги. В остальных шахматных пучках переход наступает при значительно меньших числах Re . Такой режим обтекания охватывает довольно широкий интервал Re , и только при числах $Re > 2 \cdot 10^5$ его характер изменяется. В этом случае поток в межтрубном пространстве сильно турбулизируется, возбуждая турбулентное течение в пограничном слое трубы, и лишь на некоторой части лобовой ее поверхности течение в пограничном слое остается ламинарным, но в общем обтекание трубы имеет преобладающий турбулентный характер. Признаком этого является смещение начала перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный в направлении лобовой критической точки. Место отрыва турбулентного пограничного слоя смещается вниз по течению ближе к кормовой критической точке. Эти особенности вызывают очевидное изменение в характере распределения общего сопротивления пучка труб в зависимости от числа Re .

Исходя из сказанного, характер обтекания в зависимости от числа Re можно разделить на следующие диапазоны: диапазон преобладающего ламинарного обтекания ($Re < 10^3$), смешанного или докритического ($Re < 2 \cdot 10^5$), преобладающего турбулентного или

критического ($Re > 2 \cdot 10^5$) и сверхкритического обтекания ($Re > 4 \cdot 10^5$).

7.2. Расчет теплоотдачи при турбулентном обтекании шахматных пучков труб

Влияние расположения труб на среднюю теплоотдачу трубы в пучке разное при различных Re_f и зависит, главным образом, от характера обтекания. При низких числах Re_f теплоотдача трубы в первом ряду пучка практически совпадает с теплоотдачей одиночного цилиндра и теплоотдачей трубы в глубинном ряду. При больших числах Re_f турбулентность потока в межтрубном пространстве пучков увеличивается, что соответствующим образом повышает и интенсивность теплоотдачи трубы в глубинном ряду по сравнению с теплоотдачей в первом ряду, так как ряды труб в пучке являются турбулизаторами потока. В большинстве случаев теплоотдача по глубине пучков труб стабилизируется начиная с третьего или четвертого ряда. Сравнение теплоотдачи труб первых и глубинных рядов позволяет судить о влиянии турбулентности потока в пучке на интенсивность теплоотдачи.

Теплоотдача труб в глубинном ряду, как правило, увеличивается с уменьшением продольного шага пучка. Это хорошо согласуется с известными исследованиями теплоотдачи одиночного цилиндра, помещенного на разных расстояниях от турбулизирующей решетки. Но исключением могут быть коридорные пучки труб с малым продольным шагом, с уменьшением которого теплоотдача может уменьшиться. Это связано с понижением интенсивности циркуляционного течения между соседними трубами с уменьшением продольного шага, особенно при малых и средних значениях Re_f .

В зависимости от продольного шага вследствие турбулентности потока теплоотдача труб глубинного ряда по сравнению с теплоотдачей труб первого ряда может увеличиваться на 30-100% [96-98].

Рассмотрим турбулентный режим обтекания пучков труб глубинного ряда в теплообменном аппарате ($Re = \bar{U}_m d / \nu \geq 2 \cdot 10^3$).

Ниже даны уравнения для расчета коэффициентов теплоотдачи α при турбулентном обтекании шахматных пучков труб на основе использования известного значения перепада давления ΔP , что дает

возможность значительно сократить время при проектировании промышленных аппаратов.

На основе моделей пограничного слоя, рассмотренных в 5 главе, получены уравнения для расчета коэффициентов переноса импульса и теплоотдачи. Для пучков труб установлена [96] зависимость $Nu \sim Pr^{0,36}$ и $\alpha \sim a^{0,64}$. Тогда на основании (5.62) и уравнений (5.54) и (5.59) запишем:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,64} (5,309 + 2,5 \ln(R_\delta))}, \quad (7.1)$$

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,64} (5,219 + 2,5 \ln(R_\delta - 0,124))}. \quad (7.2)$$

Динамическую скорость u_* найдем по выражению (5.70):

$$u_* = \left(\frac{\bar{\varepsilon} \chi \delta_\vartheta}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7.3)$$

или по известному полуэмпирическому выражению [75]:

$$u_* = 2 \left(\frac{\bar{\varepsilon} V}{\rho} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (7.4)$$

Выражения (7.3) и (7.4) дают близкие результаты ($\pm 6-12\%$).

Среднюю диссипацию энергии в объеме пучка труб V представим через перепад давления ΔP [96, 159]:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P s_m \bar{U}_m}{V}, \quad (7.5)$$

где $V = d^2 H (a_1 b - \pi/4)$; $s_m = d (a_1 - 1) H$; \bar{U}_m – средняя скорость в узком сечении пучка, м/с; a_1 , b – относительный шаг пучка, $a_1 = S_1/d$; $b = S_2/d$; d – диаметр трубок, м; H – длина труб, м (рис. 7.1).

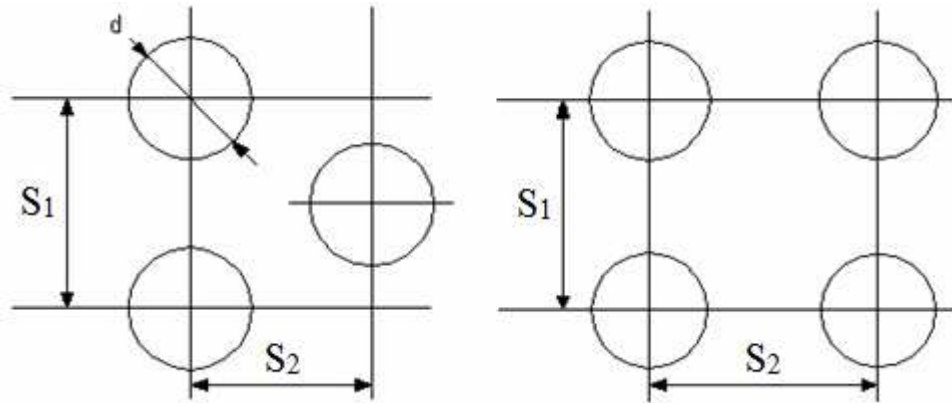


Рис. 7.1. Шахматные и коридорные пучки труб.

Перепад давления ΔP , обусловленный сопротивлением трения и формы трубок, определяется по выражению [159]:

$$\Delta P = \eta_\phi \eta_\Delta (\xi/\chi) \chi^{0,5} \rho \bar{U}_m z / 2, \text{ Па}, \quad (7.6)$$

где η_ϕ – коэффициент, учитывающий угол атаки ϕ пучка труб η_Δ ; при $\phi = 90$ $\eta_\phi = 1$; η_Δ – коэффициент, учитывающий шероховатость (рассматриваются абсолютно гладкие трубы $\eta_\Delta = 1$); χ – формпараметр, зависящий от a_1 и b ; отношение (ξ/χ) определяется по монограммам [159]; χ – по вспомогательному графику, в зависимости от комплекса $(a_1 - 1)/(b - 1)$. В расчетах $a_1 = b = 2$, следовательно, $(a_1 - 1)/(b - 1) = 1$; $\chi = 1$; $z = 1$.

Безразмерную толщину пограничного слоя на участке стабилизационного течения найдем по выражениям (5.73) и (5.74):

$$R_\delta = \exp \left[\left(\frac{U_\infty}{u_*} - 5,309 \right) / 2,5 \right], \quad (7.7)$$

$$R_{\delta} = \exp \left\{ \left[\left(\frac{U_{\infty}}{u_*} - 5,219 \right) / 2,5 \right] + 0,124 \right\}. \quad (7.8)$$

Уравнения (7.3), (7.7) или (7.8) решаются совместно итерационным методом. Результаты расчета теплоотдачи (комплекс $Nu/Pr^{0,36}$) показаны на рис. 7.2.

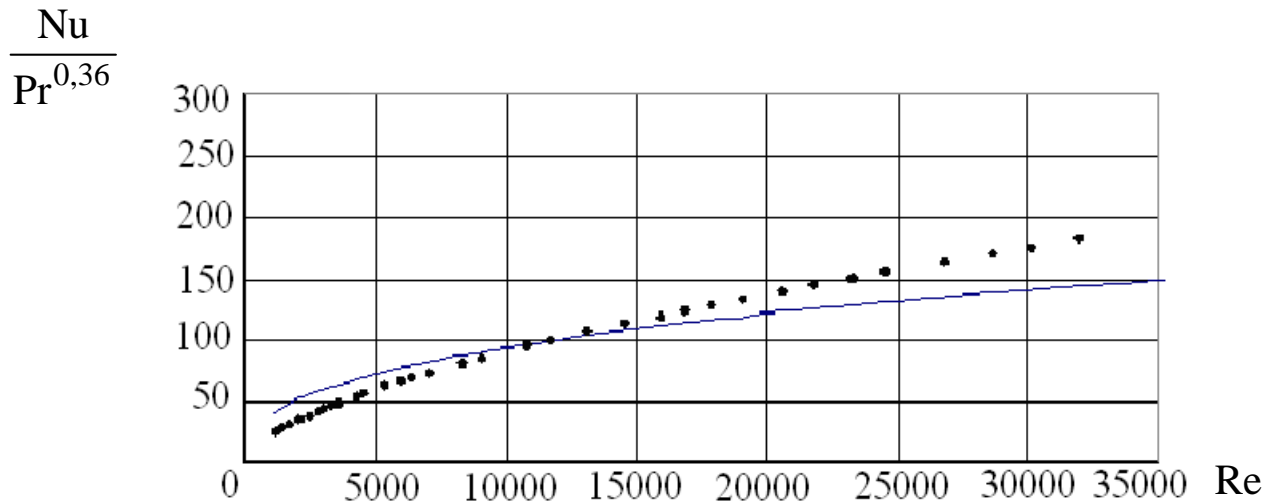


Рис. 7.2. Средняя теплоотдача симметричных шахматных пучков труб глубинных рядов: — - по уравнению (7.1); ●●●●● - данные Жукаускаса.

Согласование расчетных значений α по (7.1) с опытными данными [96] находится в пределах $\pm 15-20\%$ в интервале чисел Рейнольдса $2 \cdot 10^3 \leq Re \leq 3,5 \cdot 10^4$, что позволяет рекомендовать разработанный метод моделирования для инженерных расчетов [12, 13]. Аналогичные результаты дает уравнение (7.2).

Обобщение результатов расчета α и опытных данных дает выражение [177]:

$$\alpha = \rho c_p \frac{0,37}{Re^{0,066}} \left(\frac{\bar{\epsilon} v}{\rho} \right)^{0,25} Pr^{-0,64}, \quad (7.9)$$

где число $Re = \bar{U}_m d / \nu$.

7.3. Расчет теплоотдачи при турбулентном обтекании коридорных пучков труб

Рассмотрим применение уравнений (7.1) и (7.2) для расчета коэффициентов теплоотдачи в кожухотрубчатых теплообменниках.

В коридорных пучках характер движения среды близок к течению в прямолинейном канале, поэтому при течении теплоносителя в глубинных рядах скорость потока на оси канала будет больше средней скорости в данном сечении. Известно [206, 350], что скорость среды на оси потока можно вычислить по уравнению:

$$U_{max} = \bar{U}_m + 3,75u_*,$$

где \bar{U}_m – средняя скорость в узком сечении пучка, м/с.

Используем формулу (7.10) для приближенного расчета скорости на оси потока при стабилизированном движении жидкости в глубинных рядах пучков труб. Приближенное значение средней движущей силы в (7.7) или (7.8) примем как среднее арифметическое:

$$\Delta\bar{U}_\infty = 0,5(\bar{U}_m + 3,75u_*), \quad (7.10)$$

где $\Delta\bar{U}_\infty$ – средняя движущая сила переноса импульса, м/с.

Среднюю диссипацию энергии $\bar{\varepsilon}$ в объеме пучка труб V представим через перепад давления ΔP по выражению (7.5):

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P s_m \bar{U}_m}{V}.$$

Выполнен расчет коэффициентов теплоотдачи по выражениям (7.1) и (7.2) при поперечном движении однофазного потока в коридорных пучках труб ($2 \cdot 10^3 \geq Re \geq 3 \cdot 10^4$).

Результаты расчета коэффициента α и опытные данные [96] представлены на рис. 7.3.

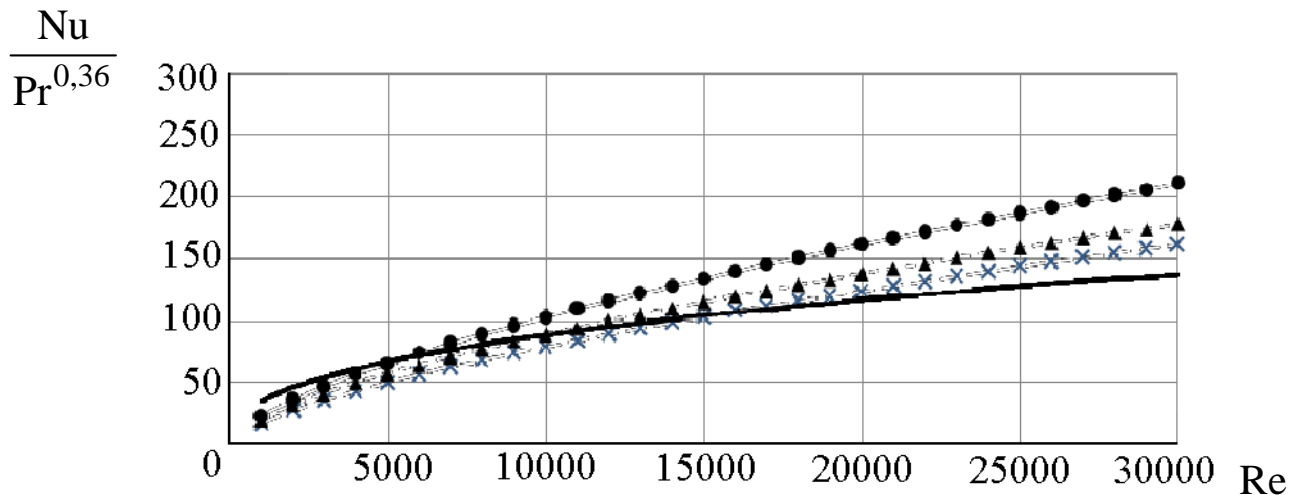


Рис.7.3. Сравнение теплоотдачи коридорных пучков гладких труб $a \times b = 2 \times 2$: — - по уравнению (7.1); ••• - данные Исаченко; ▲▲▲ - данные Жукаускаса; ××× - данные Мигая.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что расчеты по уравнениям (7.1) и (7.2) удовлетворительно согласуется с известными экспериментальными данными [96-98].

Расхождение результатов составляет около 10-15%, что подтверждает справедливость использования обобщенной гидродинамической аналогии.

Обобщение результатов расчета α и опытных данных дает выражение, аналогичное (7.9) [177]:

$$\alpha = \rho c_p \frac{0,37}{Re^{0,08}} \left(\frac{\epsilon v}{\rho} \right)^{0,25} Pr^{-0,64}. \quad (7.11)$$

7.4. О форме обобщения экспериментальных данных на основе гидродинамической аналогии на примере поперечного обтекания шахматного пучка труб

В работе [177] на примере простых течений показано, что определяющими гидродинамическими параметрами теплообмена (так же как и массообмена) являются динамическая и характерная скорости u_* и U_x , входящие в уравнение для R_δ . Причем если динамическая скорость может быть определена, при известной поверхности раздела, по экспериментальным данным перепада

давления, то для верного подбора характерной скорости необходимо знать картину течения внутри аппарата.

Сложность задачи определения U_x и пути ее решения удобно показать на примере обтекания пучка труб.

Как правило, обобщение экспериментальных данных как по теплоотдаче, так и по гидравлическому сопротивлению осуществляется по скорости в поперечном узком сечении

$U_y = \frac{W}{H_{\Pi}(s_1 - d_{\Pi})}$, где W – объемный расход теплоносителя; H_{Π} –

высота трубного пучка; d_{Π} – внешний диаметр обтекаемых труб, s_1 – поперечный шаг трубного пучка. При этом коэффициент теплоотдачи связывается со скоростью и геометрическими характеристиками критериальным уравнением вида:

$$\text{Nu} = c_0 \text{Re}_y^n \text{Pr}^m. \quad (7.12)$$

При обобщении по форме (7.12) наблюдается довольно сильная зависимость показателей теплоотдачи от геометрических параметров пучка. Как следствие функции для коэффициента c_0 не являются универсальными для любой геометрии пучка и аппроксимируются громоздкими кусочными выражениями. Данный факт связан с неучтенностью при обобщении по U_y истинного спектра обтекания труб в пучке при различной геометрии. Кроме того, явно искусственная природа такого обобщения затрудняет анализ зависимостей обменных процессов и подбор оптимальных по теплогидравлическим характеристикам промышленных аппаратов.

Необходимость в универсальном выражении зависимости $\text{Nu} = f(\text{Re})$, автоматически учитывающей картину течения в межтрубном пространстве, высказывалась многими авторами.

Пожалуй, наиболее ранней попыткой построить такую универсальную зависимость можно считать обобщение теплообмена по скорости в наиболее узком сечении пучка, которое в зависимости от шагов s_1 и s_2 изменяется от значения $H_{\Pi}(s_1 - d_{\Pi})$ до $H_{\Pi}(s'_2 - d_{\Pi})$, где s'_2 – диагональный шаг. Этим способом воспользовались авторы [54, 98, 108], и ими были получены сходные по форме выражения, но с незначительно отличающимися коэффициентами.

Обобщение данных теплоотдачи по скорости, отнесенной к наиболее узкому сечению пучка, однако, не дает универсальной зависимости, хотя и позволяет получить выражения, пригодные в широких диапазонах определяющих параметров.

В работе [375] была предпринята попытка представить закономерность средней теплоотдачи обтекаемой трубы в пучке как суперпозицию закономерностей для ламинарного (в лобовой части) и турбулентного (в кормовой) течений. За характерную скорость при этом принималась скорость, отнесенная к среднепроходному сечению

пучка, с учетом пористости, представляемой как: $\overline{\omega} = \frac{(4\overline{s}_1 - \pi)}{4\overline{s}_1}$ для

$\overline{s}_2 \geq 1$ и $\overline{\omega} = \frac{(4\overline{s}_1\overline{s}_2 - \pi)}{4\overline{s}_1\overline{s}_2}$, если $\overline{s}_2 \geq 1$, $\overline{s}_1 = \frac{s_1}{d_{\Pi}}$, $\overline{s} = \frac{s}{d}$. В качестве

характерной длины использовалась длина обтекания: $l = \frac{\pi d_{\Pi}}{2}$.

Полученная в итоге система из четырех уравнений, по данным авторов [375], применима в широком диапазоне чисел Рейнольдса и

Прандтля: $1 < Re_{\overline{\omega}} < 10^6$ и $0,7 < Pr < 700$, ($Re_{\overline{\omega}} = \frac{U_{\overline{\omega}} l}{\nu}$). Следует,

однако, отметить довольно сильные расхождения этой функции с функциями обобщения других авторов для некоторых геометрий пучка, значительно превышающие допустимые 15-20%.

Наиболее удачной оказалась попытка В.К. Мигая [220] обобщить экспериментальные данные по теплообмену труб в глубине шахматного пучка. В основе модели лежит так называемая методика «замораживания» вихревых зон. Обобщение производится по среднеинтегральной скорости в «живых» сечениях пучка (т.е. с вычетом объема, занимаемого вихревыми зонами). В каждом сечении скорость определялась по условию сохранения объемного расхода.

Правила определения границ вихревых зон носят формальный характер и сводятся к следующим положениям:

- 1) вихревая зона позади трубы заканчивается при $l = s_2$;
- 2) вихревая зона схематично ограничивается треугольником, как показано на рис. 7.4;
- 3) соблюдается условие наличия минимального проходного сечения, равного сечению в узком месте пучка;

4) в лобовой части пучка образуется треугольная вихревая область длиной $l = 0,5 \frac{d_{\text{п}}}{2}$ и шириной $s = \frac{d_{\text{п}}}{2}$;

5) в узком сечении и его окрестностях ($\pm 15^\circ$) при расчете средней скорости принимается коэффициент расхода $\psi = 0,7$;

б) правила справедливы при $2 \cdot 10^3 < Re_y < 2 \cdot 10^5$.

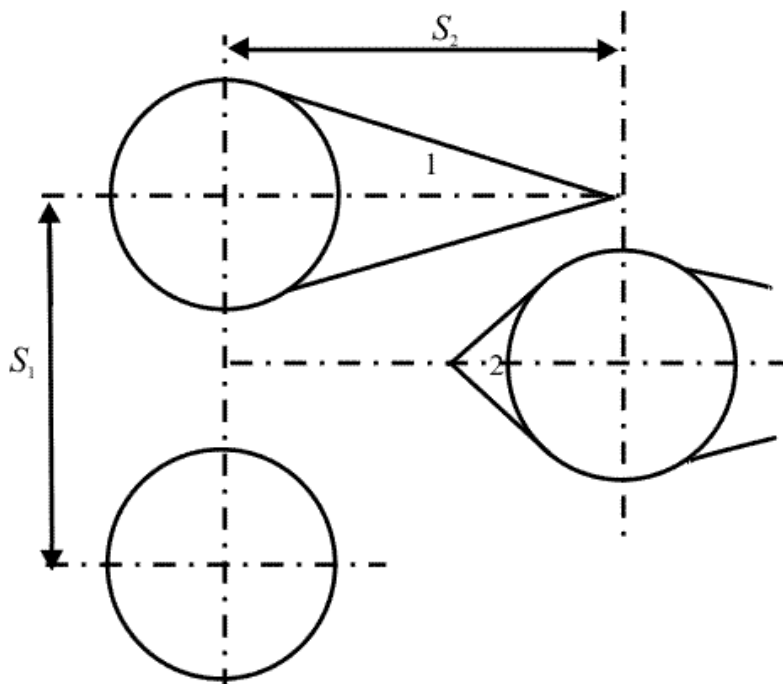


Рис. 7.4. Схема вихревых зон при поперечном омывании шахматных пучков. 1 - задняя застойная зона; 2 - передняя застойная зона.

Искомая среднеинтегральная скорость определялась по формуле

$$\bar{u}_l = \frac{1}{l} \int_0^l u_l dl.$$

Подобный подход с «замораживанием» вихревых зон имеет под собой вполне определенное физическое обоснование, в основе которого лежат три положения:

- в осреднении по длительному интервалу времени вихревые зоны можно считать постоянными по объему, и жидкость, участвующая в вихревом движении внутри них, практически выключена из общего расхода;
- в месте соприкосновения вихревой зоны с поверхностью раздела фаз формируется вторичный пограничный слой;

• принимается, что диссипация механической энергии внутри вихря и в ядре потока пренебрежимо мала по сравнению с диссипацией энергии во вторичном пограничном слое.

Последнее допущение, в общем, не обязательно и вызывает наибольшие сомнения, но оно позволяет относительно просто получить осредненную скорость во вторичном пограничном слое из теоремы импульсов, без привлечения сложных моделей турбулентности. Так, если обозначить длину кривой, ограничивающей внешнюю область вихревой зоны, как l_B , координату вдоль этой кривой как l_x , скорость потока на внешней границе вихревой области, зависящую от l_x как $U_H(l_x)$, осредненную по толщине скорость вторичного пограничного слоя как $\bar{u}_B(r_x)$ (r_x - координата на поверхности обтекаемой трубы в рассматриваемом сечении), то из теоремы импульсов [40]:

$$\frac{d}{dt} \left(\int_0^{l_B} \rho U_B(l_x) dl_x - \int_0^{r_x} \rho \bar{u}_B(r_x) dr_x \right) = \int_0^{r_x} \tau_{\text{CT}}(r_x) dr_x. \quad (7.13)$$

где τ_{CT} - касательное напряжение на стенке обтекаемой поверхности.

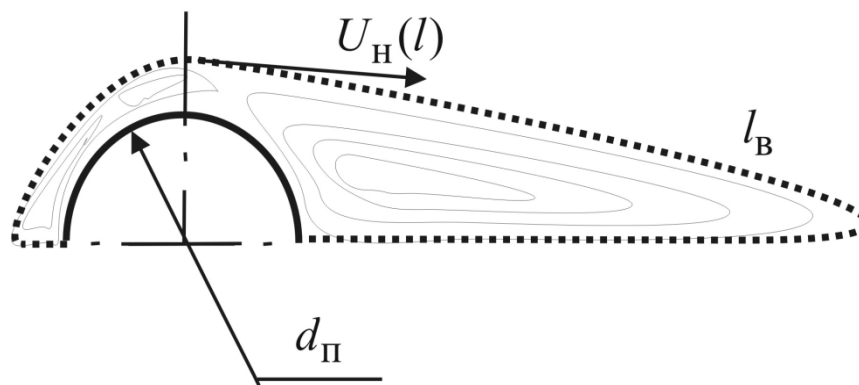


Рис. 7.5. Схематичная картина обтекания цилиндра, штриховой линией $\cdot\cdot\cdot\cdot$ показана граница вихревой области.

Из этих трех положений можно сделать вывод о существовании такой осредненной характерной скорости, которая приводила бы течение вокруг цилиндра в пучке к эквивалентному течению между

двумя пластинами длиной $l = \frac{\pi d_{\Pi}}{2}$ и шириной H_{Π} . В дальнейшем такая скорость в этой работе будет обозначаться через U_{xT} . Очевидно, что при допущении о диссипации механической энергии потока лишь в совокупности пристенных гидродинамических пограничных слоев имеем: $U_{xT} = \frac{2}{d_{\Pi}} \int_0^{r_x} \rho \overline{u_B}(r_x) dr_x$.

Постановку задачи о плоскопараллельном эквивалентном течении, таким образом, можно свести к следующим условиям:

1. Равенство площади обтекаемой поверхности;
2. Допущение обусловленности перепада давления лишь касательным напряжением на поверхности обтекаемых труб;
3. Равенство осредненных по поверхности касательных напряжений, а следовательно, и перепадов давления перед рядом труб в глубине пучка и за ним;
4. Равенство массовых и объемных расходов через пучок труб и эквивалентный канал;
5. Полагается, что для пучка труб справедливо уравнение гидродинамической аналогии между переносом импульса и тепла – (6.1); причем член B_T^* можно представить как функцию молекулярного числа Прандтля, стремящуюся к единице при равенстве единице аргумента. Тогда
- 6.

$$\gamma_{xT} = \frac{\alpha}{B_T^* \rho C_p}, \quad (7.14)$$

$\gamma_{xT} = \frac{\tau_{ст}}{\rho U_{xT}}$ - коэффициент переноса импульса, м/с, α - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²к).

Первое, второе и третье условия сводятся к следующему уравнению относительно скорости U_{xT} и ширины эквивалентного канала $h_{эT}$:

$$\Delta P = \rho U_{xT}^2 \left(\frac{u_*}{U_{xT}} \right)^2 2 \frac{\pi d_{\Pi} H_{\Pi}}{2} \frac{1}{H_{\Pi} h_{эT}} = \zeta \frac{\rho U_y^2}{2}. \quad (7.15)$$

Четвертое условие дает уравнение:

$$U_{xT} H_{\Pi} h_{\varepsilon T} = U_y (s_1 - d_{\Pi}) H_{\Pi}. \quad (7.16)$$

Совместное решение уравнений (7.15) и (7.16) относительно $\left(\frac{u_*}{U_{xT}}\right)^2$ позволяет получить:

$$\left(\frac{u_*}{U_{xT}}\right)^2 = \frac{\zeta}{2} \left(\frac{Re_y}{Re_{xT}}\right)^3 \frac{(\bar{s}_1 - 1)}{\pi}, \quad (7.17)$$

где $Re_y = \frac{d_{\Pi} U_y}{\nu}$ и $Re_{xT} = \frac{d_{\Pi} U_{xT}}{\nu}$ - числа Рейнольдса.

Отношение $\frac{u_*}{U_{xT}}$ можно найти из пятого допущения и уравнения, вспомнив, что $\frac{u_*}{U_{xT}} = \frac{\gamma_{xT}}{u_*}$. Через γ_{xT} здесь обозначается коэффициент переноса импульса для эквивалентного течения. Итак, на основании соблюдения условия гидродинамической аналогии между переносом тепловой и механической энергии при $Pr = 1$ можно записать:

$$\frac{Nu_{Pr=1}}{Re_y} \frac{Re_y}{Re_{xT}} = \left(\frac{u_*}{U_{xT}}\right)^2. \quad (7.18)$$

Из решения системы уравнений (7.17) и (7.18) находится искомая скорость U_{xT} , в данном случае в виде отношения к скорости в сечении $(s_1 - d_{\Pi}) H_{\Pi}$:

$$\frac{U_{xT}}{U_y} = \sqrt{\frac{\zeta (\bar{s}_1 - 1)}{2 \pi} \frac{Nu_{Pr=1}}{Re_y}}. \quad (7.19)$$

Для последующего анализа зависимости значений $\frac{U_{xT}}{U_y}$ от геометрических условий, помимо уже описанных выше функций числа Нуссельта, использовались обобщающие формулы, приведенные в [223]. Все они имеют форму (7.12) с показателями степеней $n=0,6$ и $m=0,36$ и отличаются лишь выражениями коэффициента c_0 в зависимости от геометрического параметра обобщения в виде: $\varphi = \frac{\bar{s}_1 - 1}{\bar{s}_2 - 1}$, \bar{s}_1 и \bar{s}_2 , $\frac{\bar{s}_1}{\bar{s}_2}$.

Гидравлическое сопротивление ряда труб в глубине шахматного пучка находилось по трем эмпирическим зависимостям.

По данным [17]:

$$\zeta = \begin{cases} \frac{c_\zeta}{\text{Re}_y^{0,27}} (z+1) \text{ при } \bar{s}_1 \leq \bar{s}'_2; \\ \frac{c_\zeta}{(\varphi \text{Re}_y)^{0,27}} (z+1) \text{ при } \bar{s}_1 > \bar{s}'_2; \end{cases} \quad (7.20)$$

где z – число рядов труб в пучке с учетом того, что шахматный пучок должен содержать как минимум два ряда, по определению (в рассматриваемом случае $z = 0$). Коэффициент c_ζ является сложной функцией от геометрических параметров.

По данным ВТИ:

$$\zeta = \begin{cases} 2 \cdot (1,4(z+1) \text{Re}_y^{-0,25}) \text{ при } \varphi' \leq 0,53; \\ 2 \cdot (1,93(z+1) \sqrt{\varphi'} \text{Re}_y^{-0,25}) \text{ при } \varphi' > 0,53; \end{cases} \quad (7.21)$$

где $\phi' = \frac{1 - \frac{1}{\bar{s}_2}}{\bar{s}_1 - 1}$.

По данным [105, 207]:

$$\zeta = c_\zeta (z + 1) \text{Re}_y^{-0,27}. \quad (7.22)$$

Следует особо отметить встречающийся при некоторых геометриях пучка довольно сильный разброс рассматриваемых зависимостей, как по гидравлическому сопротивлению, так по и теплоотдаче. Это, по всей видимости, связано с уже упоминавшейся неуниверсальностью получаемых формул ввиду плохой физической обоснованности выбранных критериев обобщений.

Рассматривались геометрии шахматного пучка труб в интервале шагов $\bar{s}_1 \in [1; 3]$ и $\bar{s}_2 \in [0,9; 3]$. Для каждой из шести функций числа Нуссельта, приведенных выше, вычислялся свой ряд значений относительной характерной скорости $\frac{U_{xT}}{U_y}$ в диапазоне чисел

Рейнольдса $\text{Re}_y = 10^3 \div 2 \cdot 10^5$ при различных соотношениях шагов \bar{s}_1 и \bar{s}_2 . При этом ввиду уже упомянутого разброса значений, даваемых эмпирическими функциями, коэффициент гидравлического сопротивления принимался как среднее арифметическое из трех показанных выше функций для каждого соответствующего числа Рейнольдса. Причем если одна из функций обобщения для какой-либо геометрии пучка давала результат существенно (более 20%) отличающийся от совокупности двух других, она в этом случае исключалась из расчетного процесса.

На рис. 7.6 показаны графики зависимостей относительной характерной скорости, полученной по формуле (7.19) для случая $\bar{s}_1 = 1,5$, $\bar{s}_2 = 1,5$. Форма зависимости $\frac{U_{xT}}{U_y} = f(\text{Re}_y)$ имела одинаковый вид для всех рассматриваемых комбинаций шагов \bar{s}_1 и \bar{s}_2 , отличаясь лишь количественными показателями.

На рис. 7.6 хорошо видно, что при возрастании числа Рейнольдса обменные процессы в трубном пучке стремятся к автотельному

режиму - $\frac{U_{xT}}{U_y} = const$, показанному в [177]. В автомодельном режиме с развитой турбулентностью ядра потока характеристики уравнения (7.14) обуславливаются лишь геометрией пучка.

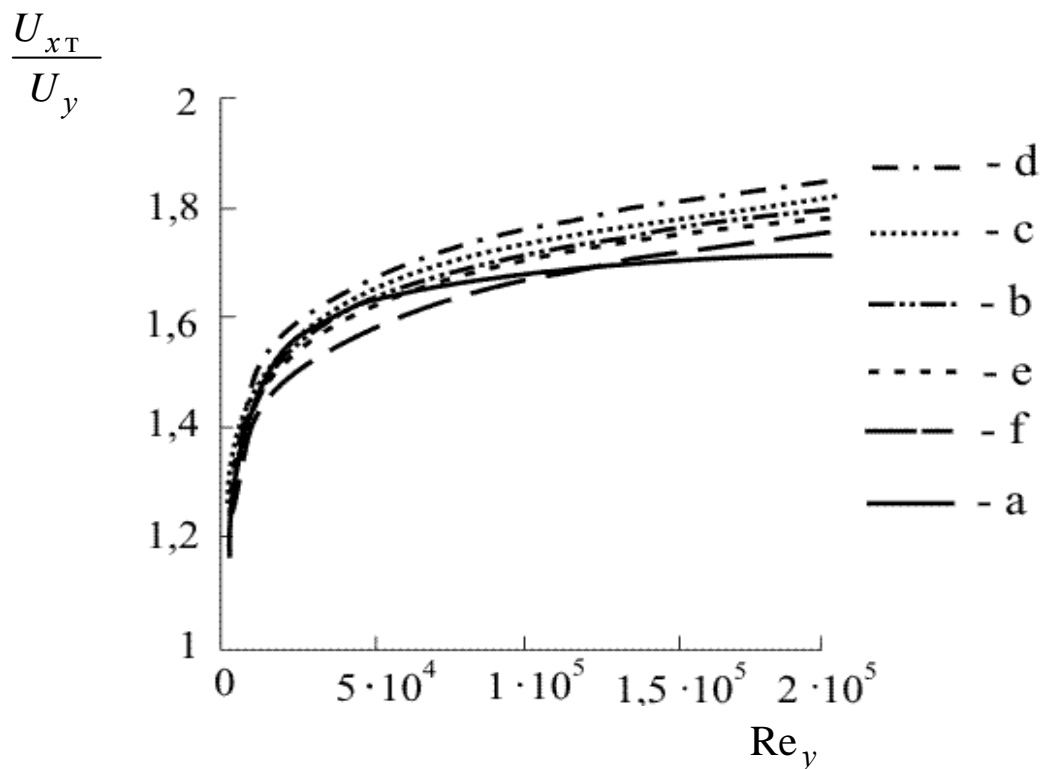


Рис. 7.6. График зависимостей $\frac{U_{xT}}{U_y} = f(Re_y)$, вычисленных по формуле (7.19) для следующих функций числа Нуссельта соответственно: a – [54]; b – [375] обобщение по $\varphi = \frac{\bar{s}_1 - 1}{\bar{s}_2 - 1}$; c – [375] обобщение по \bar{s}_1 и \bar{s}_2 ; d – [375] обобщение по $\frac{\bar{s}_1}{\bar{s}_2}$; e – [223] обобщение по скорости \bar{u}_l ; f – [220].

Знак неравенства $\frac{U_{xT}}{U_y} > 1$ сохранялся при всех рассматриваемых режимах течения и геометриях пучка труб. Такой результат, по всей видимости, вызван допущением об обусловленности перепада давления лишь касательным напряжением на поверхности обтекаемых труб. Следует оговориться, что в данной работе не

ставилась цель подробно изучить гидродинамические условия обтекания труб. Здесь показан лишь пример возможного способа обобщения результатов испытаний теплообменных аппаратов в более информативной для инженерных расчетов форме.

Для уточнения реальной функциональной зависимости $\frac{U_{xT}}{U_y}(\text{Re}_y, \bar{s}_1, \bar{s}_2)$ необходимо учесть профиль напряжения трения и диссипацию механической энергии потока в вихревых зонах и в ядре потока.

В качестве формы аппроксимационной зависимости $\frac{U_{xT}}{U_y}$ от числа Рейнольдса была выбрана логарифмическая функция вида:

$$\frac{U_{xT}}{U_y}(\text{Re}_y) = k_1 \ln(\text{Re}_y + k_2) + k_3, \quad (7.23)$$

где коэффициенты k_1 , k_2 и k_3 , в свою очередь, зависят лишь от геометрических параметров.

Наилучшее сглаживание критических точек и, соответственно, простота функции регрессии были получены при обработке

полученных данных по параметрам $\phi' = \frac{1 - \frac{1}{s_2}}{s_1 - 1}$ и \bar{s}_2 . Однако все же

было сделано разделение зависимости по параметру ϕ' , характеризующему степень диффузорности элемента шахматного пучка труб. Критическим разделяющим значением стало $\phi' = 0,53$.

На рис. 7.7 и 7.8 показаны значения коэффициентов k_1 и k_3 в аппроксимирующей формуле (7.23) при различных геометриях пучка, подобранные методом наименьших квадратов, для $\phi' < 0,53$ и $\phi' > 0,53$ соответственно.

Значение k_2 может использоваться постоянным как $k_2 = 1040$ во всем рассматриваемом диапазоне изменения геометрических параметров.

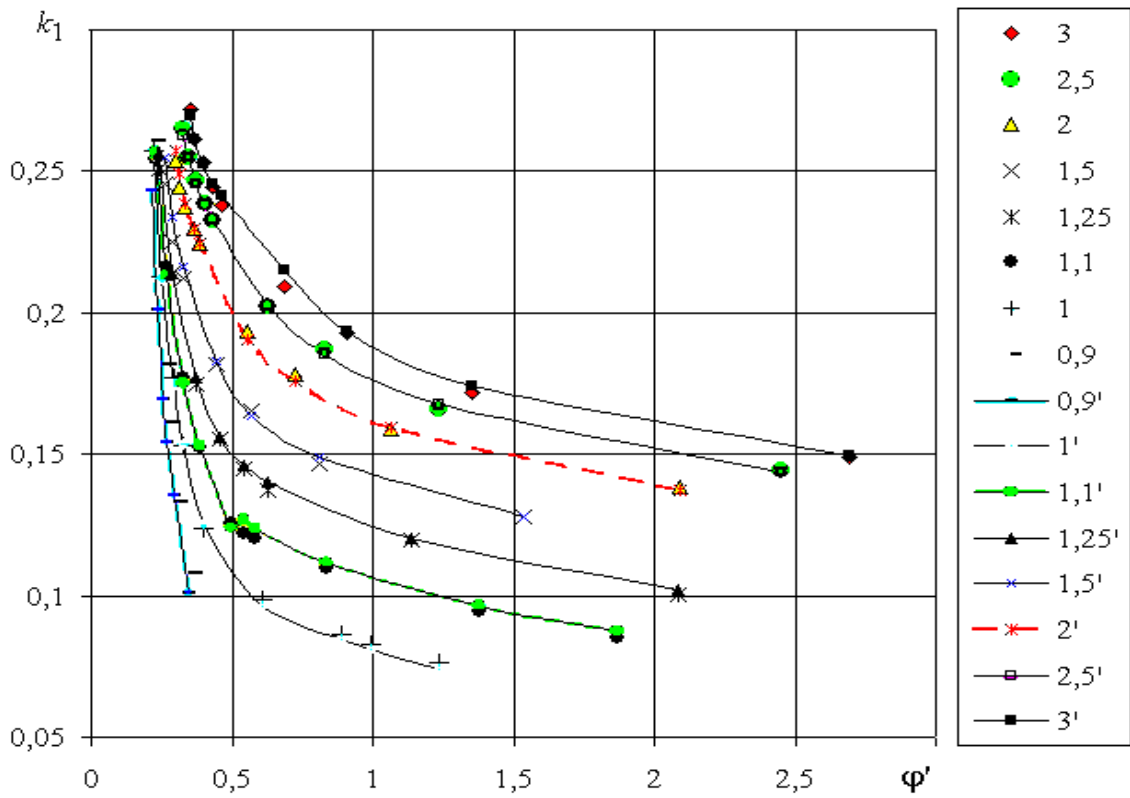


Рис. 7.7. Зависимости коэффициента k_1 в уравнении (7.23) от параметра ϕ' .

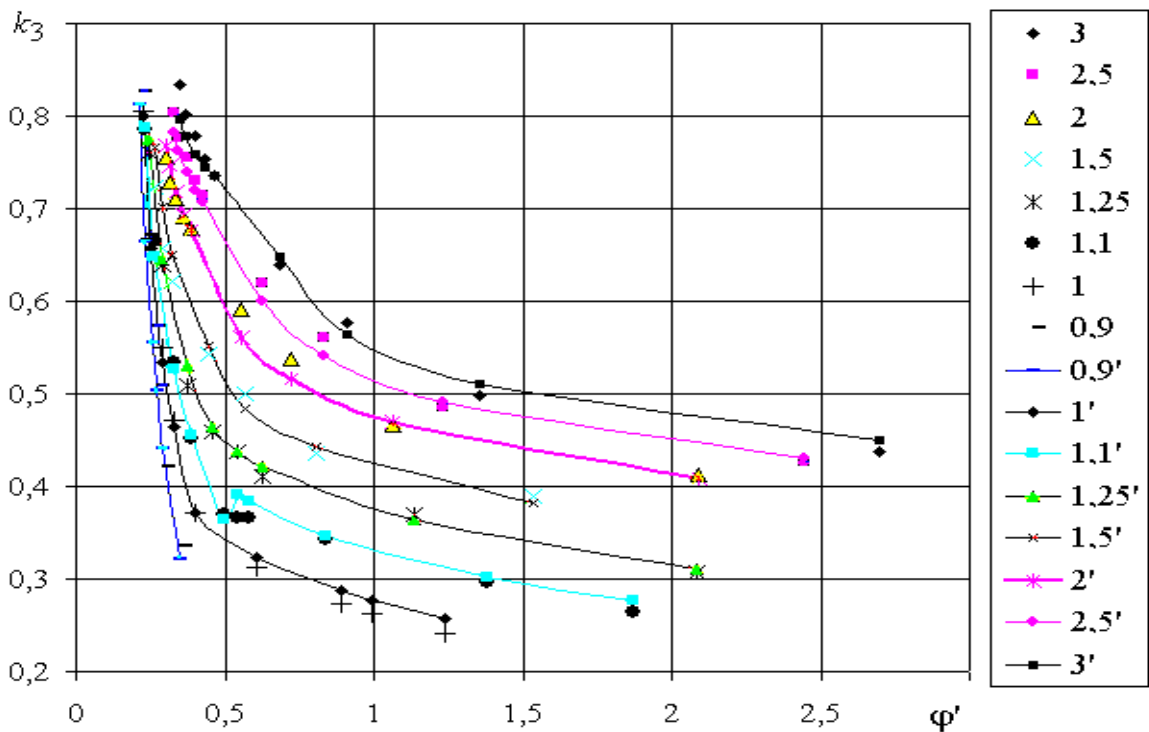


Рис. 7.8. Зависимости коэффициента k_3 в уравнении (7.23) от параметра ϕ' .

Показанные кривые с точностью до 5% аппроксимируются следующими функциями:

для $\varphi' < 0,53$

$$k_1 = a_{k_1} \ln(\varphi' + b_{k_1}) + c_{k_1}, \text{ где}$$

$$a_{k_1} = 0,022 \ln(s_2 - 0,793) - 0,035,$$

$$b_{k_1} = -0,065s_2 - 0,126,$$

$$c_{k_1} = 0,074 \ln(s_2 - 0,831) + 0,149;$$

$$k_3 = a_{k_3} \ln(\varphi' + b_{k_3}) + c_{k_3}, \text{ где}$$

$$a_{k_3} = 0,077 \ln(s_2 - 0,815) - 0,097,$$

$$b_{k_3} = -0,065s_2 - 0,127,$$

$$c_{k_3} = 0,256 \ln(s_2 - 0,821) + 0,461;$$

для $\varphi' > 0,53$

$$k_1 = a_{k_1} \ln(\varphi' + b_{k_1}) + c_{k_1}, \text{ где}$$

$$a_{k_1} = -0,026,$$

$$b_{k_1} = -0,183s_2 + 0,04,$$

$$c_{k_1} = 0,027 \ln(s_2 - 0,934) + 0,15;$$

(7.24)

(7.25)

(7.26)

$$k_3 = a_{k_3} \ln(\varphi' + b_{k_3}) + c_{k_3}, \text{ где}$$

$$a_{k_3} = 6,657 \cdot 10^{-3} s_2 - 0,088,$$

(7.27)

$$b_{k_3} = -0,243s_2 + 0,113,$$

$$c_{k_3} = 0,074 \ln(s_2 - 0,903) + 0,438.$$

Итоговая погрешность вычисления $\frac{U_{xT}}{U_y}$ не превышает 10%.

Таким образом, зная общую закономерность изменения осредненной скорости в совокупности пограничных слоев, окружающих омываемый цилиндр в глубине шахматного пучка, среднюю теплоотдачу можно выразить универсальной формулой в форме:

$$\text{Nu}_{xT} = R_{\gamma_{xT}} \text{Pr}^{0,36}, \quad (7.28)$$

$$R_{\gamma_{xT}} = \frac{d_{\text{п}} \gamma_{xT}}{\nu}, \quad \gamma_{xT} = \frac{u_*^2}{U_{xT}}. \quad (7.29)$$

Ввиду использования в получении аппроксимирующих формул для $\frac{U_{xT}}{U_y}$ экспериментальных функций чисел Нуссельта (7.12) авторы считают излишним приводить сравнение полученной формулы с экспериментальными данными.

Полученные уравнения довольно точно аппроксимируют теплоотдачу внутри указанной области определения, однако их экстраполяционная способность не может быть гарантирована. Преимуществом данного вида критериального обобщения является относительно простая возможность производить оценку теплогидравлической и технико-экономической эффективности

оборудования. Показанная здесь характерная скорость также может использоваться как параметр эффективности.

ГЛАВА 8

ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВЫЕ ПОТОКИ ГАЗА И ЖИДКОСТИ

Пленочные аппараты широко применяются в различных отраслях промышленности и в энергетике для проведения тепло- и массообменных процессов [6, 7, 37-40, 55, 177, 188, 234, 252, 313, 338].

8.1. Модель гидродинамических характеристик плёночного течения

В данном разделе на основе использования уравнения баланса сил и выражения для профиля скорости в жидкой пленке, свободно стекающей по плоской поверхности, получены формулы для вычисления средней толщины пленки. Показано сравнение полученных результатов с известными данными различных авторов [194].

В процессе стекания жидкости вдоль наклонной или вертикальной поверхности традиционно выделяют четыре режима в зависимости от условий взаимодействия капиллярных сил поверхностного натяжения, сил инерции и вязкостного трения: ламинарный, первый переходный, волновой, второй переходный, турбулентный.

Ламинарный безволновой режим может быть оценен из условия $Re_{ж} = 4 \frac{\bar{u} \delta_{п}}{v_{ж}} < 12$ или $Re_{ж} \leq 1,88 F_i^{1/10}$, $F_i = \frac{\sigma^3}{g v_{ж}^4 \rho_{ж}^3}$ - плёночное число.

Функцию распределения скоростей можно получить из решения уравнения баланса сил в установившемся двумерном потоке стекающей жидкости:

$$-\frac{\partial \tau_{ж}}{\partial y} = \rho_{ж} \left(1 - \frac{\rho_{г}}{\rho_{ж}} \right) g \sin \varpi, \quad (8.1)$$

где ϖ - угол наклона плоскости течения к горизонту; $\tau_{ж}$ - касательное напряжение, Па; y - поперечная координата, м; ρ -

плотности фаз (ж - жидкая; г - газовая). Величину $\left(1 - \frac{\rho_{\text{г}}}{\rho_{\text{ж}}}\right)$, характеризующую степень воздействия архимедовых сил, удобнее обозначить в виде коэффициента A_r .

Учитывая, что для ламинарного пограничного слоя $\tau = \rho \nu \frac{\partial w}{\partial y}$, после интегрирования уравнения (8.1) с граничными условиями $w = 0$ при $y = 0$, $\frac{\partial w}{\partial y} = 0$ при $y = \delta$ и преобразований среднее значение скорости в ламинарной пленке жидкости:

$$\bar{w} = \frac{1}{3} A_r \frac{g}{\nu_{\text{ж}}} \sin \varpi \delta_{\text{п}}^2, \quad (8.2)$$

где w — скорость жидкости в пленке, м/с; ν — коэффициент кинематической вязкости, м²/с; $\delta_{\text{п}}$ — толщина пленки, м.

Отсюда толщина ламинарной пленки жидкости в относительных единицах с использованием числа $\text{Re}_{\text{ж}}$ с эквивалентным диаметром $d_{\text{эж}} = 4\delta_{\text{п}}$ будет равна:

$$\frac{\delta_{\text{п}}}{\vartheta} = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{1}{A_r \sin \varpi} \text{Re}_{\text{ж}}}. \quad (8.3)$$

Величину $\vartheta = \sqrt[3]{\frac{\nu_{\text{ж}}^2}{g}}$ называют приведенной толщиной пленки.

Параметр A_r в инженерных расчетах, как правило, не учитывается, $A_r \approx 1$.

Волновые режимы намного сложнее поддаются описанию. Поскольку теория переходного режима до сих пор полностью не разработана даже для классического безградиентного течения вдоль плоской пластины, а в случае с течением с поверхностью раздела фаз это осложняется еще и эффектом взаимодействия капиллярных и гравитационно-инерционных сил, функции толщины пленки жидкости, подобные (8.3), для волновых режимов могут быть

получены лишь в результате обобщения физических или численных экспериментов. Одними из первых в этом направлении были работы Капицы и Семенова. В результате проведенных экспериментов данными авторами было установлено, что средняя толщина пленки жидкости в результате волнообразования уменьшается примерно на 7%. Таким образом, для волнового режима на основании (8.3):

$$\delta_{\Pi} = 0,93\vartheta^3 \sqrt{\frac{3}{4} \frac{1}{A_r \sin \varpi} \text{Re}_{\text{ж}}}. \quad (8.4)$$

В работе [338] путем аппроксимации численного решения уравнений Навье–Стокса, с граничными условиями на свободной поверхности, получены следующие выражения для толщины пленки стекающей жидкости в волновом и переходном режимах:

$$\delta_{\Pi} = \vartheta \left(0,7896 \sqrt[3]{\frac{3}{4} \text{Re}_{\text{ж}}} + 0,4447 \right), \quad 20 \leq \text{Re}_{\text{ж}} \leq 320; \quad (8.5)$$

$$\delta_{\Pi} = \vartheta \left(0,5133 \sqrt[3]{\frac{3}{4} \text{Re}_{\text{ж}}} + 2,155 \right), \quad 320 < \text{Re}_{\text{ж}} \leq 667. \quad (8.6)$$

Турбулентный режим течения пленки жидкости благодаря хорошо разработанным алгебраическим моделям турбулентности описывается довольно просто. В основе большинства уравнений, связывающих δ_{Π} , ϑ , и \bar{w} , лежит уравнение баланса сил (8.1).

Для краткости в дальнейшем параметры A_r и $\sin \vartheta$ будут опускаться, тем более что в непосредственно в расчетах они не используются.

Наиболее распространенное выражение толщины пленки в турбулентном режиме течения выводится из известной степенной

функции скорости $\frac{w}{u_*} = B \left(\frac{yu_*}{\nu} \right)^{\frac{1}{z}}$ (u_* - динамическая скорость на внутренней границе пленки жидкости, т.е. на стенке канала).

Умножив обе части проинтегрированного уравнения (8.1) на $\left(\frac{\delta_{\Pi}}{v_{\text{ж}}}\right)^2$ и учитывая, что $\frac{\tau_{\text{сГ}}}{\rho_{\text{ж}}} = u_*^2$, после несложных преобразований можно получить:

$$\delta_{\Pi} = \vartheta \left(\frac{W_{\text{гр}} \text{Re}_{\text{ж}}}{\bar{w} 4B} \right)^{\frac{2z}{3(z+1)}}, \quad (8.7)$$

где $W_{\text{гр}}$ - скорость на межфазной поверхности, м/с.

Соответственно для «закона одной седьмой» имеем $z = 7$, $B = 8,74$:

$$\delta_{\Pi} = 0,136 \vartheta \text{Re}_{\text{ж}}^{7/12}. \quad (8.8)$$

Для дальнейших рассуждений необходимо использовать понятие коэффициента переноса импульса – γ [91, 177]. Коэффициент переноса импульса, или коэффициент импульсоотдачи, – величина, аналогичная коэффициентам переноса массы (массоотдачи) и тепла (теплоотдачи). Она равна разности касательных напряжений силы реакции трения во внутреннем и внешнем сечениях пограничного слоя, отнесенной к соответствующей разности импульсов для единицы объема. Тогда можно записать:

$$-\frac{d\tau_{\text{ж}}}{dy} = \rho \gamma_w \frac{dw}{dy}. \quad (8.9)$$

Очевидно, что функцию $\frac{\delta_{\Pi}}{\vartheta} = f(\text{Re}_{\text{ж}})$ можно получить, также используя выражения для коэффициента переноса импульса (глава 5), полученные в общем виде в [20]: $\frac{u_*}{\gamma_w} = a + b \ln(R_{2\text{эж}} + c)$. Эквивалентная толщина пограничного слоя $R_{2\text{эж}}$ в данных условиях

примет вид безразмерной толщины пленки (в масштабах пристенного течения) и может быть представлена в виде:

$$R_{2\text{эж}} = \frac{\delta_{\text{II}} u_*}{\nu_{\text{ж}}} = \left(\frac{\delta_{\text{II}}}{\vartheta} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (8.10)$$

Справедливо соотношение $\frac{\gamma_w}{u_*} = \frac{u_*}{\bar{w}} \frac{\bar{w}}{W_{\text{гр}}}$, где $\frac{\bar{w}}{W_{\text{гр}}} = 1 + \phi \frac{u_*}{\bar{w}}$, коэффициент $\phi = 2,7$ для течения вдоль плоской пластины. Для пленочного течения $u_* = \sqrt{\delta_{\text{II}} g}$, и тогда несложно получить следующее равенство:

$$\frac{u_*}{\bar{w}} = \frac{4}{\text{Re}_{\text{ж}}} \left(\frac{\delta_{\text{II}}}{\vartheta} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (8.11)$$

С учетом (8.10) и (8.11) уравнение для относительной величины коэффициента потери импульса может быть представлено в виде:

$$\frac{\text{Re}_{\text{ж}}}{4} \left(\frac{\delta_{\text{II}}}{\vartheta} \right)^{-\frac{3}{2}} + \phi = a + b \ln \left(\left(\frac{\delta_{\text{II}}}{\vartheta} \right)^{\frac{3}{2}} + c \right). \quad (8.12)$$

Очевидно, что оно может быть решено только численно, однако решение хорошо аппроксимируется логарифмической функцией. Так, при использовании функции относительного коэффициента переноса импульса с постоянными $a = 5,419$, $b = 2,5$, $c = -7,5$ (функция под номером 3 в табл. 5.2) решение (8.12) может быть представлено в виде [194]:

$$\frac{\delta_{\text{II}}}{\vartheta} = 47 \ln(\text{Re}_{\text{ж}} + 1,68 \cdot 10^4) - 449,4. \quad (8.13)$$

В таблице приведены виды функций $\frac{\delta_{\text{п}}}{\vartheta} = f(\text{Re}_{\text{ж}})$, полученных различными авторами в результате экспериментов или численных.

Таблица 8.1
Различные функции относительной толщины пленки жидкости, стекающей по вертикальной гладкой поверхности в турбулентном режиме

№	Функция отношения $\frac{\delta_{\text{п}}}{\vartheta}$	Источник
1	$0,0682 \text{Re}_{\text{ж}}^{2/3}$	[406]
2	$0,136 \text{Re}_{\text{ж}}^{7/12}$	решение (8.7)
3	$0,266 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,5}$	[396]
4	$0,141 \text{Re}_{\text{ж}}^{7/12}$	[37-40, 43, 157, 251]
5	$0,195 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,55}$	
6	$0,0887 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,635}$	
7	$0,177 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,555}$	
8	$0,196 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,5}$	
9	$47 \ln(\text{Re}_{\text{ж}} + 1,68 \cdot 10^4) - 449,4$	решение (8.11), (8.12)

На рис. 8.1 показаны сравнительные графики функций относительной толщины пленки приведенные в табл. 8.1. Как видно из рисунка, полученная формула (8.13) дает хорошее согласование с результатами других авторов.

Для интенсификации тепло- и массообменных процессов в жидкой фазе, а также для повышения удерживающей способности контактных устройств часто используются шероховатые поверхности. В этом случае толщину пленки можно вычислить, используя соотношения, найденные для турбулентного пограничного слоя у шероховатой поверхности.

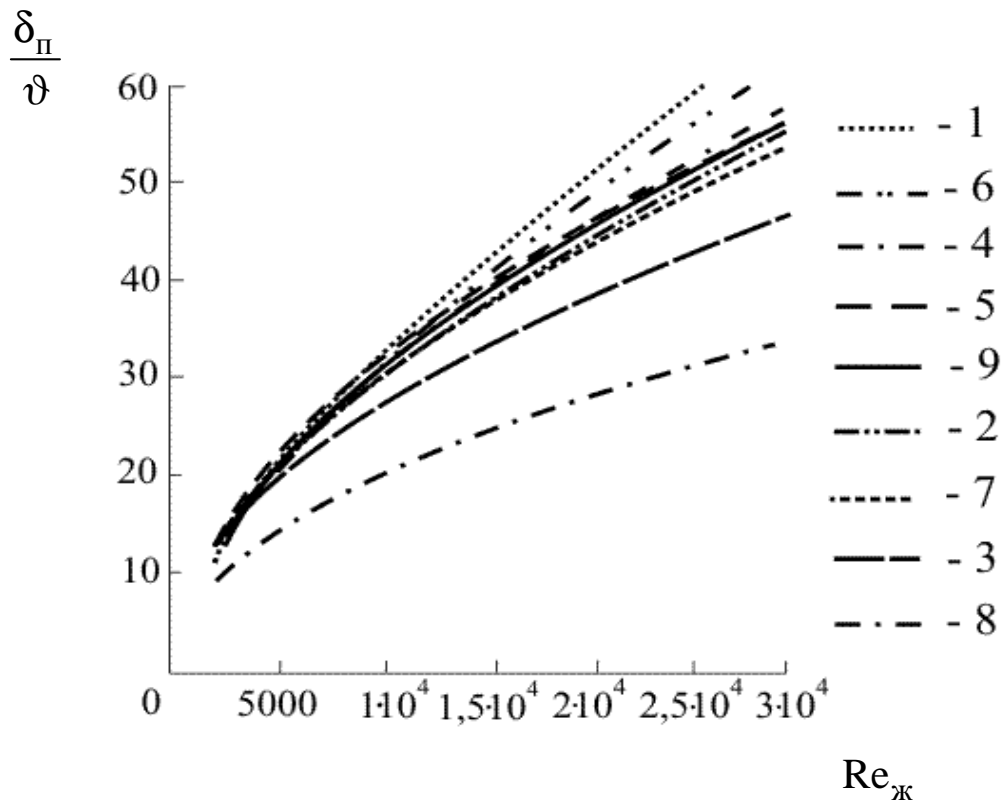


Рис. 8.1. График функций относительной толщины пленки жидкости, представленных в табл. 8.1; номера линий соответствуют номерам позиций в таблице.

Согласно опытам Никурадзе, безградиентное течение у шероховатой поверхности может быть описано уравнением вида: $\frac{u_*}{\gamma_w} = a_{ш} + b \ln(R_{2эж})$; $a_{ш}$ зависит от вида и режима проявления шероховатости. Для песочной шероховатости в режиме полного ее проявления $\left(\frac{k_{ш} u_*}{\nu_L} > 70 \right)$ было получено $a_{ш} = 8,48$.

Для пленочного течения более удобной относительной мерой высоты шероховатых выступов ($k_{ш}$) может служить отношение $\frac{k_{ш}}{\vartheta}$. Тогда условие режима полного проявления шероховатости запишется в виде: $\frac{k_{ш}}{\vartheta} > 70 \sqrt{\frac{\vartheta}{\delta_{II}}}$.

Относительная толщина пленки находится из решения уравнения аналогичного (8.12):

$$\frac{Re_{ж}}{4} \left(\frac{\delta_{п}}{\vartheta} \right)^{-\frac{3}{2}} + \phi = a_{ш} + b \ln \left(\left(\frac{\delta_{п}}{\vartheta} \right)^{\frac{3}{2}} \right) - b \ln \left(\frac{k_{ш}}{\vartheta} \left(\frac{\delta_{п}}{\vartheta} \right)^{\frac{1}{2}} \right). \quad (8.14)$$

Как известно, толщина пленки практически не зависит от скорости движения газовой фазы вплоть до точки подвисяния, которую можно ориентировочно оценить по известной формуле Бейна-Хоугена:

$$\lg \left(\frac{\bar{u}_3^2 a_v \rho_{г} \mu_{ж}^{0,16}}{g \varepsilon_{св}^3 \rho_{ж}} \right) = A - B \left(\frac{L}{G} \right)^{0,25} \left(\frac{\rho_{г}}{\rho_{ж}} \right)^{0,125}. \quad (8.15)$$

Так, например, для нерегулярной насадки «Инжехим-2000» коэффициенты в выражении (8.15) равны [167, 315] $A = -0,48$, $B = 1,07$.

Для регулярной насадки скорость \bar{u}_3^2 может быть определена из условия баланса сил или опытным путем.

В тех случаях, когда данные об удерживающей способности насадки отсутствуют, ее можно вычислить по указанным формулам для толщины пленки.

8.2. Некоторые гидродинамические закономерности восходящего двухфазного потока в шероховатой трубке

В ряде работ [9, 25, 30, 61, 96, 100, 117, 147, 209, 238, 247] была установлена возможность существенной (до 2,5 раз) интенсификации процесса теплообмена на шероховатых поверхностях. Аналогичный эффект наблюдался также при исследовании массоотдачи в пленке жидкости как в случае ее свободного стекания, так и при нисходящем и восходящем протокте фаз в трубках с шероховатой внутренней поверхностью [37-40, 211, 240, 263, 270, 330, 331-333, 338].

Для построения модели переноса массы в пленке жидкости, текущей по шероховатой поверхности, и правильной интерпретации полученных экспериментальных данных по массоотдаче в жидкой фазе необходимо глубокое изучение гидродинамических

закономерностей в указанных условиях и, в первую очередь, влияния шага и высоты выступов на гидродинамику течения жидкости, поскольку они оказывают определяющее влияние на процесс.

Ниже рассмотрена работа [333], посвященная исследованию двухфазного течения в гладкой и шероховатых трубках с прямоугольными поперечными выступами с различной высотой и шириной впадин.

Ввиду ограниченности экспериментальных данных в этом направлении были изучены гидравлическое сопротивление, толщина пленки и унос жидкости при восходящем прямотоке фаз в стеклянных трубках диаметром 16,8 мм и длиной 150 мм с различными характеристиками шероховатости. Шероховатость создавалась путем плотной посадки на внутреннюю поверхность трубки колец прямоугольного поперечного сечения. Исследование проводилось в интервале скоростей газа $W_T = 20-45$ м/с и плотностей орошения $q = 0,61-2,73$ м³/м³ при температуре воздуха и жидкости $20 \pm 0,5^\circ\text{C}$. Для сравнительной оценки были проведены аналогичные исследования в гладкой трубке [333].

Измерение средней толщины пленки жидкости проводилось методом электропроводности. Схема экспериментальной установки и методика измерения толщины пленки даны в [331]. Проведены три серии опытов.

В первой серии изучалось влияние шага между выступами ($s = 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4$ мм при постоянной высоте выступов $h = 0,3$ мм) на гидравлическое сопротивление, толщину пленки и величину уноса жидкости. В этой серии исследовалось также гидравлическое сопротивление контактного устройства с шероховатостью в виде металлических сеток, закрепленных на внутренних поверхностях трубок, с диаметром проволоки, равным 0,28 мм и различными размерами ячеек: $1,08 \times 1,08; 1,60 \times 1,60; 2,21 \times 2,21; 2,64 \times 2,64; 3,19 \times 3,19; 3,45 \times 3,45; 3,92 \times 3,92$ мм².

Вторая серия опытов проводилась с целью изучения влияния высоты выступов ($h = 0,2; 0,25; 0,3; 0,35; 0,43; 0,5$ и $0,6$ мм при $s = 2$ мм) на вышеуказанные характеристики. В первой и второй сериях опытов орошающей жидкостью была вода.

В третьей серии использовалась трубка с элементами шероховатости высотой $h = 0,3$ мм и шагом между выступами $s = 2$ мм. В качестве орошающей жидкости использовались водные растворы глицерина.

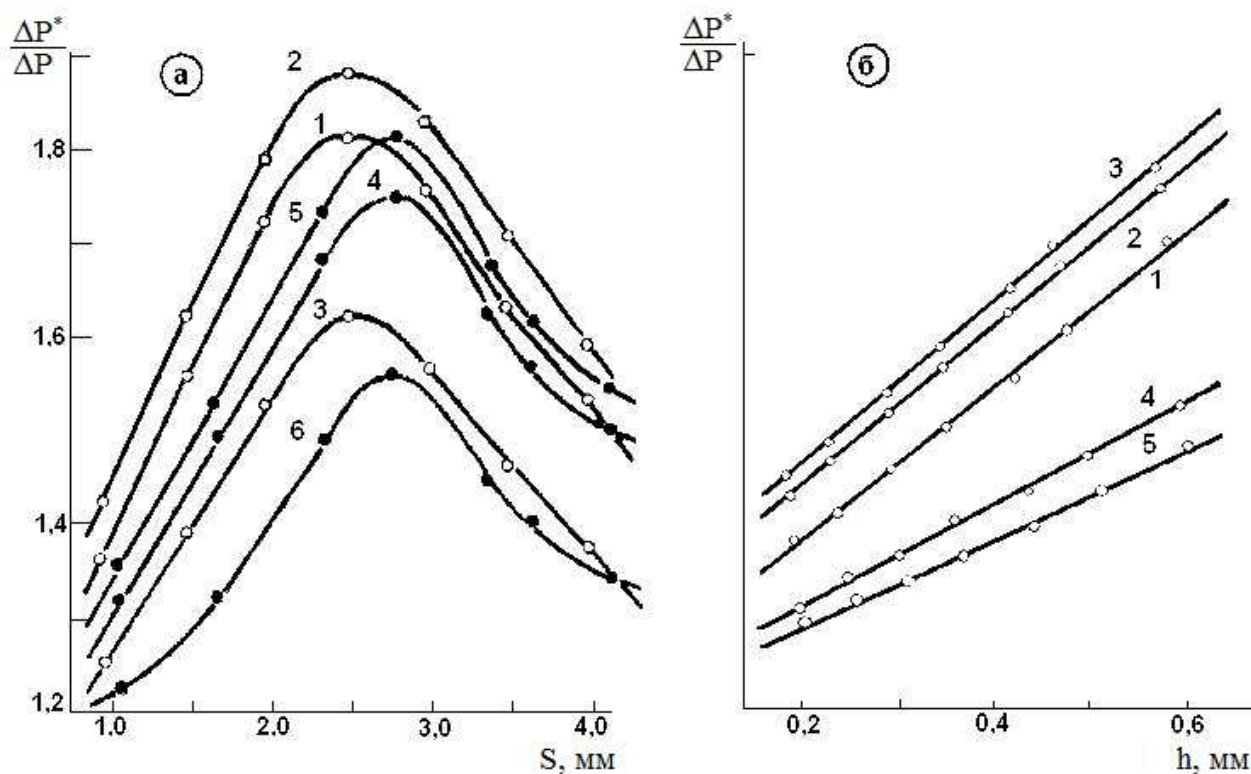


Рис. 8.2. Зависимость $\Delta p^*/\Delta p$ от шага s и высоты h элементов шероховатости.

Рис.	Номер кривых	q , $\text{м}^3/\text{м}\cdot\text{ч}$	W_2 , $\text{м}/\text{с}$	Рис.	Номер кривых	q , $\text{м}^3/\text{м}\cdot\text{ч}$	W_2 , $\text{м}/\text{с}$
Кольца				Кольца			
8.2а	1	1,06	30,4	8.2б	1	1,06	24
-//-	2	1,06	35,0	-//-	2	1,06	30,4
-//-	3	1,66	30,4	-//-	3	1,06	35
Сетки				-//-	4	2,17	35
-//-	4	1,06	30,4	-//-	5	2,75	35
-//-	5	1,06	35,0				
-//-	6	1,66	30,4				

Вязкость растворов $\mu_{\text{ж}}$ изменялась от $1,006 \cdot 10^{-3}$ до $16,45 \cdot 10^{-3}$ Па·с. Изменение поверхностного натяжения σ от $72,75 \cdot 10^{-3}$ до $38,8 \cdot 10^{-3}$ н/м достигалось добавкой в воду ПАВ. Определение количества

жидкости, сорванной с поверхности пленки в процессе ее движения, осуществлялось путем отделения капель в центробежном сепараторе с последующим замером. Расчетные значения количества уносимой жидкости получались в результате осреднения данных трех последовательных опытов, проведенных в одинаковых условиях. Отклонения результатов отдельных опытов не превышали 5-8%.

На рис. 8.2а, 8.3а, 8.4а и 8.5а представлены зависимости $\Delta p^*/\Delta p$, δ^* , $\delta_{\text{п}}/\delta$ и $\varepsilon^*/\varepsilon$ от шага между выступами s при $h = 0,3$ мм, для различных плотностей орошения и скоростей газа. Здесь Δp и Δp^* - гидравлическое сопротивление гладкой и шероховатой трубок; δ - средняя толщина пленки жидкости в гладкой трубке; $\delta_{\text{п}}$ - средняя полная толщина пленки жидкости в шероховатой трубке; δ^* - толщина пленки жидкости над выступами; $\varepsilon = L_1/L$ и $\varepsilon^* = L_1^*/L$ - относительная величина уноса жидкости в гладкой и шероховатой трубках; L_1 и L_1^* - унос жидкости в гладкой и шероховатой трубках, м³/ч; L - расход орошающей жидкости, м³/ч.

Вышеуказанные зависимости имеют экстремальный характер. С увеличением шага между выступами величины $\Delta p^*/\Delta p$, δ^* , $\delta_{\text{п}}/\delta$ и $\varepsilon^*/\varepsilon$ растут, достигают максимума при $s = 2,5$ мм ($s/h \approx 8,33$), а затем уменьшаются с дальнейшим увеличением шага. Это объясняется изменением картины течения жидкости во впадине с увеличением шага между выступами.

Поток жидкости, обтекающий элементы шероховатости, дойдя до срывной кромки выступа, срывается и далее продолжает распространяться в том же направлении, что и свободная струя. За счет эжектирующего действия струи во впадине возникает циркуляционная зона, интенсивность и размеры которой определяются скоростью набегающего потока и геометрией впадины (отношением s/h). На границе циркуляционной зоны и свободной струи образуется турбулентный пограничный слой, представляющий собой зону интенсивного турбулентного смешения [3].

При сравнительно небольшом расстоянии между выступами поток жидкости как бы скользит по вершинам выступов, не вызывая сколько-нибудь заметного перемешивания жидкости во впадине. С увеличением расстояния между выступами возрастает интенсивность циркуляционной зоны и зоны смешения, что ведет к повышению сопротивления движению жидкости по шероховатой поверхности, а следовательно, и к увеличению толщины пленки и уноса жидкости.

Когда расстояние между выступами равно максимально возможной длине зоны отрыва (присоединение потока происходит на дне впадины), наблюдаются наибольшее сопротивление движению жидкости по шероховатой поверхности и, как следствие этого, максимальные значения толщины пленки и уноса жидкости.

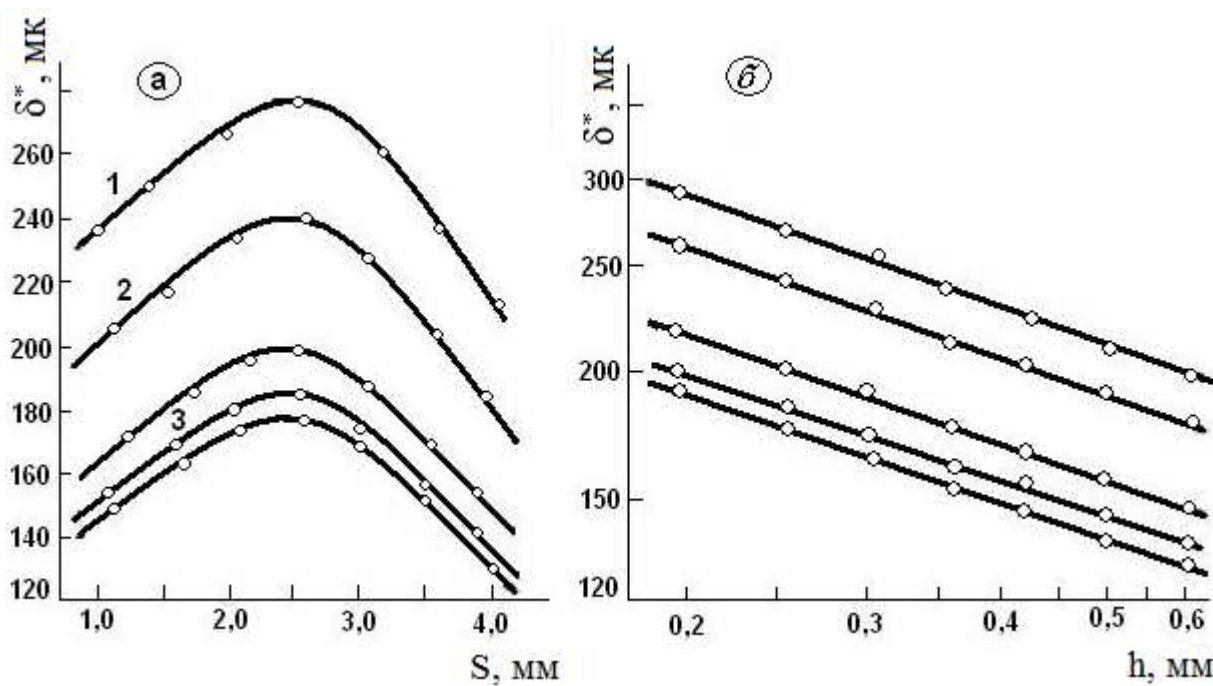


Рис.8.3. Зависимость толщины пленки над выступом δ^* от шага s и высоты h элементов шероховатости.

Номер кривых	q , $\text{м}^3/\text{м}\cdot\text{ч}$	W_2 , $\text{м}/\text{с}$	Номер кривых	q , $\text{м}^3/\text{м}\cdot\text{ч}$	W_2 , $\text{м}/\text{с}$
1	2,09	24	4	1,45	30,4
2	1,44	24	5	1,45	35
3	0,85	24			

С дальнейшим увеличением шага между выступами ($s > 2,5$; $s/h > 8,33$) сопротивление движению жидкости уменьшается, так как только часть объема жидкости во впадине подвержена интенсивному перемешиванию. В остальной части (после присоединения потока на дне впадины) происходит затухание турбулентности.

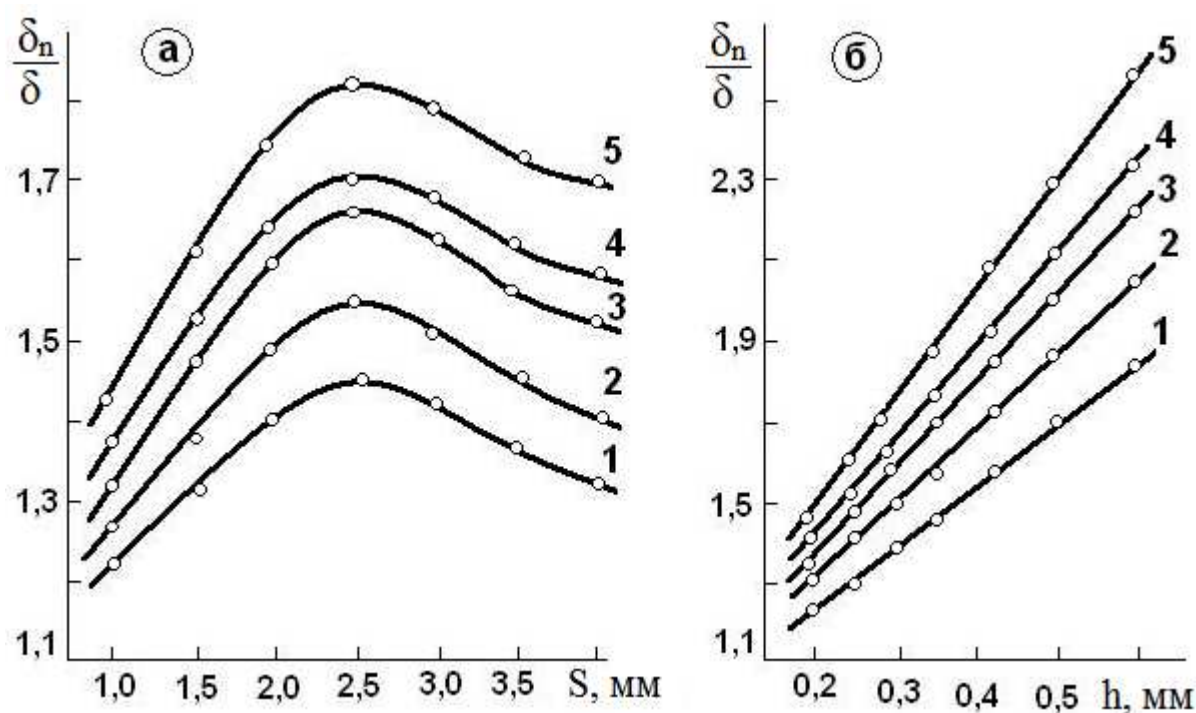


Рис. 8.4. Зависимость δ_n/δ от шага s и высоты h элементов шероховатости.

Номер кривых	q , $\text{м}^3/\text{м}\cdot\text{ч}$	W_2 , $\text{м}/\text{с}$	Номер кривых	q , $\text{м}^3/\text{м}\cdot\text{ч}$	W_2 , $\text{м}/\text{с}$
1	2,09	24	4	1,45	30,4
2	1,45	24	5	1,45	35
3	0,85	24			

Таким образом, при чрезмерном сближении и чрезмерном удалении элементов шероховатости толщина пленки, унос жидкости и гидравлическое сопротивление шероховатой трубки асимптотически приближаются к их значениям для гладкой.

С увеличением высоты выступов и скорости газа $\Delta p^*/\Delta p$, δ_n/δ и $\varepsilon^*/\varepsilon$ возрастают, а с увеличением плотности орошения – уменьшаются (рис. 8.2б, 8.4б, 8.5б). Толщина слоя жидкости над выступами δ^* увеличивается с ростом орошения (рис. 8.3а, 8.3б).

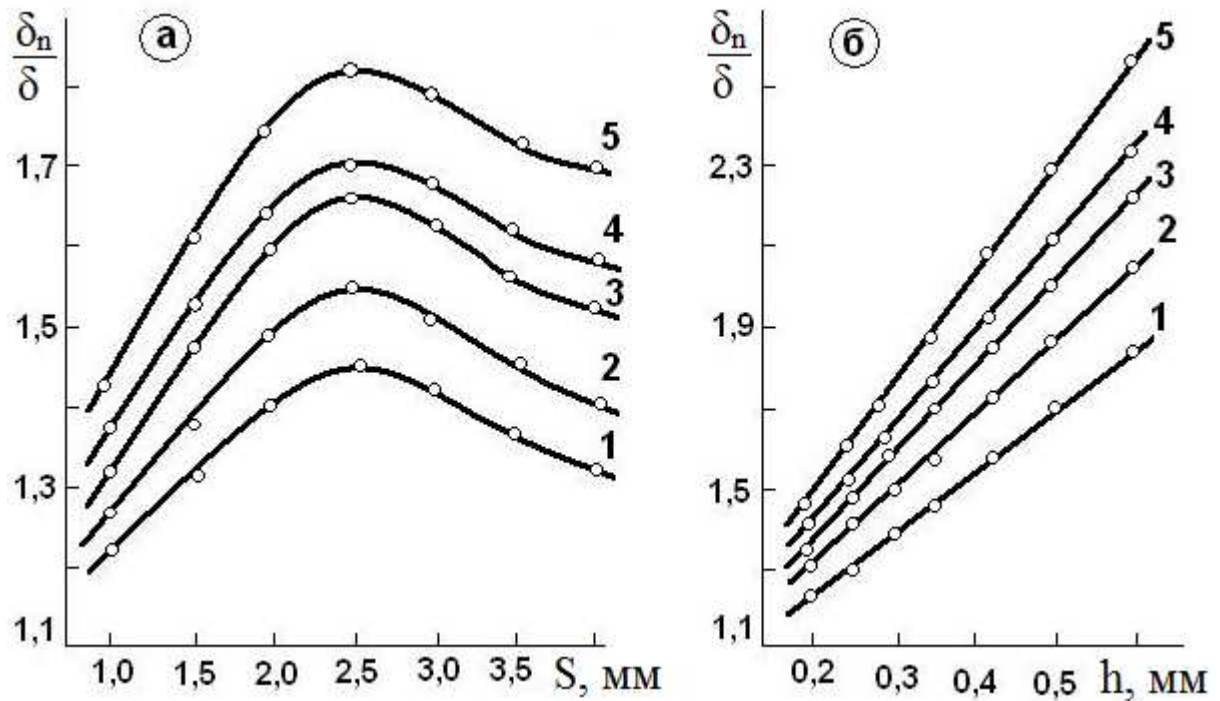


Рис. 8.5. Зависимость $\varepsilon^*/\varepsilon$ от шага s и высоты h элементов шероховатости.

Номер кривых	q , м ³ /м·ч	W_2 , м/с	Номер кривых	q , м ³ /м·ч	W_2 , м/с
1	0,85	24	3	1,45	30,4
2	1,45	35	4	1,45	24
			5	2,09	24

Величина перепада давления (н/м^2) в шероховатой трубке может быть определена по уравнению:

для $w_\Gamma \leq 27 \text{ м/с}$

$$\Delta p^* = 4,86 \cdot 10^3 \cdot w_\Gamma^{1,38} \cdot q^{0,85} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{ж}}}{\sigma} \right)^{0,27} \cdot h^{0,3} (s/h)^{4,45} \cdot \exp(-0,53s/h), \quad (8.16)$$

для $w_\Gamma > 27 \text{ м/с}$

$$\Delta p^* = 2,7 \cdot 10^3 \cdot w_\Gamma^{1,55} \cdot q^{0,85} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{ж}}}{\sigma} \right)^{0,27} \cdot h^{0,3} (s/h)^{4,45} \cdot \exp(-0,53s/h). \quad (8.17)$$

Толщина слоя жидкости над выступами:

$$\sigma^* = 18,05 \cdot 10^4 \cdot w_{\Gamma}^{-0,84} \cdot q^{0,59} \cdot v_{\text{ж}}^{0,21} \cdot h^{-0,25} (h/s)^{3,4} \cdot \exp(-28,3h/s). \quad (8.18)$$

Полная средняя толщина слоя жидкости на шероховатой поверхности может быть представлена как $\delta_{\Pi} = \delta^* + \Delta\delta$, где $\Delta\delta$ – поправка для средней толщины пленки, учитывающая часть жидкости, находящуюся между выступами. Зная геометрические характеристики шероховатости, $\Delta\delta$ можно определить по формуле $\Delta\delta = h(1-l/L)$, тогда

$$\delta_{\Pi} = \delta^* + h(1-l/L), \quad (8.19)$$

где $l = nb$ – длина участка трубы, занимаемого выступами; n – число выступов; $b = 0,75$ мм – ширина выступа; L – длина трубки.

Величина относительного уноса жидкости в шероховатой трубке, с максимальным отклонением $\pm 15\%$ от опытных значений, для плотностей орошения определяется по уравнению:

для $q \leq 1,45 \text{ м}^3/\text{м}^2\cdot\text{ч}$

$$\varepsilon^* = 12,4 \cdot 10^{-3} \cdot \text{Re}_{\text{ж}}^{0,48} \cdot P^{0,38} \cdot h^{0,29} (s/h)^{2,17} \cdot \exp\left(-\frac{0,26s}{h}\right), \quad (8.20)$$

для $q > 1,45 \text{ м}^3/\text{м}^2\cdot\text{ч}$

$$\varepsilon^* = 0,72 \cdot 10^{-3} \cdot \text{Re}_{\text{ж}}^{-0,11} \cdot P^{0,38} \cdot h^{0,29} (s/h)^{2,17} \cdot \exp(-0,26s/h), \quad (8.21)$$

где $\text{Re}_{\text{ж}} = \frac{4q}{v_{\text{ж}}}$ – критерий Рейнольдса для пленки жидкости;

$P = \frac{w_{\Gamma} \mu_{\text{ж}}}{\sigma}$ – безразмерный комплекс.

Размерности величин, входящих в уравнения, взяты по системе СИ.

В результате сделаны следующие выводы [333]:

1. Геометрические характеристики шероховатости поверхности (высота выступов и расстояние между ними) весьма существенно влияют на гидродинамические закономерности двухфазного потока.

2. Зависимость толщины пленки, уноса жидкости и гидравлического сопротивления от расстояния между выступами при постоянной их высоте имеет экстремальный характер. Положение точки максимума определяется величиной $s/h \approx 8,33$.

3. Полученные расчетные зависимости позволяют с достаточной степенью точности ($\pm 15\%$) определить толщину пленки, унос жидкости и гидравлическое сопротивление трубок в весьма широком диапазоне изменения геометрических характеристик шероховатости и расходных параметров фаз.

8.3. Влияние шероховатости стенки на толщину пленки жидкости при гравитационном стекании

Известно, что применение шероховатых поверхностей с рациональными геометрическими характеристиками позволяет весьма существенно интенсифицировать процессы тепло- и массообмена как в однофазном, так и в двухфазном потоке. При этом на степень интенсификации процесса большое влияние оказывают шаг и высота элементов шероховатости.

Для получения правильного представления о процессе переноса тепла и массы в пленке жидкости, текущей по шероховатой поверхности, необходимо глубокое изучение гидродинамических закономерностей, поскольку они оказывают превалирующее влияние на процесс.

Исследованию гидродинамических закономерностей течения пленки жидкости по шероховатой поверхности в условиях гравитационного стекания посвящен ряд работ [7, 142, 236, 237]. Однако влияние шага и высоты элементов шероховатости на толщину пленки жидкости исследовано недостаточно.

В связи с этим ниже приведены результаты изучения средней толщины пленки жидкости при свободном стекании по внутренней поверхности стеклянных трубок диаметром 16,1 мм и длиной 150 мм с различной шероховатостью, которая создавалась путем плотной посадки на внутреннюю поверхность трубок пластмассовых колец прямоугольного поперечного сечения. Исследование проводилось

при температуре жидкости $20 \pm 0,5^\circ \text{C}$. Проведены три серии опытов [330].

В первой серии на дистиллированной воде изучалось влияние шага между выступами $s = 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4$ мм, при постоянной высоте выступов $h = 0,3$ мм, на толщину пленки жидкости. Вторая серия опытов проводилась также на дистиллированной воде при постоянном шаге между выступами $s = 2$ мм и переменной высоте колец $h = 0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,43; 0,50$ и $0,60$ мм. В третьей серии использовалась трубка с элементами шероховатости высотой $h = 0,3$ мм и шагом между выступами $s = 2$ мм. В качестве орошающей жидкости использовались водные растворы глицерина, вязкость которых $\nu_{\text{ж}}$ изменялась от $1,756 \cdot 10^{-6}$ до $16,45 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

Слой жидкости на шероховатой поверхности представляет собой электропроводник переменного кольцевого сечения, общее электросопротивление которого равно:

$$R = \sum_{i=1}^n R_i + \sum_{j=1}^m R_j = \frac{l\rho}{2\pi(r-h)\delta^*} + \frac{(L-l)\rho}{2\pi r\delta'}, \quad (8.22)$$

где R_i – сопротивление слоя жидкости над i -м выступом; R_j – сопротивление слоя жидкости над j -той впадиной; n – число выступов по длине трубки; m – число впадин; l – длина участка

трубки, занимаемого выступами, $l = \sum_{i=1}^n b_i$; b_i – ширина i -того выступа,

в данном случае $b = 0,75$ мм = const; L – общая длина трубки; r – внутренний радиус трубки; h – высота выступа; δ^* – средняя толщина слоя жидкости над выступом; δ' – средняя толщина слоя жидкости над впадиной; ρ – удельное электрическое сопротивление жидкости, Ом·мм²/м.

Полная средняя толщина слоя жидкости на шероховатой поверхности может быть представлена как $\delta_{\text{п}} = \delta + \Delta\delta$, где $\Delta\delta$ – поправка для средней толщины пленки, учитывающая часть жидкости, находящуюся между выступами. Зная геометрические характеристики шероховатости, $\Delta\delta$ можно определить по формуле

$\delta = h \left(1 - \frac{l}{L} \right)$. Тогда полная средняя толщина пленки:

$$\delta_{\Pi} = \delta + \left(1 - \frac{l}{L}\right). \quad (8.23)$$

Сила тока в цепи для случая течения жидкости по шероховатой поверхности с использованием равенства (8.22) может быть представлена уравнением:

$$I^* = \frac{U}{R} = \frac{2\pi U}{\rho} \cdot \frac{(r-h)(\delta^* + h)\delta^* r}{\delta^* L(r-h) + lh(\delta^* + h)}, \quad (8.24)$$

Для построения тарировочной кривой $I = f(\delta)$ необходимо знать величину удельного электросопротивления ρ . Для этого при псевдоламинарном волновом режиме стекания жидкости по гладкой трубке для различных плотностей орошения замерялась сила тока

$$I = \frac{2\pi r \delta U}{L\rho}, \quad (8.25)$$

где δ - толщина пленки жидкости для гладкой трубки - определялась с учетом волнообразования на свободной поверхности по формуле

Капицы: $\delta = 1,34 \left(\frac{v_{ж} \cdot q}{g} \right)^{1/3}$. Для соответствующих плотностей

орошения, подставляя в формулу (8.25) экспериментальные значения силы тока I и расчетные значения δ , определяли удельное электросопротивление ρ . Величина ρ находилась для каждой серии опытов в начале и в конце эксперимента, а затем осреднялась. Отклонения ρ от среднего значения при этом не превышали 2%. Используя величину ρ , по уравнению (8.24) строили тарировочный график $I = f(\delta)$, по которому для найденных опытных значений силы тока I находится толщина пленки жидкости над выступами δ^* .

На рис. 8.6 показаны зависимости δ^* и δ_{Π} от шага между выступами s при высоте выступов $h = 0,3$ мм. С увеличением шага между выступами величина δ^* и δ_{Π} растет, достигает максимума при $s = 2,5$ мм, что соответствует $s/h = 8,33$, и затем падает с дальнейшим увеличением шага.

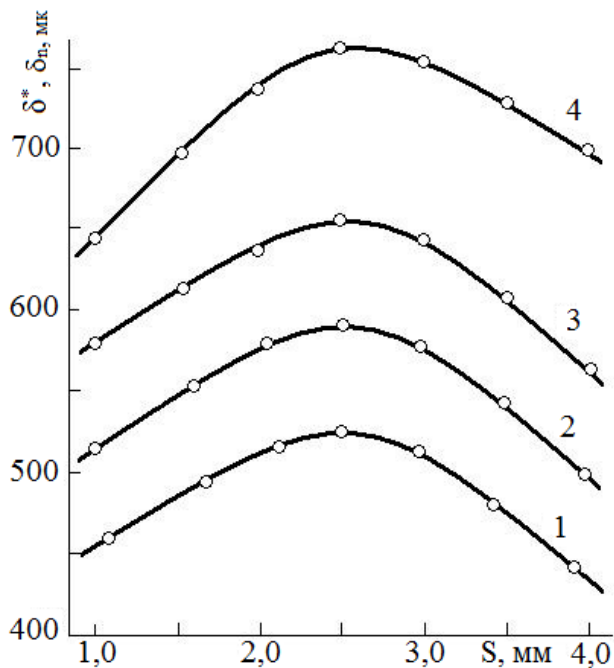


Рис. 8.6. Зависимость средней толщины пленки жидкости (δ^*) от шага (s) между выступами при q , $\text{м}^2/\text{с}$:
 1 - $3,23 \cdot 10^{-4}$;
 2 - $4,039 \cdot 10^{-4}$;
 3 - $4,942 \cdot 10^{-4}$;
 4 - зависимость $\delta_{\text{п}}$ от s при $q = 3,23 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

Аналогичный эффект наблюдался Р.Д. Канделаки и П.И. Пугачевым при изучении зависимости гидравлического сопротивления от шага между выступами в однофазном потоке [117].

Увеличение гидравлического сопротивления объясняется ростом интенсивности турбулентного перемешивания жидкости во впадине с увеличением шага между выступами при отрывном обтекании элементов шероховатости [222]. Когда ширина впадин равна максимально возможной длине зоны отрыва, гидравлическое сопротивление имеет наибольшее значение. С дальнейшим увеличением шага между выступами гидравлическое сопротивление шероховатой поверхности асимптотически приближается к его значению для гладкой. Изменение гидравлического сопротивления с ростом шага между выступами вызывает соответствующее изменение средней толщины слоя жидкости. С увеличением высоты выступов (рис.8.7) средняя толщина слоя жидкости над выступом непрерывно уменьшается, а полная средняя толщина $\delta_{\text{п}}$ увеличивается. На рис.8.8 представлена зависимость δ от $\text{Re}_{\text{пл}}$ для дистиллированной воды и водных растворов глицерина. Перелом кривых имеет место при $\text{Re}_{\text{крит}} \approx 1120$, что близко к значению $\text{Re}_{\text{крит}} \approx 1080$, полученному в работе [43] для гравитационного стекания пленки жидкости по наружной поверхности трубки с поперечной накаткой при $h = 0,22 \text{ мм}$ и $s = 1 \text{ мм}$.

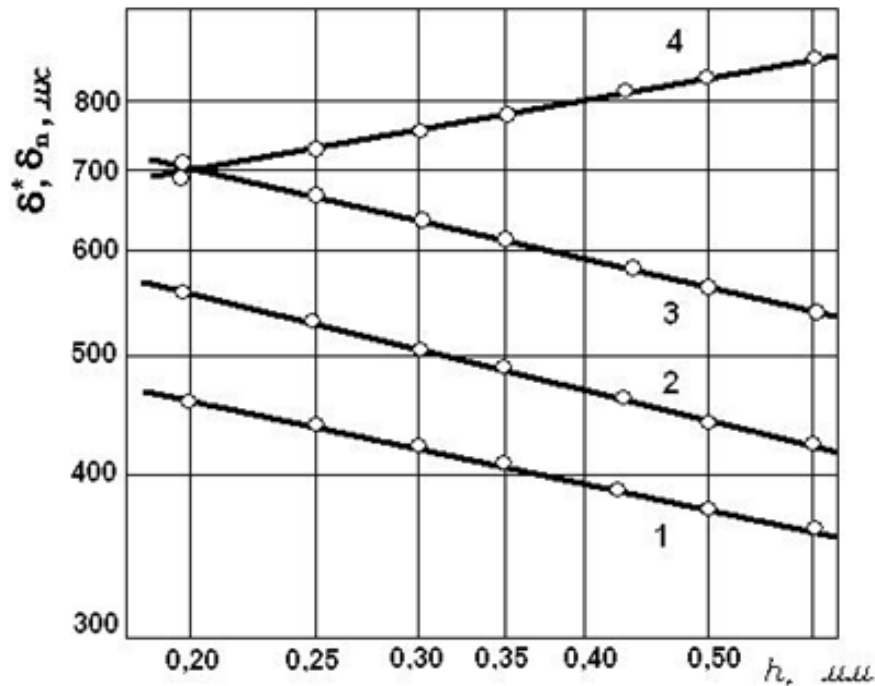


Рис. 8.7. Зависимость средней толщины пленки жидкости δ^* от высоты выступов (h) при q , m^2/c : 1 - $2,37 \cdot 10^{-4}$; 2 - $3,230 \cdot 10^{-4}$; 3 - $4,942 \cdot 10^{-4}$; 4 - зависимость $\delta_{\text{п}}$ от h при $q = 3,23 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{c}$.

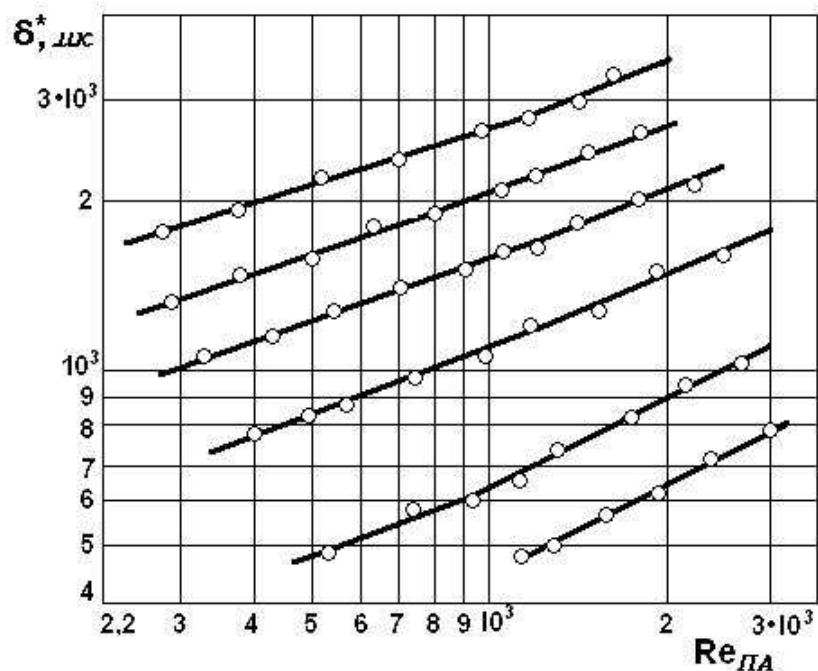


Рис. 8.8. Зависимость средней толщины пленки жидкости над выступом от $Re_{\text{ПА}}$. 1 - дистиллированная вода, $\nu_{\text{ж}} = 1,006 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}$; водные растворы глицерина: 2 - $\nu_{\text{ж}} = 1,756 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}$; 3 - $\nu_{\text{ж}} = 4,076 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}$; 4 - $\nu_{\text{ж}} = 7,108 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}$; 5 - $\nu_{\text{ж}} = 10,534 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}$; 6 - $\nu_{\text{ж}} = 16,45 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}$.

Переход от ламинарного режима течения пленки к турбулентному отчетливо наблюдался визуально при стробоскопическом освещении.

Для ламинарной области течения средняя толщина слоя жидкости над выступом может быть определена по формуле [330]:

$$\delta^* = 0,87 \left(3/4 \frac{v_{ж}^2}{g} \right)^{1/3} \cdot \text{Re}_{пл}^{0,35} . \quad (8.26)$$

Средняя толщина δ для турбулентной области течения является также функцией геометрических характеристик шероховатости и может быть рассчитана по уравнению [330]:

$$\delta^* = 11,4 \left(3/4 \frac{v_{ж}^2}{g} \right)^{1/3} \cdot \text{Re}_{пл}^{0,536} \cdot h^{-0,11} \cdot \left(\frac{h}{s} \right)^{1,25} \cdot \exp \left(-10,43 \frac{h}{s} \right) , \quad (8.27)$$

где $\text{Re}_{пл} = \frac{4q}{v_{ж}}$ - число Рейнольдса для пленки жидкости. Размерности

величин, входящих в уравнения (8.26) и (8.27), взяты в системе СИ.

В результате сделаны следующие выводы:

1. Толщина пленки жидкости существенно зависит от шага и высоты элементов шероховатости, причем зависимость от шага имеет экстремальный характер.

2. Получены расчетные зависимости для определения средней толщины пленки жидкости при ламинарном и турбулентном течении по шероховатой поверхности.

8.4. Коэффициенты массоотдачи в жидкой фазе

Массообмен в турбулентной пленке жидкости в режиме сильного взаимодействия фаз исследовался теоретически и экспериментально многими авторами [33, 34, 37, 86, 91, 144, 153, 177, 185, 239, 241, 244, 284, 334].

Точное математическое описание процессов переноса в пленке приводит к зависимости коэффициентов массоотдачи от длины и

амплитуды волны на межфазной поверхности [7, 28, 239, 338]. Однако определение данных параметров сопряжено со значительными трудностями, особенно при закрученном движении дисперсно-кольцевого потока в канале.

В работах [29, 75, 84, 91, 176, 182, 187, 193, 290] на основе различных подходов установлено, что кинетические характеристики дисперсно-кольцевых потоков можно выразить через потерю энергии двухфазной системы. Предлагаемые уравнения включают касательное напряжение на межфазной поверхности или перепад давления, вызванный трением газа и жидкости, а также эмпирические коэффициенты, которые устанавливаются в зависимости от режима движения фаз.

Для определения коэффициента массоотдачи в турбулентной пленке в режиме сильного взаимодействия фаз использована модель диффузионного пограничного слоя с коэффициентом турбулентного обмена [91]:

$$v_T \approx D_T \approx a_T \approx u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n. \quad (8.28)$$

Показатель степени в законе затухания турбулентной диффузии в вязком подслое жидкой пленки $n = 2$, что следует из экспериментальной зависимости [53, 79, 248, 285] $\beta_{ж} \sim D_{ж}^{0,5}$ и соотношения $\alpha \sim Pr^{-0,5}$, $\beta \sim Sc^{-0,5}$.

В этом случае коэффициент массоотдачи определен путем интегрирования выражения при $Sc \gg 1$:

$$\frac{1}{\beta} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D + D_T(y)} \quad (8.29)$$

по уравнению [91]:

$$\beta = \frac{u_*}{\sqrt{R_1 Sc} \arctg \sqrt{R_1 Sc}} \quad (8.30)$$

с безразмерной толщиной вязкого подслоя $R_{1ж}$ в виде

$$R_1 = \left(\frac{U_\infty}{u_*} \right)^{\frac{7}{6}} \left(\frac{\nu}{u_* \delta_0} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad (8.31)$$

где средняя скорость в пленке имеет значение $U_{cp} = q/\delta_0$, а средняя толщина пленки нисходящего или восходящего движения определена экспериментально [33, 37-40, 242].

Значение параметра $R_{1ж}$ в турбулентной пленке также можно определить из уравнения:

$$\tau_{гр} = \rho_\Gamma \gamma_\Gamma (\bar{W}_\infty - \bar{U}_{гр}) = \rho_\text{ж} \gamma_\text{ж} (\bar{U}_{гр} - \bar{U}_\text{ж}), \quad (8.32)$$

где коэффициент переноса импульса $\gamma_\text{ж}$ включает безразмерную толщину вязкого подслоя в жидкой фазе. Решение этого уравнения итерационным методом дает среднюю скорость жидкости на межфазной поверхности и значение $R_{1ж}$ [177].

Приближенно величину $R_{1ж}$ можно вычислить, если граничную скорость ($U_\infty = U_{гр}$), используемую в формуле:

$$R_1 = R_{10} \frac{U_\infty}{u_*} \sqrt{\frac{C_{f0}}{2}}, \quad (8.33)$$

принять по уравнению [91]:

$$U_{гр} = u_{*ж} \sqrt{R_{1ж}} \left(\pi/2 + \sqrt{R_{1ж}} \right). \quad (8.34)$$

Таким образом, мы имеем три способа определения параметра пограничного слоя $R_{1ж}$ в турбулентной пленке, каждый из которых в качестве одной из основных величин содержит динамическую скорость.

Динамическую скорость запишем из уравнения баланса сил:

$$u_* = (d - 2\delta_0) \sqrt{\frac{\pi \Delta P_{гр}}{4F\rho}}. \quad (8.35)$$

Из (8.30) и (8.35) получим:

$$\beta_{\text{ж}} = \frac{d - 2\delta_0}{2 \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}}} \left(\frac{\pi \Delta P_{\text{тр}}}{F \rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}} \right)^{0,5}. \quad (8.36)$$

Объемный коэффициент массоотдачи в орошаемой трубке на основе (8.21) запишется в виде [91]

$$(\beta a_{\text{ж}}) = \frac{\beta_{\text{ж}} F}{V} = \frac{2(d - 2\delta_0)}{d^2 H \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} F}{\pi \rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}} \right)^{0,5}. \quad (8.37)$$

Следует отметить, что при $R_{1\text{ж}} \sim 10$ и $Sc_{\text{ж}} \gg 1$ значение $\operatorname{arctg} \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}} = \pi/2$.

В уравнениях (8.35) и (8.36) с достаточной точностью можно принять значение F как для гладкой пленки, поскольку известно, что даже для режимов, соответствующих турбулентному течению, увеличение площади межфазной поверхности вследствие наличия на ней волн является незначительным [28].

Расчеты коэффициентов массоотдачи по уравнениям (8.36) и (8.37) со значениями параметров $R_{1\text{ж}}$ где скорость $\bar{U}_{\text{тр}}$ определяется по выражениям (8.32) и (8.34) показывают, что при небольших числах Рейнольдса, соответствующих началу турбулентного движения $Re_{\text{пл}} \approx 1600 - 2000$, наилучшее согласование с опытными данными получено с значением $R_{1\text{ж}}$ (8.33) и граничной скоростью (8.34). При $Re_{\text{пл}} \geq 2000$ уравнения (8.31), (8.33) дают примерно одинаковые результаты. Графическая зависимость объемного коэффициента массоотдачи от скорости газа в цилиндрическом канале показана на рис. 8.9 и 8.10.

Согласование расчетных [86, 91, 177] и опытных значений кинетических характеристик турбулентной пленки в осевых дисперсно-кольцевых потоках в большинстве случаев находится в пределах $\pm 10-15\%$.

Рис. 8.9. Зависимость коэффициента массоотдачи в нисходящем осевом потоке от скорости газа в трубке: 1 – расчет по уравнению (6.15); 2 – эксперимент [33]. Процесс десорбции O_2 из воды воздухом.

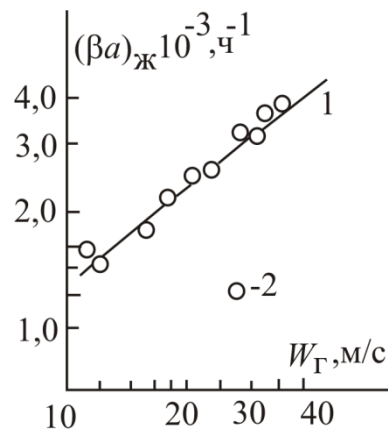
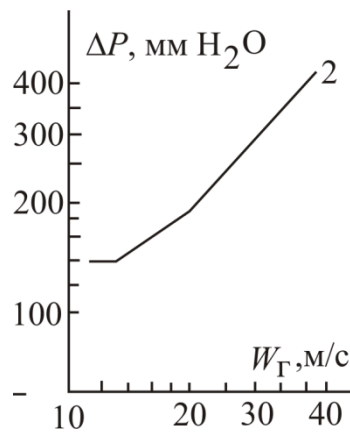
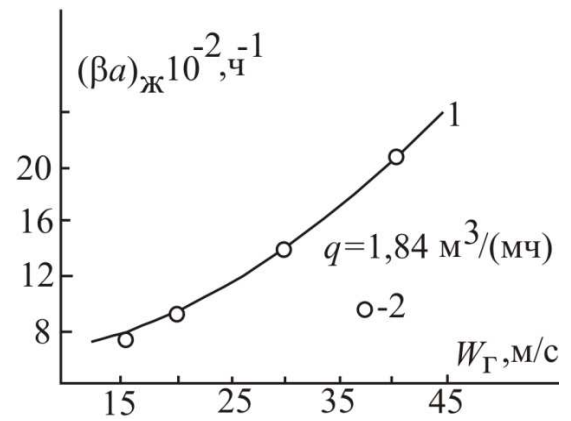


Рис. 8.10. Перепад давления и коэффициент массоотдачи в восходящем осевом потоке: 1 – расчет по уравнению (8.37); 2 – опытные данные [33, 243]; $q = 2,43 \text{ м}^3/(\text{м} \cdot \text{ч})$.

8.5. Закрученные (вихревые) дисперсно-кольцевые потоки газа и жидкости

Повышение эффективности процессов в трубчатых контактных устройствах осуществляется путем закрутки газожидкостного потока специальными завихрителями [33, 37-40, 241, 245].

Ниже рассмотрено винтовое движение пленки жидкости и газа в трубке с ленточным завихрителем [86, 91, 177, 182].

Динамическая скорость в закрученном потоке

В закрученном турбулентном газожидкостном потоке в результате действия центробежных сил происходит разделение фаз

на пристенный жидкостный слой средней толщины δ_0 и центральное газовое ядро.

Выразим динамическую скорость в трубке с ленточным завихрителем через перепад давления, обусловленный трением газа и жидкости на межфазной поверхности турбулентной пленки.

Перепад давления в закрученном дисперсно-кольцевом потоке газа и жидкости включает в себя, кроме отмеченных в разделе 8.3 сопротивлений, гидравлическое сопротивление на закрутку газового потока $\Delta P_{\text{зак}}$:

$$\Delta P_{\text{ор}} = \Delta P_{\text{уск}} + \Delta P_{\text{ср}} + \Delta P_{\text{ун}} + \Delta P_{\text{тр}} + \Delta P_{\text{зак}}. \quad (8.38)$$

При винтовом движении фаз со скоростью $W_{\Gamma} < 30$ м/с не наблюдается срыва капель жидкости с поверхности пленки [33]. Срыву и уносу жидкости препятствует центробежная сила, возникшая при вращении газожидкостного потока. Если скорость газа $W_{\Gamma} > 30$ м/с, то наблюдается срыв частиц жидкости с поверхности пленки, которые, однако, под действием центробежной силы снова прижимаются к пленке [33]. Следовательно, составляющие потери давления $\Delta P_{\text{уск}}$, $\Delta P_{\text{ср}}$ и $\Delta P_{\text{ун}}$ пренебрежимо малы по сравнению с $\Delta P_{\text{ор}}$ и их значения можно не учитывать.

Перепад давления $\Delta P_{\text{зак}}$, вызванный закруткой газового потока и трением о поверхность ленточного завихрителя, найдем из выражений, представленных в работах [352, 353].

При известном значении $\Delta P_{\text{зак}}$ перепад давления, обусловленный трением газа и жидкости, будет равен:

$$\Delta P_{\text{тр}} = \Delta P_{\text{ор}} - \Delta P_{\text{зак}}. \quad (8.39)$$

Запишем условие баланса сил, действующих на газовый поток в проекции на вертикальную ось:

$$\Delta P_{\text{тр}} S_{\Gamma} = \tau F \cos \theta, \quad (8.40)$$

где площадь свободного сечения трубки имеет значение:

$$S_{\Gamma} = \frac{\pi}{4}(d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{ЛЗ}}, \quad (8.41)$$

где $b_{\text{ЛЗ}}, \delta_{\text{ЛЗ}}$ – ширина и толщина ленточного завихрителя, м.

Движение пленки жидкости во внутренней поверхности контактной трубки происходит по спирали с углом подъема винтовой линии:

$$\theta = \text{arctg} \frac{\pi d}{S_{\text{ЛЗ}}}.$$

Из уравнения баланса (8.40) получим значение динамической скорости в газовой ($i = \Gamma$) и жидкой ($i = \text{ж}$) фазах:

$$u_{*i} = \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} \left[\frac{\pi}{4}(d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{ЛЗ}} \right]}{F \rho_i \cos \theta} \right)^{0,5}. \quad (8.42)$$

Динамическую скорость в закрученном дисперсно-кольцевом потоке также можно определить на основе диссипируемой энергии, используя выражения, приведенные в работах[91, 177].

Коэффициенты массоотдачи в закрученном потоке

Коэффициент массоотдачи в закрученной турбулентной пленке найдем по уравнению (8.30) с динамической скоростью (8.42):

$$\beta_{\text{ж}} = \frac{1}{\text{arctg} \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} \left[\frac{\pi}{4}(d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{ЛЗ}} \right]}{\rho_{\text{ж}} F R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}} \cos \theta} \right)^{0,5}. \quad (8.43)$$

Объемный коэффициент массоотдачи в жидкой фазе на основе выражения (8.43) запишется в виде [91]:

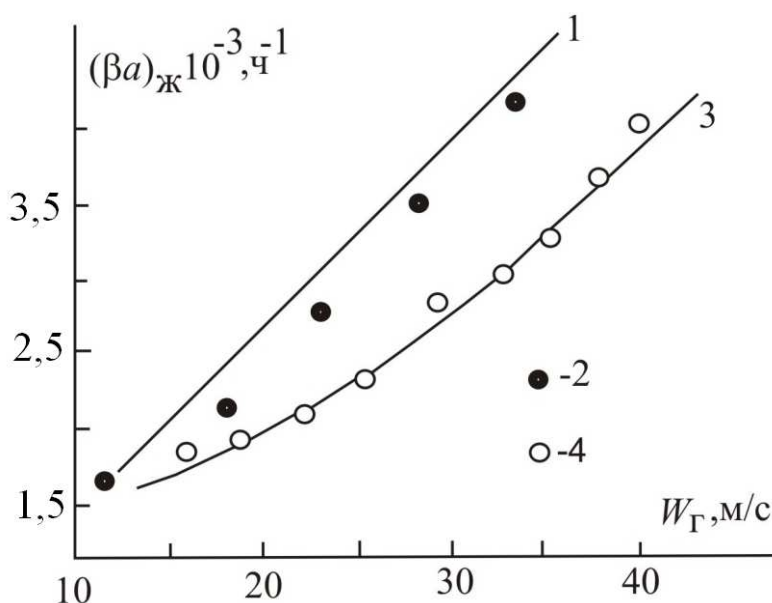
$$(\beta a)_{\text{ж}} = \frac{4}{\pi d^2 H \arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} F S_{\Gamma}}{\rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}} \cos \theta} \right)^{0,5}, \quad (8.44)$$

где значение F примем как для гладкой пленки.

В формулах (8.43), (8.44) безразмерную толщину вязкого подслоя $R_{1\text{ж}}$ можно определить по уравнению (8.33) с граничной скоростью, определенной по (8.32) или (8.34), что дает примерно одинаковые результаты.

Уравнения (8.43), (8.44) проверены [86, 91, 177, 182] при расчете коэффициентов массоотдачи в коротких цилиндрических каналах при восходящем и нисходящем движении фаз с различным шагом завихрителя. Перепад давления получен экспериментально в работах [241, 243, 284], а толщина пленки определялась по эмпирическим выражениям [241, 242]. Результаты расчета коэффициентов массоотдачи (8.43), (8.44) для процесса десорбции кислорода из воды воздухом и сравнение с опытными данными [33, 241, 243, 284] представлены на рис. 8.11, 8.12.

Рис. 8.11. Зависимость объемных коэффициентов массоотдачи в трубке с ленточным завихрителем от скорости газа: 1,3 – расчет по уравнению (8.44); 2,4 – эксперимент [284]. 1,2 – шаг завихрителя 0,062 м; 3,4 – 0,118 м. Длина трубки – 0,2 м; диаметр – 0,0168 м.



Уравнения модели массоотдачи в закрученной турбулентной пленке жидкости проверены в следующем диапазоне изменения режимных и конструктивных параметров; $q_{\text{ж}} = 1,35 - 3,32 \text{ м}^3/\text{м} \cdot \text{ч}$; $W_{\Gamma} = 14 - 45 \text{ м/с}$; $H/d \leq 20$. Абсолютное большинство результатов

расчета объемных коэффициентов согласуется с экспериментальными данными в пределах $\pm 20\%$.

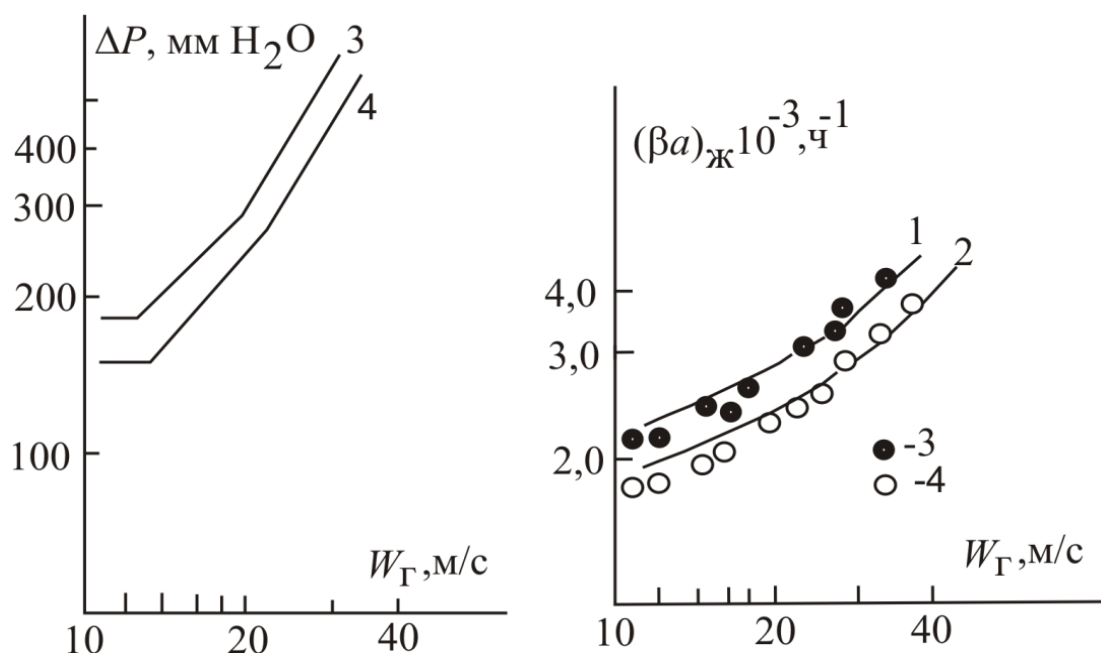


Рис. 8.12. Перепад давления и массоотдача в трубке с ленточным завихрителем: 1,2 – расчет по уравнению (8.44); 3,4 – эксперимент [33, 243]. Длина трубки – 0,15 м; диаметр – 0,0168 м.

8.6. Дисперсно-кольцевые потоки в каналах с шероховатыми стенками

Одним из способов интенсификации процессов массо- и теплоотдачи является применение искусственной шероховатости рабочей поверхности контактного устройства. Установлено [43, 236, 237, 330, 331], что движение пленки жидкости по стенке с шероховатой поверхностью приводит к увеличению гидравлического сопротивления, толщины пленки и кинетических характеристик двухфазной среды.

Рассмотрим применение уравнений математической модели дисперсно-кольцевого потока (раздел 8.4) для определения коэффициентов массоотдачи в цилиндрических каналах с искусственной шероховатостью прямоугольного профиля [91, 177, 185].

Динамическая скорость в канале с шероховатой стенкой

Гидравлическое сопротивление дисперсно-кольцевого потока в канале с шероховатой поверхностью имеет следующие основные составляющие:

$$\Delta P_{\text{ор}} = \Delta P_{\text{уск}} + \Delta P_{\text{ср}} + \Delta P_{\text{ун}} + \Delta P_{\text{тр}}, \quad (8.45)$$

где, согласно данным [333], составляющая перепада давления $\Delta P_{\text{ср}}$, обусловленная срывом капель с поверхности пленки, не более 2% от $\Delta P_{\text{ор}}$, а потери давления $\Delta P_{\text{ун}}$ на ускорение и транспорт сорванных с межфазной поверхности капель, без учета скорости скольжения, составляют до 15-18 % от $\Delta P_{\text{ор}}$. Потери давления на ускорение пленки жидкости не превышают 0,25% от общего перепада давления. Следовательно, можно сделать вывод о том, что основной вклад в гидравлическое сопротивление орошаемого канала вносит трение газового потока о негладкую межфазную поверхность пленки.

Если записать условие баланса сил, действующих на газовый поток в трубчатом контактном устройстве, аналогично (8.35) со значением площади межфазной поверхности как для гладкой пленки, то получим известное выражение [91, 177]:

$$u_{*i} = \left\{ \frac{\Delta P_{\text{тр}} \pi \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{4F\rho_i} \right\}^{0,5}, \quad (8.46)$$

где h – высота выступа шероховатости, м; δ^* – толщина пленки над выступом, м; индексы: $i = \text{г}$ – газовая фаза, $i = \text{ж}$ – жидкая фаза.

Течение пленки жидкости по стенке с элементами шероховатости приводит к волнообразованию на межфазной поверхности, поэтому уравнение (8.46) является приближенным. В этом случае воспользуемся подходом расчета средней динамической скорости на основе использования средней диссипируемой энергии газового потока.

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи в шероховатом канале

В табл. 8.2 приведено сопоставление экспериментальных коэффициентов массоотдачи [331, 332] с расчетными данными [177] по выражению (8.30), а также значения $\beta_{ж}$, полученные в работе [338] по теоретическому уравнению, которое содержит волновые параметры пленочного течения по шероховатой стенке. Из таблицы следует, что уравнение (8.30) в ряде случаев дает результаты, которые лучше согласуются с экспериментальными данными.

Таблица 8.2

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи при десорбции
кислорода из воды в трубке с элементами шероховатости
прямоугольного профиля в восходящем дисперсно-кольцевом потоке
($H = 0,15$ м; $d = 0,0168$ м; $h = 3 \cdot 10^{-4}$ м)

W_r , м/с	$q_{ж}$, м ³ /м	Коэффициент массоотдачи, $\beta_{ж} \cdot 10^3$, м/с		
		по данным [338]	по формуле (8.30)	эксперимент [331]
20,09	1,656	2,090	2,322	2,240
24,44	-//-	2,234	2,829	2,637
31,20	-//-	2,419	3,637	3,601
20,05	-//-	2,044	2,404	2,276
24,35	-//-	2,182	2,884	2,885

Так как движение пленки жидкости по шероховатой поверхности приводит к некоторому увеличению площади межфазной поверхности, по сравнению с гладкой пленкой, значение F найдем из уравнения:

$$\Delta P_{\text{тр}} \frac{\pi \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{4} = \tau F. \quad (8.47)$$

Отсюда следует:

$$F = \Delta P_{\text{тр}} \frac{\pi \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{4u_{*ж}^2 \rho_{ж}}. \quad (8.48)$$

На основе формул (8.30) и (8.48) выражение для расчета объемного коэффициента массоотдачи в трубчатом контактном устройстве имеет вид [177]:

$$(\beta a)_{ж} = \frac{\beta_{ж} F}{V} = \frac{\Delta P_{\text{тр}} \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{d^2 \text{Nu}_{*ж} \rho_{ж} \arctg \sqrt{R_{1ж}} \text{Sc}_{ж} \sqrt{R_{1ж}} \text{Sc}_{ж}}. \quad (8.49)$$

Результаты расчета по уравнению (8.45) приведены на рис. 8.13.

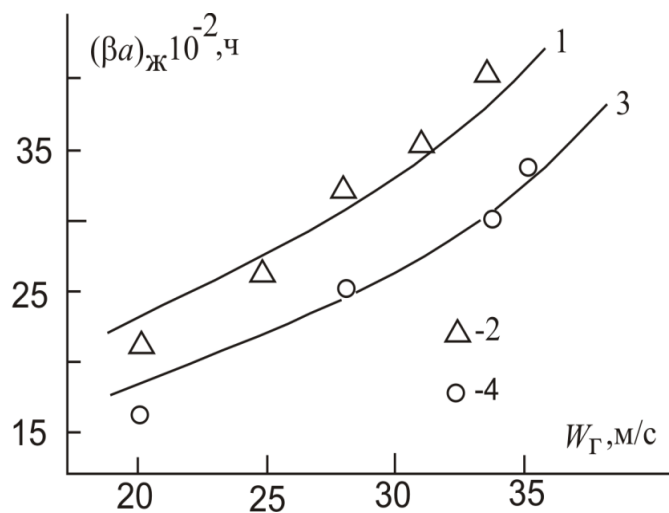


Рис. 8.13. Расчетные – 1,3 и экспериментальные – 2,4 [331, 332] значения коэффициентов массоотдачи в шероховатом канале: 1,2 – расход жидкости 2,16 м³/м·ч; 3,4 – 1,65 м³/м·ч; шаг между элементами шероховатости $h = 4 \cdot 10^{-4}$ м.

8.7. Массоотдача в газовой фазе

Режим движения газа в пленочных аппаратах характеризуется числом Рейнольдса $Re_{0г} = W_{\infty} d_{\text{э}} / \nu_{г}$, где W_{∞} - средняя скорость газа в канале, м/с; $d_{\text{э}}$ - эквивалентный диаметр канала с учетом стекающей пленки жидкости, м.

Переход от ламинарного движения к турбулентному происходит, как и в трубах, при $Re_{0г} > 2300$. Модель взаимодействия турбулентного газового потока с пленкой жидкости, движущейся в ламинарном волновом режиме, основана на идее П.Л. Капицы и др. о представлении волн в виде шероховатости. Тогда коэффициенты массоотдачи в газовой фазе можно представить на основе подхода, рассмотренного в разделе 6.4 и 6.5.

Используя связь гидродинамической аналогии, подобной (5.26), только для массообменного процесса, имеем:

$$\beta_{г} = \frac{\gamma_{г}}{Sc_{г}^{2/3}}, \quad (8.50)$$

где $Sc_{г}$ – число Шмидта.

Коэффициент переноса импульса $\gamma_{г}$ можно вычислить по одному из выражений из табл. 5.2.

Динамическую скорость в газовой фазе можно определить по выражениям, в зависимости от условий взаимодействия фаз (8.35) или (8.42) или (8.46).

Выполненные расчеты коэффициента массоотдачи по выражению (8.50) показывают удовлетворительное ($\pm 15\%$) согласование с известными экспериментальными данными при различных режимах взаимодействия газа с пленкой жидкости.

Следует отметить, что массоотдача в газовой фазе удовлетворительно описывается гидродинамической аналогией Чилтона - Кольборна.

ГЛАВА 9

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОТИВОТОЧНЫХ АППАРАТОВ

Для выбора энергоресурсосберегающих научно-технических решений эффективным инструментом является математическое моделирование проводимых процессов в промышленных аппаратах.

В данной главе рассмотрена математическая модель массообменного процесса в колоннах с провальными тарелками и насадочных аппаратах. В математических моделях расчета колонн используются условия термодинамического равновесия, материального баланса и кинетические характеристики процесса барботажа и пленочного течения [19, 20].

9.1. Теоретические основы моделирования

Расчет, проектирование и оценка эффективности процессов в колонном оборудовании всегда сопровождаются этапом моделирования его работы, целью которого является нахождение корреляционной связи между показателями процесса, конструктивными характеристиками и нагрузкой.

В насадочных колоннах под показателями эффективности понимают следующие величины: КПД по Мерфи на единицу высоты насадки, высоту единицы переноса, высоту эквивалентной теоретической ступени (тарелки), теплогидравлическую эффективность.

В барботажном слое на массообменных тарелках роль сплошной среды выполняет жидкая фаза, а газовая представлена в виде дисперсной. Основные значимые процессы в барботажном слое: движение и обменные процессы в ядре потока жидкой фазы, обменные процессы в пограничном слое у газовых струй и пузырьков, обменные процессы внутри пузырьков дисперсной газовой фазы, определяемые в основном диффузией и механической энергией, сообщаемой извне.

Все эти величины существенно зависят от гидродинамических и термодинамических свойств нестационарных двухфазных систем, образующихся в каналах насадки, обусловленных геометрией насадочных элементов и нагрузкой по потокам. Если для

упорядоченных насадок существует принципиальная возможность прямого численного моделирования процессов перехода, хотя и требующая огромных вычислительных ресурсов, то для неупорядоченных насадок и барботажного слоя это практически невозможно.

Единственный путь моделирования в условиях сложной геометрии насадочных элементов – это эмпирический или полуэмпирический поиск корреляционной связи между параметрами, определяющими гидродинамические и термодинамические условия в сечении аппарата, и собственно показателями работоспособности и эффективности. Степень совершенства модели будет определяться ее универсальностью, которая в свою очередь основывается на степени использования без упрощений фундаментальных законов гидродинамики.

Экспериментальный путь моделирования, как правило, приводит к обобщению в виде законов подобия. Их недостатки очевидны. Это не только неприменимость полученных таким образом формул к насадкам другого вида и даже иногда другого типоразмера, но и ограниченный диапазон по нагрузкам и теплофизическим свойствам смесей. В то же время само проведение опытов является довольно затратным мероприятием.

Теоретический, точнее, численный путь моделирования, хотя и не может полностью исключить необходимость в экспериментальной поддержке ввиду уже упомянутой сложности и индивидуальности условий движения фаз в различных видах насадок, но за счет опоры на фундаментальные законы способен дать более универсальные зависимости, обладающие предсказательной способностью в отношении новых насадок, для которых еще нет экспериментальных данных.

В работах [84, 89, 91] были сформулированы основные принципы теоретического моделирования, основанного на экспериментальной базе, получившего название сопряженного физического и математического моделирования. Физические процессы, протекающие в аппарате, представляются в математической модели в виде совокупности иерархически распределенных взаимодействующих систем с различными определяющими пространственно-временными масштабами. Для каждой такой системы можно выделить интегральные входные и выходные параметры, являющиеся следствием его внутренней структуры и

имеющие связь с другими системами. При этом, как правило, реализуется правило: внутренние структуры взаимодействующих систем с существенно различающимися пространственно-временными масштабами обладают инвариантностью по отношению друг к другу; взаимодействие между системами осуществляется посредством определяющих параметров. В тех случаях, когда внутренняя структура какой-либо из подсистем неизвестна или слишком сложна, для нахождения математической взаимосвязи между определяющими параметрами используют феноменологический подход, позволяющий сократить необходимые вычислительные затраты.

Задача моделирования, таким образом, сводится к следующим этапам: определение совокупности физико-химических процессов в аппарате как макросистемы, определение временных и пространственных масштабов.

Применительно к насадочным аппаратам можно выделить несколько характерных областей, которые в модели могут быть представлены как системы одного порядка: область диспергирования жидкости специальными оросителями или форсунками (соплами); область капельно-струйного взаимодействия жидкости с газовым потоком после области диспергирования; область пленочного и капельно-струйного течения жидкости по насадочным элементам.

В области движения фаз в элементах насадок можно выделить следующие процессы различных пространственных масштабов: движение и обменные процессы в ядре потока газовой фазы; движение и теплообменные процессы в пограничном слое газовой фазы; течение и обменные процессы в пленке жидкости.

Все эти процессы могут быть представлены математически как обменивающиеся независимые системы. При этом движения в пленке жидкости и в пограничном слое газовой фазы будут системами одного порядка, а система турбулентного движения в ядре потока – более высокого, включающей предыдущие как подсистемы. Таким образом, общая модель межфазного взаимодействия в насадках формируется следующим образом. Систему дифференциальных уравнений записывают для сплошной фазы, а влияние дисперсной фазы учитывают параметрически за счет источников. Источниковые члены связаны с характеристиками пограничного слоя, который образуются на границе раздела фаз [84, 85, 87, 91, 177].

Целью расчета процессов в ядре потока сплошной фазы в теплообменных аппаратах является получение профилей скоростей и движущих сил массо- и теплоотдачи. Это, прежде всего, профили осредненной скорости, температуры и концентрации целевого компонента по сечениям аппарата, а также профиль перепада давления и диссипации кинетической энергии.

В случае, когда используется расчетный метод, основанный на гидродинамической аналогии или выражениях для массо- или теплогидравлической эффективности, первичной задачей является получение профиля осредненной скорости и давления.

Наиболее трудна для моделирования ситуация с движением сплошной фазы в слое неупорядоченных насадок. Большинство авторов в таких случаях используют допущение о равномерном профиле скорости в поперечном сечении колонны, учитывая неравномерность эмпирическими поправками. В этом случае профиль осредненной скорости и давления по высоте колонны связываются с массовым расходом с помощью системы уравнения неразрывности и какой-либо модификации уравнения Дарси-Вейсбаха или Эргана [16, 59, 266, 286, 347]. Одним из наиболее наглядных с точки зрения физической обоснованности является способ учета неравномерности потоков, предложенный Берманом [26] и развитый далее в работах [82, 88, 91, 93, 177, 267, 323-325]. В этом подходе поперечное сечение насадочного или тарельчатого аппарата делится на условные зоны с постоянными осредненной скоростью и давлением. На основании закона сохранения импульса и уравнения неразрывности давление и скорости в соседних зонах (k -ой и $(k+1)$ -ой) связываются равенством:

$$\frac{\bar{u}_k}{\bar{u}_{k+1}} = \sqrt{\frac{P_{k+1}}{P_k}}. \quad (9.1)$$

Выражение (9.1) дает возможность учесть неравномерность распределения потоков, вызванную различным гидравлическим сопротивлением зон контактного устройства или аппарата. Например, в насадочных колоннах неравномерности появляются из-за пристеночных эффектов, неудовлетворительного начального распределения потоков, забивания насадок полимерами и т.д. В

тарельчатых - из-за градиента уровня жидкости, дефектов монтажа и т. д. [84, 213, 257].

9.2. Математическая модель тепломассопереноса в колонне с провальными тарелками

На базе основных концепций модели многоскоростного континуума для многофазных потоков [234], а также метода сопряженного физического и математического моделирования [84, 89, 91] рассмотрена наиболее физически обоснованная модель движения сплошной среды на провальной тарелке в колонне, основанная на уравнениях Навье - Стокса, гипотезе Буссинеска о турбулентной вязкости. В цилиндрических координатах система уравнений турбулентного переноса импульса в газовой (паровой) фазе (уравнения движения) имеет вид:

$$\rho_{\Gamma} v \frac{\partial v}{\partial r} + \rho_{\Gamma} u \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} (\mu_{\Gamma} + \mu_{\Gamma\Gamma}) \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_{\Gamma} + \mu_{\Gamma\Gamma}) \frac{\partial v}{\partial z} \right] + R_{Pr},$$

$$\rho_{\Gamma} v \frac{\partial u}{\partial r} + \rho_{\Gamma} u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} (\mu_{\Gamma} + \mu_{\Gamma\Gamma}) \frac{\partial(ru)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_{\Gamma} + \mu_{\Gamma\Gamma}) \frac{\partial u}{\partial z} \right] + R_{Pz}, \quad (9.2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{\Gamma} rv) + \frac{\partial(\rho_{\Gamma} u)}{\partial z} = R_{cm},$$

где v - составляющая вектора скорости в радиальном направлении r , м/с; u - составляющая вектора скорости в проекции на ось z , м/с; R_{Pr} , R_{Pz} - проекция силы межфазового взаимодействия на оси Or и

Oz ; $R_{cm} = \frac{dG}{dV_G}$ - поток массы компонента из одной фазы в другую в

элементарном объеме dV_G ; μ_{Γ} , $\mu_{\Gamma\Gamma}$ - коэффициенты молекулярного и турбулентного переноса (вязкости), Па·с; ρ_{Γ} - плотность газа, кг/м³.

При эквимольном переносе $R_{cm} = 0$.

Уравнение переноса массы компонента в газовой фазе:

$$v \frac{\partial C}{\partial r} + u \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((D_{\Gamma} + D_{\text{ТГ}}) r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left((D_{\Gamma} + D_{\text{ТГ}}) \frac{\partial C}{\partial z} \right) + R_{\text{сГ}}, \quad (9.3)$$

где C – концентрация компонента; $D_{\Gamma}, D_{\text{ТГ}}$ – коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; $R_{\text{сГ}}$ – источник массы.

Уравнение переноса тепла в газовой фазе:

$$v \frac{\partial H}{\partial r} + u \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((\lambda_{\Gamma} + \lambda_{\text{ТГ}}) r \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left((\lambda_{\Gamma} + \lambda_{\text{ТГ}}) \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial z} \right) + R_{\text{ТГ}}, \quad (9.4)$$

где H – энтальпия, Дж/кг ; T_{Γ} – температура; $\lambda_{\Gamma}, \lambda_{\text{ТГ}}$ – коэффициенты молекулярной и турбулентной теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{мК})$; $R_{\text{ТГ}}$ – источник тепла.

Применительно к провальной тарелке эти уравнения должны дополняться следующими краевыми условиями:

- при $z = 0$: $u = u_{\text{Н}}, C = C_{\text{Н}}, T_{\Gamma} = T_{\text{ТГ}}$ (на входе);
- при $z = 1$: $\partial u / \partial z = 0, \partial C / \partial z = 0, \partial T / \partial z = 0$ (на выходе);
- при $r = 0$: $\partial v / \partial r = 0, \partial C / \partial r = 0, \partial T / \partial r = 0$ (на оси симметрии);
- при $r = \pm R$: $v = 0, u = -U_{\text{гр}}, \partial C / \partial r = 0, q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r}$ (на стенках),

где $U_{\text{гр}}$ – скорость на межфазной поверхности пленки жидкости, стекающей по стенкам колонны, м/с .

Краевые условия для давления определяются из уравнений (9.2.).

Система уравнений (9.2) – (9.5) незамкнутая. Неизвестными здесь являются коэффициенты турбулентного обмена $\mu_{\text{ТГ}}, D_{\text{ТГ}}, \lambda_{\text{ТГ}}$, а также источники импульса, массы и тепла: $R_{\text{Pz}}, R_{\text{Pr}}, R_{\text{сГ}}, R_{\text{ТГ}}$.

Составляющая источника импульса по оси r , R_{Pr} может не учитываться ввиду своей малости.

Остальные источниковые члены вычисляются по следующим формулам [19]:

$$R_{\text{ТГ}} = \frac{a_v \left(\alpha \Delta T_{\text{ГЖ}} + \beta (C^* - C) \right) \Delta H_{\text{ГЖ}}}{\phi}, \quad (9.5)$$

$$R_{сг} = \frac{a_v \beta (C - C^*)}{\phi}, \quad (9.6)$$

$$R_{pz} = \frac{a_v \gamma (W_0 + U_{гр})}{\phi}. \quad (9.7)$$

где a_v - удельная поверхность газожидкостного слоя, $\text{м}^2/\text{м}^3$; ϕ - газосодержание слоя; α , β , γ - коэффициенты переноса теплоты, массы и импульса в пограничном слое соответственно; W_0 , $U_{гр}$ - скорости на оси турбулентного ядра потока газовой фазы и на внешней границе жидкости соответственно; $\Delta H_{гж}$ - теплота, связанная с изменением агрегатного состояния. Теплота $\Delta H_{гж}$ определяется исходя из изменения энтальпии при конденсации, упрощенно $\Delta H_{гж} = r_0 + H_{вп}$, где, в свою очередь, r_0 - теплота парообразования, $H_{вп}$ - теплота пара в состоянии насыщения, оба параметра определяются при температуре жидкой фазы $T_{ж}$.

На барботажных тарелках наиболее часто используется допущение о полном перемешивании жидкой фазы по высоте слоя, что хорошо подтверждается экспериментально [5]. Особенно это справедливо для пенного слоя на провальных тарелках (т.е. без специальных переливных устройств). Это значительно упрощает математическую модель тепло- и массопереноса, используемую в практических целях для расчета эффективности контактных устройств и всей массообменной колонны.

Двумерная модель (9.2) - (9.4) сводится к одномерной [19, 22].

Известно, что межфазный тепломассообмен в барботажном слое значительно (на порядок) более интенсивный, чем в капельно-струйной области взаимодействия в межтарельчатом пространстве. На основании этого допустимо в качестве элементарной секции в колонне с провальными тарелками рассматривать среднюю толщину барботажного слоя.

В каждой секции (т.е. на тарелке), согласно модели, происходит полное перемешивание жидкости, а паровой поток движется в режиме идеального вытеснения. Между секциями перемешивание отсутствует (рис. 9.1).

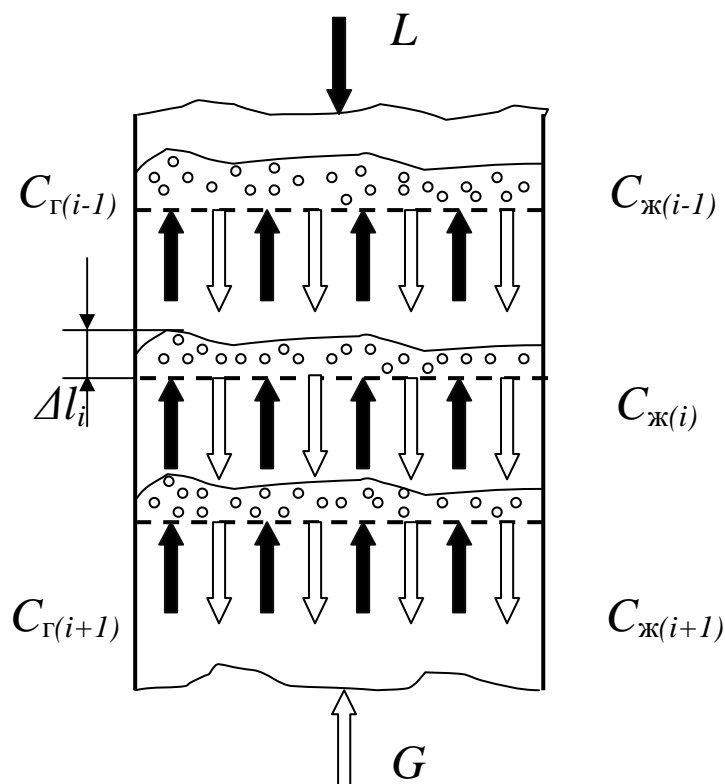


Рис. 9.1. Схема взаимодействия фаз.

Тогда одномерное уравнение массопереноса в жидкой фазе на провальной барботажной тарелке получит вид:

$$U_{\text{ж}} \frac{C_{\text{жн}} - C_{\text{ж}}}{\Delta z} = \frac{C_{\text{жн}} - C_{\text{ж}}}{\theta} = R_{\text{сг}}, \quad (9.8)$$

где $U_{\text{ж}}$ - средняя скорость жидкости, м/с; θ - среднее время пребывания жидкости на тарелке, с.

Дискретизация уравнения (9.8) для секционной модели колонны (рис. 9.1), с учетом выражения источникового члена (9.6), для i -ой секции получит вид:

$$U_{\text{ж}(i)} \frac{(C_{\text{ж}(i-1)} - C_{\text{ж}(i)})}{\Delta l_i} = \frac{(a_v k_c)_i (C_{\text{ж}(i)} - C_{\text{ж}(i)}^*)}{\phi}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n, \quad (9.9)$$

где $C_{\text{ж}}$ (с соответствующим индексом) – концентрация компонента в жидкой фазе; $C_{\text{ж}(i)}^*$ – равновесная концентрация жидкости к

концентрации пара в секции; Δl_i – размер секции в вертикальном направлении, м; n – число секций; $U_{ж(i)}$ – средняя скорость жидкости в секции, м/с; k_c – коэффициент массопередачи, м/с.

Источник массы $R_{сг(i)} = \frac{(a_v k_c)_i (C_{ж(i)} - C_{ж(i)}^*)}{\varphi}$ зависит от значения

объемного коэффициента массопередачи в секции и движущей силы процесса.

Концентрацию пара, покидающего i -ю ячейку, найдем из уравнения материального баланса:

$$G(C_{г(i)} - C_{г(i+1)}) = L(C_{ж(i-1)} - C_{ж(i)}). \quad (9.10)$$

Пренебрегая в первом приближении возможной нелинейностью рабочих линий обменных процессов на тарелке, примем в качестве средней концентрации среднее арифметическое:

$$C_{гср} = (C_{г(i+1)} + C_{г(i)})/2. \quad (9.11)$$

Из уравнений (9.9) - (9.11), учитывая, что $C_{ж}^* = C_{г} / \bar{m}$, найдем концентрацию целевого компонента в жидкой фазе, с i -ой ячейки [19]:

$$C_{ж(i)} = \frac{C_{ж(i-1)} + bC_{г(i+1)} + \frac{bL}{2G}C_{ж(i-1)}}{b\bar{m} + 1 + \frac{bL}{2G}}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n, \quad (9.12)$$

где $b = \frac{(a_v k_c)_i \Delta l_i}{\varphi U_{ж(i)} \bar{m}}$, \bar{m} – коэффициент распределения.

С помощью аналогичных рассуждений можно получить выражение для вычисления температуры жидкой фазы на выходе из i -ой ячейки.

Выражение (9.12) позволяет в явном виде вычислить концентрацию в жидкой фазе на каждой тарелке по высоте колонны.

Эффективность разделения смеси на тарелке (КПД по Мерфри) запишем по известным выражениям:

в жидкой фазе

$$\eta_x = \left(\frac{C_H - C_K}{C_H - C^*} \right)_{\text{ж}}, \quad (9.13)$$

в паровой фазе

$$\eta_y = \left(\frac{C_K - C_H}{C^* - C_H} \right)_{\text{г}}. \quad (9.14)$$

Источник массы зависит от значения объемного коэффициента массопередачи в секции и движущей силы процесса. Обычно коэффициенты массопередачи находят по уравнению аддитивности фазовых сопротивлений, где коэффициенты массоотдачи в жидкой и газовой (паровой) фазах вычисляются по критериальным выражениям различных авторов (Г.П. Соломахи, А.И. Родионова, В.В. Дильмана, О.С. Чехова и др.). В этих случаях коэффициенты массоотдачи являются средней интегральной характеристикой для всего барботажного слоя, и учет локальных неоднородностей не представляется возможным. Уравнения, связывающие коэффициенты массоотдачи с локальными характеристиками работы газораспределительных элементов (колпачков, клапанов и др.), получены в работах Л.П. Холпанова [338] – массоотдача в газовой фазе и С.Г. Дьяконова, В.И. Елизарова, А.Г. Лаптева [85, 87, 91] – массоотдача в газовой и жидкой фазах. Появилась возможность учесть в каждой секции высоту столба жидкости, скорость пара в отверстиях газораспределительных элементов, эквивалентный диаметр отверстия и физические свойства смесей [82, 88, 93].

Уравнения для развитого турбулентного режима имеют вид:

в жидкой фазе:

$$(\beta A)_{\text{ж}} = \frac{u_{*ж} \left[S_0 \left(\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - S_k \rho_{\Gamma} W_k^2 / 2 \right]}{\arctg \sqrt{R_{1\text{ж}}} Sc_{\text{ж}} \sqrt{R_{1\text{ж}}} \left(u_{*ж}^2 \rho_{\text{ж}} + 2\sigma / R_3 \right)}, \quad (9.15)$$

в газовой фазе:

$$(\beta A)_{\Gamma} = \frac{u_{*\Gamma} \left[S_0 \left(\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - S_k \rho_{\Gamma} W_k^2 / 2 \right]}{\arctg \sqrt{R_{1\Gamma}} \text{Sc}_{\Gamma} \sqrt{R_{1\Gamma}} \left(u_{*\Gamma}^2 \rho_{\Gamma} + 2 \sigma / R_{\text{э}} \right)}, \quad (9.16)$$

где u_* – динамическая скорость на поверхности раздела фаз, м/с; S_0 – площадь отверстий в газораспределительных элементах, занятая газовым потоком на входе в слой жидкости, м²; ρ – плотность фазы, кг/м³; W_0 – средняя скорость газа в отверстиях газораспределительных элементов на входе в барботажный слой, м/с; $h_{\text{ст}}$ – среднее значение статического столба жидкости, м; S_k – площадь свободного сечения колонны, м²; W_k – средняя скорость газа в свободном сечении колонны, м/с; $R_{1\text{ж}}$, $R_{1\Gamma}$ – параметры пограничного слоя; $\text{Sc} = \nu / D$ – число Шмидта; σ – поверхностное натяжение, Н/м; $R_{\text{э}}$ – эквивалентный радиус отверстия в тарелке (газораспределительного элемента), м. Значения \arctg в радианах.

Параметры уравнений (9.15), (9.16) вычисляются по выражениям [91]:

- динамическая скорость

$$u_{*\text{ж}} = \left[\frac{\rho_{\Gamma} (W_0^2 - W_{\text{п}}^2)}{4\rho_{\text{ж}}} + \frac{gh_{\text{ф}}}{2} \right]^{0,5}, \quad u_{*\Gamma} = \left[\frac{W_0^2 - W_{\text{п}}^2}{4} + \frac{\rho_{\text{ж}} gh_{\text{ф}}}{2\rho_{\Gamma}} \right]^{0,5}, \quad (9.17)$$

- коэффициент трения

$$C_{f0\text{ж}} = \frac{0,073}{\text{Re}_{0\text{ж}}^{0,2}}, \quad (9.18)$$

$$\text{Re}_{0\text{ж}} = \frac{U_{\text{гр}} l}{\nu_{\text{ж}}},$$

- скорость на поверхности струи [177]

$$U_{\text{гр}} = W_0 - u_{*\Gamma} \sqrt{R_{1\Gamma}} \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1\Gamma}},$$

- безразмерная толщина вязкого подслоя

$$\begin{aligned} R_{1\text{ж}} &= 11,6 \frac{U_{\text{гр}}}{u_{*\text{ж}}} \sqrt{\frac{C_{f0\text{ж}}}{2}}, \\ R_{1\Gamma} &= 11,6 \frac{W_0}{u_{*\Gamma}} \sqrt{\frac{C_{f0\Gamma}}{2}}, \end{aligned} \quad (9.19)$$

- коэффициент трения

$$C_{f0\Gamma} = \frac{0,073}{\operatorname{Re}_{0\Gamma}^{0,2}}, \quad \operatorname{Re}_{0\Gamma} = \frac{W_0 l}{\nu_{\Gamma}},$$

- высота газовой струи по формуле Волошко

$$l = h_{\Phi} = 2,45 d_{\text{э}} \left[\frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{g d_{\text{э}} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\Gamma})} \right]^{0,35}. \quad (9.20)$$

Средняя скорость газа в сечении распада струи на пузыри составляет $W_{\text{п}} = W_k / \Phi$, где $\Phi \approx 0,75$ – газосодержание в данном сечении; h_{Φ} – высота газовой струи, м.

Точность расчета коэффициентов тепло- и массоотдачи по (9.15), (9.16) значительно зависит от достоверности вычисления характеристик газораспределительных элементов на тарелке ($W_0, S_0, R_{\text{э}}$) и высоты столба жидкости $h'_{\text{ст}}$. Алгоритмы и примеры расчета тепло- и массоотдачи на барботажных тарелках даны в работах [82, 85, 87, 88, 93, 170, 177, 182].

Коэффициенты массопередачи и теплопередачи в барботажном слое с использованием выражений (9.15), (9.16) можно вычислить по уравнениям аддитивности фазовых сопротивлений:

$$(KA)_{0ж}^{-1} = (\beta A)_{ж}^{-1} + [m(\beta A)_{г}]^{-1}, \quad (9.21)$$

$$(KA)_{0г}^{-1} = (\beta A)_{г}^{-1} + m(\beta A_{ж})^{-1},$$

$$(KA)_t^{-1} = [\rho_{г} c_{pг} (\alpha A)_{г}]^{-1} + [\rho_{ж} c_{pж} (\alpha A)_{ж}]^{-1}, \quad (9.22)$$

где коэффициенты массопередачи имеют размерность м³/с, а коэффициент теплопередачи – Вт/К, т.е. размерность произведения коэффициентов переноса на площадь межфазной поверхности.

На основе выражений (9.15) – (9.16) уравнения для объемных коэффициентов получают вид (1/с):

$$\beta a = \frac{(\beta A)}{V_{сл}}; \quad \alpha a = \frac{(\alpha A)}{V_{сл}}, \quad (9.23)$$

где $V_{сл}$ – объем двухфазного слоя или жидкой фазы на тарелке, м³.

Основными параметрами рассмотренной модели массоотдачи являются: площадь сечения газового (парового) потока на входе в слой жидкости S_0 ; средняя скорость газа W_0 в сечении S_0 ; эквивалентный радиус отверстия газораспределительного элемента $R_э$; статический столб жидкости над геометрическим центром отверстия $h_{ст}$. От достоверности их определения зависит точность расчета коэффициентов переноса (9.15), (9.16).

В работах [82, 88, 91, 93, 177, 182] приводится методика расчета параметров газораспределительных элементов S_0 ; W_0 ; $R_э$; $h_{ст}$ в зависимости от типа барботажной тарелки (ситчатая, струйная, колпачковая и клапанная).

Расчет коэффициентов массопередачи рекомендуется проводить в следующем порядке:

Задаются входные параметры: скорость газа в колонне W_k , статический столб жидкости $h_{ст}$, конструктивные параметры тарелки и средние составы смесей.

По известным методикам определяются физические свойства многокомпонентной смеси.

Для заданного типа контактного устройства определяются площадь сечения газового (парового) потока на входе в слой жидкости S_0 , скорость газа W_0 в данном сечении и параметры R_1, u_* .

Ниже рассмотрен алгоритм расчета провальных тарелок.

Барботаж на провальных тарелках происходит не равномерно: через часть отверстий движется газ, через часть отверстий протекает жидкость, некоторые отверстия могут находиться в состоянии механического равновесия газа с жидкостью.

Среднюю скорость газа (пара) в работающих отверстия провальной тарелки найдем из уравнения [6, 268, 271]:

$$\Delta \overline{P}_{\text{ст}} = \left(\frac{\beta}{1-\beta} \right) \left[\frac{\xi \rho_{\Gamma} \overline{W}_0^2}{2(1-\tau)^3} + \frac{4\sigma}{d_3} \right]. \quad (9.24)$$

Отсюда

$$W_0 = \sqrt{\frac{2(\Delta \overline{P}_{\text{ст}} - A \Delta P_{\sigma})(1-\tau)^3}{A \xi \rho_{\Gamma}}}, \quad (9.25)$$

где $A = \beta/(1-\beta)$, $\Delta \overline{P}_{\text{ст}} = \rho_{\text{ж}} g h_{\text{ст}}$, $\Delta P_{\sigma} = \frac{4\sigma}{d_3}$.

Долю сечения отверстий, занятых жидкостью, - τ находят из условия минимума потерь энергии газового потока или из условий минимума статистического уровня в зоне барботажа [268]:

$$\tau = \frac{1}{1 + \sqrt[3]{\left(\frac{L}{G}\right)^2 \frac{\rho_{\text{ж}} \xi \mu^2}{\rho_{\Gamma}}}}, \quad (9.26)$$

где L, G – массовые расходы жидкости и газа; μ – коэффициент расхода, $\mu = 0,62$. Коэффициент сопротивления провальной тарелки можно принять равным $\xi = 1,5$.

Коэффициент β в уравнении (9.24) учитывает неоднородность поля статических давлений в зоне барботажа газа $\Delta P_{ст1}$ и среднее статическое давление столба жидкости $\overline{\Delta P}$.

$$\beta = \frac{\Delta P_{ст1}}{\overline{\Delta P}}, \quad (9.27)$$

где $\overline{\Delta P} = \rho_{ж} g (\overline{h_{ст}} + \Delta h)$, $\overline{h_{ст}}$ - среднее значение статического столба жидкости на тарелке; Δh - гидравлический напор, вызывающий истечение.

Для расчета коэффициента β в работе [268] предлагается эмпирическая зависимость:

$$\beta = 1,11 (\rho_{г}/\rho_{ж})^{0,118} \quad (9.28)$$

Среднее значение статического столба жидкости в зоне барботажа:

$$h_{ст} = \beta \overline{h_{ст}} + \beta \Delta h, \quad (9.29)$$

где $\Delta h = \left(\frac{1}{2g} \right) \left(\frac{u_{ж}}{\tau\mu} \right)^2$, $u_{ж} = Q/F_{св.}$; Q - расход жидкости, м³/с.

Площадь отверстий провальной тарелки, занятую газовым потоком, найдем из уравнения:

$$S_0 = \frac{S_k \overline{W_k}}{W_0}. \quad (9.30)$$

Значение S_0 должно удовлетворять условию: $S_0 < S_{0т} (1-\tau)$, где $S_{0т} = S_k F_{св.}$

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи в жидкой и газовой фазах, а также массопередачи, отнесенных к площади тарелки, представлены на рис. 9.2 - 9.5. Для сравнения использовались экспериментальные данные различных авторов и эмпирические выражения [5, 53, 148, 271, 291].

$\beta_{жф} \cdot 10^3, \text{ м/с}$

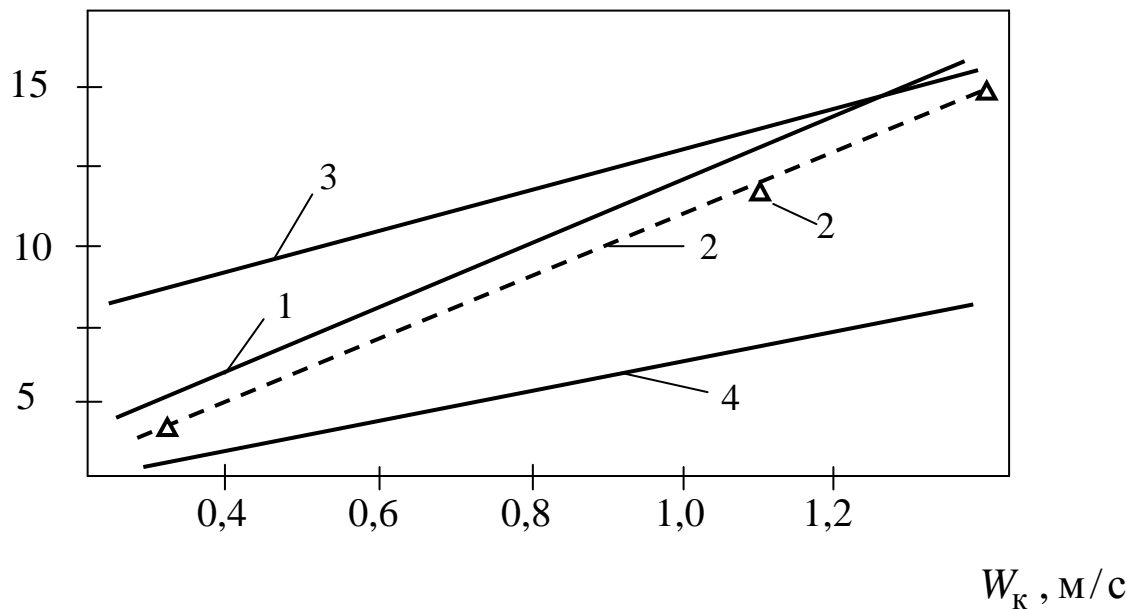


Рис. 9.2. Зависимость коэффициента $\beta_{жф}$ от скорости газа при десорбции CO_2 из воды воздухом $\left(Q = 7 \frac{\text{м}^3}{\text{м}^2 \cdot \text{ч}} \right)$. 1 – расчет по уравнению (9.15); 2 – экспериментальные данные [53]; 3,4 – расчет по эмпирическим уравнениям Касаткина и Родионова соответственно.

Удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных различных авторов позволяет использовать рассмотренные уравнения и алгоритм расчета для провальных тарелок.

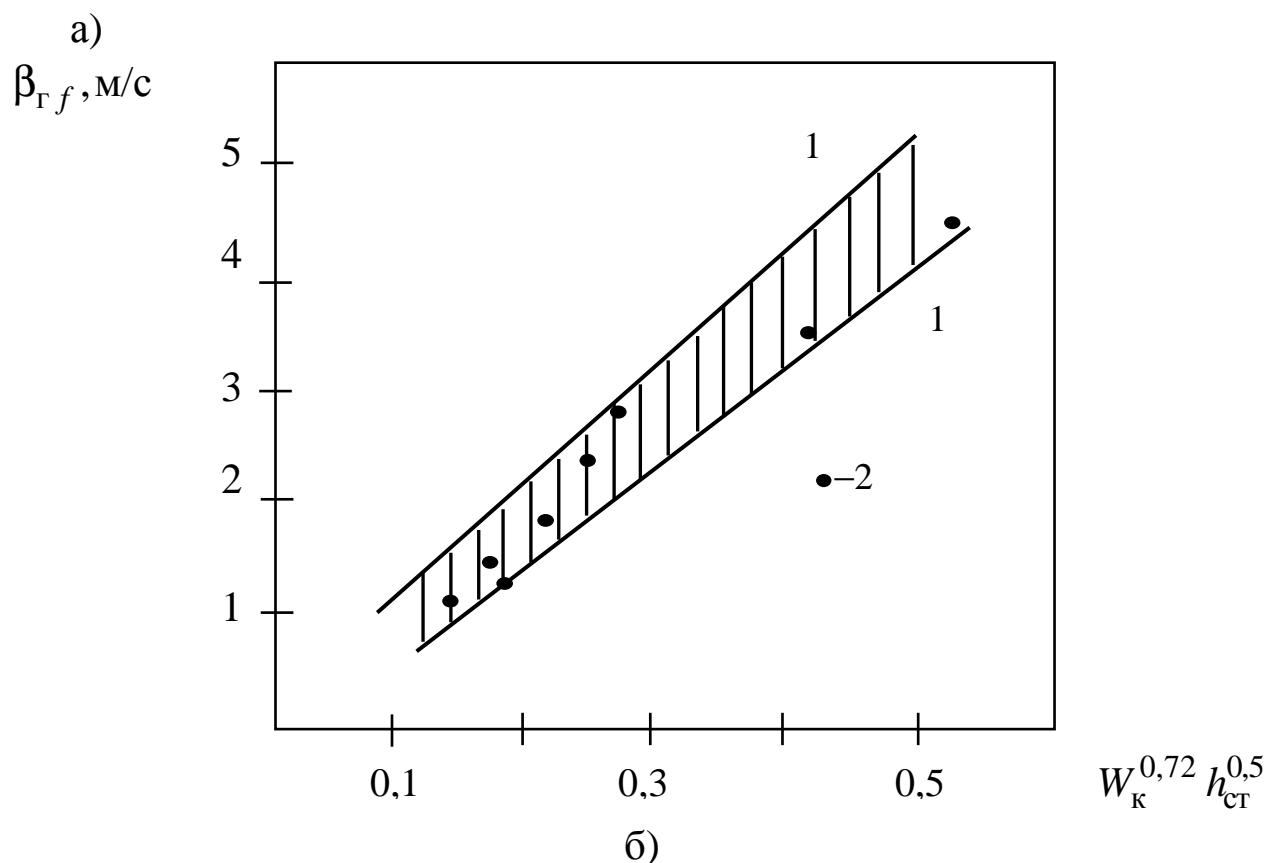
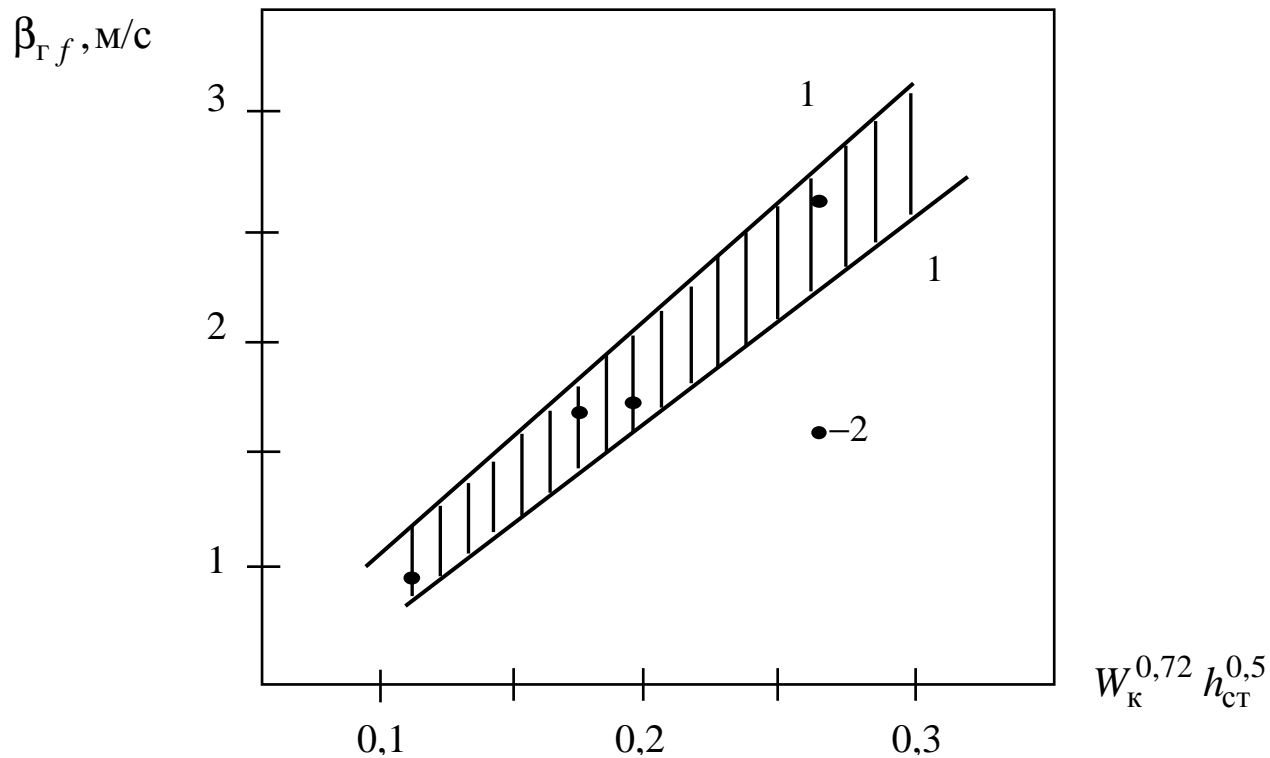
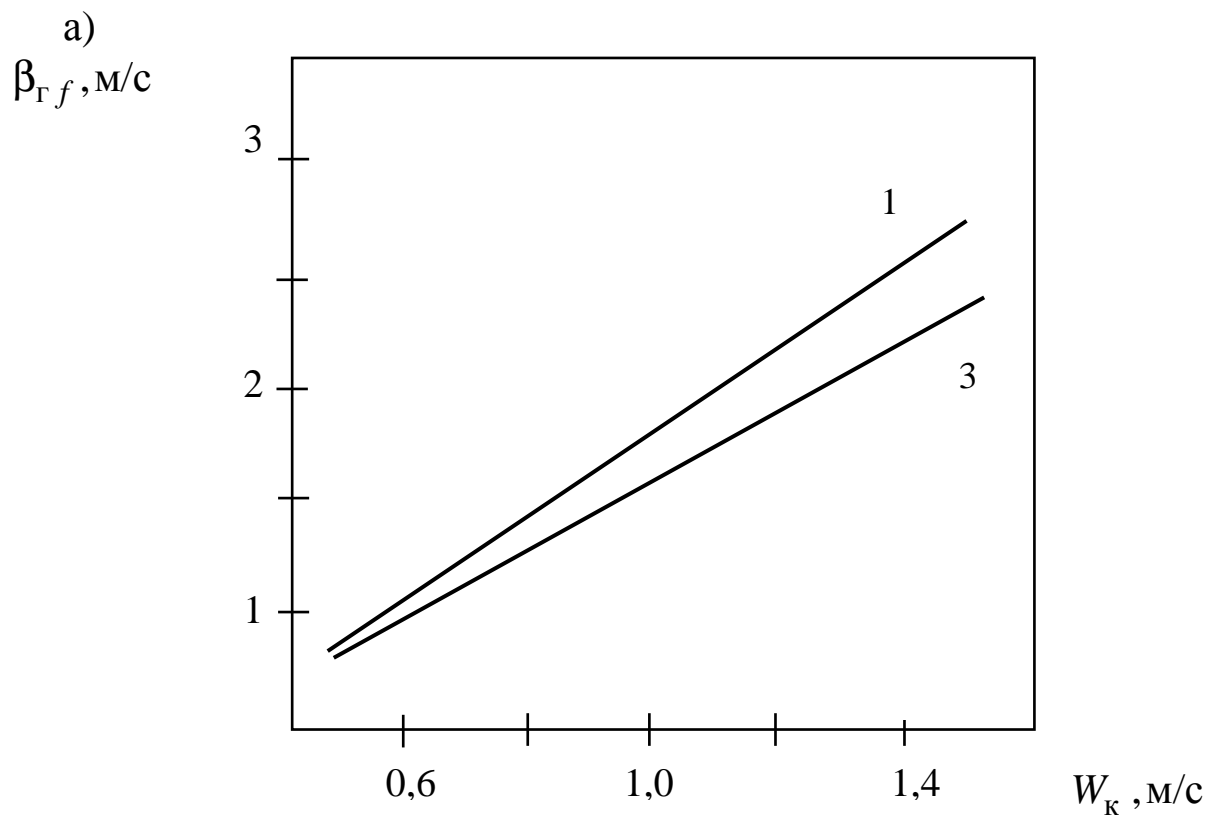
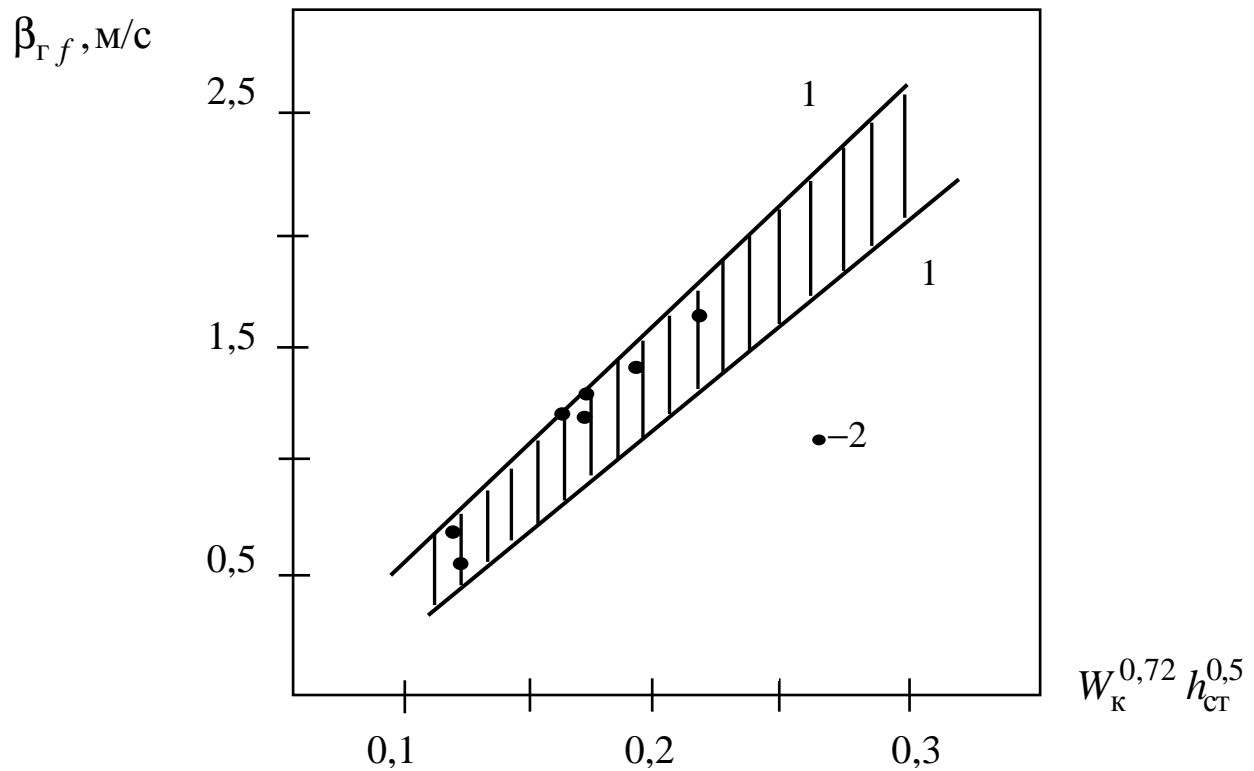


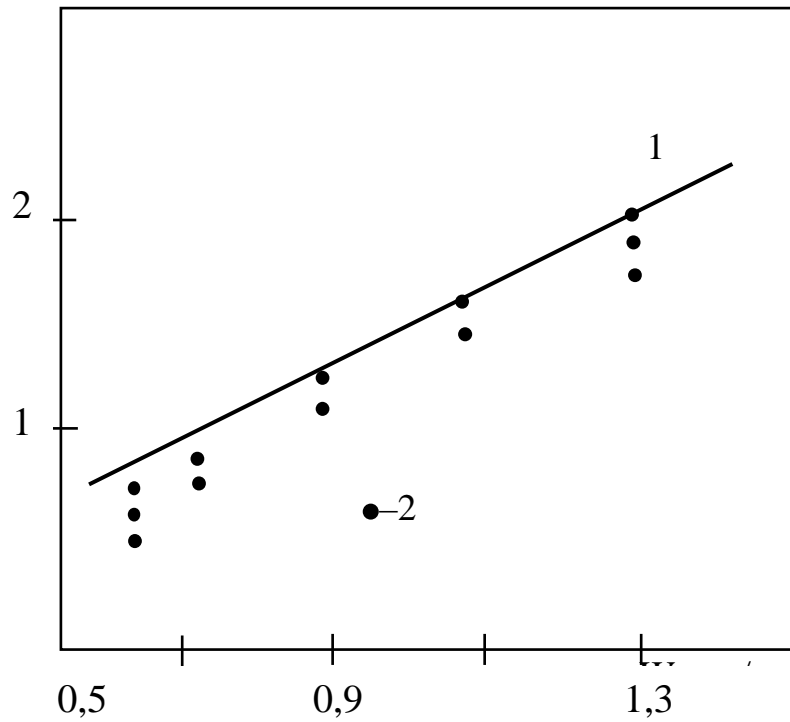
Рис. 9.3. Зависимости $\beta_{\Gamma f}$ от гидравлического комплекса W_K, h_{CT} . 1-1 – область расчетных значений по уравнению (9.16); 2 – экспериментальные данные [291]. Ректификация систем: а – метанол-изобутанол; б – этанол-вода.



б)

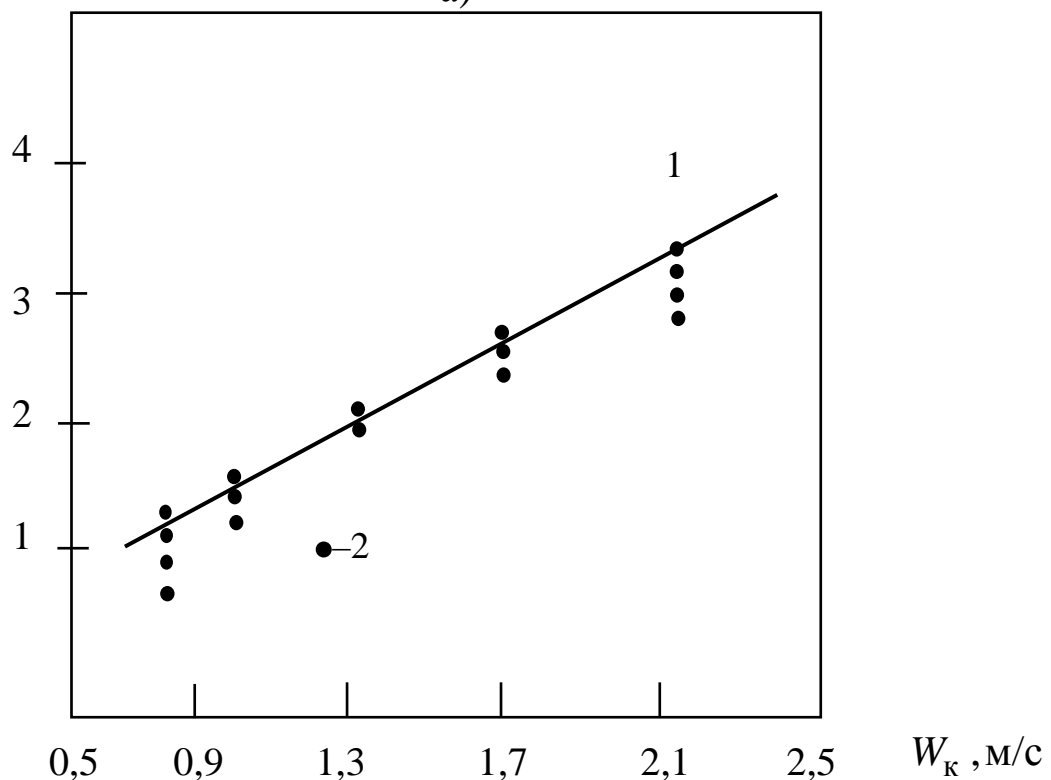
Рис. 9.4. Зависимости $\beta_{Гf}$ от гидравлических параметров. 1 – расчет по уравнению (9.16); 2 – экспериментальные данные [291]; 3 – расчет по критериальному уравнению Соломахи [291]. а – абсорбция бензола соляровым маслом; б – ректификация ацетон-метанол.

$K_{Гf}, \text{м/с}$



а)

$K_{Гf}, \text{м/с}$



б)

Рис. 9.5. Зависимости коэффициентов массопередачи в газовой фазе при ректификации систем: а – н. гексан-бензол; б – этанол-вода. 1 – расчет по уравнению (9.21); 2 – экспериментальные данные [148].

9.3. Математическая модель насадочной массообменной колонны

В насадочных колоннах жидкость распределяется по поверхности насадочных элементов, образуя на них жидкую пленку. Газ или пар также разделяются на ряд потоков, которые движутся в каналах сложной формы, образованных насадкой и стекающей жидкостью. Для описания структуры потока с учетом обратного перемешивания при движении газа и жидкости в насадочной колонне используются диффузионные модели.

Многочисленные экспериментальные данные [5, 122, 213, 271] показывают, что для большинства регулярных насадок справедливо допущение о незначительной доле или полном отсутствии поперечного перемешивания газовой фазы. Тогда полная система уравнений (9.2) - (9.4) преобразуется в систему уравнений, удовлетворяющую известной диффузионной модели.

Одномерная модель насадочного слоя

Для двухфазных потоков (газ - жидкость) уравнения диффузионной модели записываются для каждой фазы, а переход массы компонента учитывается в виде объемных источников массы.

Уравнения однопараметрической диффузионной модели для жидкой и газовой фаз при стационарном режиме имеют вид:

$$\begin{cases} W_{\text{ж}} \frac{\partial X}{\partial \xi} = D_{\text{пж}} \frac{\partial^2 X}{\partial \xi^2} + r_x, \\ W_{\text{г}} \frac{\partial Y}{\partial \xi} = D_{\text{пг}} \frac{\partial^2 Y}{\partial \xi^2} - r_y, \end{cases} \quad (9.31)$$

где $D_{\text{пж}}$, $D_{\text{пг}}$ – коэффициенты продольного перемешивания в жидкой и газовой фазах, $\text{м}^2/\text{с}$; $r_y = (Y, \xi)$; $r_x = (X, \xi)$ – источники массы в фазах; ξ – продольная координата (по высоте слоя – рис. 9.6). X, Y – концентрация компонента в жидкой и газовой фазах.

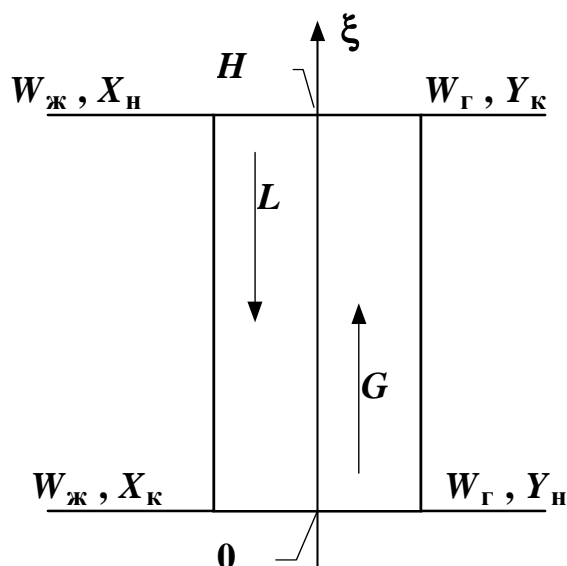


Рис. 9.6. Одномерная модель насадочного абсорбера.

Источник массы r_y , r_x определяет количество массы перераспределяемого компонента, переходящее из одной фазы в другую в единице объема насадочного слоя, и имеет вид:

$$r_y = K_{0x} a_v \psi_a (Y - Y^*), \quad r_x = K_{0y} a_v \psi_a (X^* - X), \quad (9.32)$$

где K_{0x} , K_{0y} - коэффициенты массопередачи по фазам; a_v - удельная поверхность, $\text{м}^2/\text{м}^3$; ψ_a - коэффициент активной поверхности массопередачи [271].

Граничные условия на входе и на выходе из аппарата записываются в виде (условия Данкверта):

$$\begin{cases} \xi = 0, & \frac{dX}{d\xi} = 0, & Y_{\text{н}} = -Y - \frac{1}{\text{Pe}_g} \frac{dY}{d\xi}, \\ \xi = H, & \frac{dY}{d\xi} = 0; & X_{\text{н}} = X - \frac{1}{\text{Pe}_ж} \frac{dX}{d\xi}. \end{cases} \quad (9.33)$$

Система дифференциальных уравнений (9.31) с граничными условиями (9.33) записывается в конечно-разностном виде и решается численными методами на ЭВМ. Решение системы дифференциальных уравнений (9.31) с граничными условиями дает

распределение поля концентраций в жидкой и газовой фазах по высоте колонны и возможность рассчитать высоту слоя насадки в массообменном аппарате с учетом перемешивания потоков.

Для вычисления коэффициентов массоотдачи используется математическая модель [91, 173, 177, 182], которая позволяет рассчитать данные коэффициенты, основываясь только на результатах гидравлического исследования контактного устройства [167, 315].

Коэффициенты продольного перемешивания в фазах в насадочных колоннах находятся по критериальным уравнениям.

$$\text{Re}_{\text{ж}} = f(\text{Re}_{\text{ж}}, \text{Ga}_{\text{ж}}, a_v, d_{\text{н}}), \quad (9.34)$$

$$\text{Re}_{\text{г}} = f(\text{Re}_{\text{г}}, \text{Ga}_{\text{г}}, a_v, d_{\text{н}}).$$

При недостатке экспериментальной информации о числе Пекле насадки допустимо использовать уравнения (9.31) с $D_{\text{пг}} = 0$ ввиду уже указанной малости. В этом случае система уравнений удовлетворяет модели идеального вытеснения. Уравнения (9.31) решаются итерационно. Для большинства регулярных насадок решение этой системы уравнений дает информацию о распределении температур и концентрации в насадочном слое. Для нерегулярных насадок с пленочным режимом течения расчет по одномерной модели также может оказаться достаточным. В тех случаях, когда предполагается значительная неравномерность по поперечным зонам движения фаз, следует воспользоваться полной системой уравнений [177, 181], а по (9.31) вычислять первоначальное приближение теплофизических и термодинамических параметров по высоте насадочного слоя.

Для полного описания межфазного взаимодействия в системах рассмотренных уравнений переноса, кроме источниковых членов, необходимы уравнения, описывающие динамику движения жидкой фазы [234, 286].

Результаты решения

Система уравнений (9.31) решается различными численными методами. Конечным результатом решения, кроме физических полей, являются значения концентраций на выходе из слоя насадки. При известных равновесной, начальной и конечной концентрациях вычисляется эффективность разделения смеси. Результаты расчетов в виде высоты одной эквивалентной теоретической тарелки (ступени) и сравнение с известными экспериментальными данными приведены на рис. 9.7 и 9.8 [188]. Согласование результатов расчетов и опытных данных находится в пределах погрешности эксперимента в двухфазных средах (15-20%).

Представленная математическая модель используется в одиннадцатой главе для расчета вариантов модернизации промышленных насадочных аппаратов в производстве фенола.

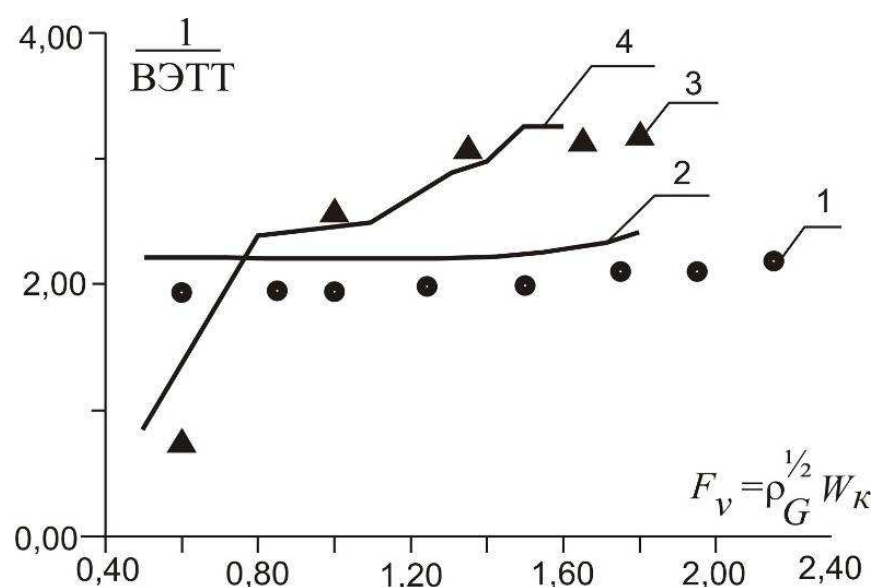


Рис. 9.7. Зависимость ВЭТТ от фактора скорости F_v . Ректификация смеси метанол–этанол в насадочной колонне: 1,3 – эксперимент; 2,4 – расчет ($L/G = 1$, $D_k = 0,5$ м, $H = 2$ м); 1,2 – кольца Палля 50 мм; 3,4 – кольца Палля 25 мм (ВЭТТ – высота эквивалентной теоретической тарелки).

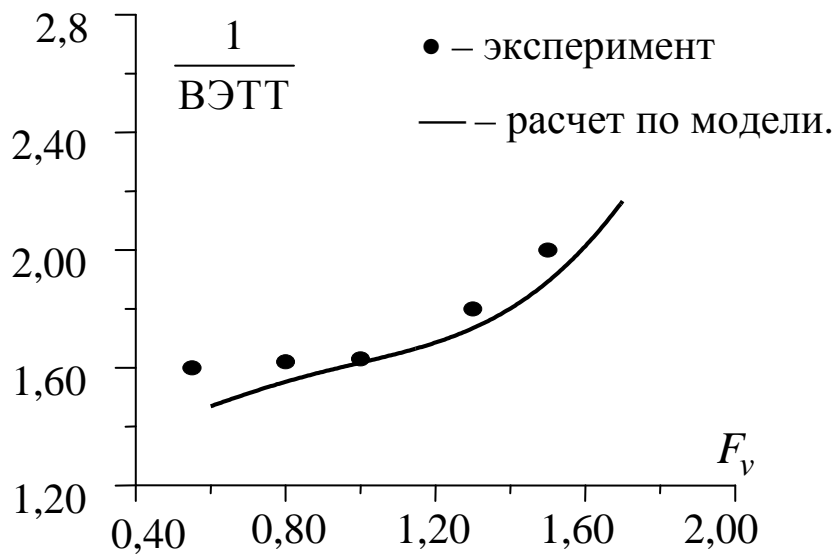


Рис. 9.8. Зависимость ВЭТТ от фактора скорости F_v .
 Ректификация смеси метанол–этанол в насадочной колонне. $D_k = 0,5$ м, $H = 2$ м, $L/G = 1$, кольца Рашига 50x50.

ГЛАВА 10

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ И ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНТАКТНЫХ УСТРОЙСТВ

В данной главе представлены основные выражения для расчета коэффициентов сопротивления, перепада давления, толщины пленки, задержки жидкости в аппаратах различных конструкций, а также коэффициентов тепло- и массоотдачи при различных условиях движения одно- и двухфазных сред.

10.1. Гидравлическое сопротивление каналов с элементами интенсификации

Следует иметь в виду, что практически все методы интенсификации требуют дополнительных затрат энергии, поэтому в каждом конкретном случае необходим технико-экономический анализ технических решений.

Особенность задачи интенсификации конвективного теплообмена теплообменных аппаратах заключается в том, что иногда происходит опережающий рост гидравлического сопротивления по сравнению с увеличением теплоотдачи. Известны многочисленные исследования гидравлического сопротивления каналов с элементами интенсификации (шероховатость стенок, кольцевые накатки, оребрение, сферические углубления, закрутка потока и т.п.) (см. главы 1-4).

На рис. 10.1 приведена зависимость коэффициентов гидравлического сопротивления от числа Re каналов с полусферическими лунками и с гладкими стенками.

На рис. 10.2 даны зависимости $\lambda = f(Re)$ для труб со вставками из проволочных спиралей, а в табл. 10.1 – их геометрические характеристики.

Обобщение экспериментальных данных представлено в виде расчетных уравнений

$$\lambda = \frac{64}{Re} \exp\left[-(S/D)^{0,5}\right] \exp\left[5,5(d/D)^{0,4}\right], \text{ при } Re < Re^*, \quad (10.1)$$

$$\lambda = 530 \text{Re}^{-0,36} (d/D)^{1,4} \exp\left[-(S/D)^{0,65}\right] \text{ при } \text{Re} > \text{Re}^*, \quad (10.2)$$

где $\text{Re}^* = 415(S/D)^{0,73} \exp(-7,8d/D)$ – критическое число Рейнольдса.

Область применения зависимостей (10.1) и (10.2):

$$S/D = 0,71-4,3; \quad d/D = 0,071-0,17.$$

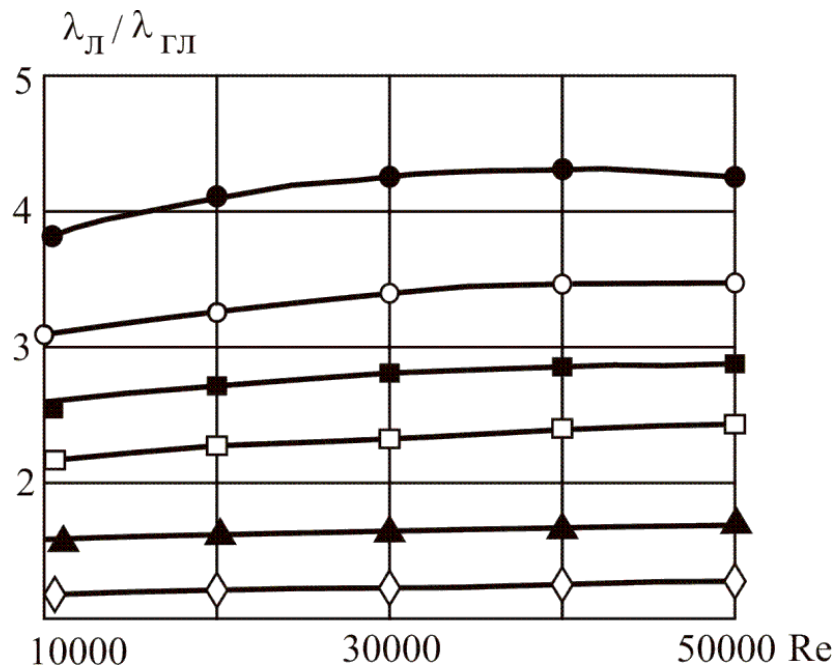


Рис. 10.1. Зависимость отношения коэффициентов гидравлического сопротивления от числа Re:

■, □ – одностороннее расположение лунок с гладкими и острыми кромками; ○, ● – двухстороннее расположение лунок с гладкими и острыми кромками; ◇ – одностороннее расположение лунок с гладкими кромками; ▲ – двухстороннее расположение лунок с острыми кромками ($h/d = 0,5$; $H/d = 0,1$).

Находят применение контактные устройства с закрученными одно- и двухфазными потоками. По конструктивному исполнению закручивающие устройства (завихрители) подразделяют на два типа: осевые и тангенциальные. К осевым завихрителям относятся ленточные, шнековые и лопаточные.

Скрученная лента или шнек могут устанавливаться или на всей высоте контактной трубки, или в виде контактных вставок с некоторыми интервалами. Обычно при $\theta \leq 45^\circ$ завихрители выполняются в виде скрученной ленты, а при $\theta > 45^\circ$ – в виде шнека. Скрученная лента или шнек имеют постоянный шаг и обеспечивают постоянную закрутку потока по высоте трубы.

Угол закрутки записывается как:

$$\theta = \operatorname{arctg} \frac{\pi d}{S_{\text{лз}}}, \quad (10.3)$$

где d – внутренний диаметр трубы, м; $S_{\text{лз}}$ – шаг витка ленты, м.

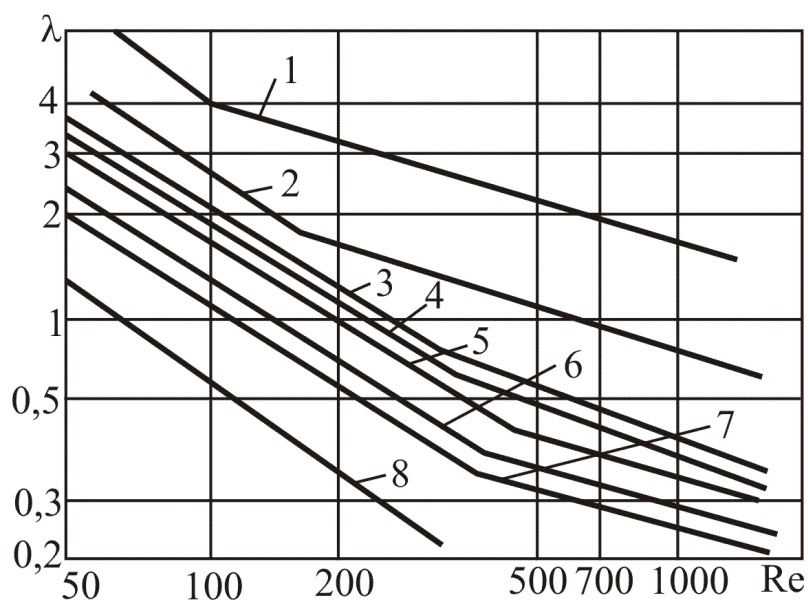


Рис. 10.2. Влияние числа Рейнольдса на гидравлическое сопротивление в трубах с проволоочными вставками:

1 – $d/D = 0,171$, $S/D = 0,714$; 2 – $d/D = 0,171$, $S/D = 0,786$;

3 – $d/D = 0,171$, $S/D = 2,86$; 4 – $d/D = 0,171$, $S/D = 4,3$;

5 – $d/D = 0,107$, $S/D = 1,786$; 6 – $d/D = 0,0857$, $S/D = 1,786$;

7 – $d/D = 0,0714$, $S/D = 1,786$; 8 – гладкая труба.

Таблица 10.1

Геометрические характеристики труб
со спирально-винтовыми проволочными вставками

Номер трубы	Диаметр проволоки h_S , мм	Шаг навивки S , м	Относительная высота шероховатости d / D	Относительный шаг S / D
1	2,4	0,01	0,65	0,714
2	2,4	0,025	0,65	1,786
3	2,4	0,04	0,65	2,86
4	2,4	0,06	0,65	4,3
5	1,5	0,025	0,78	1,786
6	1,2	0,025	0,83	1,786
7	1,0	0,025	0,86	1,786

Для гомогенного потока перепад давления записывается в виде:

$$\Delta p = \lambda_3 \frac{H}{d_3} \frac{\rho U_{\text{ср}}^2}{2}, \quad (10.4)$$

где H – длина трубы, м; $U_{\text{ср}}$ – средняя осевая скорость, м/с.

Эквивалентный диаметр для канала с ленточным завихрителем:

$$d_3 = \frac{(\pi d - 4\delta_{\text{лн}})d}{\pi d + 2d}, \quad (10.5)$$

где $\delta_{\text{лн}}$ – толщина ленты, м.

В зависимости от критического значения числа Рейнольдса

$$\text{Re}_{\text{кр}} = 2\,300 + 87\,000(d/S_{\text{лз}})^{1,16}, \quad (10.6)$$

расчет коэффициентов сопротивления можно выполнить по уравнениям Щукина при $Re \leq Re_{кр}$:

$$\lambda_3 = \frac{6,34}{Re^{0,474}} \left(\frac{d}{d_3} \right)^{0,263} + \frac{25,6}{Re}. \quad (10.7)$$

При турбулентном режиме $Re > Re_{кр}$

$$\lambda_3 = \frac{0,705}{Re^{0,28}} \left(\frac{d}{d_3} \right)^{0,09} + 0,009 \left(\frac{d}{d_3} \right)^{0,65}, \quad (10.8)$$

где $Re = U_{ср} d_3 / \nu$; d_3 – диаметр кривизны спирального канала,

$$\frac{d_3}{d} = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi^2} \left(\frac{S_{лз}}{d} \right)^2. \quad (10.9)$$

Зависимость для λ_3 справедлива при $\frac{S_{лз}}{d} = 3,6 - 22$,

где $S_{лз}$ – шаг ленточного завихрителя, м.

10.2. Гидравлическое сопротивление барботажных тарелок

Величину гидравлического сопротивления Δp барботажных тарелок рассчитывают как сумму трех частных сопротивлений:

$$\Delta p = \Delta p_{сух} + \Delta p_{\sigma} + \Delta p_{гж}, \quad (10.10)$$

где $\Delta p_{сух}$ – сопротивление сухой тарелки; Δp_{σ} – сопротивление, обусловленное силами поверхностного натяжения жидкости; $\Delta p_{гж}$ – сопротивление газожидкостного слоя на тарелке, Па.

Для расчета гидравлического сопротивления «сухих» (т.е. неорошаемых) тарелок $\Delta p_{сух}$, через которые проходит газ или пар, применяют следующую формулу:

$$\Delta p_{\text{сух}} = \xi \rho_{\Gamma} W_0^2 / 2, \quad (10.11)$$

где ξ – коэффициент сопротивления сухой тарелки; W_0 – скорость пара (газа) в отверстиях (щелях, прорезях колпачков) тарелки:

$$W_0 = \frac{W_{\text{к}}}{F_{\text{св}}} = \frac{W_{\text{к}} S_{\text{к}}}{S_0}, \quad (10.12)$$

где $W_{\text{к}}$ – скорость газа в колонне, м/с; S_0 – площадь отверстий газораспределительных элементов, м²; $F_{\text{св}} = S_0 / S_{\text{к}}$ – относительное свободное сечение тарелки; $S_{\text{к}}$ – площадь колонны, м².

Данное выражение записано при условии, что все отверстия тарелки (прорези, щели и т.д.) участвуют в процессе барботаж.

Значения коэффициента сопротивления ξ сухих тарелок различных конструкций приведены в табл. 10.2, а выражения для расчета – в табл. 10.3 [6, 268, 271].

Таблица 10.2
Коэффициенты сопротивления тарелок

Тип тарелки	ξ
Колпачковая	4,0–5,0
Клапанная	3,6
Ситчатая с круглыми отверстиями	1,8–1,9
Ситчатая с щелевыми отверстиями	1,4–1,5
Струйная	1,5–3,0
Провальная с щелевыми отверстиями	1,4–1,5

Таблица 10.3
Данные для расчета коэффициента сопротивления
сухих тарелок

Тип тарелки	Уравнение, ξ	График
1	2	3
Колпачковая	$\xi = \sum_i \xi_i \left(\frac{F_{\Pi}}{F_i} \right)^2$	—
Желобчатая	$\xi = 4,6-5,1$	—
Капсульная	$\xi = 4,5-7,5$	—
S-образная	$\xi \cong 20$ для скорости в патрубках $\xi \cong 4,18$ для скорости в прорезях	—
Ситчатая	$\xi = K \left[0,4(1,25 - F_{\text{св}}) + \lambda \frac{\delta}{d_0} + (1 - \varphi_c)^2 \right]$ <p>(λ – коэффициент трения в гладких трубах)</p>	Коэффициент K (см. рис. 10.3)
	$\xi = \frac{1}{K^2} \left(\frac{t}{d_0} \right)^{0,2} (1 - F_{\text{св}})^2$ <p>(t – шаг отверстий)</p> <p>$\xi = 1,82$ ($F_{\text{св}} = 0,05 - 0,10$);</p> <p>$\xi = 1,95-2,0$ ($F_{\text{св}} = 0,03-0,05$);</p> <p>$\xi = 1,4-1,5$ ($F_{\text{св}} = 0,15-0,20$);</p>	Коэффициент K (см. рис. 10.4)

1	2	3
Ситчатая, решетчатая	$\xi = (1 - F_{св})^2 + (0,5 - 0,4F_{св}) + \frac{4000F_{св}d_0}{Re_{оп}^{0,2}} \frac{\delta}{d_э}$	—
Клапанная	$\xi = 0,541 \left(\frac{h_{кл}}{d_0} \right)^{-1,175}$ при $\frac{h_{кл}}{d_0} < 0,23$ $\xi = 3,12$ при $\frac{h_{кл}}{d_0} \geq 0,23$ $\xi = 3,63$ при открытых клапанах	—
Струйная	$\xi = 1,80$ для тарелки без перегородок $\xi = 2,35-2,90$ для тарелки с перегородками	—

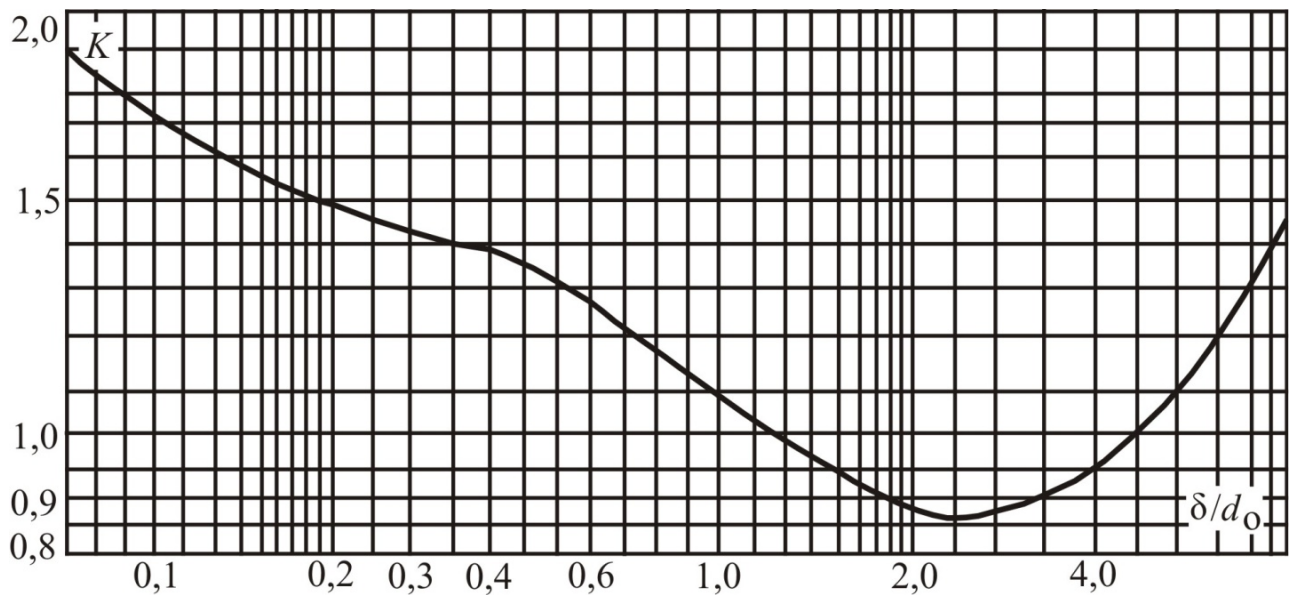


Рис. 10.3. Зависимость коэффициента K от δ/d_0 .

Потеря давления Δp_σ на преодоление сил поверхностного натяжения жидкости σ при входе в слой жидкости на тарелке:

$$\Delta p_{\sigma} = \frac{4\sigma}{d_3}. \quad (10.13)$$

Для тарелок, работающих в струйном режиме, величиной Δp_{σ} можно пренебречь.

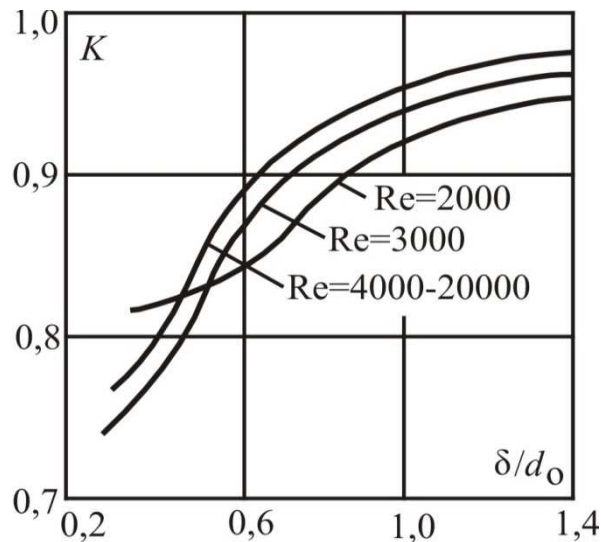


Рис. 10.4. Зависимость коэффициента K от δ/d_0 .

Гидравлическое сопротивление газожидкостного слоя на тарелке $\Delta p_{гж}$ принимают равным статическому давлению слоя

$$\Delta p_{гж} = h_{ст} \rho_{ж} g = H_{гж} (1 - \varphi) \rho_{гж} g, \quad (10.14)$$

где $h_{ст}$ – высота светлого слоя жидкости, м; $H_{гж}$ – высота газожидкостного слоя на тарелке, м; $\rho_{ж}$ и $\rho_{гж}$ – плотность жидкости и газожидкостной смеси на тарелке, кг/м³; φ – объемное газосодержание.

Отсюда

$$h_{ст} = (1 - \varphi) H_{гж} \text{ или } H_{гж} = \frac{h_{ст}}{1 - \varphi}. \quad (10.15)$$

Газосодержание для всех тарелок можно вычислить по приближенной формуле, при $Fr > 1$:

$$\varphi = \frac{\sqrt{Fr}}{1 + \sqrt{Fr}}, \quad (10.16)$$

где $Fr = \frac{W_K^2}{gh_{ст}}$ – число Фруда; W_K – скорость газа в колонне, м/с.

На колпачковых тарелках высота светлого слоя жидкости вычисляется по эмпирическому выражению:

$$h_{ст} = 0,0419 + 0,19h_w - 0,0135W_K\sqrt{\rho_\Gamma} + 2,46q, \quad (10.17)$$

где h_w – высота переливной перегородки, м; q – линейная плотность орошения, $m^3/(m \cdot c)$, равная $q = Q/L_c$; Q – объемный расход жидкости, m^3/c ; L_c – периметр слива (длина переливной перегородки), м.

Для ситчатых и клапанных тарелок в практических расчетах можно пользоваться уравнением:

$$h_{ст} = 0,787q^{0,2}h_w^{0,58}W_K^m [1 - 0,31\exp(-0,11\mu_{ж})] (\sigma_{ж}/\sigma_{в})^{0,09}, \quad (10.18)$$

где $\sigma_{в}$ – поверхностное натяжение воды; $m = 0,05 - 4,6h_w$; $\mu_{ж} \sim mPa \cdot c$.

Эмпирические выражения для расчета Δp наиболее известных тарелок даны в табл. 10.4 [268].

Таблица 10.4

Уравнения для расчета сопротивления орошаемых тарелок
с переливными устройствами для жидкости

Тарелка	Уравнение	Вспомогательное уравнение
1	2	3
Ситчатая, струйно-направленная с вертикальными перегородками, клапанная	$\Delta p = \frac{2}{3} \left[\begin{aligned} &(\xi + 0,5) \frac{\rho_{\Pi} W_0^2}{2} + \\ &+ \rho_{\text{ж}} g (h_w + h_{0w}) + \\ &+ 0,5 \Delta p_{\sigma} \end{aligned} \right]$	—
Колпачковая из S-образных элементов	$\Delta p = \frac{2}{3} \frac{\rho_{\Pi}}{2} \left(\xi W_0^2 + \frac{W_{\text{пр}}^2}{2} \right) +$ $+ k \rho_{\text{ж}} g (h_{0w} + h_{0з} + l) + \frac{1}{3} \Delta p_{\sigma}$	$k = \frac{2}{3} + 0,44 \cdot 10^{-4} \times$ $\times (W_0 \sqrt{\rho_{\Pi}})^4 ; \xi \cong 20$
Колпачковая из S-образных элементов	$\Delta p = \xi \frac{\rho_{\Pi} W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g \times$ $\times \left[\begin{aligned} &h_{0з} + h_{0w} + \\ &+ 0,02 (W_0 \sqrt{\rho_{\Pi}})^{2,4} \end{aligned} \right]$	$\xi \cong 20$
Ситчатая	$\Delta p = \xi \frac{\rho_{\Pi} W_0^2}{2} + 1,3 \times$ $\times \left(\rho_{\text{ж}}^* h_w + \sqrt[3]{\rho_{\text{ж}}^* h_{0w}} \right) \rho_{\text{ж}} g$	—

1	2	3
Струйная без перегородок	$\Delta p = \Delta p_c \left[1 + 2,7 \left(\frac{L}{G} \right)^2 \rho_{\text{п}} \right]$	–
Струйная с отбойниками	$\Delta p = \Delta p_c \left[1 + 1,87 \frac{h_{0w}}{(W_0 \sqrt{\rho_{\text{п}}})^4} \right]$	–

h_{0w} – подпор жидкости над сливной перегородкой, м;

$h_{0з} = h_{\text{ст}} - (h_{0w} + 0,5\Delta)$;

$\rho_{\text{ж}}^*$ – относительная плотность пены.

10.3. Перепад давления зернистого слоя

Гидравлическое сопротивление, оказываемое слоем зернистого поглотителя при прохождении через него потока, выражается разностью давлений до и после слоя. Для случая, когда поток протекает через неподвижный слой зернистого поглотителя, этот перепад давления Δp определяют по известной формуле (Па):

$$\Delta p = \frac{3}{4} \lambda \frac{H \rho_c (1 - \epsilon_{\text{св}}) w_0^2}{\Phi d_{\text{пр}} \epsilon_{\text{св}}^3}, \quad (10.19)$$

где λ – коэффициент гидродинамического сопротивления; H – высота слоя; ρ_c – плотность среды; $\epsilon_{\text{св}}$ – порозность, или доля свободного объема (отношение объема свободного пространства между частицами к объему, занятому слоем); w_0 – фиктивная скорость потока, рассчитываемая как отношение объемного расхода движущейся среды ко всей площади поперечного сечения слоя; Φ – коэффициент формы (отношение поверхности шара, имеющего такой же объем, что и частицы неправильной формы, к действительной поверхности частицы); $\Phi = F_{\text{ш}} / F_{\text{ч}}$

($F_{ш}$ – поверхность шара, имеющего тот же объем, что и данная частица с поверхностью $F_{ч}$); значение Φ находят по справочнику; для большинства частиц неправильной формы в среднем можно принять $\Phi = 0,9$; $d_{пр}$ – приведенный диаметр, если форма частицы в слое отличается от шарообразной:

$$d_{пр} = \sqrt[3]{\frac{6V_{ч}}{\pi}}, \quad (10.20)$$

где $V_{ч}$ – объем рассматриваемой частицы, m^3 .

Коэффициент сопротивления λ является функцией критерия Рейнольдса, его находят по формулам в зависимости от характера движения потока [16]:

$$\text{при } Re < 50, \quad \lambda = \frac{220}{Re}; \quad (10.21)$$

$$\text{при } Re = 50 - 7200, \quad \lambda = \frac{11,6}{Re^{0,25}}; \quad (10.22)$$

$$\text{при } Re > 7200, \quad \lambda = 1,26. \quad (10.23)$$

Критерий Рейнольдса в данном случае определяется по формуле:

$$Re = \frac{w_0 d_{эКВ} \rho_c}{\mu} = \frac{w_0 d_{эКВ}}{\nu}. \quad (10.24)$$

Здесь $d_{эКВ}$ – эквивалентный диаметр частиц. Для частиц любой формы зернистого слоя с диаметром d и длиной l эквивалентный диаметр

$$d_{эКВ} = 0,6 \frac{dl}{d/l + l}. \quad (10.25)$$

Существуют также эмпирические приближенные формулы общего вида для определения гидравлического сопротивления слоя зернистых материалов потоку воздуха:

$$\Delta p = AHw_0^n. \quad (10.26)$$

Величины A и n зависят от рода зернистого материала. Для активного угля марки АР при H , м и w_0 , м/мин

$$\Delta p = 2,68Hw_0^{1,43}, \text{ кг/м}^2. \quad (10.27)$$

Гидравлическое сопротивление зернистого слоя, движущегося без нарушений контакта между отдельными зёрнами, подчиняется тем же законам, что и сопротивление неподвижного слоя. Однако доля свободного объема в движущемся слое несколько увеличивается по сравнению с долей свободного объема в неподвижном слое. Поэтому при прочих равных условиях гидравлическое сопротивление движущегося слоя довольно значительно уменьшается в сравнении с сопротивлением неподвижного слоя той же высоты.

При ориентировочных расчетах гидравлическое сопротивление движущегося слоя можно принимать

$$\Delta p' = (0,8 - 0,9)\Delta p, \quad (10.28)$$

где Δp – потеря давления при прохождении потока через неподвижный слой зернистого поглотителя.

Гидравлическое сопротивление псевдооживленного слоя зернистого материала в интервале скорости псевдооживления w' и уноса w_y , оставаясь практически постоянным, может быть определено по формуле (10.19), если подставить скорость псевдооживления w' .

Гидравлическое сопротивление неподвижного слоя мелкозернистой насадки при восходящем потоке газожидкостной смеси (например, в реакторе) вычисляется по выражению [16, 290]:

$$\Delta p = \rho_{ж}gH + \frac{Na_v}{\epsilon_{св}} \left(\lambda_{ст} + \frac{1,75w_0}{Re_{ж}u_{ж}} \right) \frac{\rho_{ж}u_{ж}^2}{2}, \quad (10.29)$$

где $Re_{ж} = \frac{u_{ж} d_{э}}{v_{ж}}$ – число Рейнольдса по жидкой фазе; $\lambda_{ст}$ – коэффициент сопротивления зернистого слоя

$$\lambda_{ст} = \frac{40}{Re_{ж}} + \frac{2,26}{Re_{ж}^{0,5}} + 0,46. \quad (10.30)$$

Данные выражения получены при $w_0 = 0,05 \dots 0,8$ м/с и $u_{ж} = 0,003 - 0,025$ м/с.

10.4. Пленочные аппараты

В пленочных аппаратах газ или пар контактирует с жидкостью, которая перемещается в виде тонкой пленки по поверхности труб, пластин или других видов контактных элементов. Различают гравитационное течение пленки (слабое взаимодействие фаз), а также восходящее или нисходящее движение пленки с газовым потоком, когда газ транспортирует жидкость (сильное взаимодействие).

Режимы движения пленки даны в табл. 10.5.

Число Рейнольдса при пленочном течении записывается в виде:

$Re = \frac{4q}{v_{ж}}$; q – приведенный расход, $m^3/(m \cdot c)$; $F_i = \frac{\sigma^3}{(g v_{ж}^4 \rho_{ж}^3)}$ – пленочное число.

Таблица 10.5
Режимы течения пленки жидкости [7]

Режим	Диапазон		
	Ньютоновская жидкость	Вода	Вода [153]
1	2	3	4
Ламинарный	$Re/4 \leq 0,47 F_i^{1/10}$	$Re \leq 22,8$	$Re < 35$

1	2	3	4
Первый переходный	$0,47 F_i^{1/10} \leq Re/4 \leq 2,2 F_i^{1/10}$	$22,8 \leq Re \leq 108$	$35 \leq Re \leq 80$
Волновой	$2,2 F_i^{1/10} \leq Re/4 \leq 75$	$108 \leq Re \leq 300$	$80 \leq Re \leq 280$
Второй переходный	$75 \leq Re/4 \leq 400$	$300 \leq Re \leq 1600$	$280 \leq Re \leq 1600$
Турбулентный	$Re/4 \geq 400$	$Re \geq 1600$	$Re > 1600$

Слабое взаимодействие фаз

При слабом взаимодействии фаз (газа с пленкой жидкости) газовый или паровой поток практически не влияет на характеристики пленочного течения.

В случае движения пленки по вертикальной поверхности ламинарный режим можно оценить из условия

$$Re_{кр} = 2,4 \left(\frac{\sigma^3}{g \rho_{ж} v_{ж}^4} \right)^{1/11}. \quad (10.31)$$

Первый ламинарный режим с «длинными» гравитационными волнами находится в интервале

$$12 \leq Re \leq 4,74 \left(\frac{\sigma^3 \rho_{ж}}{\mu_{ж}^4 g} \right)^{0,2}. \quad (10.32)$$

При втором ламинарном режиме на поверхности пленки появляются «короткие» волны, связанные с капиллярными силами. Границы режимов соответствуют неравенству

$$4,74 \left(\frac{\sigma^3 \rho_{\text{ж}}}{\mu_{\text{ж}}^4 g} \right)^{0,2} \leq \text{Re} \leq 1200 \pm 200. \quad (10.33)$$

Следует отметить, что границы режимов приближенные и зависят от шероховатости каналов, условий подачи жидкости, наличия ПАВ и ряда других факторов.

Практически во всех случаях гидродинамика и тепломассообмен в пленках описываются в приближении теорией пограничного слоя. Первые работы по теории ламинарных пленок даны Нуссельтом, турбулентных – Кольборном, Кутателадзе и др., первые работы по теории волнового движения пленок – П.Л. Капицей и другими.

Средняя толщина ламинарной пленки

$$\delta_0 = \sqrt[3]{\frac{3Gv_{\text{ж}}}{g\rho_{\text{ж}}}} = \sqrt[3]{\frac{3qv_{\text{ж}}}{g}}, \quad (10.34)$$

где q – приведенный расход, $\text{м}^3/(\text{м}\cdot\text{с})$.

Выражение (10.34) также записывают в виде:

$$\delta_0 = 0,9\theta \text{Re}^{0,333}, \quad (10.35)$$

где θ – приведенная толщина пленки, $\theta = \left(\frac{v_{\text{ж}}^2}{g} \right)^{1/3}$;

$$\text{Re} = 4q/v_{\text{ж}} = 4G/\mu_{\text{ж}}.$$

Средняя скорость в пленке

$$U_{\text{ср}} = 0,276(v_{\text{ж}}g)^{1/3} \text{Re}^{2/3}. \quad (10.36)$$

Приведенные уравнения применимы при $\text{Re} < 1600$. При больших числах Рейнольдса течение пленки становится турбулентным.

Если использовать степенное распределение (корня 1/7) профиля скорости в пленке и закон трения плоской пластины, то для определения толщины турбулентной пленки следует выражение [157]:

$$\delta_0 = 0,37 \frac{q^{7/12} v_{\text{ж}}^{1/12}}{g^{1/3}}, \quad (10.37)$$

где скорость на межфазной поверхности – $U_{\text{max}} = U_{\text{гр}} = 1,15 U_{\text{ср}} = 1,15q / \delta_0$.

Известные экспериментальные исследования дают близкие зависимости

$$\delta_0 = 0,207\theta \text{Re}^{0,533}, \quad \delta_0 = 0,14\theta \text{Re}^{7/12}. \quad (10.38)$$

Касательное напряжение на стенке следует из условия баланса сил

$$\tau_{\text{ст}} = (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) g \delta_0 = \Delta \rho g \delta_0. \quad (10.39)$$

При повышении скорости газа более 6-8 м/с (при атмосферном давлении для системы воздух - вода) толщина пленки начинает зависеть от скорости газового потока.

Течение пленки по стенке канала с волновой поверхностью соответствует сопротивлению труб с некоторой условной шероховатостью. Применительно к этому случаю Уоллис обобщил большое число экспериментальных данных простой зависимостью

$$\lambda_{\text{оп}} = \lambda_{\text{го}} (1 + 300\delta_0 / d), \quad (10.40)$$

где $\lambda_{\text{го}}$ – коэффициент сопротивления при движении газа в неорошаемых трубах; d – диаметр канала, м.

Слагаемое $300\delta_0 / d$ учитывает наличие нерегулярной шероховатости стенок канала, но не учитывает брызгоунос при повышенных скоростях газа.

Коэффициент сопротивления для газового потока при ламинарном и турбулентном движениях в противотоке со стекающей пленкой жидкости получен Борисовым в виде:

$$\lambda_{\text{op}} = \frac{86}{\text{Re}_{\text{ог}}} \text{ при } \text{Re}_{\text{ог}} < (\text{Re}_{\text{ог}})_{\text{кр}}, \quad (10.41)$$

$$\lambda_{\text{op}} = \frac{0,11 + 0,9K^{2/3}}{\text{Re}_{\text{ог}}^{0,16}} \text{ при } \text{Re}_{\text{ог}} > (\text{Re}_{\text{ог}})_{\text{кр}} \quad (10.42)$$

где $(\text{Re}_{\text{ог}})_{\text{кр}}$ – критическое значение числа (начало турбулизации), $\text{Re}_{\text{ог}} = (W_{\Gamma} + U_{\text{ср}})d_{\text{э}} / \nu_{\Gamma}$ (при противотоке):

$$(\text{Re}_{\text{ог}})_{\text{кр}} = \left(\frac{86}{0,11 + 0,9K^{2/3}} \right)^{1,19}. \quad (10.43)$$

Коэффициент K – безразмерный комплекс

$$K = \frac{U_{\text{ср}} \mu_{\text{ж}}}{\sigma}.$$

В работе [252] для орошаемого канала при турбулентном движении газа ($\text{Re}_{\text{ог}} > 2300$) получено выражение

$$\lambda_{\text{op}} = \frac{0,159}{\text{Re}_{\text{ог}}^{0,13}}. \quad (10.44)$$

Коэффициент сопротивления в прямоугольном канале с орошаемыми стенками, образованном двумя параллельными пластинами, в интервале $\text{Re}_{\text{ог}} = 2\,300\text{--}30\,000$ имеет вид:

$$\lambda_{\text{op}} = \frac{0,344}{\text{Re}_{\text{ог}}^{0,25}}. \quad (10.45)$$

Для аппаратов с пакетной насадкой гидравлическое сопротивление выше вследствие значительных местных сопротивлений.

При известном значении $\lambda_{ор}$ перепад давления в орошаемом канале $\Delta p_{гж}$ можно вычислить по выражению Дарси – Вейсбаха.

Сильное взаимодействие фаз

При высоких скоростях газа или пара на контактных устройствах происходит восходящее или нисходящее движение пленки жидкости в прямоточном режиме. При этом касательное напряжение на межфазной поверхности $\tau_{гж}$ значительно превышает

$$\tau_{ст} = \Delta p g \delta_0 \quad (\tau_{гж} \gg \tau_{ст}).$$

Значение $\tau_{гж}$ обычно находят из уравнения баланса сил:

$$\Delta p_{гж} S_{г} = \tau_{гж} F, \quad (10.46)$$

где $S_{г}$ – площадь поперечного сечения газового потока в канале перпендикулярная движению газа, m^2 ; F – площадь межфазной поверхности пленки, m^2 .

Исследованию гидродинамических закономерностей пленочных аппаратов при сильном взаимодействии фаз посвящены многочисленные работы [33, 36-40, 240-245, 284, 330-334], где даны эмпирические и полуэмпирические выражения для расчета $\Delta p_{гж}$, $\lambda_{ор}$, δ_0 , брызгоуноса и т.д.

В работе Жаворонкова и Николаева для расчета $\Delta p_{гж}$ в режиме нисходящего прямотока в орошаемой трубке ($d = 13-18$ мм, $H = 114-400$ мм и $W_{г} = 24-80$ м/с) получено

$$Eu = 0,11 Re_{пл}^{0,16} (d/H)^{-0,5}, \quad (10.47)$$

где $Eu = \frac{\Delta p_{гж}}{\rho_{г} W_{г}^2}$, $Re_{пл} = \frac{q_{ж}}{v_{ж}}$, $q_{ж} \sim m^3/(m \cdot c)$, H – длина канала, м.

Также для нисходящего прямотока без уноса капель Живайкиным и Волгиным рекомендована формула

$$\Delta p_{\Gamma\text{ж}} = 0,546 \cdot 10^{-4} \frac{H \rho_{\Gamma}}{d^{1,25}} Q^{0,25} W_{\Gamma}^{1,75}, \quad (10.48)$$

где $Q \sim \text{см}^3/(\text{см} \cdot \text{с})$; $W_{\Gamma} = 3 - 45 \text{ м/с}$; $H = 0,15 - 0,83 \text{ м}$;
 $d = 0,0129 \text{ м}$.

Для восходящего прямотока Жаворонковым и Малюсовым рекомендуется обобщающая формула по коэффициенту сопротивления:

$$\lambda_{\text{ор}} = 0,275 \text{Re}_{\text{пл}}^{0,55} \text{Re}_{\Gamma}^{-0,45}, \quad (10.49)$$

где $\text{Re}_{\text{пл}} = 4q_{\text{ж}}/v_{\text{ж}}$; $\text{Re}_{\Gamma} = \frac{W_{\Gamma}(d - 2\delta_0)}{v_{\Gamma}}$; $q_{\text{ж}} \sim \text{м}^3/(\text{м} \cdot \text{с})$.

В работе Коновалова и др. для восходящего прямотока дана формула

$$\lambda_{\text{ор}} = \lambda_{\text{сух}} \left(1 + \frac{20}{\lambda_{\text{ж}}} \frac{\delta_0}{R} \right), \quad (10.50)$$

где $\lambda_{\text{ж}} = \frac{64}{\text{Re}_{\text{пл}}}$, $U_{\Gamma} = 2U_{\text{ср}}$ при $\text{Re}_{\text{пл}} < 1200$; $\lambda_{\text{ж}} = \frac{0,316}{\text{Re}^{0,25}}$,

$U_{\Gamma} = 1,15U_{\text{ср}}$ при $\text{Re}_{\text{пл}} > 1200$; $\text{Re}_{\text{пл}} = 4q_{\text{ж}}/v_{\text{ж}}$.

Для расчета толщины пленки при восходящем прямотоке в работах Холпанова, Квурта и др. получено:

$$\delta_0 = 2,86 \cdot 10^3 \left(3,08 - \frac{v_{\text{ж}}}{v_{\text{H}_2\text{O}}} \right) \theta \text{Re}_{\Gamma}^{\left(0,08 \frac{\mu_{\text{ж}}}{\mu_{\text{H}_2\text{O}}} - 0,94 \right)} \text{Re}_{\text{пл}}^{\kappa}, \quad (10.51)$$

где $\kappa = 0,3 - 0,161g \left[\left(\frac{\mu_{\text{ж}}}{\mu_{\text{H}_2\text{O}}} \right) \left(\frac{\sigma_{\text{ж}}}{\sigma_{\text{H}_2\text{O}}} \right) \right]$; $\theta = \left(\frac{v_{\text{ж}}^2}{g} \right)^{1/3}$; $\text{Re}_{\text{пл}} = \frac{q_{\text{ж}}}{v_{\text{ж}}}$;

$\text{Re}_{\Gamma} = W_{\Gamma} d_3 / v_{\Gamma}$.

В работах Николаева, Войнова и др. для восходящего прямотока даны выражения ($H = 0,2$ м; $d = 0,0168$ м; $W_{\Gamma} = 14 - 50$ м/с; $q_{\text{ж}} = 0,3 - 3,2$ м³/м·час)

$$\text{при } q_{\text{ж}} \leq 1,1; \delta_0 = 16,46 \cdot 10^{-3} \frac{q_{\text{ж}}^{0,3} \mu_{\text{ж}}^{0,23}}{W_{\Gamma}^{0,75}}; \quad (10.52)$$

$$\text{при } q_{\text{ж}} \geq 1,1; \delta_0 = 16,6 \cdot 10^{-3} \frac{q_{\text{ж}}^{0,4} \mu_{\text{ж}}^{0,23}}{W_{\Gamma}^{0,75}}. \quad (10.53)$$

Для аналогичных условий Сергеев получил (воздух – вода) [284]:

$$\delta_0 = 2,95 \cdot 10^{-3} \frac{q_{\text{ж}}^{0,33}}{W_{\Gamma}^{0,75}}; \quad (10.54)$$

$$U_{\text{ср}} = 0,093 W_{\Gamma}^{0,75} q_{\text{ж}}^{0,33}. \quad (10.55)$$

Для восходящего закрученного прямотока в трубке с ленточным завихрителем получено [241]:

$$\text{при } q_{\text{ж}} < 1,1; \delta_0 = 2,99 \cdot 10^{-3} \frac{q_{\text{пр}}^{0,3}}{W_{\Gamma}^{0,75}}; \quad (10.56)$$

$$\text{при } q_{\text{ж}} > 1,1; \delta_0 = 2,88 \cdot 10^{-3} \frac{q_{\text{пр}}^{0,4}}{W_{\Gamma}^{0,75}}; \quad (10.57)$$

$$\text{при } q_{\text{пр}} = q_{\text{ж}} \sqrt{1 + ctg^2 \cdot \alpha_{\text{н}}}; \quad tg \alpha_{\text{н}} = \frac{S_{\text{лз}}}{2\pi R}.$$

Аппараты с насадками

Перепад давления в насадочном аппарате рассчитывается как произведение высоты насадки и величины сопротивления насадочного слоя высотой 1 м:

$$\Delta p_{\text{сух}} = \Delta p'_{\text{сух}} H, \quad \Delta p_{\text{ор}} = \Delta p'_{\text{ор}} H. \quad (10.58)$$

Сопротивление сухого насадочного слоя $\Delta p'_{\text{сух}}$ высотой 1 м равно

$$\Delta p'_{\text{сух}} = \xi \frac{1}{d_{\text{э}}} \cdot \frac{\rho_{\text{г}} \cdot W_0^2}{2}, \quad (10.59)$$

где W_0 – фиктивная скорость газа, м/с; $d_{\text{эКВ}}$ – эквивалентный диаметр насадки, рассчитываемый по выражению

$$d_{\text{э}} = \frac{4\varepsilon_{\text{св}}}{a_{\text{в}}}, \quad (10.60)$$

где $\varepsilon_{\text{св}}$, $a_{\text{в}}$ – удельный свободный объем и удельная поверхность.

Коэффициент гидравлического сопротивления насадочного слоя определяется в зависимости от режима движения потока [6, 271]

$$\text{при } Re_{\text{г}} < 40 \quad \xi = \frac{140}{Re_{\text{г}}}; \quad \text{при } Re_{\text{г}} > 40 \quad \xi = \frac{16}{Re_{\text{г}}^{0,2}}. \quad (10.61)$$

Сопротивление орошаемого насадочного слоя высотой 1 м:

$$\Delta p'_{\text{ор}} = \Delta p'_{\text{сух}} 10^{b'q}. \quad (10.62)$$

Здесь b' – коэффициент, значения которого для различных типов насадок приведены в табл. 10.6; q – плотность орошения, $\text{м}^3 / (\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Таблица 10.6
Значения различных типов насадок

Тип насадки	Кольца Рашига 25 мм	Кольца Рашига 50 мм	Кольца Палля 50 мм	Седла «Инталлокс» 25 мм	Седла «Инталлокс» 50 мм	Седла Берля 25 мм
b'	184	169	126	33	28	30

Количество удерживаемой жидкости $\epsilon_{ж}$ складывается из статической $\epsilon_{ж.ст}$ и динамической $\epsilon_{ж.д}$, составляющих

$$\epsilon_{ж} = \epsilon_{ж.ст} + \epsilon_{ж.д} \quad (10.63)$$

Статическая составляющая представляет собой количество жидкости, удерживаемой на насадке капиллярными силами, эта величина не зависит от гидродинамических условий и определяется формой и материалом насадки, а также свойствами орошаемой жидкости. Динамическая составляющая – количество жидкости, движущейся по насадке, определяется гидродинамическими условиями и формой насадочных элементов.

Динамическая составляющая вычисляется из выражения вида [271]:

$$\epsilon_{ж.д} = A Re_{ж}^m Ga^{-k}, \quad (10.64)$$

где значения коэффициентов A , m , k определяются экспериментальным путем для каждого типа насадки.

При $Re_{ж} = 4Q / a_v v_{ж}$ и $Ga = g / v_{ж}^2 a_v^3$ для колец Рашига, засыпанных внавал, коэффициенты равны: $A = 0,38$; $m = 0,56$; $k = 0,33$ или $A = 0,747$; $m = 0,64$; $k = 0,42$; $Q = q \sim m^3 / (m^2 \cdot c)$.

При $Re_{ж} = Q d_n / v_{ж}$, $Ga = g d_n^3 / v_{ж}^2$, где d_n – наружный диаметр насадки, коэффициенты в выражении (10.64) имеют значения: $A = 41,8$; $m = 0,5$; $k = 0,5$.

Выражение для расчета динамической составляющей задержки жидкости насадки «Инжехим-2000» получено в виде [188]:

$$\varepsilon_{\text{ж.д}} = 0,704 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,484} \text{Ga}^{-0,346}, \quad (10.65)$$

где $\text{Re}_{\text{ж}} = 4q/(a_v \cdot v_{\text{ж}})$; $\text{Ga} = (a_v \theta)^{-3}$; $\theta = (v_{\text{ж}}^2 / g)^{1/3}$.

Выражение (10.65) получено при $d_3 = 0,011-0,038$ м и плотности орошения от 2,5 до 30 м³/(м²·ч).

Для мелкой насадки также применяется уравнение

$$\varepsilon_{\text{ж}} = k \text{Re}_{\text{ж}}^{1/3} (a_v v_{\text{ж}})^{2/3}, \quad (10.66)$$

где число Рейнольдса $\text{Re}_{\text{ж}} = 4Q/a_v v_{\text{ж}}$.

Коэффициент k для насадки из колец металлической сетки (КМС) равен $k = 10$, а для спирально-призматической насадки из нержавеющей стали и капрона – $k = 3$.

Для колец размером до 15 мм удовлетворительное согласование $\varepsilon_{\text{ж.д}}$ с данными других авторов дает уравнение (10.64) с коэффициентами $A = 41,8$; $m = 0,5$; $k = 0,5$, а при $d_{\text{н}} > 15$ мм уравнение (10.64) с коэффициентами $A = 0,747$; $m = 0,64$; $k = 0,42$.

При пленочном режиме работы колонны ниже точки подвисяния в большинстве случаев не вся поверхность насадки смочена жидкостью. Зависимость доли смоченной поверхности насадочных элементов от конструктивных параметров определяется экспериментально. Доля смоченной поверхности характеризуется коэффициентом смачиваемости $\psi_w = a_w/a_v$ – отношением поверхности смоченной жидкости к геометрической поверхности. Экспериментальные данные коррелируются выражением [271].

$$\psi_w = 1 - A \exp(-m), \quad (10.67)$$

где коэффициенты по данным различны:

$$m = b \text{Re}_{\text{ж}}^p, \quad A = 1,0. \quad (10.68)$$

Кольца – 15–35 мм; $b = 0,16$; $p = 0,4$.

Седла – 12,5 мм; $b = 0,089$; $p = 0,7$.

$$m = 1,26 \left(\frac{\sigma_{\text{кр}}}{\sigma} \right)^{0,75} \text{Re}_{\text{ж}}^{0,1} \text{Fr}^{0,15} \text{We}^{-0,2}, \quad A = 1,0, \quad (10.69)$$

где $\text{Fr} = Q^2 a_v / g$; $\text{We} = \sigma a_v^2 / g \rho_{\text{ж}}$ – критерии Фруда и Вебера; $\sigma_{\text{кр}}$ – критическое поверхностное натяжение, учитывающее влияние краевого угла смачивания (для воды и керамических насадок $\sigma_{\text{кр}} / \sigma = 0,85$).

Проведенные расчеты по эмпирическим выражениям различных авторов, а также анализ данных, представленных в работе [271], позволяют сделать вывод о том, что удовлетворительное согласование с результатами различных исследований дает уравнение (10.67) с коэффициентами (10.68).

Для расчета насадочных аппаратов может использоваться эквивалентный диаметр насадки, записанный с учетом $\varepsilon_{\text{ж}}$ и Ψ_w :

$$d_{\text{э}} = \frac{4(\varepsilon_{\text{св}} - \varepsilon_{\text{ж}})}{a_v \Psi_w}. \quad (10.70)$$

10.5. Формулы для расчета коэффициентов теплоотдачи

Уравнение аддитивности термических сопротивлений для плоской стенки:

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (10.71)$$

где K – коэффициент теплопередачи, Вт/(м² град).

Для многослойной стенки и с учетом сопротивлений загрязнений на поверхности выражение (10.71) записывается в виде

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_{\text{ст}_i}}{\lambda_{\text{ст}_i}} + \frac{1}{\alpha_2} + \sum r_i, \quad (10.72)$$

где r_i – термическое сопротивление загрязнений (накипи, ржавчины и т.д.).

Для случая теплообмена через чистую однослойную цилиндрическую стенку значение K , отнесенное к 1 метру длины трубы, имеет вид, Вт/(м град):

$$K = \left[\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right]^{-1}. \quad (10.73)$$

Используя коэффициенты теплопередачи (10.71) – (10.73), основное уравнение теплопередачи в интегральном виде запишем в форме

$$Q = KF\tau\Delta t_{ср}, \quad (10.74)$$

где $\Delta t_{ср}$ – средняя разность температур.

Ориентировочные значения коэффициентов теплоотдачи для различных видов конвективного теплообмена

Характеристика движения	Величина α , Вт/(м ² · К)
Свободная гравитационная конвекция в газах	5–30
Свободная конвекция воды	10^2 – 10^3
Вынужденная конвекция газов	10–500
Вынужденная конвекция воды	50– $2 \cdot 10^4$
Кипение воды	$2 \cdot 10^3$ – $4 \cdot 10^4$
Жидкие металлы	10^2 – $3 \cdot 10^4$
Пленочная конденсация водяных паров	$4 \cdot 10^3$ – $1,5 \cdot 10^4$
Капельная конденсация водяных паров	$4 \cdot 10^4$ – $1,5 \cdot 10^5$

Ниже приводятся различные выражения для расчета коэффициентов теплоотдачи [96, 109, 156, 177, 217, 225, 280].

Теплоотдача от пластины

Ламинарный режим ($Re < 5 \cdot 10^5$)

Локальная теплоотдача (критериальное выражение)

$$Nu_x = 0,332 \sqrt{Re_x} Pr^{0,33}. \quad (10.75)$$

Средняя теплоотдача

$$Nu_f = 0,67 Re_L^{0,5} Pr^{0,33}. \quad (10.76)$$

Турбулентный режим

Критериальное выражение:

$$Nu_f = 0,037 Re^{0,8} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}. \quad (10.77)$$

Теоретические уравнения [177]:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,57} 5 \left[1 + \ln 6 + 0,5 \left(\ln \delta - \ln 30\nu/u_* \right) \right]}, \quad (10.78)$$

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,57} \left[13,73 + 2,5 \left(\ln \delta - \ln 30\nu/u_* \right) \right]}, \quad (10.79)$$

где динамическая скорость $u_* = U_\infty \sqrt{C_f / 2}$; $C_f = 0,073 Re_L^{-0,2}$.

Средняя толщина пограничного слоя

$$\delta = 0,205 \frac{L}{\text{Re}_L^{0,2}}. \quad (10.80)$$

Уравнение гидродинамической аналогии Чилтона – Кольборна

$$\alpha = \rho c_p U_\infty \frac{C_f}{2\text{Pr}^{2/3}}. \quad (10.81)$$

Обобщение гидродинамической аналогии

$$\frac{C_f/2}{\text{St}_T} = K_1 + K_2 \sqrt{\frac{C_f}{2}} \left(\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1 \right). \quad (10.82)$$

$$K_1 = 0,93; K_2 = 12,5.$$

Теплоотдача в трубе

Ламинарный режим

$$\text{При } \frac{\text{Re} \cdot d_\varepsilon}{L} < 20$$

$$\text{Nu} = 1,4 \left(\text{Re} \frac{d_\varepsilon}{L} \right)^{0,4} \text{Pr}^{0,33}. \quad (10.83)$$

$$\text{При } 2300 < \text{Re} < 10^4$$

$$\text{Nu} = 0,08 \text{Re}^{0,9} \text{Pr}^{0,43} (\text{Pr}/\text{Pr}_{\text{cr}})^{0,25}. \quad (10.84)$$

Турбулентный режим ($Re > 10^4$)

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,57} 5 \left[1 + \ln 6 + 0,5 \left(\ln \delta - \ln 30\nu/u_* \right) \right]}, \quad (10.85)$$

где $u_* = U_\infty \sqrt{\xi/8}$, $\xi = (1,82 \lg Re - 1,64)^{-2}$, $\delta \approx 0,4R$. (10.86)

Обобщение опытных данных

$$Nu = \frac{0,023 Pr Re^{0,8}}{1 + 2,14 Re^{-0,1} \left(Pr^{2/3} - 1 \right)}, \quad (10.87)$$

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43}, \quad (10.88)$$

$$Nu = \frac{1,8\xi Pr Re}{K_1 + 12,7 \sqrt{\xi/8} \left(Pr^{2/3} - 1 \right)}, \quad (10.89)$$

где $K_1 = 1 + 900/Re$.

Теплоотдача в канале с элементами интенсификации [177]

Турбулентный режим

$$\alpha = 0,158 \rho c_p (\tau/\rho)^{3/7} (\nu/d)^{1/7} Pr^{-0,66}, \quad (10.90)$$

где $\tau = \rho U_{cp}^2 \xi_{ш}/8$, $\xi_{ш}$ - коэффициент сопротивления шероховатого канала.

Закрученное движение однофазного потока в трубке при $10^4 < Re < 10^6$

$$\alpha = \rho \cdot c_p \cdot 0,4 \cdot \text{Re}^{0,1} \left(\frac{\varepsilon \nu}{\rho} \right)^{0,25} \text{Pr}^{-0,66}, \quad (10.91)$$

где $\varepsilon = \frac{\Delta p \cdot U_{\text{ср}}}{H \cdot \cos \theta}$, $\text{Re} = \frac{d \cdot U_{\text{ср}}}{\nu \cdot \cos \theta}$; θ – угол закрутки.

Теплоотдача от газожидкостных смесей к стенке [177]

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,159 \rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}} (\tau / \rho_{\text{ж}})^{4/9} (\nu_{\text{ж}} / l)^{1/9} \text{Pr}^{-0,66}, \quad (10.92)$$

где $u_* = \left[(\tau_{\text{ж}} / \rho)^2 + \chi^4 \nu_{\text{ж}} g u_{\text{от}} \varphi (1 - \varphi)^2 \right]^{0,25}$; $\tau = u_*^2 \rho$; $l = d_3$,

где φ – газосодержание; $u_{\text{от}}$ – относительная скорость фаз; $\chi = 1,9$.

Теплоотдача поперечно-обтекаемых пучков труб

Ламинарный режим ($\text{Re} < 2 \cdot 10^3$)

$$\alpha = 0,62 \rho c_p \left(\frac{2\tau\nu}{\pi\rho d} \right)^{1/3} \text{Pr}^{-0,66}. \quad (10.93)$$

$\tau \approx \Delta p / \pi$.

Турбулентный режим

$$\alpha = \rho c_p \frac{0,37}{\text{Re}^m} \left(\frac{\bar{\varepsilon}\nu}{\rho} \right)^{0,25} \text{Pr}^{-0,66}, \quad (10.94)$$

где число Рейнольдса $\text{Re} = \bar{U}_m d / \nu$; m для гладкостенных шахматных пучков труб равно $m = 0,066$, а для коридорных - $m = 0,08$. Число Re вычисляется через среднюю скорость в узком сечении пучка \bar{U}_m и диаметр трубы.

Диссипация энергии в объеме пучка

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta p S_m \bar{U}_m}{V}, \quad (10.95)$$

где S_m – площадь узкого сечения пучка, м^2 ; V – объем жидкости в пучке труб, м^3 .

Теплоотдача в насадочных и зернистых слоях [177]

Ламинарный режим ($Re < 40$)

$$\alpha = 0,62 \rho c_p \left(\frac{\Delta p \varepsilon_{\text{CB}} v}{a_v H L \rho} \right)^{1/3} \text{Pr}^{-0,66}, \quad (10.96)$$

где $\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta p_{\Gamma} W_{\text{К}}}{\varepsilon_{\text{CB}} H}$; $L = \pi \cdot d_3 / 2$; $d_3 = 4 \cdot \varepsilon_{\text{CB}} / a_v$. (10.97)

Турбулентный режим

$$\alpha = 0,159 \rho c_p (\tau / \rho)^{4/9} (v / L)^{1/9} \text{Pr}^{-0,66}, \quad (10.98)$$

$$L = \pi \cdot d_3 / 2; u_* = \sqrt{\tau / \rho} = 1,8 (\bar{\varepsilon} v / \rho)^{0,25}$$

ИЛИ

$$\alpha = 0,175 \rho c_p \left(\frac{\bar{\varepsilon} v}{\rho} \right)^{0,25} \text{Pr}^{-0,66}. \quad (10.99)$$

Теплоотдача к стенке в аппарате с мешалкой

Турбулентный режим

$$\alpha = 0,159 \rho c_p (\tau / \rho)^{4/9} (v / L)^{1/9} \text{Pr}^{-0,66}, \quad (10.100)$$

$$\text{где } u_* = \sqrt{\tau / \rho_{\text{ж}}} = 2 \left(\frac{\bar{\varepsilon} v_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ж}}} \right)^{0,25}, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{4N}{\pi D_a^2 H_{\text{ж}}}.$$

Теплоотдача в пленочных аппаратах

Течение по плоской стенке
Турбулентный режим

$$\alpha_{\text{ж}} = \rho_{\text{ж}} c_p u_* \sqrt{\frac{u_* a \rho_{\text{ж}}}{\sigma}} \left(\arctg \left(R_{1\text{ж}} v_{\text{ж}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{ж}} u_*}{a \sigma}} \right) \right)^{-1}. \quad (10.101)$$

$$\text{где } R_{1\text{ж}} = \sqrt{\frac{\sigma}{v_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} u_*}} \operatorname{tg} \left(\Delta \bar{U}_{\infty} \sqrt{\frac{v_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}}}{u_* \sigma}} \right); \quad u_* = \sqrt{g \delta_0}, \quad \Delta \bar{U}_{\infty} = 1,15 \cdot U_{\text{ср}}.$$

Обобщение опытных данных

$$\text{Nu}_{\text{пл}} = \frac{\alpha_{\text{ж}} \theta}{\lambda_{\text{ж}}} = 0,0325 \text{Re}_{\text{пл}}^{0,25} \text{Pr}^{0,5}, \quad (10.102)$$

где $\text{Re}_{\text{пл}} = q / v_{\text{ж}} = U_{\text{ср}} \delta_0 / v_{\text{ж}}$; $\theta = (v_{\text{ж}}^2 / g)^{1/3}$ – приведенная толщина пленки, м.

Противоточное движение жидкости и газа в аппарате с насадкой (теплообмен между фазами)

Пленочный ламинарный безволновой режим (кольцевые насадки)

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,68 \rho_{\text{ж}} c_p \sqrt{\frac{Q_{\text{ж}} \alpha_v \psi_w a_{\text{ж}}}{2 \varepsilon_{\text{св}} \varepsilon_{\text{жд}}}}. \quad (10.103)$$

Турбулентный режим движения газа

$$\alpha_{\Gamma} = 0,013 \cdot \rho \cdot c_p \frac{\left(\varepsilon_{\Gamma-ж} \frac{v_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma}} \right)^{0,25}}{\text{Pr}_{\Gamma}^{2/3} Q_{ж}^{0,4}}. \quad (10.104)$$

где $\varepsilon_{\Gamma-ж} = \frac{\Delta p_{\Gamma-ж} W_k}{(\varepsilon_{св} - \varepsilon_{ж}) H}$, $Q_{ж} \sim \frac{\text{м}^3}{(\text{м}^2 \cdot \text{с})}$.

**Сильное взаимодействие фаз в цилиндрических каналах
(теплообмен между фазами) [177] ($\text{Pr} \gg 1$)**

При осевом движении:

$$\alpha_{ж} = \frac{\rho_{ж} c_p (d - 2\delta_0)}{2 \arctg \sqrt{R_{1ж}} \text{Pr}_{ж}} \left(\frac{\pi \Delta p_{\text{тр}}}{F \rho_{ж} R_{1ж} \text{Pr}_{ж}} \right)^{0,5}. \quad (10.105)$$

При закрученном движении:

$$\alpha_{ж} = \frac{\rho_{ж} c_p}{\arctg \sqrt{R_{1ж}} \text{Pr}_{ж}} \left(\frac{\Delta p_{\text{тр}} \left[\frac{\pi}{4} (d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{лз}} \right]}{\rho_{ж} F R_{1ж} \text{Pr}_{ж} \cos \theta} \right)^{0,5}, \quad (10.106)$$

где $R_{1ж} = \left(\frac{U_{\infty}}{u_*} \right)^{7/6} \left(\frac{v_{ж}}{u_* \delta_0} \right)^{1/6}$, u_* – динамическая скорость, м/ч.

Теплообмен в барботажном слое

В жидкой фазе:

$$(\alpha A)_{\text{ж}} = \frac{u_{*ж} \left[S_0 \left(\frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - \frac{S_k \rho_{\Gamma} W_k^2}{2} \right]}{\arctg \sqrt{R_{1\text{ж}}} \text{Pr}_{\text{ж}} \sqrt{R_{1\text{ж}}} \left(u_{*ж}^2 \rho_{\text{ж}} + \frac{2\sigma}{R_3} \right)}; \quad (10.107)$$

в газовой или паровой фазе:

$$(\alpha A)_{\Gamma} = \frac{u_{*\Gamma} \left[S_0 \left(\frac{\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - \frac{S_k \rho_{\Gamma} W_k^2}{2} \right]}{\arctg \sqrt{R_{1\Gamma}} \text{Pr}_{\Gamma} \sqrt{R_{1\Gamma}} \left(u_{*\Gamma}^2 \rho_{\Gamma} + \frac{2\sigma}{R_3} \right)}, \quad (10.108)$$

где выражения для расчета параметров в данных уравнениях имеют вид (10.141) – (10.144).

10.6. Расчет массообменных процессов [177, 188]

Массоотдача от дисперсной фазы

Ламинарное обтекание

$$\beta_c = 0,62 \left[\frac{\xi V_{\infty}^2 \nu}{8L} \right]^{1/3} \text{Sc}^{-2/3}, \quad (10.109)$$

где $L = \pi R$, R – радиус частицы.

Переходный и турбулентный режимы

$$\beta_c = \frac{2u_{*c}}{\pi\sqrt{R_{1c}Sc_c}}, \quad (10.110)$$

где $R_{1c} = \left[\Delta\bar{U}_{\infty c} \left(u_{*c} \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1c}} \right)^{-1} \right]^2$, $u_{*c} = V_{\infty} \sqrt{\rho_c \xi / (8\rho_D)}$,

ξ – коэффициент аэродинамического сопротивления.

Массоотдача в дисперсной фазе в сферических каплях

$$\bar{\beta}_D = 1,25 \left(\frac{3D_D (1 + \mu^*)}{t_K V_{\infty}} \right)^{1/2} \left(\frac{2\tau_D}{\pi\rho_D} \right)^{1/3} \left(\frac{d}{v_D} \right)^{1/6}. \quad (10.111)$$

Массоотдача в крупных осциллирующих каплях

$$\beta_D = u_{*D} \sqrt{\frac{u_{*D} \rho_D D_D}{2\sigma}} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{Sc_D \frac{u_{*D}^2 R_{1D}^2 v_D \rho_D}{2\sigma}} \right]^{-1}, \quad (10.112)$$

$$\text{где } R_{1D} = \sqrt{\frac{2\sigma}{v_D \rho_D u_{*D}}} \operatorname{tg} \left(\Delta\bar{U}_{\infty D} \sqrt{\frac{v_D \rho_D}{2\sigma u_{*D}}} \right). \quad (10.113)$$

Значение tg в радианах. Динамическая скорость:

$$u_{*D} = u_{*c} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_D}}. \quad (10.114)$$

Массоотдача при пленочном течении

Течение по плоской стенке

Ламинарный безволновой режим ($Re_{пл} < 20$)

$$\beta_{\text{ж}} = 1,367 \sqrt{\frac{v_{\text{ж}} U_{\text{ср}}}{L}} Sc_{\text{ж}}^{-0,5}, \quad (10.115)$$

или

$$\beta_{\text{ж}} = 1,367 \left(\frac{qD_{\text{ж}}}{L\delta_0} \right)^{0,5}. \quad (10.116)$$

Развитое турбулентное течение пленки ($Re_{\text{пл}} > 2000$)

$$Sh_{\text{ж}} = 9 \cdot 10^{-4} Re_{\text{пл}}^{0,712} Sc_{\text{ж}}^{0,5} \quad (10.117)$$

или

$$\beta_{\text{ж}} = 9 \cdot 10^{-4} (v_{\text{ж}} g)^{1/3} Re_{\text{пл}}^{0,712} Sc_{\text{ж}}^{-0,5}. \quad (10.118)$$

Массоотдача в МКС при турбулентном течении пленки при $L_i > 0$

$$\Lambda_i = \frac{(b_0 v D_i)^{1/2}}{\delta_0 \operatorname{arctg} \left[\frac{R_1 v \left(\frac{b_0 Sc_i}{\delta_0^2} \right)^{0,5}}{u_*} \right]}, \quad (10.119)$$

при $L_i < 0$

$$\Lambda_i = - \frac{(b_0 v D_i)^{1/2}}{\delta_0 \operatorname{arctg} \left[\frac{R_1 v \left(\frac{b_0 Sc_i}{\delta_0^2} \right)^{0,5}}{u_*} \right]}, \quad (10.120)$$

где L_i – элементы матрицы молекулярной диффузии; Λ_i – элемент матрицы коэффициентов массоотдачи.

Эмпирические выражения различных авторов

Восходящий прямоток:

$$\text{Sh}_\Gamma = \frac{\beta_\Gamma d}{D_\Gamma} = 0,0086 \text{Re}_\Gamma \text{Sc}_\Gamma^{0,6}, \quad (10.121)$$

$$\text{Sh}_{\text{ж}} = \frac{\beta_{\text{ж}} d}{D_{\text{ж}}} = 1,88 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,75} \text{Sc}_{\text{ж}}^{0,75} \left(\frac{H}{d} \right)^{-0,75}. \quad (10.122)$$

Нисходящий прямоток (абсорбция CO_2) (данные Николаева, Жаворонкова):

$$\beta_{\text{ж}} = 0,0284 w_\Gamma \text{Re}_{\text{ж}}^{0,58} \left(\frac{d}{H} \right)^{0,66}, \quad (10.123)$$

где $w_\Gamma = 24 - 80$ м/с; $\text{Re}_{\text{ж}} = \frac{q_{\text{ж}}}{v_{\text{ж}}} = 55 - 200$; $d = 13 - 18$ мм;

$H = 114 - 400$ мм.

Массоотдача в газовой фазе при гравитационном течении пленки при ректификации (данные Лотхова, Малюсова):

$$\text{Sh}_\Gamma = 0,0365 \text{Re}_\Gamma^{0,77} \text{Sc}_\Gamma^{0,33}, \quad (10.124)$$

где $\text{Sh}_\Gamma = \frac{\beta_\Gamma d}{D_\Gamma}$, $\text{Re}_\Gamma = \frac{w_\Gamma d}{v_\Gamma}$, $\text{Re}_\Gamma = 2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$.

Восходящее осевое движение – процесс десорбции H_2 и H_2O в воздухе:

$$\beta_{\text{ж}} = \chi \left(\frac{D_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}}}{\sigma} \right)^{0,5} \left[\frac{\Delta p_{\Gamma.\text{ж}} (R - \delta_0)}{2H \rho_{\text{ж}}} \right]^{3/4}; \quad (10.125)$$

- для гладких труб при осевом движении $\chi = 4,0$;
- при закрученном движении $\chi = 5,16$;
- при закрученном движении с шероховатостью $\chi = 5,62$.

Нисходящий прямоток (данные Николаева):

$$\text{Re}_\Gamma^* = 5,32 \cdot 10^4 \text{Re}_{\text{ж}}^{-0,19}; \text{Re}_{\text{ж}} = \frac{4 \cdot q_{\text{ж}}}{v_{\text{ж}}};$$

$$\text{Re}_\Gamma^{**} = 1,8 \cdot 10^5 \text{Re}_{\text{ж}}^{-0,242};$$

$$\text{Re}_\Gamma^{***} = 2,1 \cdot 10^5 \text{Re}_{\text{ж}}^{-0,09} \left(\frac{\theta}{H} \right)^{0,11};$$

$$\theta = \left(\frac{v_{\text{ж}}^2}{g} \right)^{0,333}; \text{Re}_\Gamma = \frac{w_\Gamma d}{v_\Gamma}.$$

При $\text{Re}_\Gamma^* \leq \text{Re}_\Gamma \leq \text{Re}_\Gamma^{***}$

$$\text{Sh}_{\text{ж}} = 2,64 \cdot 10^{-8} \text{Re}_{\text{ж}}^{0,814} \text{Re}_\Gamma^{1,38} \text{Sc}_{\text{ж}}^{0,5} \left(\frac{\theta}{H} \right)^{0,33}. \quad (10.126)$$

При $\text{Re}_\Gamma > \text{Re}_\Gamma^{***}$

$$\text{Sh}_{\text{ж}} = 2,64 \cdot 10^{-4} \text{Re}_{\text{ж}}^{0,75} \text{Re}_\Gamma^{0,63} \text{Sc}_{\text{ж}}^{0,5} \left(\frac{\theta}{H} \right)^{0,41}, \quad (10.127)$$

$$\text{Sh}_{\text{ж}} = \frac{\beta_{\text{ж}} \theta}{D_{\text{ж}}}; H = 0,15-1,42 \text{ м}; \theta = \left(\frac{v_{\text{ж}}^2}{g} \right)^{1/3}.$$

Восходящий прямоток (данные Коновалова):

$$\beta_{\text{ж}} = \left(\frac{4}{\pi y^+} \right)^{0,5} u_* \left(\frac{D}{v} \right)^{0,5}, \quad (10.128)$$

где $y^+ \approx 10$; u_* – динамическая скорость, $u_* = f(\Delta p)$.

Насадочные колонны [177]

Массоотдача в жидкой фазе:

Пленочный безволновой режим (кольцевые насадки)

$$\beta_{\text{ж}} = 0,68 \sqrt{\frac{Q_{\text{ж}} a_{\text{в}} \psi_{\text{w}} D_{\text{ж}}}{\varepsilon_{\text{св}} \varepsilon_{\text{жд}}}}. \quad (10.129)$$

$$\beta_{\text{ж}} = 0,62 \left(\frac{U_{\infty}^2 v_{\text{ж}} \xi}{4\pi d_{\text{э}}} \right)^{1/3} \text{Sc}_{\text{ж}}^{-0,5}, \quad (10.130)$$

где $\xi = \frac{36,3}{\text{Re}_{\text{э}}} + 0,45$; $\text{Re}_{\text{э}} = U_{\infty} d_{\text{э}} / v_{\text{ж}}$; $Q_{\text{ж}} \sim \text{м}^3 / (\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Массоотдача в газовой фазе при турбулентном режиме:

$$\beta_{\text{г}} = 0,013 \frac{\left(\varepsilon_{\text{г-ж}} \frac{v_{\text{г}}}{\rho_{\text{г}}} \right)^{0,25}}{\text{Sc}_{\text{г}}^{2/3} Q_{\text{ж}}^{0,4}}, \quad (10.131)$$

где диссипация энергии

$$\varepsilon_{\text{г-ж}} = \frac{\Delta p_{\text{г-ж}} W_k}{(\varepsilon_{\text{св}} - \varepsilon_{\text{ж}}) H}.$$

Сильное взаимодействие фаз (осевое движение) [177]

Массоотдача в цилиндрическом канале при турбулентном режиме:

$$\beta_{\text{ж}} = \frac{d - 2\delta_0}{2 \arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} \text{Sc}_{\text{ж}}}} \left(\frac{\pi \Delta p_{\text{тр}}}{F \rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} \text{Sc}_{\text{ж}}} \right)^{0,5}, \quad (10.132)$$

где

$$R_{1ж} = \left(\frac{U_{гр}}{u_*} \right)^{7/6} \left(\frac{v_{ж}}{u_* \delta_0} \right)^{1/6}, \quad (10.133)$$

$$U_{гр} = u_{*ж} \sqrt{R_{1ж}} \left(\pi/2 + \sqrt{R_{1ж}} \right). \quad (10.134)$$

Массоотдача в МКС:

$$(La)_{ж} = \frac{2(d - 2\delta_0)}{d^2 H \arctg \sqrt{R_{1ж}} Sc_{жи}} \left(\frac{\Delta p_{тр} F}{\pi \rho_{ж} R_{1ж} Sc_{жи}} \right)^{0,5}, \quad (10.135)$$

$$(La)_{ж} = - \frac{2(d - 2\delta_0)}{d^2 H \arctg \sqrt{R_{1ж}} Sc_{жи}} \left(\frac{\Delta p_{тр} F}{\pi \rho_{ж} R_{1ж} Sc_{жи}} \right)^{0,5}. \quad (10.136)$$

Закрученное движение в цилиндрическом канале в турбулентном режиме:

$$\beta_{ж} = \frac{1}{\arctg \sqrt{R_{1ж}} Sc_{ж}} \left(\frac{\Delta p_{тр} \left[\frac{\pi}{4} (d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{лз} \right]}{\rho_{ж} F R_{1ж} Sc_{ж} \cos \theta} \right)^{0,5}. \quad (10.137)$$

Канал с шероховатыми стенками:

$$(\beta\alpha)_{ж} = \frac{\beta_{ж} F}{V} = \frac{\Delta p_{тр} \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{d^2 H u_{*ж} \rho_{ж} \arctg \sqrt{R_{1ж}} Sc_{ж} \sqrt{R_{1ж}} Sc_{ж}}. \quad (10.138)$$

Примеры расчета коэффициентов по (10.129) - (10.138) даны в [91, 177].

Барботажный слой на массообменных тарелках [91, 177]

Развитый турбулентный режим

В жидкой фазе:

$$(\beta A)_{\text{ж}} = \frac{u_{*ж} \left[S_0 \left(\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - S_k \rho_{\Gamma} W_k^2 / 2 \right]}{\arctg \sqrt{R_{1\text{ж}}} \text{Sc}_{\text{ж}} \sqrt{R_{1\text{ж}}} \left(u_{*ж}^2 \rho_{\text{ж}} + 2\sigma / R_3 \right)}. \quad (10.139)$$

В газовой фазе:

$$(\beta A)_{\Gamma} = \frac{u_{*\Gamma} \left[S_0 \left(\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - S_k \rho_{\Gamma} W_k^2 / 2 \right]}{\arctg \sqrt{R_{1\Gamma}} \text{Sc}_{\Gamma} \sqrt{R_{1\Gamma}}} \left(u_{*\Gamma}^2 \rho_{\Gamma} + 2\sigma / R_3 \right), \quad (10.140)$$

где

$$u_{*ж} = \left[\frac{\rho_{\Gamma} (W_0^2 - W_{\text{II}}^2)}{4\rho_{\text{ж}}} + \frac{gh_{\Phi}}{2} \right]^{0,5}, \quad u_{*\Gamma} = \left[\frac{W_0^2 - W_{\text{II}}^2}{4} + \frac{\rho_{\text{ж}} gh_{\Phi}}{2\rho_{\Gamma}} \right]^{0,5}, \quad (10.141)$$

$$C_{f0\text{ж}} = \frac{0,073}{\text{Re}_{0\text{ж}}^{0,2}}, \quad \text{Re}_{0\text{ж}} = \frac{U_{\text{ГР}} l}{\nu_{\text{ж}}}, \quad (10.142)$$

$$U_{\text{ГР}} = W_0 - u_{*\Gamma} \sqrt{R_{1\Gamma}} \arctg \sqrt{R_{1\Gamma}},$$

$$R_{1\Gamma} = 11,6 \frac{W_0}{u_{*\Gamma}} \sqrt{\frac{C_{f0\Gamma}}{2}}, \quad (10.143)$$

$$C_{f0\Gamma} = \frac{0,073}{\text{Re}_{0\Gamma}^{0,2}}, \quad \text{Re}_{0\Gamma} = \frac{W_0 l}{\nu_{\Gamma}},$$

$$l = h_{\Phi} = 2,45 d_3 \left[\frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{g d_3 (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\Gamma})} \right]^{-0,35}. \quad (10.144)$$

Средняя скорость газа в сечении распада струи на пузыри составляет $W_{\Pi} = W_k / \varphi$, где $\varphi \approx 0,75$ – газосодержание в данном сечении; h_{ϕ} – высота газовой струи, м.

Точность расчета коэффициентов тепло- и массоотдачи по (10.107), (10.108), (10.139) и (10.140) значительно зависит от достоверности вычисления характеристик газораспределительных элементов на тарелке (W_0, S_0, R_0) и высоты столба жидкости $h'_{ст}$. Алгоритмы и примеры расчета тепло- и массоотдачи на барботажных тарелках даны в работах [82, 85, 88, 91, 93, 170, 177, 182].

Коэффициенты массопередачи и теплопередачи в барботажном слое можно вычислить по уравнениям аддитивности фазовых сопротивлений:

$$(KA)_{ож}^{-1} = (\beta A)_{ж}^{-1} + [m(\beta A)_{г}]^{-1}, \quad (10.145)$$

$$(KA)_{ог}^{-1} = (\beta A)_{г}^{-1} + m(\beta A_{ж})^{-1},$$

$$(KA)_t^{-1} = [\rho_{г} c_{pг} (\alpha A)_{г}]^{-1} + [\rho_{ж} c_{pж} (\alpha A)_{ж}]^{-1}, \quad (10.146)$$

где коэффициенты массопередачи имеют размерность м³/с, а коэффициент теплопередачи – Вт/К, т.е. размерность произведения коэффициентов переноса на площадь межфазной поверхности.

Преимуществом выражений (10.139), (10.140), (10.145) и (10.146) является возможность выполнять вычисления произведений коэффициентов переноса на площадь межфазной поверхности, необходимых для дальнейшего расчета эффективности (КПД) контактных устройств с использованием различных моделей структуры потоков или численного решения системы дифференциальных уравнений переноса.

ГЛАВА 11

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ И ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЕ ПРИ РЕКТИФИКАЦИИ СМЕСЕЙ

11.1. Повышение эффективности процессов и энергосбережение

Один из самых энергоемких и широко используемых на предприятиях ТЭК – нефтехимии процессов – это ректификация смесей. Массообменные колонны имеют сложную конструкцию, большую металлоемкость и повышенный расход энергии в виде греющих (чаще всего водяной пар) и охлаждающих (чаще всего обратная вода) агентов. Расходы энергии в значительной мере зависят от совершенства аппаратного оформления, т.е. эффективности используемых контактных устройств в колоннах. Из теории и практики ректификации следует, что чем ниже эффективность контактных устройств, тем больший расход флегмы (флегмы число) требуется, и, как следствие, необходим повышенный расход греющего агента в кипятильнике колонны и охлаждающего в дефлегматоре. Известны примеры модернизации ректификационных колонн, обеспечивающих снижение расхода теплоносителей в четыре раза даже при работе с нагрузкой, на 30% превышающей проектную [22, 169, 188, 192, 196, 318, 319, 322]. Модернизация заключается в оптимизации размеров и режимов работы колонн и использовании высокоэффективных контактных устройств взамен устаревших. Данное направление имеет большие перспективы, т.к. часто позволяет с помощью незначительных капитальных вложений в сжатые сроки добиться существенного снижения энергозатрат на единицу продукции.

Для решения проблем, связанных с экономией топлива и энергии, необходимо разрабатывать и последовательно осуществлять комплексную энергосберегающую политику.

Научный подход к проблеме энерго- и ресурсосбережения приводит к рассмотрению задачи на различных иерархических уровнях, которые классифицируются следующим образом [282, 308, 309]:

- Наномасштаб (молекулы);
- Микромасштаб (частицы, капли, пузыри);
- Мезомасштаб (основные процессы и аппараты);
- Макромасштаб (агрегат, установка, завод);
- Мегамасштаб (рынок, окружающая среда).

Существуют четыре группы способов уменьшения энергетических затрат [99, 102, 188, 189, 192, 201, 282]:

1) увеличение поверхностей контакта фаз в аппаратах, времени протекания реакции, применение более активных катализаторов и т. п. Все эти способы позволяют приблизиться к равновесию при выходе из аппарата, но не всегда дают возможность снизить энергозатраты;

2) изменение технологического режима, оптимизация существующих производств, что не связано с изменением технологической схемы;

3) поиск новых, более совершенных технологических схем, возможно включающих подсистемы рекуперации вторичных энергоресурсов. Идеальным вариантом организации производства является энергообеспечение за счет экзотермических процессов;

4) применение совмещенных процессов, которые позволяют сократить не только энергетические, но и капитальные затраты.

Энергетическая эффективность производства определяется тем, насколько полно используется подаваемая извне и производимая внутри энергия, то есть насколько низки потери энергии.

Энергетические потери с точки зрения их распределения принято разделять на две группы:

- внешние, связанные с условиями взаимодействия системы с окружающей средой;

- внутренние, связанные с необратимостью любых реальных процессов, протекающих внутри системы.

Значения внешних и внутренних потерь вычисляют на основании первого и второго начала термодинамики соответственно.

Основными процессами разделения жидких, газовых и паровых смесей являются ректификация, абсорбция и экстракция. Причем по энергозатратам ректификация значительно превосходит все остальные процессы.

Основными источниками энергосбережения при ректификации являются: снижение флегмового числа за счет повышения КПД колонны, гидравлического сопротивления колонн; использование тепла паров верха колонны, комплексов со связанными тепловыми потоками (минимизация энергозатрат); совмещенные (с абсорбцией, экстракцией и химической реакцией) процессы; рекуперация тепла и холода; изменение последовательности разделения, применение АСУТП.

Рассмотрим основные пути снижения энергозатрат процессов разделения смесей при проведении процессов ректификации [188]:

1. Минимальная реконструкция контактных устройств в ряде случаев может снизить энергозатраты на 5–10 %. В качестве минимальной реконструкции массообменных тарелок можно отметить следующие изменения и дополнения в конструкциях:

- Улучшение структуры потоков за счет секционирования;
- Изменение формы и высоты перегородок;
- Установка отбойников;
- Организация второй зоны контакта фаз;
- Оптимизация свободного сечения контактных устройств.

2. Оптимизация режимов работы может дать снижение энергозатрат до 10 – 30%. Такими мероприятиями являются:

- Оптимизация флегмового числа в зависимости от расхода и состава питания;
- Оптимизация давления, при котором проводится процесс разделения;
- Для некоторых типов контактных устройств поддерживать нагрузку по сырью, которая обеспечит наивысшую эффективность этих тарелок.

3. Оптимизация технологической схемы особо актуальна при разделении многокомпонентных смесей, когда применяют несколько связанных колонн. Энергозатраты могут снизиться на 20–60%. При оптимизации обычно решаются следующие задачи:

- Выбор тарелок питания;
- Организация по высоте ректификационной колонны контуров подвода и отвода тепла;
- Ввод питания в виде пара с предыдущей колонны, то есть организация парциального дефлегматора в ней.

4. Одним из дорогостоящих, но эффективных мероприятий является замена контактных устройств на новые (последующая экономия энергоресурсов до 30–50%):

- Тарелки с двумя зонами контакта фаз (комбинированные);
- Нерегулярные насадки;
- Регулярные (упорядоченные) насадки;
- Вихревые контактные устройства;
- Контактные устройства с нестационарным взаимодействием фаз и другие.

Следует отметить, что в последние годы устаревшие барботажные тарелки часто меняются на новые высокоэффективные насадки. Кроме снижения энергозатрат на единицу продукции, это обеспечивает существенное повышение производительности массообменных колонн [21, 22, 169, 188, 191, 192].

5. Очень перспективным является направление совмещения различных процессов в одном аппарате. Например, реакционно-массообменные процессы могут обеспечить снижение используемого тепла на 70–80% за счет использования тепла химической реакции и т. д.

6. Рекуперация тепла продуктов разделения.

11.2. Сравнительные характеристики контактных устройств

Сравнение конструкций и опыт эксплуатации насадочных и барботажных ректификационных колонн позволяют дать некоторые рекомендации при выборе типа аппарата [6, 99, 111, 149, 167, 178, 188, 189, 213, 252, 289, 293-295, 358].

Насадочные колонны наиболее просты в конструктивном отношении, относительно дешевы по капитальным затратам и отличаются малым гидравлическим сопротивлением в эксплуатации. При изготовлении насадочных аппаратов можно применять дешевые коррозионностойкие материалы: керамику, стекло, фарфор и др. Вместе с тем насадочные аппараты отличаются большим весом и требуют устройства прочных фундаментов; они не пригодны для работы с малыми расходами жидкости при больших расходах пара (или газа), так как при этом трудно обеспечить хорошую смачиваемость насадки. Из-за возможности засорения и залипания

насадки насадочные колонны малопригодны для обработки жидкостей с механическими примесями.

Эффективность работы насадочных колонн (особенно с регулярной насадкой) в значительной степени зависит от равномерности подачи жидкой фазы. Насадочные колонны должны работать в стационарном режиме, т.е. без резких изменений состава и расхода фаз. Сравнительные характеристики насадок даны в табл. 11.1, 11.2.

Таблица 11.1

Сравнительные характеристики насадок относительно колец Рашига

Тип насадки	Производительность	Эффективность	Сопротивление ВЭТТ
Кольца Рашига $d = 25$ мм	1	1	1
Кольца Палля $d = 25$ мм	1,4...1,5	1...1,25	0,7...0,75
Седла Берля	1,08...1,25	1,11	0,6...0,7
Седла Инталокс	1,2...1,4	1,3	0,45...0,5
Кольца Борад $d = 12,7$ мм	1	2,5...2,6	0,3
Стедмана (сетчатая)	1,1...1,3	5...6	1...1,17
Гудлоу	1,15...1,20	3,5	0,13
Зульцер (ВХ)	порядка 2	2,5	0,25...0,45
ГИПХ - 8*	3...3,5	3...3,5	0,25...0,3

* - данные ФГУП РНЦ «Прикладная химия».

Таблица 11.2

Сравнительная характеристика регулярных насадок

Тип насадки	Эффективность ВЭЭТ, м	$F = W \sqrt{\rho_{II}}$, кг ^{0,5} /(с·м ^{0,5})	I , кг/м ³ ·с	I_i / I_1
ГИПХ – 6 (ПП)	0,16	2,5	18	0,99
ГИПХ – 8 (ПП)	0,125	1,9	18,2	1
ГИПХ – 10 (ПФ)	0,1	1,7	20,4	1,12
ВХ (SULZER)	0,16	1,1	7,9	0,43
СУ (SULZER)	0,1	0,9	10,8	0,59
MELLAPAK 750.Y(SULZER)	0,17	1,6	11,1	0,61

где W – скорость газа, м/с.

Тарельчатые ректификационные колонны надежны в работе при малых расходах жидкости и обеспечивают хороший барботаж пара через жидкость. Однако при малых расходах пара в колонне начинается провал жидкости через отверстия тарелок, а при больших расходах – брызгоунос жидкой фазы. Отсутствуют затруднения при работе барботажных колонн с загрязненными жидкостями. При равной производительности вес барботажных (тарельчатых) колонн значительно меньше веса насадочных. Барботажные колонны наиболее пригодны для разделения в них смесей с механическими примесями. Однако конструктивно тарельчатые ректификационные колонны более сложны. Применение коррозионностойких неметаллических материалов для их изготовления очень затруднительно. Гидравлическое сопротивление в тарельчатых колоннах обычно в 3-5 раз больше, чем в насадочных.

На рис. 11.1 и в табл. 11.3 даны сравнительные данные различных тарелок [268], а в табл. 11.4 – тарелок и насадок.

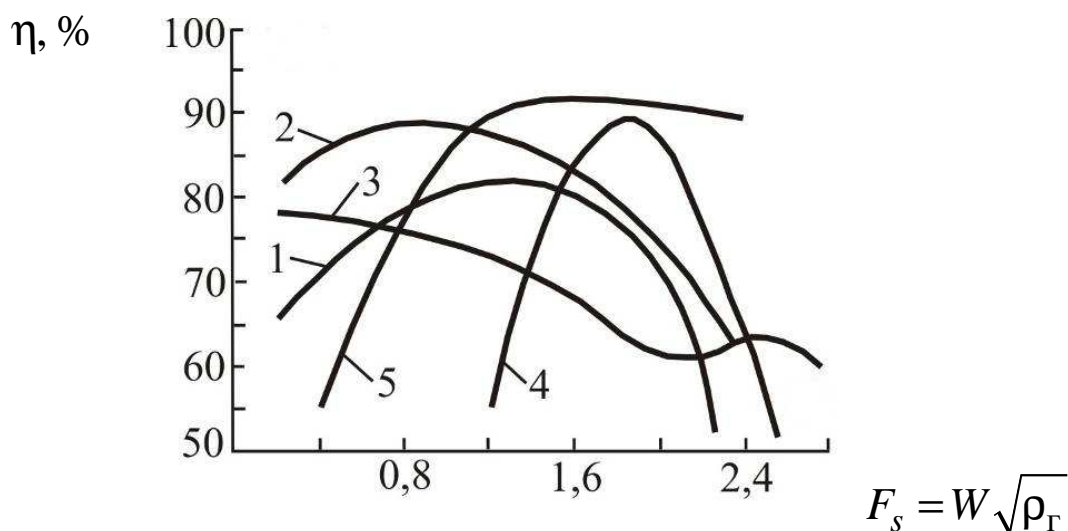


Рис. 11.1. Сравнительные данные по эффективности тарелок различных конструкций: 1 – колпачковая; 2 – клапанная; 3 – ситчатая; 4 – решетчатая провальная; 5 – Киттеля.

Таблица 11.3
Основные показатели тарелок

Тип тарелки	Относительная производительность	Относительная эффективность (при нагрузке, составляющей 85% от максимальной)	Устойчивость работы* при $H = 450-600$ мм и двух значениях $L_V, \text{м}^3/(\text{м}\cdot\text{ч})$		Величина гидравлического сопротивления при оптимальной нагрузке, Па
			30-60	≤ 30	
1	2	3	4	5	6
Колпачковая	1	1	2	3,5	700-1000
Из S-образных элементов	1-1,1	1-1,1	2	2,5	700-1000
Клапанная	1,2-1,5	1-1,1	3	4	500-800
Ситчатая**	1,2-1,4	1-1,1	2	3	300-400
Струйная	1,2	0,8	2	3	200-500

1	2	3	4	5	6
Ситчатая с отбойниками	1,4	0,8-0,9	2	3	100-300
Решетчатая провальная	1,2-1,4	0,75	1,5	1,8	300-400

* Отношение максимально и минимально допустимых нагрузок.

** Свободное сечение тарелки равно 10%.

Таблица 11.4
Сравнительные данные по внутренним устройствам
ректификационных колонн

Свойства	Колпачковые тарелки	Ситчатые тарелки	Клапанные тарелки	Двухплоточные тарелки	Насыпные насадки	Регулярные насадки
1	2	3	4	5	6	7
Производительность по пару	3	4	4	5	5	5
Производительность по жидкости	4	4	4	5	5	5
Эффективность	4	3	4	3	4	5
Устойчивость	5	3	5	1	4	5
Перепад давления	2	3	3	3	4	5
Стоимость	3	5	4	5	2	1*
Работа с загрязненными средами	3	3	3	4	2	1

1	2	3	4	5	6	7
Расчетная надежность	4	4	3	2	3	3

* по данным ФГУП РНЦ «Прикладная химия», показатель стоимости для регулярных насадок соответствует 3...4.

5 – превосходство; 4 – очень хорошо; 3 – хорошо; 2 – средне (посредственно); 1 – плохо.

11.3. Комплексная оценка массообменных и энергетических характеристик насадок

Модернизация тепло- и массообменных аппаратов с использованием высокоэффективных контактных устройств является все более актуальным направлением в различных отраслях промышленности. Применяются насадки как зарубежных, так и отечественных фирм [6, 16, 111, 171, 188, 289]. При выборе типа насадки и расчете режимных и конструктивных характеристик насадочных аппаратов важное значение имеет достоверное определение эффективности массопередачи и затрат энергии на проведение процесса.

Исследованию и математическому описанию процессов переноса в пленочных аппаратах посвящено огромное количество работ. Можно отметить ряд наиболее известных монографий и учебных пособий Кафарова, Рамма, Александрова, Розена, Олевского, Холпанова, Войнова и др. В большинстве работ, особенно до 80-х гг. прошлого столетия, в качестве основного математического аппарата для обобщения опытных данных использовалась теория подобия. Очевидно, что теоретические методы моделирования имеют преимущества перед экспериментальными, т.к. позволяют сократить сроки и затраты при конструировании новых контактных устройств.

Теоретические методы моделирования и исследования массо- и теплообменных процессов условно подразделяют на точные, асимптотические, численные и приближенные. В связи с разнообразием конструкций контактных устройств и одновременно

происходящих процессов обмена импульсом, массой и теплотой в большинстве задач химической технологии чаще используются приближенные и численные методы [50, 74, 179, 278]. К приближенным относятся, например, однопараметрические интегральные методы в теории пограничного слоя, пленочная и пенетрационная модели, методы линеаризации уравнений и др. Приближенные методы позволяют получать необходимые формулы для выполнения конкретных инженерных расчетов.

Ниже рассмотрены сравнительные массообменные характеристики различных насадочных контактных устройств. Приведены данные по энергетическому комплексу и сделаны выводы для нерегулярных и регулярных массообменных насадок [20, 149, 171, 178].

Расчет коэффициентов массоотдачи выполнялся по уравнениям математических моделей для соответствующих конструкций регулярных и нерегулярных насадок. Для расчета гидравлического сопротивления использовались как эмпирические выражения, так и экспериментальные данные [6, 16, 51, 167, 188, 271, 289].

Рассмотрены следующие массообменные нерегулярные и регулярные контактные устройства: насадка «Инжехим-2000» [188] (рис. 11.2), стальные кольца Рашига 50×50, стальные кольца Палля 50×50, кольца Sulzer C-Ring No.2.5 [289], регулярная насадка Mellapak фирмы «Sulzer Chemtech» 125Y [289], регулярная рулонная насадка «Инжехим» [188].

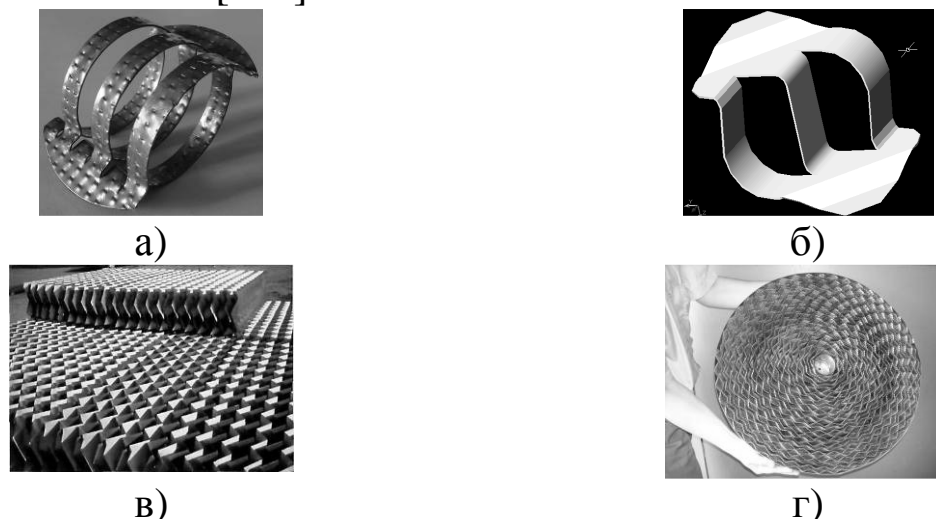


Рис. 11.2. Насадки: а) «Инжехим-2000»; б) «Инжехим-2002»; в) регулярная блочная и г) регулярная рулонная гофрированная насадки «Инжехим» [188, 316].

Инженерно-внедренческий центр «Инжехим» разработал регулярную сегментную насадку (рис. 11.3, 11.4, табл. 11.5), которая изготавливается в виде набора кольцевых сегментных блоков, плотно заполняющих при сборке весь рабочий объем колонны. Каждый сегментный блок выполнен в виде пакета из гофрированных листов с перекрестным расположением гофров в смежных листах [188].

Такая конструкция, в отличие от традиционной формы регулярной насадки в виде прямоугольных блоков с обрезанными по радиусу колонны краями, выгодно отличается плотной укладкой с исключением зазоров между насадкой и корпусом колонны, которые приводят к нарушению равномерного распределения жидкой фазы по сечению колонны. Благодаря своей геометрии сегментная насадка сохраняет исходное равномерное распределение фаз в поперечном сечении колонны при большой высоте слоя насадки (12 м и более).

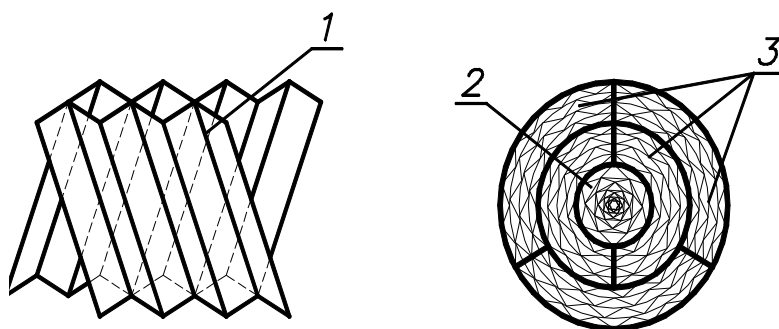


Рис. 11.3. Регулярная сегментная рулонная насадка «Инжехим»; 1 - гофры смежных листов, 2 - центральный пакет, 3 - остальные пакеты [188].

Регулярная сегментная насадка предназначена для заполнения рабочего объема колонных аппаратов для процессов ректификации, абсорбции, десорбции и экстракции при температурах от -250°C до $+250^{\circ}\text{C}$ при избыточном, атмосферном давлении и под вакуумом для создания развитой поверхности контакта рабочих фаз.

Насадка успешно применяется в качестве контактных устройств в массообменных аппаратах химической, нефтехимической, нефтеперерабатывающей и прочих отраслей промышленности.



Рис. 11.4. Элемент регулярной рулонной насадки.

Таблица 11.5
Технические характеристики рулонной насадки [15]

Наименование параметра	Значение
Марка стали	по ГОСТ 4986-79 или другая, более коррозионностойкая
Толщина ленты, мм	0,2÷1,0
Варианты обработки	пуклевка, просечка и гладкая
Угол наклона гофр, град	30÷45
Высота гофр, мм	5÷20
Удельная масса изделия, кг/м ³	200÷600
Удельная поверхность насадки, м ² /м ³	120÷500

Нерегулярная насадка «Инжехим-2002» (рис. 11.2) образована изогнутыми полосами, смещенными относительно друг друга. Края насадки изогнуты для исключения плотного прилегания отдельных элементов друг к другу. Жидкость, омывающая элементы насадки, сходит с них преимущественно в виде пленки. Это происходит за счет того, что геометрия насадки имеет гладкий гидравлический профиль и не содержит ломаных поверхностей и торчащих деталей, которые могли бы быть центром образования отдельных капель и струй. Пленочный характер стока жидкости с элементов насадки обеспечивает высокие массообменные характеристики насадки при минимальном значении уноса и способствует снижению гидравлического сопротивления. Несложная конструкция насадки

позволяет изготавливать ее методом листовой штамповки, что снижает себестоимость изготовления [188].

Таблица 11.6
Технические характеристики насадки «Инжехим-2002»

Наименование параметра	Значение
Материал насадки	листовая сталь 0,5 мм
Размер элемента	50x40x35 мм
Удельная поверхность	134 м ² /м ³
Удельный свободный объем	0,967 м ³ /м ³
Количество элементов в 1 м ³	21800 шт.
Эквивалентный диаметр	0,029 м

Нерегулярные насадки «Инжехим-2000, 2002» являются современной альтернативой кольцам Палля, Рашига и другим аналогичным насадкам. При равной высоте слоя они обеспечивают большую производительность, меньшее удельное гидравлическое сопротивление и более высокое качество разделения смесей.

У регулярной рулонной гофрированной насадки «Инжехим» (рис. 11.3) гофры смежных листов расположены перекрестно по отношению друг к другу и образуют каналы для потока паровой фазы с интенсивной турбулентностью. Кроме того, насадка выполняется с элементами шероховатости, что повышает коэффициент массоотдачи в жидкой фазе. Насадка характеризуется высокой разделяющей способностью при низком гидравлическом сопротивлении.

На рис. 11.5 дана зависимость высоты единиц переноса $h_{ог}$ от скорости газа в колонне для различных регулярных и нерегулярных насадок. Из представленных результатов следует, что наибольшую эффективность (т.е. меньшее значение $h_{ог}$) обеспечивают нерегулярные насадки «Инжехим-2000». Регулярная гофрированная насадка «Инжехим» с элементами шероховатости поверхности не уступает аналогичным контактными устройствам и имеет меньшее гидравлическое сопротивление.

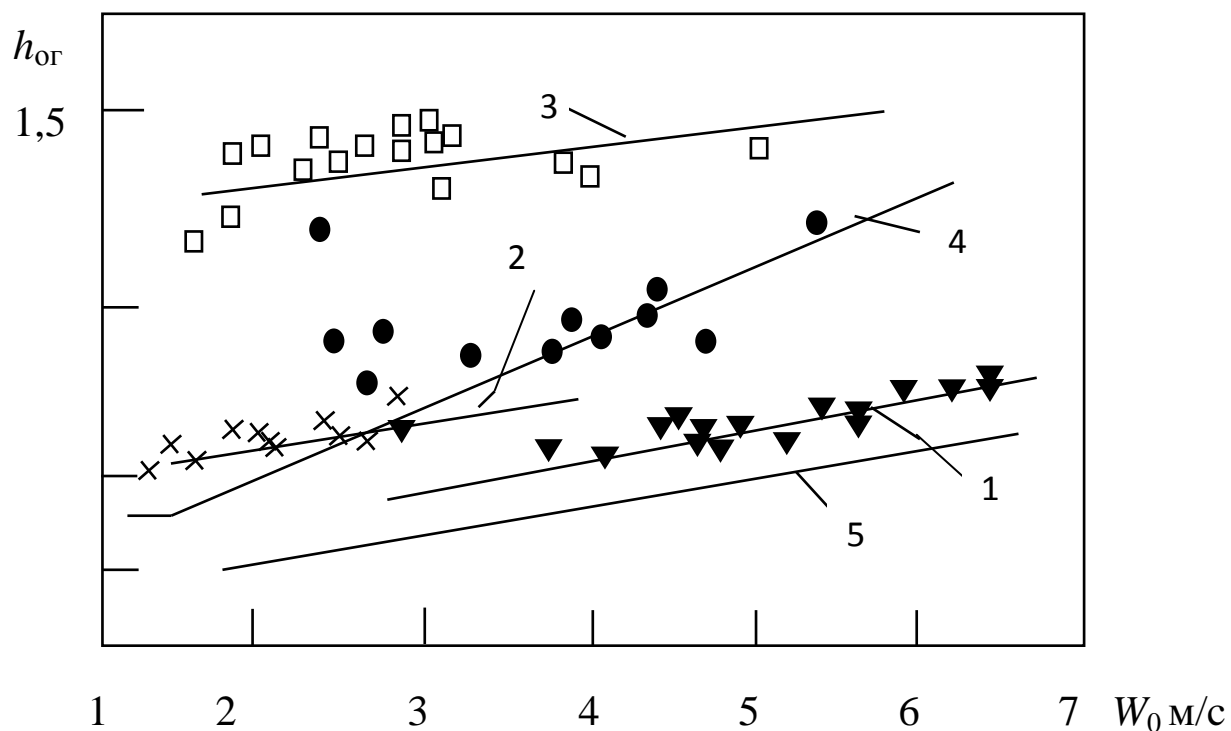


Рис. 11.5. Эффективность массообменных насадок при ректификации смеси метанол-вода [252] [модельная установка с колонной диаметром 400 мм; концентрация метанола 30-45% (мол.); $P = 101,3$ кПа]: 1 - спиральная насадка с прямым гофром, $d_3 = 12$ мм; 2 - насадка «зиг-заг», $d_3 = 30$ мм; 3 - плоскопараллельная насадка, $d_3 = 30$ мм; 4 - регулярная рулонная гофрированная насадка «Инжехим», $d_3 = 15$ мм; 5 - насадка «Инжехим-2000», $d_3 = 25$ мм [188, 189].

Энергетическая эффективность

Для совместной оценки гидродинамических и массообменных характеристик насадок используются энергетические комплексы:

$$E' = \frac{M}{N}, \text{ или } E = \frac{\Delta p_{op} \cdot h_{ог}}{H}, \quad (11.1)$$

где M - количество массы компонента переходящего из одной фазы в другую, кг/с; N - мощность на подачу фазы, Вт; Δp_{op} - перепад давления в колонне, Па; H - высота слоя насадки, м.

Выражения для E' (11.1) можно также использовать и для оценки энергетической эффективности тарельчатых колонн.

Комплекс E характеризует энергозатраты и массообменную эффективность контактных устройств. Чем меньше гидравлическое сопротивление и больше коэффициент массопередачи (т.е. ниже значение $h_{ог}$), тем меньше комплекс E и, следовательно, эффективнее насадка.

На рис. 11.6 представлено сравнение нерегулярных насадок по значению комплекса E . Видно, что наиболее эффективной нерегулярной насадкой является «Инжехим-2000» [20-22, 149].

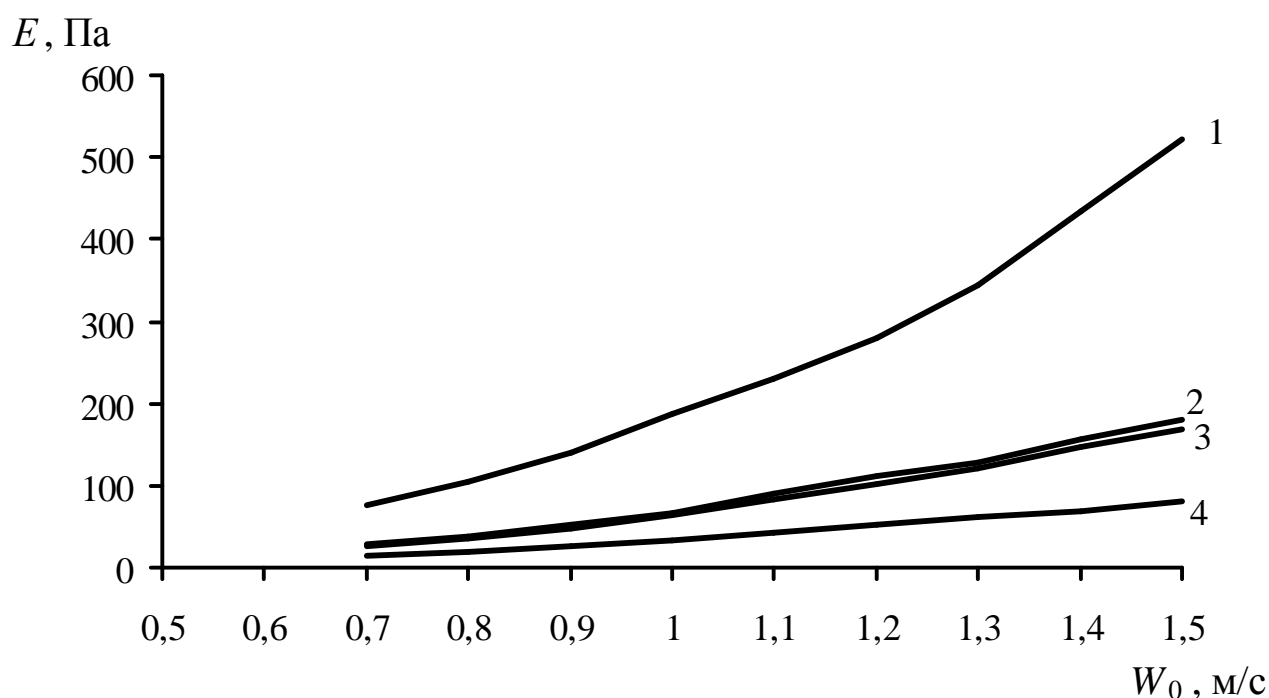


Рис. 11.6. Зависимость комплекса E от скорости газа, при плотности орошения $q = 40(\text{м}^3 / \text{м}^2 \cdot \text{ч})$, $d_э = 0,03\text{м}$, абсорбция аммиака водой: 1 – стальные кольца Рашига 50x50; 2 – кольца Sulzer C-Ring No.2.5; 3 – стальные кольца Палля 50x50; 4 – насадка «Инжехим-2000».

На рис. 11.7 представлено сравнение регулярных насадок по значению комплекса E . Наиболее эффективной по энергетическому комплексу является регулярная рулонная насадка «Инжехим» [22, 149, 171].

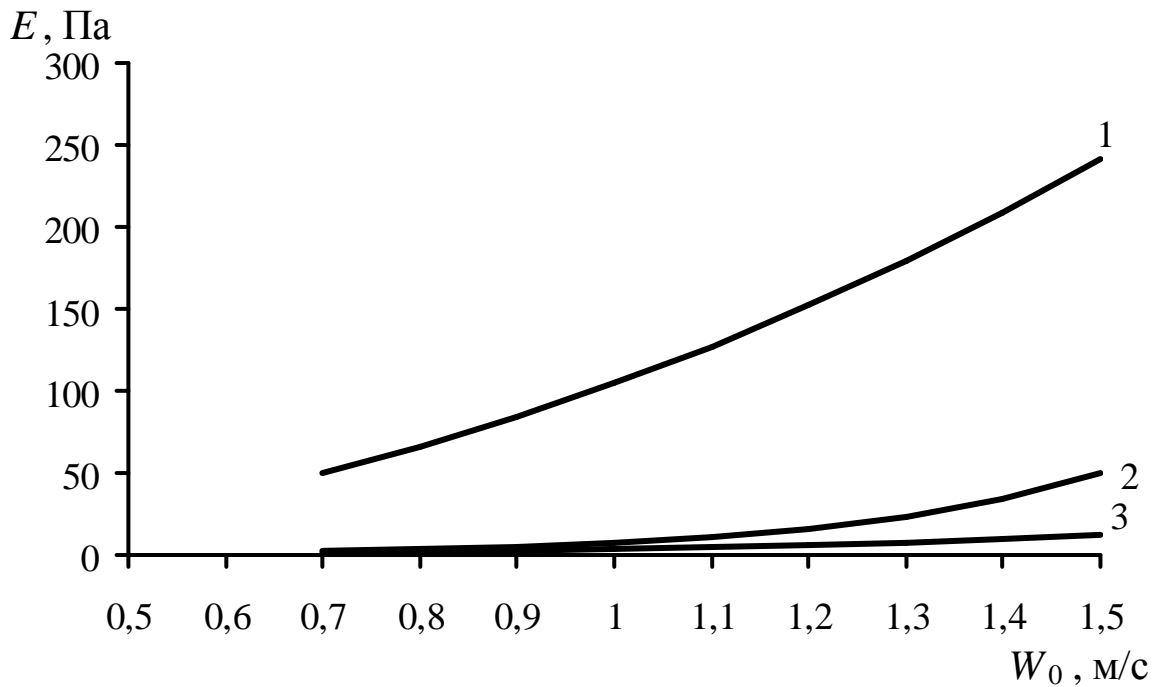


Рис. 11.7. Зависимость комплекса E от скорости газа, при плотности орошения $q = 10(\text{м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч})$, абсорбция аммиака водой: 1 – стальные кольца Рашига 50x50; 2 – регулярная насадка Mellapak фирмы «Sulzer Chemtech» 125Y [289]; 3 – регулярная рулонная насадка «Инжехим» (рис. 11.2).

Для оценки интенсивности массообменных аппаратов используется фактор:

$$i = \frac{M}{V} = \frac{K_c F \overline{\Delta C}}{V}, \quad (11.2)$$

где M – масса компонента, переходящего из одной фазы в другую, кг/с; V – рабочий объем аппарата, м^3 ; K_c – коэффициент массопередачи, м/с; $\overline{\Delta C}$ – средняя движущая сила массопередачи; F – поверхность массопередачи, м^2 .

Аналогично для теплообменных процессов

$$i = \frac{Q}{V} = \frac{K_T F \overline{\Delta T}}{V}, \quad (11.3)$$

где Q – тепловой поток, Вт; K_T – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К); $\overline{\Delta T}$ – средний температурный напор.

Выбор конструктивных и режимных характеристик нового или модернизируемого аппарата необходимо выполнять как с использованием энергетического комплекса (11.1) по мах E' (по минимальному значению E), так и по фактору интенсивности (11.2) (по максимальному значению). Естественно, массообменный аппарат в любом случае должен удовлетворять требованиям технического задания по качеству разделения смеси, интервалу устойчивой работы, ограничений по перепаду давления и т.д.

Установлено, что для нерегулярных насадок комплекс E (11.1), фактор i (11.2) принимают экстремальные значения с контактными устройствами «Инжехим-2000» и с их аналогами [178, 189].

Для регулярных насадок экстремальные значения E и i обеспечивает регулярная рулонная насадка «Инжехим» с шероховатой поверхностью [178, 189].

Для наиболее энергоемких процессов (например, ректификации) может использоваться термодинамический анализ теплотехнологической схемы с вычислением теплового и эксергетического коэффициентов полезного действия (использования теплоты).

Сравнительные характеристики насадок приведены в таблице 9.3, где $\epsilon_{св}$ – удельный свободный объем; a_v – удельная поверхность.

Выбор типа контактного устройства должен сопровождаться тщательным технико-экономическим анализом различных вариантов.

Таблица 11.7

Сравнительные характеристики промышленных насадок
размером 50×50 мм

Тип насадки	$\varepsilon_{св}$, м ³ /м ³	a_v , м ² /м ³	Потеря напора, % отн
Кольца Рашига	0,95	110	100
Кольца Палля	0,96	100	63
Хай – Пэк	-	-	65
Кольца Бялецкого	-	-	85
Седла Инталокс	-	-	32
Насадка Лева	0,97-0,98	118	47
Насадка ГИАП	0,96	101	47
Инжехим-2000	0,96	103	16-22
Тип насадки	Пропускная способность, % отн		Эффективность, % отн
Кольца Рашига	100		100
Кольца Палля	120		125
Хай – Пэк	120		150
Кольца Бялецкого	100		125
Седла Инталокс	144		132
Насадка Лева	-		158
Насадка ГИАП	133		137
Инжехим-2000	180-210		153

ГЛАВА 12

ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЕ В ПРОИЗВОДСТВЕ ФЕНОЛА

В данной главе рассмотрен пример модернизации ректификационной колонны получения фенола с использованием высокоэффективных насадок [18, 20-22, 188, 189].

12.1. Подходы к энергосбережению

Совместное получение фенола и ацетона из изопропилбензола (ИПБ) представляет собой сложную систему с прямыми и обратными связями. Основные рециклы организованы по ИПБ. Это обусловлено тем, что в колонне окисления концентрация гидропероксида изопропилбензола вследствие его взрывоопасности не должна превышать 30%. Поэтому почти 70% ИПБ находится в рецикле, образованном двумя частями: одна часть ИПБ, уносимая отработанным воздухом, после конденсации возвращается в реактор, а вторая часть возвращается туда же после концентрирования гидропероксида изопропилбензола (ГПИПБ).

Другой рецикл, содержащий ацетон, обуславливается отводом тепла в реакторе разложения. Испаряемый ацетон концентрируется и возвращается в реактор. Рециклы требуют значительных затрат энергии.

Продукты побочных реакций, протекающих при окислении ИПБ и разложении ГПИПБ, концентрируются во фракции высококипящих компонентов, которая выделяется ректификацией продуктов разложения гидроперекиси. Эта фракция, так называемая фенольная смола, содержит различные, в зависимости от полноты отгонки, количества фенола (от 5 до 25%), а также ацетофенон, ДМФК, димер α -метилстирола, кумилфенон и немного смолистых соединений. В зависимости от метода нейтрализации продуктов разложения в данной фракции могут быть соли и щелочь. Кроме побочных продуктов, содержащихся в этой фракции, в процессе производства фенола и ацетона образуется также α -метилстирол, который выделяют разделением продуктов разложения в смеси с неотделившимся при укреплении ГПИПБ.

Количество побочных продуктов, образующихся при производстве фенола и ацетона, довольно велико и колеблется на разных заводах от 0,1 до 0,23 т/т фенола.

На образование всех этих продуктов расходуется бензол. Для повышения экономичности производства фенола и ацетона следует свести к минимуму количество побочных продуктов как путем усовершенствования предыдущих стадий процесса, так и за счет реконверсии уже образовавшихся продуктов [308]. С экологической точки зрения при реализации кумольного метода производства фенола и ацетона необходимо решать следующие задачи: очищать отработанный воздух, утилизировать соли, получаемые в процессе ректификации смолы и, наконец, выводимую серную кислоту и анионит.

Уменьшить величину энергозатрат, требуемых на рециклы, можно за счет:

- 1) создания условий, в которых будет получаться более концентрированный гидропероксид (т.е. увеличения конверсии ИПБ);
- 2) используя другие способы отвода тепла в реакторе разложения (например, через встроенные в реактор трубы, подавая в них воздух, направляемый в колонну окисления).

В технологическую схему разделения можно также внести изменения, направленные на сокращение энергетических затрат. В частности, применить две ректификационные колонны вместо трех: в первой колонне отделить углеводороды, а во второй – продуктовый фенол от смол. В этом случае фенол будет испаряться и, следовательно, конденсироваться только один раз вместо двух.

12.2. Энергосберегающая модернизация ректификационной колонны выделения фенола

На ОАО «Казаньоргсинтез» поставлена задача увеличения производительности ректификационных установок получения фенола и ацетона с повышением качества разделения. Действующие в настоящее время ректификационные установки проектировались в конце 1950-х годов и вводились в эксплуатацию в 1963 году. Это были первые установки на ОАО «Казаньоргсинтез» [150].

Ректификационная колонна получения фенола исчерпала ресурс эксплуатации, поэтому рассмотрена задача проектирования новой колонны с использованием современных контактных устройств. Действующая до модернизации ректификационная колонна К-48 диаметром 2400 мм предназначена для получения товарного фенола. Колонна К-48 тарельчатая, имеет 66 решетчатых тарелок; работает под остаточным давлением вверху не более 150 мм рт. ст. и температуре в кубе колонны до 140° С. Исходная смесь при температуре 130-140° С поступает в колонну и содержит фенол, ацетофенон, изопробилбензол, окись мезитила и другие легкие и тяжелые примеси. Сконденсированная в конденсаторе паровая фаза верха колонны К-48 стекает в сборник. Часть жидкости из сборника возвращается в колонну в виде флегмы, а избыток по уровню во флегмовой емкости отбирается в качестве верхнего продукта головного погона. В верхней части колонна есть боковой отбор фенола (рис. 12.1).

Ниже рассмотрены различные варианты модернизации колонны К-48 для выбора наиболее эффективного с массообменной и энергетической точек зрения способа, который удовлетворяет по качеству получения фенола. Как известно, термодинамический анализ широко применяется для оценки эксергетической эффективности технологических процессов. К настоящему времени разработана методика термодинамического анализа и, в частности, наиболее современного его варианта – эксергетического анализа [31].

Для анализа термодинамической эффективности энергетических систем и теплотехнологии промышленных производств существенное значение имеет тепловой компонент эксергетического вектора и расходные характеристики.

Методика составления эксергетического баланса и его последующего анализа базируется на исследованиях, проведенных различными авторами. Порядок проведения эксергетического анализа теплоэнергетической эффективности теплотехнологических процессов нефтехимической промышленности включает в себя ряд этапов [31, 188].

В табл. 12.1 представлены эксергетический и тепловой КПД колонны К-48 с основным оборудованием до модернизации [20, 21].

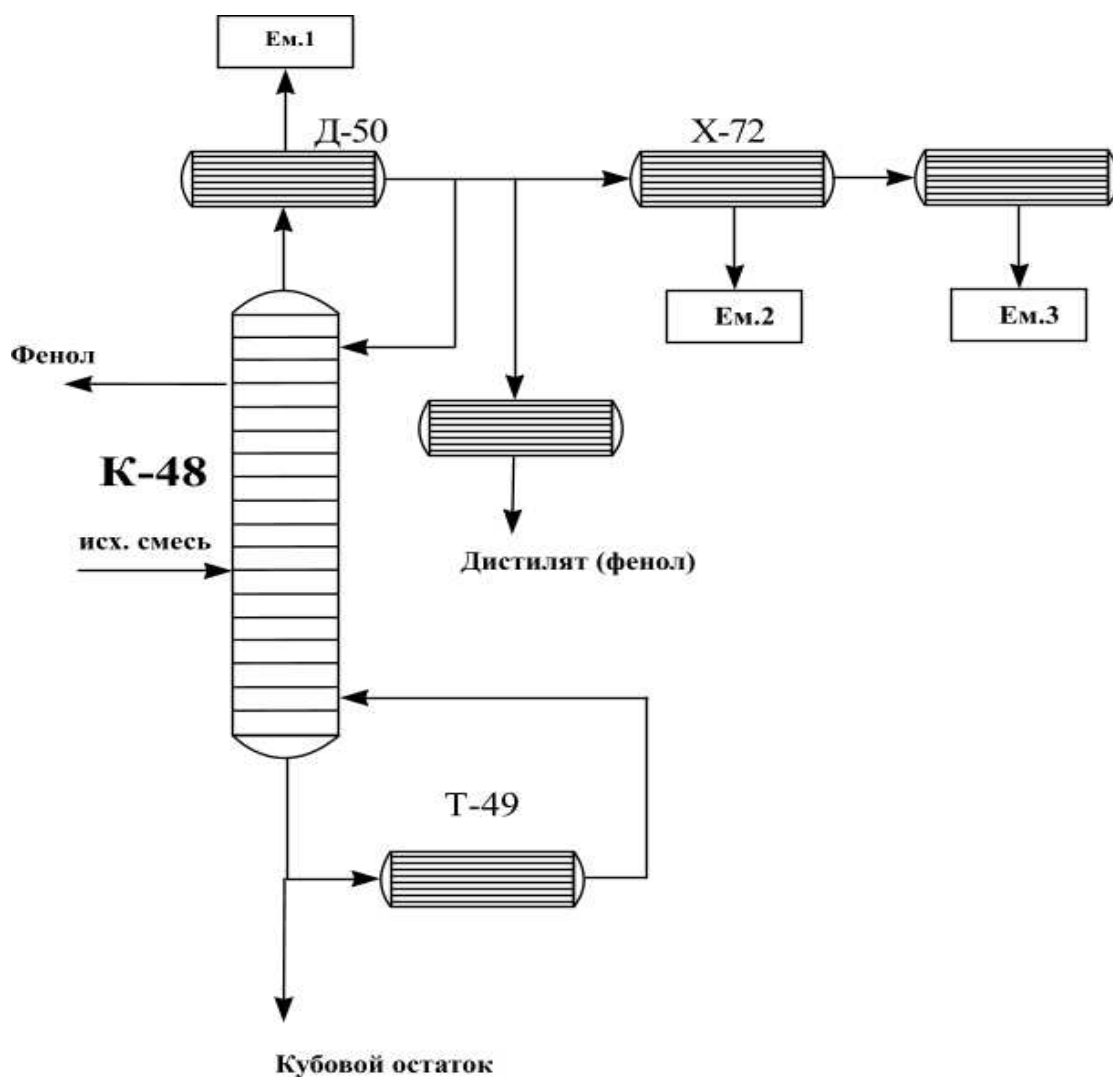


Рис. 12.1. Теплотехнологическая схема ректификационной установки.

Таблица 12.1
Степень энергетических и термодинамических показателей колонны К-48 с элементами оборудования до модернизации

Элементы оборудования	η_T	η_e
1	2	3
Колонна К-48 до реконструкции		
Колонна	0,97	0,23
Емкость Е-56	1,0	1,0
Дефлегматор Д-50	0,97	0,16

1	2	3
Конденсатор К-52	0,97	0,19
Холодильник Х-72	0,97	0,18
Кипятильник К-49	0,97	0,17
Емкость Е-54	1,0	1,0

η_T – тепловой КПД, η_e – эксергетический КПД.

С целью наглядного изображения энергетических и эксергетических балансов установки составляются диаграммы потоков энергии и эксергии (рис. 12.2). На этих диаграммах отдельные элементы установки соединяются изображениями потоков, ширина полос которых соответствует значениям энергии и эксергии.

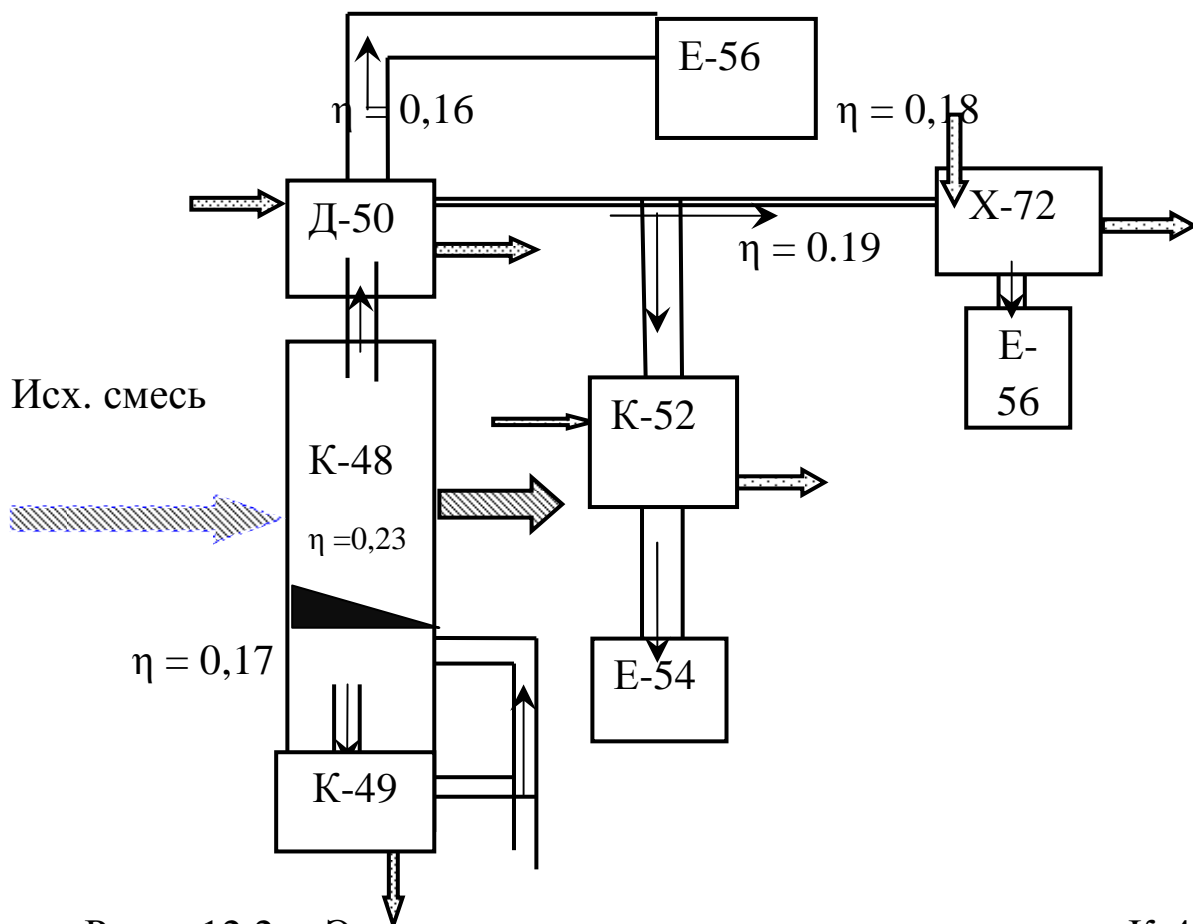


Рис. 12.2. Эксергетическая потоковая диаграмма К-48 до модернизации.

Требования к качеству:

- содержание ацетофенона в товарном феноле не выше 10 ппм.
- содержание фенола в кубовом продукте не выше 90% масс.

Производительность по исходной смеси до реконструкции 8–10 т/ч, после – 12 т/ч.

Результаты расчета тарельчатого варианта колонны К-48 для получения товарного фенола

Производительность новой колонны по исходной смеси 12 т/ч. В качестве варианта замены К-48 рассмотрен тарельчатый вариант новой колонны с решетчатыми безпереливными тарелками.

Диаметр колонны - 2400 мм

Число тарелок - 62 шт.

По результатам технологического расчета рассмотрен режим работы колонны К-48, позволяющий получить требуемое качество продуктов разделения, и выполнен термодинамический анализ.

Результаты термодинамического анализа представлены в табл. 12.2 [20-22].

Проведено моделирование гидродинамических режимов работы колонны К-48 с решетчатыми безпереливными тарелками. Скорость пара в колонне не превышает 7,5 м/с, а фактор пара изменяется в пределах 1,5÷2,97 при нагрузке по питанию 12000 кг/ч. Перепад давления в колонне К-48 с 62 тарелками не превышает 147 мм рт. ст.

Таблица 12.2

Степень энергетических и термодинамических совершенств
элементов оборудования

Элементы оборудования	η_T	η_e
1	2	3
Колонна с тарелками		
Колонна	0,97	0,26
Емкость Е-56	1,0	1,0

1	2	3
Дефлегматор Д-50	0,98	0,20
Конденсатор К-52	0,97	0,19
Холодильник Х-72	0,97	0,16
Кипятильник К-49	0,97	0,22
Емкость Е-54	1,0	1,0

Результаты расчета насадочно-тарельчатого варианта колонны К-48 для получения товарного фенола

В связи с тем, что максимальная нагрузка по пару для контактных устройств К-48 наблюдается выше ввода питания, рассмотрен вариант модернизации К-48, в котором выше ввода питания размещена насадка, а ниже ввода питания установлены решетчатые беспереливные тарелки.

Высота слоя насадки - 18 м
 Число тарелок - 16 шт.
 Диаметр колонны - 2200 мм

По результатам технологического расчета рассмотрен режим работы колонны К-48, позволяющий получить требуемое качество продуктов разделения, и выполнен термодинамический анализ.

Результаты представлены в табл. 12.3 [20].

Проведено моделирование гидродинамических режимов работы насадочно-тарельчатого варианта колонны К-48. Скорость пара в колонне не превышает 6,7 м/с, а фактор пара изменяется в пределах $1,56 \div 3$ при нагрузке по питанию 12000 кг/ч. Перепад давления в колонне К-48 со слоем насадки высотой 18 м и 16 тарелками не превышает 95,44 мм рт. ст.

Таблица 12.3

Степень энергетических и термодинамических совершенств
элементов оборудования

Элементы оборудования	η_T	η_e
Колонна насадочно-тарельчатая		
Колонна	0,98	0,27
Емкость Е-56	1,0	1,0
Дефлегматор Д-50	0,98	0,15
Конденсатор К-52	0,98	0,19
Холодильник Х-72	0,97	0,16
Кипятильник К-49	0,98	0,20
Емкость Е-54	1,0	1,0

**Результаты расчета насадочного варианта колонны К-48 для
получения товарного фенола**

В качестве замены колонны К-48 рассмотрен насадочный вариант: регулярная рулонная насадка «Инжехим», которая обеспечивает высокие массообменные и энергетические характеристики [5, 8, 10]. Вид насадки дан на рис. 12.3 и рис. 11.3, 11.4 (глава 11) [274, 316, 322].

Диаметр колонны -	2200 мм
Высота цилиндрической части колонны -	5900 мм
Слоев насадок -	5
Общая высота насадки -	26,5 м
Объем насадки -	100,68 м ³
Удельная поверхность насадки -	240 м ² /м ³
Удельный свободный объем -	0,9



Рис. 12.3. Насадка «Инжехим» для промышленной колонны.

По результатам технологического расчета рассмотрен режим работы колонны К-48, позволяющий получить требуемое качество продуктов разделения, и выполнен термодинамический анализ.

Результаты представлены в табл. 12.4.

Проведено моделирование гидродинамических режимов работы слоя насадки колонны К-48. Скорость пара в колонне не превышает 5,8 м/с, а фактор пара изменяется в пределах 2,07÷2,86 при нагрузке по питанию 12000 кг/ч. Перепад давления слоя насадки общей высотой 26,5 м не превышает 53 мм рт. ст.

Таблица 12.4
Степень энергетических и термодинамических совершенств
элементов оборудования

Элементы оборудования	η_T	η_e
Колонна с насадками		
Колонна	0,99	0,28
Емкость Е-56	1,0	1,0
Дефлегматор Д-50	0,97	0,19
Конденсатор К-52	0,97	0,19
Холодильник Х-72	0,98	0,18
Кипятильник К-49	0,97	0,22
Емкость Е-54	1,0	1,0

Выводы

Основные конструктивные и энергетические характеристики вариантов модернизации колонны К-48 представлены в табл. 12.5.

Таблица 12.5

Сравнительные характеристики вариантов модернизации
ректификационной колонны К-48

№	Вид модернизации	D_k , м	n	H , м	R	η_t	η_e	E	Q	I
1	Тарельчатый	2,4	62	-	1,63	0,97	0,26	$2,32 \cdot 10^{-2}$ *	2,63	106,2
2	Насадочно-тарельчатый	2,2	16	18	1,47	0,98	0,27	$3,7 \cdot 10^{-2}$ *	2,4	128,5
3	Насадочный	2,2	-	26,5	1,4	0,99	0,28	$7,7 \cdot 10^{-2}$ *	2,38	118,2

где D_k - колонны, м; n - число тарелок, шт.; H - высота насадки, м; R - флегмовое число; η_t - тепловой КПД; η_e - эксергетический КПД; E - энергетический коэффициент; Q - тепловая нагрузка кипятильника, млн. Ккал/ч; I - фактор интенсивности.

Колонна до модернизации имела $\eta_e = 0,23$.

В результате термодинамического анализа установлено, что эксергетический КПД у колонны с насадками выше, чем у колонны до модернизации. Наибольшее преимущество почти по всем показателям имеет насадочный вариант модернизации колоны.

Выполнено внедрение новой колонны с насадкой. Промышленная эксплуатация подтвердила правильность разработанных научно-технических решений. Повысилось качество фенола, производительность установки увеличилась на 30%, на 45% снизились энергозатраты на единицу продукции (данные промышленной эксплуатации) при проведении процесса ректификации (по сравнению с колонной до модернизации). Срок окупаемости модернизации установки составил 1,1 года [18-22, 188].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдульманов С.Х., Овчинников А.А., Николаев Н.А. Закономерности движения капель в вихревых прямоточных аппаратах с тангенциальными завихрителями // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1978. – № 11. – С. 1689.
2. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
3. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю. Теория турбулентных струй / Под ред. Г.Н. Абрамовича. – 2-е изд. – М.: Наука, 1984.
4. Айвазян О.М. // Изв. АН АрмССР. Сер. техн. н. – 1957. – № 10. – С. 3.
5. Александров И.А. Массопередача при ректификации и абсорбции многокомпонентных смесей. – М.: Химия, 1975.
6. Александров И.А. Ректификационные и абсорбционные аппараты. – М.: Химия, 1978.
7. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. – Новосибирск: Наука, 1992.
8. Альтшуль А.Д. Гидравлические потери на трение в трубопроводах. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.
9. Антуфьев В.М. Эффективность различных форм конвективных поверхностей нагрева. – М.: Энергия, 1966.
10. Аракелов В.Е., Кремер А.И. Методические вопросы экономии энергоресурсов. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
11. Асадоллахи Гохих А., Сергиенко А.А. Интегральный метод расчета переходного пограничного слоя в реактивных соплах // Авиационная техника. – 1999. – №4. – С. 47-50.
12. Ахметов Р.Н., Лаптев А.Г. Математическое моделирование теплоотдачи в кожухо-трубчатых теплообменниках: материалы докладов международной юбилейной научно-практической конференции «Передовые технологии и перспективы развития ОАО "КАЗАНЬОРГСИНТЕЗ"». – Казань, 2008. – С. 140-142.
13. Ахметов Р.Н., Лаптев А.Г. Математическое моделирование теплоотдачи при поперечном обтекании пучков труб // Проблемы энергетики. – 2009. – № 3-4. – С. 141-145.

14. Ахметов Р.Н., Лаптев А.Г. Определение коэффициентов теплоотдачи от интенсифицированных поверхностей // Труды Академэнерго. – 2010. – № 2. – С. 40-47.

15. Ахметов Р.Н., Лаптев А.Г. Расчет коэффициентов теплоотдачи в каналах на основе модели диффузионного пограничного слоя: тез. докл. XXI Международной научной конференции «Математические методы в технике и технологиях» (ММТТ-21). – Саратов, 2008. – С. 318-320.

16. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. – Л.: Химия, 1979.

17. Аэродинамический расчет котельных установок / Под ред. С.И. Мочана. – Л.: Энергия, 1977.

18. Башаров М.М., Лаптев А.Г. Энергосбережение в производстве фенола // Вестник КГЭУ. – 2010. – № 3. – С.8-14.

19. Башаров М.М., Лаптев А.Г., Сайтбаталов М.В. Математическая модель тепломассопереноса в противоточных газо(паро)жидкостных аппаратах // Вестник КГЭУ. – 2011. – № 2. – С. 11-16.

20. Башаров М.М. Энергоресурсосберегающая модернизация теплоиспользующих установок в производстве фенола: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: Казанск. гос. энерг. ун-т, 2011.

21. Башаров М.М. Энергосберегающая модернизация массообменной колонны выделения фенола // Энергоэффективность и энергосберегающая политика в промышленности: материалы городской научно-практической конференции, посвященной 45-летию г. Нижнекамск. – Нижнекамск: НХТИ (филиал КГТУ), 2011. – С. 61-63.

22. Башаров М.М. Энергосберегающая модернизация ректификационной установки выделения фенола // Нефтегазовое дело. – 2011. – №2. – С. 136-146.

23. Белов И.А., Кудрявцев Н.А. Теплоотдача и сопротивление пакетов труб. – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – С. 32-36.

24. Белороссов Е.Л., Галустов В.С., Чуфаровский А.И. Новые прямоточные распылительные абсорбционные аппараты // Абсорбция газов: тезисы докладов Всесоюзного совещания. – Гродно, 1983. – 4.2. – С. 313-314.

25. Берглес А.Е. Интенсификация теплообмена. Теплообмен. Достижения проблемы. Перспективы: избранные труды 6-й Международной конференции по теплообмену / Пер. с англ. – М.: Мир, 1981. – С. 145-192.

26. Берман Л.Д. Испарительное охлаждение циркуляционной воды. – М.: Госэнергоиздат, 1960.

27. Биркгоф Г. Гидродинамика (методы, факты, подобие) / Под ред. И.Б. Погребысского. – М.: Иностранная литература, 1963.

28. Бояджиев Х., Бешков В. Массоперенос в движущихся пленках жидкости / Пер. с англ. – М.: Мир, 1988.

29. Брагинский Л.Н., Бегачев В.И., Барабаш В.М. Перемешивание в жидких средах: физические основы и инженерные методы расчета. – Л.: Химия, 1984.

30. Бродов Ю.М., Рябчиков А.Ю., Аронсон К.Э. Исследование ряда методов интенсификации теплообмена в энергетических теплообменных аппаратах // Интенсификация теплообмена. Тр. 3-й РНКТ. – М.: МЭИ (ТУ), 2002. – Т.6. – С. 49.

31. Бродянский В.М., Верхивер Г.П., Карчев Я.Я. Эксергетические расчеты технических систем: справ. пособие. – Киев: Наук. думка, 1991.

32. Брэдшоу П., Себеси Т., Фернгольц Г.-Г.. Турбулентность / Пер. под ред. Н.Г. Васецкой, А.В. Колесникова, В.И. Расщупкина / Под общ. ред. А.С. Гиневского. – М: Машиностроение, 1980. – 343 с.

33. Булкин В.А. Разработка и исследование массообменного аппарата с прямоточными вихревыми контактными устройствами: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1970.

34. Булкин В.А., Николаев Н.А. Изучение гидродинамики и массопередачи при прямоточном восходящем винтовом движении газа и жидкости в трубках // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1970. – Т.13. – №6. – С.898-902.

35. Витков Г.А., Холпанов Л.П., Шерстнев С.Н. Гидравлическое сопротивление и тепломассообмен. – М.: Наука, 1994.

36. Влияние геометрии интенсификатора – спиральных канавок на конвективную теплоотдачу в трубах / А.И. Рзаев, Л.Л. Филатов, Г.В. Циклаури [и др.] // Теплоэнергетика. – 1992. – №2. – С. 53-55.

37. Войнов Н.А., Николаев Н.А. Пленочные трубчатые газо-жидкостные реакторы. – Казань: Отечество, 2008. – 271 с.

38. Войнов Н.А., Сугак Е.В., Щербаков В.Н. Расчет гидродинамических, тепло- и массообменных параметров в аппаратах со стекающей пленкой. – Красноярск: КГТА, 1996.
39. Войнов Н.А., Николаев Н.А. Тепломассообменные аппараты со стекающей пленкой: учеб. пособие. – Казань: КГТУ, 1997.
40. Войнов Н.А., Николаев А.Н., Николаев Н.А. Теплоотдача в пленке жидкости, стекающей по гладкой и шероховатой поверхности // ТОХТ. – 1998. – Т. 32. – №1. – С. 28-32.
41. Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификация теплообмена в ЯЭУ. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 163 с.
42. Воронин Г.И., Дубровский Е.В. Эффективные теплообменники. – М.: Машиностроение, 1973. – 95 с.
43. Воронцов Е.Г., Тананайко Ю.М. Теплообмен в жидкостных пленках. – Киев: Техника, 1972.
44. Галустов В.С., Чуфаровский А.И. Градирня: а. с. 1020744 СССР // Открытия. Изобретения. – 1983. – № 20.
45. Галустов В.С., Чуфаровский А.И. Повышение эффективности систем охлаждения оборотной воды: инф. бюлл. по водному хозяйству. – М.: СЭВ, 1984. – №1. – С. 27-31.
46. Галустов В.С. Прямоточные распылительные аппараты в теплоэнергетике. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 240 с.
47. Галимзянов Ф.Г., Галимзянов Р.Ф. Теория внутреннего турбулентного движения. – Уфа: Эксперт, 1999.
48. Галустов В.С. Распылительный тепломассообменный аппарат: а. с. 959809 СССР // Б. И. – 1982. – № 35.
49. Ганчев Б.Г., Козлов В.М., Лозовецкий В.В. Исследование нисходящего течения пленки жидкости по вертикальной поверхности и теплопереноса к ней // Инж.-физ. журн. – 1971. – Т. 20. – № 4. – С.683.
50. Гельперин Н.И., Айнштейн В.Г. О распространенной методике обобщения экспериментальных данных по тепло- и массообмену // Химическая промышленность. – 1966. – № 1. – С. 44-50.
51. Гидравлические характеристики рулонной гофрированной тепломассообменной насадки / А.Г. Лаптев, Т.М. Фарахов, Е.А. Лаптева, Р.М. Минигулов // Энергосбережение и водоподготовка. – 2010. – №1 (63). – С. 35-37.

52. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках / В.И. Субботин, М.Х. Ибрагимов, П.А. Ушаков [и др.] – М.: Энергоатомиздат, 1984.

53. Гильденблат И.А., Родионов А.И., Демченко В.И. Влияние коэффициента диффузии на массообмен между потоками жидкостей и газом // ТОХТ. – 1972. – Т. 4. – № 1. – С. 10-16.

54. Гильденблат И.А. Влияние структуры потоков на эффективность работы теплообменных аппаратов: учеб. пособие. – М.: МХТИ им. Д.И. Менделеева, 1979. – 24 с.

55. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. – Вильнюс: Москлас, 1988.

56. Гиргидов А.Д. Механика жидкости и газа (гидравлика): учебник для вузов. – 2 изд., испр. и доп. – СПб: Изд-во СПбГПУ, 2003.

57. Графов Б.М. Мартемьянов С.А., Некрасов Л.Н. Турбулентный диффузионный слой в электрохимических системах. – М.: Наука, 1990.

58. Гоголин А.А. Интенсификация теплообмена в испарителях холодильных машин. – М.: Легкая и пищевая промышленность, 1982. – 244 с.

59. Гольдштик М.А. Процессы переноса в зернистом слое. – Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1984.

60. Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В., Байгалиев Б.Е. Теплогидравлический расчет и проектирование оборудования с интенсифицированным теплообменом. – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2004.

61. Гортышев Ю.Ф., Олимпиев В.В. Теплообменные аппараты с интенсифицированным теплообменом. – Казань: Изд-во КГТУ им. А.Н.Туполева, 1999. – 176 с.

62. Гухман А.А. Интенсификация конвективного теплообмена и проблема сравнительной оценки теплообменных поверхностей // Теплоэнергетика. – 1977. – №7. – С. 5-8.

63. Гухман А.А., Кирпиков В.А., Борисова Р.Д. Сравнительная оценка эффективности некоторых современных методов интенсификации конвективного теплообмена: материалы VII Всесоюзной конф. – Минск: Изд-во ИТМО, 1984. – Т.1. – С. 56-61.

64. Давлетшин Ф.М., Овчинников А.А., Николаев Н.А. Интенсификация теплообмена при дисперсно-кольцевом течении газо-жидкостного потока в каналах. – Казань: Изд-во Казан. гос. технол. ун-та, 2001. – 88 с.
65. Данилова Г.Н. Теплообменные аппараты холодильных установок. – Л.: Машиностроение, 1986. – 303 с.
66. Деаэратор: а.с. 553215 СССР / В.С. Галустов, В.В. Шувалов, Л.А. Степанов [и др.]. – Б. И. – 1976. – № 22.
67. Дейслер Р.Дж. Турбулентные течения и теплопередача / Под ред. Линь Цзя-Цзяо. – М.: Изд-во иностр. лит., 1963. – С. 297-323.
68. Дейсли Дж., Харлеман Д. Механика жидкости / Пер. под ред. О.Ф. Васильева – М.: Энергия, 1971.
69. Дейч М.Е., Филлипов Г.А. Гидродинамика двухфазных сред. – М.: Энергоиздат, 1981.
70. Деменюк С.Л. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при турбулентном течении в каналах. – СПб.: Моби Дик, 2010.
71. Дзюбенко Б.В., Ашмантас Л.В., Сегаль М.Д. Моделирование стационарных и переходных теплогидравлических процессов в каналах сложной формы. – Вильнюс: Pradaī, 1994.
72. Дзюбенко Б.В., Дрейцер Г.А., Ашмантас Л.А. Нестационарный теплообмен в пучках витых труб. – М.: Машиностроение, 1988. – 240 с.
73. Диаров Р.К., Мухаметзянов У.К., Овчинников А.А., Николаев Н.А., Зингер М.И., Гимранов Н.М.: авторское свидетельство СССР № 1260010, 1984.
74. Дильман В.В., Полянин А.Д. Методы модельных уравнений и аналогий. – М.: Химия, 1988.
75. Доманский И.В., Соколов В.Н. Обобщение различных случаев конвективного теплообмена с помощью полуэмпирической теории турбулентного переноса // ТОХТ. – 1968. – Т. 2. – № 5. – С. 761-767.
76. Дрейцер Г.А. Исследование солеотложений при течении воды с повышенной карбонатной жесткостью в каналах с дискретными турбулизаторами // Теплоэнергетика. – 1996. – №3. – С. 30-35.
77. Дрейцер Г.А., Лобанов И.Е. Предельная интенсификация теплообмена в трубах за счет искусственной турбулизации потока // ИФЖ. – 2003. – Т. 76. – №1. – С. 45-51.

78. Дубровский Е.В. Метод относительного сравнения теплогидродинамической эффективности теплообменных поверхностей // Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. – 1977. – №6. – С. 118-127.

79. Дытнерский Ю.И., Борисов Г.С. Исследование массообмена в жидкой фазе // Процессы хим. технол. (Гидродинамика, тепло- и массопередача) / Под ред. М.Е. Позина. – М.: Наука, 1965. – С. 266-270.

80. Дьяконов Г.С., Ясавеев Х.Н., Лаптев А.Г. Определение ВЭТТ для насадочных колонн при ректификации газового конденсата // Газовая промышленность. – 1998. – №10. – С. 20-22.

81. Дьяконов С.Г., Елизаров В.В., Фарахов М.И. Гидродинамические и массообменные характеристики рулонной насадки // Изв. вузов. Химия и химическая технология. – 2003. – Т. 46. – Вып.5. – С. 143-147.

82. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Кинетика массопередачи на колпачковых тарелках с учетом неравномерности распределения фаз в барботажном слое // Химическое и нефтяное машиностроение. – 1993. – №9. – С. 5-8.

83. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном движении газожидкостной смеси в канале // Интенсификация процессов тепломассообмена в энергетических и технологических установках: сб. науч. тр. – М.: МЭИ, 1990. – № 244. – С. 4-8.

84. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование массотеплопереноса в промышленных аппаратах на основе исследования лабораторного макета // ТОХТ. – 1993. - Т.27. - №1. – С. 38-50.

85. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Модель массоотдачи в барботажном слое на основе концепции активного входного участка // ТОХТ. – 1991. – Т.25. – № 6. – С. 783-795.

86. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Модель массоотдачи в жидкой фазе при осевом и закрученном турбулентном движении пленки жидкости и газа в коротких каналах // Инж.-физ. журнал. – 1991. – Т.60. - №3. – С. 372-379.

87. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Модель переноса в барботажном слое на контактных устройствах промышленных аппаратов // Массообменные процессы и аппараты хим. технологии: межвуз. тематич. сб. научн. тр. – Казань: КХТИ. – 1988. – С. 8-25.

88. Дьяконов С.Г., Лаптев А.Г., Данилов В.А. Определение объемных коэффициентов массоотдачи на прямооточных клапанных тарелках по математической модели // Химическая промышленность. – 1991. – №8. – С. 499-501.

89. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Определение эффективности массообменных устройств на основе сопряженного физического и математического моделирования // ТОХТ. – 1992. – Т. 26. – №1. – С. 33-42.

90. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические методы описания массо- и теплоотдачи в газо(паро)жидкостных средах на контактных устройствах // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1991. – Т. 34. – Вып. 8. – С. 3-13.

91. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические основы и моделирование процессов разделения веществ. – Казань: Изд-во Казанского университета, 1993.

92. Евенко Е.И., Стенав В.Н. Методика оценки эффективности теплообменных аппаратов и поверхностей теплообмена // Изв. вузов. Сер. Энергетика. – 1967. – №4. – С. 72-75.

93. Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Математическое моделирование объемных коэффициентов массоотдачи на контактных устройствах с учетом неравномерности распределения фаз в газо(паро)жидкостном слое // Массообменные процессы и аппараты хим. технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1990. – С. 4-8.

94. Ермаков П.П. Влияние воздействия акустических колебаний на процесс массопередачи // ТОХТ. – 1991. – Т.25. – № 2. – С. 198-203.

95. Ермолин В.К. Интенсификация конвективного теплообмена в трубах в условиях закрученного потока с постоянным по длине шагом // ИФЖ. – 1960. – Т. 3. – №11. – С. 52-57.

96. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. – М.: Наука, 1982. – 472 с.

97. Жукаускас А., Улинскас Р. Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков труб. – Вильнюс: Москлас, 1986.

98. Жукаускас А.А., Макарявичюс В., Шланчяускас А. Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке жидкости. – Вильнюс: Минтис, 1968.

99. Задорский В.М. Интенсификация газожидкостных процессов химической технологии. – Киев: Техника, 1979.

100. Закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции / Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, С.А. Ярхо [и др.]: диплом на открытие № 242, СССР // Открытия, изобретения. - 1981. – № 35. – С. 3.

101. Зельвенский Я.Д., Торопов Н.Н. Гидродинамика противотока жидкость-пар в насадочной колонне при низкотемпературной ректификации под давлением // Химическая промышленность. – 2002. – №8. – С. 21-23.

102. Зельвенский Я.Д. Пути энергосбережения при разделении смесей ректификацией // Химическая промышленность. – 2001. – №5. – С. 11-13.

103. Зозуля Н.В., Шкуратов Н.Я. Теплоотдача в трубах с проволочными турбулизаторами // Теплообмен в энергетических установках. – Минск, 1967. – С. 36.

104. Ибрагимов М.Х., Новожилов Е.В., Субботин В.И. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при винтовом движении жидкости в трубе // Теплоэнергетика. – 1961. – №7. – С. 57-60.

105. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / Под ред. М.О. Штейнберга. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1992.

106. Измерение средней толщины пленки жидкости при восходящем прямоточном движении фаз методом локальной электропроводности / В.Н. Щербаков, В.Ф. Харин, Н.А. Войнов, Н.А. Николаев // Изв. вузов. Химия и химическая технология. – 1979. – Т. 22. – № 5. – С. 625-629.

107. Интенсификация тепло- и массообмена в энергетике / Б.В. Дзюбенко, Ю.А. Кузма-Кичта, А.М. Кутепов [и др.]. – М.: ФГУП «ЦНИИАТОМ-ИНФОРМ», 2003.

108. Исаченко В.П. Теплопередача и тепловое моделирование. – М.: Изд-во АН СССР, 1959.

109. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: учебник для вузов. – Изд. 3-е, перераб. и доп. – М.: Энергия, 1975. – 488 с.

110. Исследование влияния деформации параметров структуры потоков пара и жидкости на эффективность тарельчатых массообменных аппаратов / В.В. Кафаров, Ю.А. Комиссаров, В.Н. Ветехин [и др.] // Журн. прикл. химии. – 1990. – Т.63. – № 9. – С. 1994-1998.

111. Каган А.М., Пушнов А.С., Рябушенко А.С. Насадочные контактные устройства // Химическая технология. – 2007. – Т. 8. – №5. – С. 232-240.

112. Кадер Б.А. К строению вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. Мех. жидк. и газа. – 1966. – № 6. – С. 157-163.

113. Кадер Б.А., Аронов А.Р. Статистический анализ экспериментальных работ по тепло- и массоотдаче при больших числах Прандтля // ТОХТ. – 1970. – Т. 4. – №5. – С. 637-652.

114. Кадер Б.А., Дильман В.В. Тепло- и массообмен на входном участке при турбулентном режиме течения и $Pr \gg 1$ // ТОХТ. – 1973. – Т. 7. – С. 210-221.

115. Калинин Э.К., Ярхо С.А. Влияние чисел Рейнольдса и Прандтля на эффективность интенсификации теплообмена в трубах // Инж.-физ. журн. – 1966. – Т. 11. – № 4. – С. 426.

116. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. – М.: Машиностроение, 1990.

117. Канделаки Р.Д., Гомелаури В.И. К вопросу о теплоотдаче и гидравлическом сопротивлении поверхностей с элементами шероховатости типа «прерыватели пограничного слоя» // Сообщ. АН Груз. ССР. – 1963. – Т. 47. – № 3. – С. 669.

118. Кантуэл Б.Дж. Организованные движения в турбулентных потоках // Вихри и волны: сб. статей / Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – С. 9-79.

119. Капица П.Л. // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1948. – № 18. – С. 3.

120. Карасев Э.К. Сб. Тепло- и массоперенос, 1965. – №1. – С. 221.

121. Кафаров В.В., Кулов Н.Н., Дорохов И.Н. Перспективы развития научных основ химической технологии // ТОХТ. – 1990. – Т. 24. – № 1. – С. 3-11.
122. Кафаров В.В. Основы массопередачи. – 3-е изд. – М.: Высшая школа, 1979.
123. Керн Д., Краус А. Развитые поверхности теплообмена. – М.: Энергия, 1977. – 461 с.
124. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 296 с.
125. Кирпиков В.А. Интенсификация теплообмена при вынужденной конвекции // ТОХТ. – 1993. – Т. 27. – №3. – С. 315-319.
126. Кирпиков В.А., Мусави Найнияни С.М. Количественная оценка эффективности метода интенсификации конвективного теплообмена посредством разрушения пограничного слоя // Химическое и нефтяное машиностроение. – 1995. – №4. – С. 3-5.
127. Кирпиков В.А., Мусави Найнияни С.М. Количественная оценка эффективности метода интенсификации конвективного теплообмена посредством создания вторичных течений // Химическое и нефтяное машиностроение. – 1995. – № 6. – С. 1-5.
128. Кирпиков В.А., Мусави Найнияни С.М. Количественная оценка эффективности метода интенсификации конвективного теплообмена турбулизацией пограничного слоя // Химическое и нефтяное машиностроение. – 1994. – № 12. – С. 4-6.
129. Кирпиков В.А., Мусави Найнияни С.М. Количественная оценка эффективности различных методов интенсификации конвективного теплообмена // Химическое и нефтяное машиностроение. – 1994. – №10. – С. 11-14.
130. Кишиневский М.Х., Корниенко Т.С. К вопросу тепло- и массоотдачи от гладкой стенки к турбулентному потоку жидкости // ТОХТ. – 1967. – Т. 1. – №3. – С. 456-462.
131. Кишиневский М.Х., Корниенко Т.С., Парменов В.А. Экспериментальное исследование закона затухания турбулентных пульсаций у твердой стенки // ТОХТ. – 1970. – Т. 4. – № 4. – С. 489-495.
132. Клачак А. Теплопередача в трубах с проволочными и ленточными турбулизаторами // Теплопередача. – 1973. – сер. С. – № 4. – С. 134-136.

133. Ключко В.В., Холпанов Л.П. Исследование и расчет гидродинамических характеристик регулярных контактных устройств массообменных колонн // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2004. – №5. – С. 10-12.

134. Коваленко Л.М., Глушков А.Ф. Теплообменники с интенсификацией теплоотдачи. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

135. Ковальногов А.Ф., Щукин В.К. Экспериментальное исследование теплоотдачи в трубах при местной закрутке потока шнековыми закручивателями // Теплоэнергетика. – 1968. – №6. – С. 81-84.

136. Когин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч. II. – М.: Физматгиз, 1963.

137. Кокорев Л.С., Костюнин Б.Н., Шелагин Ю.Н. Развитие пульсационного движения в потоке за турбулизатором. Ч. I. Модели вихревой структуры в потоке с поперечным сдвигом // Вопросы теплофизики ядерных реакторов: экспериментальные и расчетные методы / Под ред. чл.-корр. АН СССР В.И. Субботина. – М.: Атомиздат, 1980. – Вып. 9. – С. 12-19.

138. Кокорев Л.С., Костюнин Б.Н., Шелагин Ю.Н. Развитие пульсационного движения в потоке за турбулизатором. Часть II. Расчетная модель развития пульсационного движения // Вопросы теплофизики ядерных реакторов: экспериментальные и расчетные методы / Под ред. чл.-корр. АН СССР В.И. Субботина. – М.: Атомиздат, 1980. – Вып. 9. – С. 20-24.

139. Колафтаи Д.Д., Полямов В.В. Оптимизация теплообменников по эффективности теплообмена. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

140. Колесниченко А.В., Маров М.Я. Турбулентность многокомпонентных сред. – М.: Наука, 1999.

141. Комплексное исследование научных и практических проблем интенсификации теплообмена в трубчатых теплообменных аппаратах / Г.А. Дрейцер, Н.В. Парамонов, А.С. Неверов [и др.] // Инж.-физ. журн. – 1993. – Т. 65. – №1. – С. 25.

142. Конахин А.М., Кумиров Б.А. Опытное исследование теплообмена и гидродинамики в трубах с кольцевыми выступами при неизотермическом течении жидкости при малых числах Рейнольдса: II сб. научн. трудов. – М.: Изд-во МЭИ, 1988. – №177. – С. 57-62.

143. Конахин А.М., Кумиров Б.А. Экспериментальное исследование теплообмена и гидродинамики при неизотермическом течении воды в каналах с кольцевыми выступами: сб. научн. трудов. – М.: Изд-во МЭИ, 1989. – № 201. – С. 40-45.

144. Коновалов Н.М. Гидродинамика и массообмен в условиях прямого движения газа и пленки жидкости: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1982.

145. Коньков О.А., Николаев Н.А. Математические модели турбулентности. – Казань: ЗАО «Новое знание», 2008.

146. Коротков Ю.Ф., Каштанов А.А., Гайнутдинов Р.С., Багрий С.И., Николаев Н.А.: авторское свидетельство СССР № 1530201, 1988.

147. Коулман, Моффет, Кейс. Теплообмен в ускоряющемся турбулентном пограничном слое с полным проявлением шероховатости: тр. Амер. общ-ва инж.-механиков // Теплопередача. – 1981. – Т. 103. – №1. – С. 177-185.

148. Кочергин Н.А., Дильман В.В., Олевский В.М. Исследование массообмена при ректификации в колоннах с дырчатыми тарелками провального типа // Химическая промышленность. – 1961. – № 8. – С. 567-570.

149. Крылова А.Н., Башаров М.М. Сравнительные массообменногидравлические характеристики контактных устройств насадочных аппаратов // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2010. – № 11-12. – С. 131-134.

150. Кудряшов В.Н. ОАО «Казаньоргсинтез»: вчера, сегодня, завтра // Передовые технологии и перспективы развития ОАО «Казаньоргсинтез»: материалы междунар. юбилейной науч.-практич. конф. – Казань, 2008. – С. 9-11.

151. Кузма-Кичта Ю.А. Методы интенсификации теплообмена: учебное пособие по курсу «Методы интенсификации теплообмена». – М.: Изд-во МЭИ, 2001. – 112 с.

152. Кузнецов В.А. Турбулентный перенос теплоты малотеплопроводной жидкостью вблизи гладкой стенки // ТОХТ. – 1991. – Т. 25. – № 2. – С. 286-288.

153. Кулов Н.Н. Гидродинамика и массообмен в нисходящих двухфазных пленочно-дисперсных потоках: дис. ... докт. техн. наук. – М.: ИОНХ, 1984.

154. Кутателадзе С.С. Анализ подобия в теплофизике. – Новосибирск: Наука, 1982.
155. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидравлика газожидкостных систем. – Новосибирск: Энергия, 1976.
156. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – Изд. 5-е, перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1979.
157. Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. – Новосибирск: Наука, 1984.
158. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. – М.: Энергия, 1972.
159. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справочное пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
160. Кутепов А.М., Латкин А.С. Вихревые процессы для модификации дисперсных систем. – М.: Наука, 1992.
161. Ламб Г. Гидродинамика: в 2 т. – М. - Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотичная динамика», 2003.
162. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. – М.: Гостехтеориздат, 1954.
163. Лаптев А.Г., Саитбаталов М.В. Аналогия переноса импульса, массы и теплоты в насадочных элементах градилен // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2009. – № 1-2. – С. 140-144.
164. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Минеев А.Г. Энерго- и ресурсосберегающая модернизация промышленных установок на предприятиях нефтегазохимического комплекса // Вестник КГЭУ. – 2011. – № 2.
165. Лаптев А.Г., Ахметов Р.Н., Саитбаталов М.В. Гидродинамическая аналогия переноса импульса и тепла в турбулентном пограничном слое с градиентом давления // Молодой ученый. – 2010. – №6. – С. 28-34.
166. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Гидродинамическая аналогия процессов переноса при турбулентном движении одно- и двухфазных потоков на твердой стенке // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1990. – С. 64-73.
167. Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Гидромеханические процессы в нефтехимии и энергетике: пособие к расчету аппаратов. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2008.

168. Лаптев А.Г., Данилов В.А. Двумерная модель процессов переноса на барботажной тарелке при многокомпонентной ректификации // Инж.-физ. журн. – 2003. – Т. 76. – № 4. – С. 66-72.

169. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Минеев Н.Г. Конструирование и модернизация аппаратов разделения и очистки веществ в нефтехимии // Химическая техника. – 2009. – № 4. – С. 26-29.

170. Лаптев А.Г. Массообмен в барботажном слое и описание структуры потоков на контактных устройствах методом сопряженного физического и математического моделирования: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ (КХТИ), 1988.

171. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Башаров М.М. Массообменная и энергетическая эффективность колонн с насадками // Химическая техника. – 2010. – № 10. – С. 12-14.

172. Лаптев А.Г., Башаров М.М. Определение эффективности тонкослойных отстойников при турбулентном режиме // Вода: химия и экология. - № 5. - 2011. – С. 33-39.

173. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г. Математическое моделирование процессов массо- и теплопередачи в газовой фазе насадочных колонн // Химическая промышленность. – 1993. – № 6. – С. 48-51.

174. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Математическое моделирование теплоотдачи в закрученных турбулентных потоках // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1990. – С. 25-30.

175. Лаптев А.Г., Ахметов Р.Н. Математическое моделирование теплоотдачи при поперечном обтекании пучков труб // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2009. – № 3-4. – С. 141-145.

176. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г., Елизаров В.И. Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном обтекании пучков труб // Теплоэнергетика. – 1992. – № 12. – С. 34-38.

177. Лаптев А.Г. Модели пограничного слоя и расчет тепломассообменных процессов. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2007.

178. Лаптев А.Г., Крылова А.Н., Башаров М.М. Модели тепло- и массоотдачи в пограничном слое и сравнительная эффективность насадочных аппаратов // Труды Академэнерго. – 2011. – № 2. – С. 17-25.

179. Лаптев А.Г. Модели тепломассообмена в многофазных средах и расчет промышленных аппаратов // Вестник КГЭУ. – 2009. – №3. – С. 14-21.

180. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г. Моделирование массотеплоотдачи в турбулентной пленке // Массообменные процессы и аппараты в хим. технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1992. – С. 12-15.

181. Лаптев А.Г., Данилов В.А. Моделирование процесса хемосорбции в насадочной колонне // Химическая промышленность. – 1998. – № 1. – С. 23-26.

182. Лаптев А.Г. Моделирование элементарных актов переноса в двухфазных средах и определение эффективности массо- и теплообмена в промышленных аппаратах: дис. ... докт. техн. наук. – Казань: КГТУ (КХТИ), 1995.

183. Лаптев А.Г., Бажиров Т.С., Ахметов Р.Н. Модификация гидродинамической аналогии для интенсифицированного теплообмена // Современные проблемы науки и образования. – 2010. – № 4. – С. 114-121.

184. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г., Елизаров В.И. Обобщение результатов математического моделирования тепло- и массоотдачи в одно- и двухфазных средах // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1992. – С. 93-99.

185. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Определение коэффициентов массоотдачи при турбулентном движении дисперсно-кольцевого потока в канале с шероховатыми стенками // Изв. вузов. Химия и хим. Технологии. - 1992. - Т.35. - №8. - С.80-84.

186. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Определение объемных коэффициентов массоотдачи в газо(паро)жидкостном слое на промышленных контактных устройствах при масштабном переходе (ситчатые и струйные тарелки) // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1991. – Т. 34. – № 6. – С. 97-101.

187. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Миндубаев Р.Ф. Определение эффективности сепараций аэрозолей в промышленных аппаратах на основе диссипируемой энергии // Тепломассообменные аппараты в химической технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань: КГТУ, 2002. – С. 38-45.

188. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Минеев Н.Г. Основы расчета и модернизация тепломассообменных установок в нефтехимии. – Казань: КГЭУ, 2010.

189. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Башаров М.М. Основы энергосберегающей модернизации аппаратов разделения веществ // Вестник ИГЭУ. – 2011. – №1. – С. 17-20.

190. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Миндубаев Р.Ф. Очистка газов от аэрозольных частиц сепараторами с насадками. – Казань: Печатный двор, 2003.

191. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Минеев Н.Г. Повышение эффективности ректификационных колонн в производстве этаноламинов // Химическая промышленность. – 2007. – № 7. – С. 354-360.

192. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Мальковский П.А. Проектирование и модернизация аппаратов разделения в нефте- и газопереработке. – Казань: Печатный двор, 2002.

193. Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Разделение гетерогенных систем в насадочных аппаратах. – Казань: КГЭУ, 2006.

194. Лаптев А.Г., Бажиров Т.С., Саитбаталов М.В. Модель гидродинамических характеристик пленочного течения // Вестник КГЭУ. – 2010. – №3. – С. 14-22.

195. Лаптев А.Г., Ведьгаева И.А. Устройство и расчет промышленных градирен. - Казань: КГЭУ, 2004.

196. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Минеев Н.Г. Энергосбережение при очистке и разделении веществ на предприятиях ТЭК // Ресурсоэффективность в Республике Татарстан. – 2009. – №2. – С. 63-66.

197. Лаптев А.Г., Башаров М.М., Фарахова А.И. Явления турбулентного переноса тонкодисперсных частиц в жидкой фазе динамических сепараторов // Науч. журнал КубГАУ. – 2011. – № 68 (04). – С. 1-31.

198. Лаптева Е.А., Башаров М.М. Модель теплоотдачи в турбулентных пленках жидкости // Энергоэффективность и энергосберегающая политика в промышленности: материалы городской научно-практической конференции, посвященной 45-летию г. Нижнекамск. – Нижнекамск: НХТИ (филиал КГТУ), 2011. – С. 69-71.

199. Лебедев П.Д. Теплообменные, сушильные, холодильные установки. – М.: Энергия, 1972. – 319 с.
200. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматгиз, 1959.
201. Лейтес И.Л. Об экономии энергетических ресурсов в химической и нефтехимической технологии // Химическая промышленность. – 2009. – № 31. – С. 3-7.
202. Леонтьев А.И., Олимпиев В.В. Влияние интенсификаторов теплообмена на теплогидравлические свойства каналов // Теплофизика высоких температур. – 2007. – Т. 45. – № 6. – С. 925-939.
203. Леонтьев А.И., Федоров В.К. Влияние условий входа на закон теплообмена в начальном участке цилиндрической трубы. – ИФЖ. – 1961. – Т. 4. – № 8. – С. 63-68.
204. Леонтьев В.С., Сидоров С.И. Современные насадочные колонны: особенности конструктивного оформления // Химическая промышленность. – 2005. – № 7. – С. 347-350.
205. Лойцянский Л.Г. Ламинарный пограничный слой. – М.: Физматгиз, 1962.
206. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – 6-е изд. – М.: Наука, 1987.
207. Локшин В.А., Мочан С.И., Фомина В.Н. Обобщение материалов по аэродинамическим сопротивлениям шахматных поперечно-омываемых пучков труб // Теплоэнергетика. – 1971. – № 10. – С. 41-48.
208. Лэндис Ф., Торсен Р. Трение и характеристики теплообмена в турбулентном закрученном потоке при наличии больших поперечных градиентов температуры // Теплопередача. – 1968. – № 1. – С. 91-103.
209. Ляхов В.К., Мигалин К.В. Эффект тепловой или диффузионной шероховатости. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1991. – 176 с.
210. Макаров Н.А., Николаев Н.А., Гайнутдинов Р.С., Овчинников А.А. Авторское свидетельство СССР № 1308350, 1986.
211. Марков В.А., Войнов Н.А., Николаев Н.А. Массоотдача в турбулентных пленках жидкости, стекающих по гладкой и шероховатой поверхности // ТОХТ. – 1990. – Т. 24. – № 4. – С. 442-449.

212. Маркович Э.Э., Ройзман Д.Х., Шербаум В.М. // Изв. ВУЗ СССР. Энергетика. – 1966. – № 9. – С. 79.
213. Масштабный переход в химической технологии: разработка промышленных аппаратов методом гидродинамического моделирования / А.М. Розен, Е.И. Мартюшин, В.М. Олевский [и др.] / Под ред. А.М. Розена. – М.: Химия, 1980.
214. Мигай В.К. Интенсификация конвективного теплообмена в трубах со спиральными закручивателями // Теплоэнергетика. – 1968. – № 11. – С. 31-33.
215. Мигай В.К. К теории теплообмена в турбулентном потоке с отрывом // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1976. – № 2. – С. 170.
216. Мигай В.К., Мороз А.Г., Зайцев В.А. Методика сравнения интенсифицированных поверхностей теплообмена // Изв. вузов. Сер. Энергетика. – 1990. – №9. – С. 101-103.
217. Мигай В.К. Моделирование теплообменного и энергетического оборудования. – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 263 с.
218. Мигай В.К. О предельной интенсификации теплообмена в трубах за счет турбулизации потока // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1990. – №2. – С.169-172.
219. Мигай В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. – Л.: Энергия, 1980. – 144 с.
220. Мигай В.К. Расчет теплообмена в поперечно обтекаемых шахматных пучках труб // Теплоэнергетика. – 1978. - № 2. – С. 20-23.
221. Мигай В.К. Теплообмен в гладких трубах при турбулентном течении // Теплоэнергетика. – 1987. – № 8. – С. 66-68.
222. Мигай В.К. Теплообмен в трубах с кольцевой дискретной шероховатостью // Инж.-физ. журн. – 1972. – Т. 22. – № 2. – С. 248.
223. Мигай В.К., Фирсова Э.К. Теплообмен и гидравлическое сопротивление пучков труб. – Л.: Наука, 1986.
224. Милкин А.С., Галустов В.С., Чуфаровский А.И. Повышение эффективности распыливания жидкостей // Теплоэнергетика. – 1986. – № 12. – С. 65-66.
225. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М. - Л.: Энергия, 1973. – 319 с.
226. Михеев М.А. Теплоотдача при турбулентном движении жидкости в трубах// Изв. АН СССР. ОТН. – 1952. – №10. – С. 1448-1454.

227. Монин А.С. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. – М.: Наука, 1965.

228. Мумладзе А.И., Назмеев Ю.Г., Маминов О.В. К определению гидравлического сопротивления и границ режимов течения вязкой жидкости в трубах с ленточными завихрителями // Изв. вузов. Сер. Нефть и газ. – 1982. – № 11. – С. 59-62.

229. Назмеев Ю.Г. Интенсификация конвективного теплообмена ленточными закручивателями при течении в трубах аномально вязких жидкостей // ИФЖ. – 1979. – Т. 38. – № 2. – С. 239-244.

230. Назмеев Ю.Г., Конахина И.А. Интенсификация теплообмена при течении вязкой жидкости в трубах с винтовой накаткой // Теплоэнергетика. – 1993. – № 11. – С. 59-62.

231. Назмеев Ю.Г., Николев Н.А. Обобщение опытных данных по теплоотдаче в трубах с ленточными завихрителями // Теплоэнергетика. – 1980. – № 3. – С. 51-53.

232. Назмеев Ю.Г., Лавыгин В.М. Теплообменные аппараты ТЭС: учеб. пособие для вузов. – М.: Изд-во МЭИ, 2002.

233. Насадка ВАПУ ПАК для вакуумных колонн / Ю.Н. Лебедев, В.Г. Чекменов, Т.М. Зайцева [и др.] // Химия и технология топлив и масел. – 2004. – № 1. – С. 48-52.

234. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987.

235. Никифорова О.П., Горшков А.С., Муштаев В.И. Интенсификация теплообмена при пленочном течении жидкости по вертикальной поверхности // ТОХТ. – 1995. – Т. 29. – № 1. – С. 85.

236. Николаев А.Н. Динамика пленочного течения жидкости в каналах с крупномасштабной регулярной шероховатостью // Труды Академэнерго. – 2008. – № 4. – С. 44-51.

237. Николаев А.Н., Войнов Н.А., Николаев Н.А. Закономерности пленочного течения в каналах с крупномасштабной шероховатостью // ТОХТ. – 2001. – № 2. – С. 208-210.

238. Николаев Н.А., Харин В.Ф. Гидродинамические закономерности пленочного течения жидкости по шероховатой поверхности // ТОХТ. – 1974. – Т. 8. – № 5. – С. 712-716.

239. Николаев Н.А., Холпанов Л.П., Малюсов В.А. и др. Интенсификация переноса массы в пленке жидкости, двигающейся прямоточно с высокоскоростным потоком газа или пара // ТОХТ. – 1989. – Т. 23. – № 5. – С. 563-568.

240. Николаев Н.А., Войнов Н.А., Емельянов В.М. Интенсификация процессов микробного синтеза в пленочных аппаратах // Биотехнология. – 2000. – № 6. – С. 75-79.

241. Николаев Н.А. Исследование и расчет ректификационных и абсорбционных аппаратов вихревого типа: дис. ... докт. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1972.

242. Николаев Н.А., Сергеев А.Д., Жаворонков Н.М. Исследование толщины пленки жидкости при восходящем прямоточном винтовом движении фаз в трубках // ТОХТ. – 1973. – Т. 8. – № 4. – С. 534-538.

243. Николаев Н.А., Булкин В.А., Жаворонков Н.М. Массоотдача в жидкой фазе при прямоточном движении газа и жидкости в трубке // ТОХТ. – 1970. – Т. 4. – №3. – С. 418-421.

244. Николаев Н.А., Жаворонков Н.М. Пленочная абсорбция двуокиси углерода при высоких скоростях газа в режиме нисходящего прямотока // Химическая пром-сть. – 1965. – № 4. – С. 290-292.

245. Николаев Н. А. Эффективность процессов ректификации и абсорбции в многоступенчатых аппаратах с прямоточно-вихревыми контактными устройствами. – Казань: Отечество, 2011.

246. Новожилов В.В., Павловский В.А. Установившиеся турбулентные течения несжимаемой жидкости. – СПб.: Изд. центр СПбГМТУ, 1996.

247. Новожилов И.Ф., Мигай В.К. Интенсификация конвективного теплообмена внутри труб путем применения искусственной шероховатости // Теплоэнергетика. – 1964. – № 9. – С. 60-63.

248. О влиянии коэффициента диффузии на массоотдачу в пленке жидкости / И.А. Гильденблат, А.Л. Лашаков, С.А. Крашенинников, А.И. Родионов // ТОХТ. – 1969. – Т. 3. – № 2. – С. 305-307.

249. Овчинников А.А., Николаев Н.А. Аэродинамика двухфазного потока в массообменных аппаратах с вихревыми контактными ступенями // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1976. – № 1. – С. 130.
250. Овчинников А.А., Николаев Н.А. Движение частиц в вихревом газовом потоке с большим градиентом скорости // ТОХТ. – 1973. – Т. 7. – № 5. – С. 792.
251. Овчинников А.А., Николаев Н.А. Основы гидромеханики двухфазных сред: учеб. пособие. – Казань: КГТУ, 1998.
252. Олевский В.М. Пленочная тепло- и массообменная аппаратура. – М.: Химия, 1988.
253. Определение размеров капель, отделяющихся от смачиваемых поверхностей / Р.Г. Сафиуллин, А.А. Колесник, В.Н. Посохин, Н.А. Николаев // Изв. вуз. Химия и хим. технология. – 1998. – Т.41. – Вып.3. – С. 72-77.
254. Оребрение поверхности нагрева котлоагрегатов / Г.И. Левченко, А.М. Копелиович, И.Д. Лисейкин, В.К. Мигай, В.С. Назаренко. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
255. Основы прикладной аэрогазодинамики. Обтекание тел вязкой жидкостью – кн. 2 / Н.Ф. Краснов, В.Н. Кошевой, В.Ф. Захарченко [и др.] / Под ред. Н.Ф. Краснова. – М.: Высшая школа, 1991.
256. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / Под общ. ред. акад. В.С. Авдеевского, В.К. Кошкина. – М.: Машиностроение, 1992. – 518 с.
257. Павлов В.П., Мартюшин Е.И. Масштабный переход от лабораторных и опытных исследований к производству // Химическая промышленность. – 1986. – №8. – С. 497-501.
258. Павловский В.Г. К вопросу о влиянии конфигурации турбулизаторов на тепловую эффективность поверхности стенки канала // ИФЖ. – 1969. – Т.17. – № 1. – С. 156-159.
259. Пермяков В.А., Левин Е.С., Дивова Г.В. Теплообменники вязких жидкостей, применяемых на электростанциях. – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – 175 с.
260. Петухов Б.С. Вопросы теплообмена: избранные труды. – М.: Наука, 1987.

261. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках: учеб. пособие для вузов / Под ред. Б.С. Петухова. – М.: Атомиздат, 1974.
262. Петухов В.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
263. Пленочные биореакторы / Н.А. Войнов, Е.В. Сугак, Н.А. Николаев [и др.] – Красноярск: БОРГЕС, 2001.
264. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. – М. - Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотичная динамика», 2002.
265. Приходько В.П., Сафонов В.Н., Козловский Е.В. Аппараты с вихревыми контактными устройствами: конструкции, расчет, применение. – М.: ЦИНТИ химнефтемаш, 1990.
266. Процессы переноса в зернистом слое. / П.Г. Штерн, Е.А. Руденчик, И.С. Лукьяненко [и др.] // ТОХТ. – 1997. – Т. 31. – № 4. – С. 428-433.
267. Пушнов А.С., Балтренас П., Каган А.М. Аэродинамика воздухоочистительных устройств с зернистым слоем. – Вильнюс: Техника, 2010.
268. Расчеты основных процессов и аппаратов нефтепереработки: справочник. – 3-е изд., перераб. и доп. / Г.Г. Рабинович, П.М. Рябых, П.А. Хохряков [и др.] / Под ред. Е.Н. Судакова. – М.: Химия, 1979.
269. Разработка и реализация методов повышения эффективности теплообменных аппаратов паротурбинных установок / А.Ю. Рябчиков, Ю.М. Бродов, К.Э. Аронсон, М.А. Ниренштейн, Г.Д. Бухман // Тяжелое машиностроение. – 2002. – № 2. – С. 34-37.
270. Ракитский В.Л. Гидродинамика и теплообмен при пленочном течении жидкости по гладкой гидрофобной поверхности: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Киев: КПИ, 1990.
271. Рамм В.М. Абсорбция газов. – изд. 2-е. – М.: Химия, 1976.
272. Распылительный тепломассообменный аппарат: а. с. 1340806 СССР / А.И. Чуфаровский, В.С. Галустов, Ю.П. Величенко, А.С. Милкин // Открытия. Изобретения. – 1987. – № 36.
273. Реальная энергоэффективность: выступление Президента РФ Д.А. Медведева на семнадцатом заседании Комиссии по модернизации и технологическому развитию экономики, г. Набережные Челны, 26 октября 2010 г. // Межотраслевой

информационно-аналитический журнал Ресурсоэффективность в РТ. – 2010. – С. 6-8.

274. Регулярная насадка для теплообменных аппаратов: патент Российской Федерации на полезную модель № 54818 / Фарахов М.И., Шигапов И.М., Маряхин Н.Н., Фарахов Т.М., Лаптева Е.А. / 27.07.2006 г., Бюл. №21.

275. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Турбулентный пограничный слой. Методика и результаты экспериментальных исследований. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 312 с.

276. Рзаев А.И., Филатов Л.Л. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при течении воды в трубах со спиральными канавками // Теплоэнергетика. – 1986. – №1. – С. 44-46.

277. Родионов А.И., Петушинский Л.Н., Семенихин Л.М. Исследование кинетики массообмена в жидкой фазе на клапанных тарелках // ТОХТ. – 1974. – Т. 8. – № 4. – С. 502-506.

278. Розен А.М., Крылов В.С. Проблемы теории массопередачи // Химическая промышленность. – 1966. – № 1. – С. 51-57.

279. Романенко П.Н. Теплообмен и трение при градиентном течении жидкости. – М. - Л.: Энергия, 1964.

280. Романков П.Г., Фролов В.Ф. Теплообменные процессы химической технологии. – Л.: Химия, 1982.

281. Савельев Н.И., Николаев Н.А. Математическое описание и анализ закономерностей массообмена в контактных устройствах с прямоточно-закрученным движением потоков // ТОХТ. – 1989. – Т. 23. – № 4. – С. 435-444.

282. Саркисов П.Д. Проблемы энерго- и ресурсосбережения в химической технологии, нефтехимии и биотехнологии // Химическая промышленность. – 2008. – № 11. – С. 14-17.

283. Себеси Т., Бредшоу П. Конвективный теплообмен. – М.: Мир, 1987. – С. 592.

284. Сергеев А.Д. Исследование гидродинамических закономерностей и массопередачи при восходящем пленочном течении: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1972.

285. Сергеев А.Д., Николаев Н.А., Николаев А.М. О влиянии молекулярной диффузии на массоотдачу в пленке жидкости // Труды КХТИ. – 1972. – Вып. 48. – С. 39-46.

286. Слеттери Дж. С. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах. – М.: Энергия, 1978.

287. Смитберг Е., Лэндис Ф. Трение и характеристики теплообмена при вынужденной конвекции в трубах с завихрителями из скрученной ленты // Теплопередача. – 1964. – № 1. – С. 84-96.
288. Созиев Р.И. Структура и переносные свойства турбулентного потока // Теплоэнергетика. – 1985. – № 5. – С. 13-15.
289. Сокол Б.А., Чернышев А.К., Баранов Д.А. Насадки массообменных колонн. – М.: Галилея-принт, 2009.
290. Соколов В.Н., Доманский И.В. Газожидкостные реакторы. – Л.: Машиностроение, 1976.
291. Соломаха Г.П. Управление массоотдачи в газовой фазе на решетчатых и дырчатых провальных тарелках // Химическая промышленность. – 1964. – № 10. – С. 749-753.
292. Соу С. Гидродинамика многофазных сред. – М.: Мир, 1971.
293. Справочник по распыливающим, оросительным и каплеулавливающим устройствам / А.Н. Чохонелидзе, В.С. Галустов, Л.П. Холпанов, В.П. Приходько. – М.: Энергоатомиздат, 2002.
294. Сравнение тарельчатых и насадочных контактных устройств колонных аппаратов / Г.Б. Дмитриева, М.Г. Беренгартян, А.М. Каган [и др.] // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2007. – №1. – С. 9-10.
295. Стабников В.Н. Расчет и конструирование контактных устройств ректификационных и абсорбционных аппаратов. – Киев: Техника, 1970.
296. Стрелец М.Х. Метод моделирования отсоединенных вихрей и его применение для расчета отрывных турбулентных течений // Физические основы экспериментального и математического моделирования процессов газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках: труды XIII Школы-семинара под рук. академика РАН А.И. Леонтьева. – С.-П., 2001. – Т. 1. – С. 9-14.
297. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах / М.Х. Ибрагимов, В.И. Субботин, Б.П. Бобков [и др.] – М.: Атомиздат, 1978.
298. Стырикович М.А., Паолонский В.С., Циклаури Г.В. Тепломассообмен и гидродинамика в двухфазных потоках атомных электрических станций. – М.: Наука, 1982.

299. Сугак Е.В., Войнов Н.А., Николаев Н.А. Очистка газовых выбросов в аппаратах с интенсивными гидродинамическими режимами. – 2-е изд. – Казань: Отечество, 2009.

300. Сукомел А.С., Величко В.И., Абросимов Ю.Г. Теплообмен и трение при турбулентном течении газа в коротких каналах. – М.: Энергия, 1979.

301. Сунцов Н.Н. Применение теории подобия и размерностей в научных исследованиях. – Л.: ЛКИ, 1989.

302. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом / Пер. с англ. / Под ред. А.Н. Колмогорова. – М., 1959.

303. Теория теплообмена / Под ред. акад. А.И. Леонтьева – М.: Изд-во МГТУ, 1997.

304. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования / Ю.Ф. Гортышев, И.А. Попов, В.В. Олимпиев [и др.] / Под общ. ред. Ю.Ф. Гортышева. – Казань: Центр инновационных технологий, 2009.

305. Тепло- и массообменные характеристики рулонной гофрированной насадки / А.Г. Лаптев, М.И. Фарахов, Р.М. Минигулов, Е.А. Лаптева // Энергосбережение и водоподготовка. – 2010. – №5. – С. 64-68.

306. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при ламинарном течении вязкой жидкости в трубах с искусственной шероховатостью / Назмеев Ю.Г., Конахин А.М., Кумиов Б.А., Шинкевич О.П. // Теплоэнергетика. – 1993. – № 4. – С. 66-69.

307. Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы / Ю.И. Данилов, Б.В. Дзюбенко, Г.А. Дрейцер, Л.А. Ашмантас / Под ред. чл.-корр. АН СССР В.М. Иевлева – М.: Машиностроение, 1986.

308. Тимофеев В.С., Мурабулдаев М.Ч. Принципы создания материалоресурсосберегающих химических технологий // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. – 1992. – № 4. – С. 4-8.

309. Тимофеев В.С., Фролкова А.К., Бенюнес Хассиба. Разработка принципов создания энергосберегающих технологий разделения многокомпонентных промышленных смесей: сб. науч. трудов. – М.: Изд-во Рос. хим.-технол. ун-та, 2001. – №179. – С. 125-131.

310. Тихонов А.М. Регенерация тепла в авиационных ГТД. – М.: Машиностроение, 1977.

311. Увеличение производительности установок с использованием высокоэффективных тарельчатых устройств / Дж. Моска, Л. Тонон, Д. Ефремов, П. Уилкинсон // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2009. – №1. – С. 12-14.

312. Ульянов Б.А. Поверхность контакта фаз и массообмен в тарельчатых ректификационных аппаратах. – Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1982.

313. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. – М.: Мир, 1972.

314. Утарвар С.В., Раджа Рао М. Интенсификация теплообмена при ламинарном течении в трубах с помощью проволочных спиральных вставок // Теплоэнергетика. – 1985. – № 4. – С. 160-164.

315. Фарахов Т.М., Башаров М.М., Шигапов И.М. Гидравлические характеристики новых высокоэффективных нерегулярных тепломассообменных насадок // Нефтегазовое дело. – 2011. – № 2. – С. 192-207.

316. Фарахов М.И., Лаптев А.Г., Минеев Н.Г. Насадочные контактные устройства для массообменных колонн // Химическая техника. – 2009. – № 2. – С. 4-5.

317. Фарахов М.И., Лаптев А.Г., Афанасьев И.П. Сепарация дисперсной фазы из жидких углеводородных смесей в нефтепереработке и энергосбережении. – Казань: КГЭУ, 2005. – 134 с.

318. Фарахов М.И., Лаптев А.Г. Энерго- и ресурсосбережение при проведении процессов разделения и очистки веществ: обзор // Труды Академэнерго. – 2008. – № 1. – С. 60-72.

319. Фарахов М.И. Энергоресурсосберегающие модернизации установок разделения и очистки газов и жидкостей на предприятиях нефтегазохимического комплекса: дис. ... докт. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2009.

320. Фарахов М.И., Лаптев А.Г., Минеев Н.Г. Энергосберегающие модернизации установок на предприятиях нефтегазохимического комплекса // Химическая техника. – 2008. – № 12. – С. 4-7.

321. Фарахов М.И., Лаптев А.Г., Гусева Е.В. Энергосбережение на установке деметанизации в производстве этилена // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2005. – № 9-10. – С. 84-89.

322. Фарахов М.И., Лаптева Е.А. Энергосбережение на установке разделения этаноламинов // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2008. – № 7-8. – С. 133-137.

323. Филлипов Г.А., Меламед Л.Э., Тропкина А.И. Влияние формы и размеров коллекторов на гидравлическое сопротивление коллекторных систем с засыпками // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2007. – № 1-2. – С. 8-12.

324. Филлипов Г.А., Меламед Л.Э., Тропкина А.И. Иерархия моделей анализа коллекторных систем и макромасштабный анализ // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2010. – № 5-6. – С. 3-16.

325. Филлипов Г.А., Меламед Л.Э., Тропкина А.И. Методика математического моделирования и анализ гидродинамики систем, содержащих засыпки и перфорированные перегородки, на основе вычислительного комплекса ANSYS // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2005. – № 11-12. – С. 64-79.

326. Фраас А., Оцисик М. Расчет и конструирование теплообменников. – М.: Атомиздат, 1971. – 356 с.

327. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – 3-е изд. – М.: Наука, 1987.

328. Фрост У. Турбулентность: принципы и применения / Под ред. У. Фроста, Т.Мазлдена. – М.: Мир, 1980.

329. Халатов А.А. Теория и практика закрученных потоков. – Киев: Наукова думка, 1989.

330. Харин В.Ф., Николаев Н.А., Николаев А.М. Влияние шероховатости стенки на толщину пленки жидкости при гравитационном стекании // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1972. – Т. 15. – № 9. – С. 1406-1410.

331. Харин В.Ф., Николаев Н.А., Николаев А.М. Интенсификация массообмена в жидкой фазе в трубках с шероховатой стенкой // Труды КХТИ. – 1971. – Вып. 47. – С. 61-66.

332. Харин В.Ф., Николаев Н.А., Николаев А.М. Интенсификация массопередачи в жидкой фазе при искусственной шероховатости // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1971. – Т. 14. – № 7. – С. 1100-1103.

333. Харин В.Ф., Николаев Н.А., Николаев А.М. Некоторые гидродинамические закономерности восходящего двухфазного потока в шероховатой трубке // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1972. – Т. 15. – № 7. – С. 1081-1091.

334. Харин В.Ф., Кабанов Г.П., Николаев Н.А. Определение коэффициентов массоотдачи в пленке жидкости // Изв. вузов. Химия и хим. технологии. – 1977. – № 6. – С. 926-929.

335. Хафизов Ф.Ш., Фаткуллин Р.Н. Новая конструкция регулярной двутавровой насадки // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2005. – № 6. – С. 11-12.

336. Хаузен Х. Теплопередача при противотоке, прямотоке и перекрестном токе. – М.: Энергоиздат, 1981. – 384 с.

337. Хинце И.О. Турбулентность. – М.: Физмат ГИЗ, 1963. – 680 с.

338. Холпанов Л.П., Шкадов В.Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела. – М.: Наука, 1990.

339. Хун Д., Берглес А.Е. Интенсификация теплоотдачи к ламинарному потоку в трубе с помощью скрученных ленточных вставок // Теплопередача. – 1976. – № 3. – С. 128-130.

340. Чернобыльский И.Т., Мерзликин В.Г., Тананайко Ю.М. Теплообмен при пленочном течении на трубах с навивкой // Тепло- и массоперенос в технологических процессах и аппаратах химических производств. – Минск, 1972. – Т. 4. – С. 115.

341. Чжен П. Отрывные течения. – М.: Мир, 1972. – 904 с.

342. Чоу Дяс. Р. Экспериментальное исследование интенсификации теплоотдачи при вынужденной конвекции в цилиндрической трубе с помощью пружинных вставок // Теплопередача. – 1988. – № 1. – С. 13-21.

343. Чуфаровский А.И., Галустов С.В., Михайлов Е.А. Охладитель: а. с. 1041857 СССР // Открытия. Изобретения. – 1983. – № 34.

344. Чуфаровский А.И. Распылительная сушилка: а. с. 996813 СССР // Открытия. Изобретения. – 1983. – № 6.

345. Чуфаровский А.И., Галустов В.С., Беличенко Ю.П. Распылительные аппараты с носителем для локальных систем водооборота // Охрана окружающей среды в химической, нефтехимической промышленности и промышленности минеральных удобрений: тез. докладов Всесоюзного симпозиума. – Самарканд:

СГУ, 1983. – С. 51-52.

346. Чуфаровский А.И., Галустов В.С., Беличенко Ю.П. Распылительный теплообменник: а. с. 1165441 СССР // Открытия. Изобретения. – 1985. – № 25.

347. Шейдеггер А.Э. Физика течения через пористые среды. – М.: Гостехиздат, 1960.

348. Шейнкман А.Г., Ратников Е.Ф., Щеклейн С.Е. Исследование теплообмена в пленке жидкости при турбулентном течении по вертикальной шероховатой поверхности // Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. – Новосибирск: Ин-т теплофизики СО СССР, 1977. – С. 222.

349. Шишкин З.А. Исследование неравномерности распределения газовой фазы в барботажной колонне // Гидродинамика и явления переноса в двухфазных дисперсных системах: сб. науч. тр. – Иркутск, 1989. – С. 32-38.

350. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Пер. Вольперта Г.А. / Под ред. Л.Г. Лойцянского – М.: Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1974.

351. Щукин В.К. Обобщение опытных данных по теплоотдаче в трубах с ленточными завихрителями // Изв. вузов. Авиационная техника. – 1967. – № 2. – С. 14-19.

352. Щукин В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. – М.: Машиностроение, 1980. – 240 с.

353. Щукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. – М.: Машиностроение, 1982.

354. Экспериментальное исследование гидродинамики двухфазных потоков (смеси и струи) в засыпках с шаровыми частицами / Г.А. Филлипов, Л.Э. Меламед, В.П. Мастюкин [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 2004. – Т. 42. – № 6. – С. 954-960.

355. Экспериментальное исследование псевдооживления шарообразных засыпок потоком одно- и двухфазной сред и условия его предотвращения / Г.А. Филлипов, Л.Э. Меламед, В.П. Мастюкин, М.В. Кондитеров, А.И. Тропкина // Теплофизика высоких температур. – 2005. – Т. 43. – № 3. – С. 452-458.

356. Экспериментальное исследование теплообмена при ламинарном течении в трубах с использованием проволочных спиральных вставок / Назмеев Ю.Г., Конахина А.М., Кумиров Б.А., Шинкевич О.П. // Теплоэнергетика. – 1994. – X.П. – С. 53-56.

357. Эффективность работы теплообменников пленочного типа в производстве серной кислоты / И.Г. Бляхер, Л.Я. Живайкин, А.А. Шехтман [и др.] // Хим. промышленность. – 1978. – № 2. – С. 46.

358. Эффективные конструкции структурированных насадок для процессов тепломассообмена / Г.Б. Дмитриева, М.Г. Беренгартен, М.И. Ключенкова, А.С. Пушнов // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2005. – №8. – С. 15-17.

359. Эффективные поверхности теплообмена / Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, И.З. Копп, А.С. Мякочин. – М.: Энергоатомиздат, 1998.

360. Юдин В.Ф. Теплообмен поперечно-оребранных труб. – Л.: Машиностроение, 1982.

361. Яновский Л.С. Некоторые закономерности образований отложений на гладких и оребренных поверхностях нагрева, охлаждаемых органическими теплоносителями // Теплоэнергетика. – 1991. – № 3. – С. 59-61.

362. Blackwelder R.F., Eckelmann H. Stream wise vortices associated with the bursting phenomenon // J. Fluid Mech. – 1979. – V. 94. – P. 577-594.

363. Brauer H. Stromung und Wärmeübergang bei Reifelfilmen // VDI-Forschungsheft. – 1956. – Bd. 22. – No 457. – P. 40.

364. Carey V.P. A note on heat transfer to turbulent liquid falling films at high Prandtl number // AIChE J. – 1985. – V. 31. – No. 9. – P. 1575.

365. Date A.W. Flow in Tubes Containing Twisted Tapes // Heat and Vent. Eng. – 1973. – Vol. 47. – № 586. – P. 68-72.

366. Davies C.N. Deposition of aerosols from turbulent flow through tubes // Proc. Roy. Soc. – 1966. – V.289. – Ser. A. – P.235-246.

367. Davies I. T., Warner K. V. // Chem. Engng. Sci. – 1969. – No 24. – P. 231.

368. Davies J.T., Shawki A.M. Heat transfer from turbulent falling films of water and nonnewtonian solution on smooth and on ridged plates // Chem. Eng. Sci. – 1974. – V. 29. – No 28. – P. 1801.

369. Davies J.T., Warner K.V. The effect of large-scale roughness in promoting gas absorption // Chem. Eng. Sci. – 1969. – Vol.24. – No 3. – P. 231-238.

370. Deissler R. Analysis of turbulent heat transfer, mass transfer and friction in smooth tubes at high Prandtl and Schmidt numbers. – NACA Rep., 1959. – V.1210.

371. Derger F.P., Whitehead A.W. Fluid flow and heat transfer in tubes with internal square rib roughening // J. Br. Nucl. Energy Soc. – 1977. – No 2. – P. 152.

372. Dukler A.E. Fluid mechanics and heat transfer in vertical falling system // Chem. Eng. Progr. – 1959. – V. 55. – No. 10. – P. 62.

373. Ergun S. Fluid Flow through Packed Columns // Chem. Eng. Progr. – 1952. – V. 48. – No 42. – P. 89.

374. Feurstein G., Rampf H. // Wärme- und Stoffübertrag. – 1969. – N 2. – S. 19.

375. Gnielinsky V. Gleichungen zur berechnung des Wärmeübergangs in querdurchstömten einzelnen Rohrreihen und Rohrbündeln // Forschung in Ingenieurwesen. – 1978. – Bd 44. – N 1. – S. 15-25.

376. Ахметов Р.Н. Аналогия переноса импульса и тепла в турбулентном пограничном слое с элементами интенсификации и кривизной поверхности: дисс. ... канд. техн. Наук / Р.Н. Ахметов. – Казань: КГЭУ, 2010.

377. Grass G. // Chem. – Ingr – Techn.. – 1959. – N 31. – S. 163.

378. Hanratty Th. Study of turbulence close to a solid wall // Phys.of Fluids. Supplement. – 1967. – P. 126-133.

379. Hubbard G.L., Mills A.F., Chung D.K. Heat transfer across a turbulent falling films with concurrent vapor flow // J. Heat Transfer. – 1976. – V. 98. – No. 2. – P. 319.

380. Karman T. The analogy between fluid friction and heat transfer // Trans. ASME. – 1939. – V. 61. – P. 705-710.

381. The structure of turbulent boundary layers / Kline S.J., Reynolds W.C., Schraub F.A., Runstadler P.W. // J. Fluid Mech. – 1967. – V. 30. – P. 741-773.

382. Koch R. Druckverlust und Wärmeübergang bei verwirbelter Strömung // VDI. Forschungsheft. – 1958. – Bd 24. – P. 52-60.

383. Lee J. Turbulent film condensation // AIChE J. – 1964. – V. 10. – No. 4. – P. 540.

384. Limberg H. Wärmeübergang an turbulente und laminare Rieselfilme // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1973. – V. 16. – No 10. – P. 1691.
385. Mills A.F., Chung D.K. Heat transfer across turbulent falling films // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1973. – V. 16. – No 4. – P. 694.
386. Mudawwar I.A., El-Masri M.A. Momentum and heat transfer across freely falling turbulent liquid films // *Int. J. Multiphase Flow.* – 1986. – V. 12. – No 6. – P. 771.
387. Nikuradze L. Stromungsgesetze in rauhen Rohren // *VDJ. Forschungsheft.* – 1933. – No 361.
388. Nishikawa K., Sekoguchi K., Nakasatomi M., Kaneusi A. Cocurrent Gas // *Liquid Flow.* – 1969. – P. 47.
389. Nusselt W. Wärmeübergang in Rohrleitungen // *Mitt. Forsch.-Arb. Ing.-Wess.* – 1910. – No 89. – S.1-38.
390. O.Kumar P., TuddR.Z. Heat Transfer with coie Id wire Turbulence Promoters // *Can.I. Chem. Eng.* – 1970. – Vol. 48. – No 4. – P. 378-384.
391. Owen P. Dust deposition from a turbulent airstream // *Aerodynamic Carture of Particles.* – London: New York. – 1960. – P. 8-25.
392. Palmer Murray Scale modeling of flow problems // *Che. Eng. (Gr. Drit.).* – 1986. – No 421. – P. 28-30.
393. Prandtl L. Bemerkung über den Wärmeübergang in Rohr // *Jbid.* – 1928. – Bd. 29. – S. 487-489.
394. Prandtl L. Bericht über untersuchungen zur ausgebildeten turbulenz // *Z. Angew, Math. Mech.* – 1925. – Band 5. – S. 136-139.
395. Reinhard Billet. Packet towers in processing and environmental technology. VCH. – New York, 1995.
396. Feind K. Stromungsunter suchungen bei Gegenstrom von Reiselfilmen und Gas in Lotechten // *VDI-Forschungsheft.* – 1960. – Bd. 26. – № 481 S. 35.
397. Rohsenow W.M., Webber J.H., Ling A.T. Effect of vapor velocity jn laminar and turbulent film condensation // *Trans. ASME.* – 1956. – V. 78. – No 6. – P. 1637.
398. Roshko A. Structure of turbulent shear flows: a new look. Dryden Research Lecture // *AIAA J.* – 1976. – V. 14. – P. 1349-1357.

399. Săveanu T., Ibănescu I., Cristian G. Bul. inst. politech. Iasi, 1960. – No 11. – P. 193.
400. Săveanu T., Ibănescu I., Vasiliu M. Chim. Acad. RPR, fil. Iasi. – No 21. – P. 149.
401. Seban R.A. Remarks on film condensation with turbulent flow // Trans. ASME. – 1954. – V. 76. – No. 2. – P. 299.
402. Seban R.A., Faghri A. Evaporation and heating with turbulent falling liquid films // J. Heat Transfer. – 1976. – V. 98. – No. 2. – P. 315.
403. Seymor E.V. A note on the improvement in performance obtainable from fitting twisted-tape turbulence-promoters heat // Trans. Inst. Chem. Engr. – 1963. – V. 41. – No 4. – P. 44-51.
404. Shmerler J.A. A study of sensible heating and evaporation in free-falling liquid films // MSME thesis. Indiana. West Lafayette: Purdue University, 1986.
405. Simonek K.J. A model of eddy diffusivity of heat // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1983. – V. 26. – No 3. – P. 479.
406. Brotz W. Über die Uorausberrechnung der Absorptionsgeschwindigkeit Von Gasen in stromenden flüssigkeitsschichten // Chem. Ing. Techn. 1954. – Bd. 26. - N 8/9. – S. 470-478.
407. Taylor G.I. Note of the distribution of turbulent velocities in a fluid near a solid wall // Proc. R. Soc. London. – 1932. – Ser. A 135. – P. 678-684.
408. Taylor G.I. The statistical theory of turbulence. Part I-IV // Proc. R. Soc. London. – 1935. – Ser. A 151. – P. 421-511.
409. Taylor G.L Eddy motions in the atmosphere // Philos. Trans. R. Soc. London. – 1915. – Ser. A 215. – P. 1-26.
410. Vortmeyer D., Shuster J. Evaluation of Steady Flow Profils in Rectangular and Circular Packed Beds by a Varionational Method // Chem. Eng. Sci. – 1983. – V. 38. – No 10. – P. 1691.
411. Wilke W. Wärmeübergang an Rieselfilm // VDI-Forschungsheft. – 1962. – No 490. – S. 36.
412. Yih S.M., Lin J.L. Prediction of heat transfer in turbulent falling films with or without interfacial shear // AIChE J. – 1983. – V. 29. – No 6. – P. 903.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Глава 1. Классификация и эффективность методов интенсификации конвективного теплообмена в каналах	9
1.1. Основные методы интенсификации.	9
1.2. Сравнительная эффективность методов.	15
Глава 2. Интенсификация теплообмена при ламинарном течении в каналах с дискретной шероховатостью	20
2.1. Каналы с винтовой накаткой.	20
2.2. Каналы со спирально-винтовыми проволочными вставками.	26
2.3. Каналы с поперечной дискретной шероховатостью.	33
Глава 3. Дискретно-шероховатые каналы (ДШК) при турбулентном течении теплоносителя	41
3.1. Дискретно-шероховатые поверхности теплообмена.	41
3.2. Каналы со сплошной шероховатостью стенки.	45
3.3. Каналы с поперечными кольцевыми выступами.	49
3.4. Каналы со спиральными выступами и пружинными вставками.	61
3.5. Кольцевые и спиральные канавки на поверхности теплообмена.	66
3.6. Сферические углубления на поверхности теплообмена.	69
Глава 4. Конструктивные способы интенсификации	75
4.1. Интенсификация закруткой потока теплоносителя	75

4.2. Теплообмен в каналах типа конфузор – диффузор.79
4.3. Развитые (оребранные) поверхности теплообмена80
4.4. Интенсификация теплообмена при многократном диспергировании жидкости.93
4.5. Интенсификация теплообмена при пленочном течении.97
Глава 5. Модели турбулентного пограничного слоя102
5.1. Методы моделирования.102
5.2. Процессы переноса импульса и тепла в пограничном слое.104
5.3. Гидродинамическая аналогия.109
5.4. Модель Прандтля (двухслойная модель турбулентного пограничного слоя)110
5.5. Модель диффузионного пограничного слоя Ландау - Левича.113
5.6. Модель Кармана.117
5.7. Развитие моделей турбулентности.119
5.8. Консервативные свойства пограничного слоя.123
Глава 6. Определение коэффициентов теплоотдачи.128
6.1. Теплоотдача от гладкой пластины.128
6.2. Расчет теплоотдачи для трубы.131
6.3. Теплоотдача с учетом входного участка.132
6.4. Расчет теплоотдачи для шероховатой пластины.140
6.5. Расчет теплоотдачи в каналах с элементами интенсификации.145

Глава 7. Моделирование и расчет теплоотдачи от шахматных и коридорных пучков труб.147
7.1. Особенности поперечного обтекания пучков труб	.147
7.2. Расчет теплоотдачи при турбулентном обтекании шахматных пучков труб.150
7.3. Расчет теплоотдачи при турбулентном обтекании коридорных пучков труб.154
7.4. О форме обобщения экспериментальных данных на основе гидродинамической аналогии на примере поперечного обтекания шахматного пучка труб.155
Глава 8. Дисперсно-кольцевые потоки газа и жидкости. . .	.170
8.1. Модель гидродинамических характеристик пленочного течения.170
8.2. Некоторые гидродинамические закономерности восходящего двухфазного потока в шероховатой трубке.177
8.3. Влияние шероховатости стенки на толщину пленки жидкости при гравитационном стекании.185
8.4. Коэффициенты массоотдачи в жидкой фазе.190
8.5. Закрученные (вихревые) дисперсно-кольцевые потоки газа и жидкости.194
8.6. Дисперсно-кольцевые потоки в каналах с шероховатыми стенками.198
8.7. Массоотдача в газовой фазе.202
Глава 9. Математические модели противоточных аппаратов203
9.1. Теоретические основы моделирования.203
9.2. Математическая модель тепломассопереноса в колонне с провальными тарелками.207

9.3. Математическая модель насадочной массо-обменной колонны.222
Глава 10. Расчетные формулы гидравлических и теплообменных характеристик контактных устройств.227
10.1. Гидравлическое сопротивление каналов с элементами интенсификации.227
10.2. Гидравлическое сопротивление барботажных тарелок.231
10.3. Перепад давления зернистого слоя.238
10.4. Пленочные аппараты.241
10.5. Формулы для расчета коэффициентов теплоотдачи.252
10.6. Расчет массообменных процессов.261
Глава 11. Интенсификация процессов и энергосбережение при ректификации смесей270
11.1. Повышение эффективности процессов и энергосбережение.270
11.2. Сравнительные характеристики контактных устройств.273
11.3. Комплексная оценка массообменных и энергетических характеристик насадок.278
Глава 12. Энергосбережение в производстве фенола.288
12.1. Подходы к энергосбережению.288
12.2. Энергосберегающая модернизация ректификационной колонны выделения фенола.289
Список литературы298
Оглавление.332

Лаптев А. Г., Николаев Н. А., Башаров М. М.

**МЕТОДЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ
ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ**

Учебно-справочное пособие

Верстка: А.Е. Ларина

Подписано в печать 09.09.2011 г.

Формат 70 x 100/16

Объем 18 п.л.

Тираж 500 экз.

Заказ 3670

Отпечатано в ППП «Типография «наука»
121099, Москва, Шубинский пер., 6