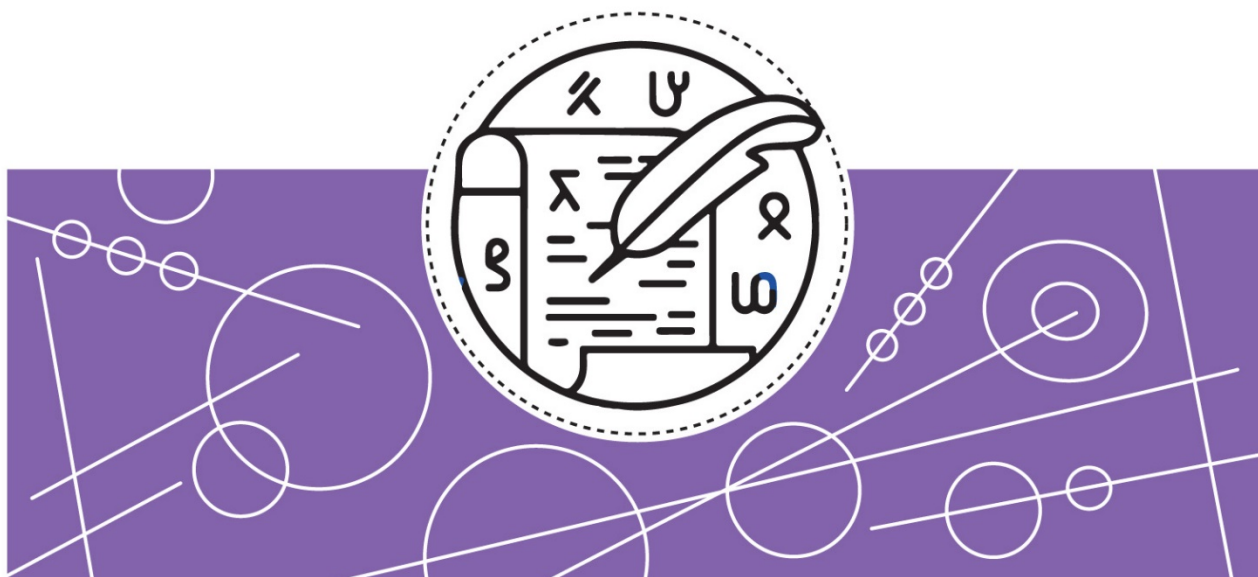


ІІТМО

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕМЕНТАХ ТЕПЛО- ХЛАДЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2026**

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Интенсификация и оптимизация процессов в элементах тепло- хладэнергетических комплексов

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО
по направлению подготовки 16.04.03 Холодильная, криогенная техника и
системы жизнеобеспечения в качестве учебного пособия для реализации
основных профессиональных образовательных программ высшего
образования магистратуры

ИТМО

Санкт-Петербург

2026

УДК 621.565.93/95

Интенсификация и оптимизация процессов в элементах тепло-хладэнергетических комплексов / Малышев А.А., Апицына О.С., Бараненко А.В. [и др.]. Учебное пособие. — СПб: Университет ИТМО, 2026. — 263 с.

Рецензент: Митропов Владимир Викторович, кандидат технических наук, доцент Образовательного центра «Энергоэффективные инженерные системы»

В пособии представлены объекты интенсификации тепло-хладэнергетических комплексов, изложены вопросы теории теплопереноса в элементах холодильных машин и установок, рассмотрены методы интенсификации и оптимизации.

Пособие содержит материалы учебного курса магистров «Интенсификация тепло-гидродинамических процессов в элементах холодильных машин и установок»

Предназначено для магистров по направлениям подготовки 13.03.01 «Теплотехника и теплоэнергетика» и 16.04.03 «Холодильная и криогенная техника и системы жизнеобеспечения», а также для аспирантов по специальности 1.3.14. «Теплофизика и теоретическая теплотехника»

ИТМО

ИТМО (Санкт-Петербург) — национальный исследовательский университет, научно-образовательная корпорация. Альма-матер победителей международных соревнований по программированию. Приоритетные направления: IT и искусственный интеллект, фотоника, робототехника, квантовые коммуникации, трансляционная медицина, Life Sciences, Art&Science, Science Communication.

Лидер федеральной программы «Приоритет-2030», в рамках которой реализовывается программа «Университет открытого кода». С 2022 ИТМО работает в рамках новой модели развития — научно-образовательной корпорации. В ее основе академическая свобода, поддержка начинаний студентов и сотрудников, распределенная система управления, приверженность открытому коду, бизнес-подходы к организации работы. Образование в университете основано на выборе индивидуальной траектории для каждого студента.

ИТМО пять лет подряд — в сотне лучших в области Automation & Control (кибернетика) Шанхайского рейтинга. По версии SuperJob занимает первое место в Петербурге и второе в России по уровню зарплат выпускников в сфере IT. Университет в топе международных рейтингов среди российских вузов. Входит в топ-5 российских университетов по качеству приема на бюджетные места. Рекордсмен по поступлению олимпиадников в Петербурге. С 2019 года ИТМО самостоятельно присуждает ученые степени кандидата и доктора наук.

© Университет ИТМО, 2026

© Авторы, 2026

Оглавление

Введение.....	6
Глава I. Интенсификация теплообменных аппаратов как основа повышения эффективности тепло-хладэнергетических комплексов	9
1.1. Объекты интенсификации	9
1.2. Порядок расчета теплообменных аппаратов и направления интенсификации	15
1.3. Задачи интенсификации	19
1.3.1. Сокращение теплопередающей поверхности и повышение массогабаритных характеристик аппарата	20
1.3.2. Снижение необратимых потерь и эксплуатационных затрат.....	21
1.3.3. Повышение теплопроизводительности аппарата	22
Глава II. Тепло-гидродинамические процессы в однофазных потоках	24
2.1. Теплопроводность	24
2.2. Конвективный теплообмен в однофазной среде.....	25
2.3. Математическое описание процесса конвективного теплообмена...	27
2.3.1. Уравнение сплошности.....	27
2.3.2. Уравнение движения.....	28
2.3.3. Уравнение энергии.....	28
2.3.4. Условия однозначности	29
2.4. Методы расчета теплоотдачи.....	31
2.4.1. Критериальные уравнения конвективного теплообмена	31
2.4.2. Теплообмен в трубах.....	32
2.4.3. Теплообмен в щелевых каналах	33
2.4.4. Теплоотдача при поперечном обмывании пучков труб	34
2.4.5. Теплоотдача при свободном движении жидкости в большом объеме	36
2.4.6. Теплоотдача при свободном движении в ограниченном пространстве	38
2.5. Теплопередача через плоские и цилиндрические стенки	39
2.6. Гидромеханический расчет теплообменных аппаратов.....	41
Глава III. Физические основы процессов при изменении агрегатного состояния.....	46
3.1. Классификация двухфазных потоков.....	46
3.2. Основы математического описания двухфазных систем.....	51
3.3. Физические основы процессов парообразования в неограниченном пространстве	59
3.3.1. Минимальный радиус пузыря.....	63
3.3.2. Минимальная работа образования пузыря	64
3.3.3. Скорость роста парового пузыря.....	64

3.4. Физические основы процесса парообразования в ограниченном пространстве	68
3.4.1. Основные параметры двухфазных потоков.....	68
3.4.2. Режимы течения двухфазных потоков в трубах и каналах.....	79
3.4.3. Диаграммы режимов течения	81
Глава IV. Теплообмен при кипении	90
4.1. Теплообмен при кипении в неограниченном пространстве	90
4.2. Теплообмен при кипении на пучке горизонтальных труб.....	96
4.3. Теплообмен при кипении в стесненном пространстве.....	98
4.3.1. Расчет средних коэффициентов теплоотдачи при кипении в горизонтальных трубах.....	99
4.3.2. Расчет локальных коэффициентов теплоотдачи.....	102
4.3.3. Теплообмен при кипении в щелевых каналах.....	105
4.3.4. Теплообмен при кипении хладагента R134a в миниканале.....	111
4.3.5. Комплексная модель кипения в каналах различных форм.....	112
Глава V. Гидравлические сопротивления при течении двухфазных потоков в стесненном пространстве.....	120
Глава VI. Теплообмен при конденсации	124
6.1. Условия осуществления конденсации. Виды конденсации.....	124
6.2. Конденсация неподвижного пара на вертикальной стенке	133
6.3. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб	139
6.4. Теплообмен при капельной конденсации пара	140
6.5. Отдельные задачи теплообмена при конденсации пара	145
Глава VII. Анализ эффективности теплообменных аппаратов.....	147
7.1. Методика технико-экономического анализа.....	147
7.2. Методика сопоставления различных типов аппаратов	147
Глава VIII. Методика определения оптимальных режимов и основных параметров аппаратов.....	151
8.1. Оптимизация на основе тепловой эффективности	151
8.1.1. Оптимизация скоростей теплоносителя	151
8.1.2. Оценка эффективности поверхности теплообмена, объемных и массовых характеристик.....	152
Глава IX. Интенсификация теплообменных аппаратов	155
9.1. Методы интенсификации однофазных потоков	155
9.2. Интенсификация теплообмена в кожухотрубных аппаратах с течением хладоносителя внутри труб.....	156
9.3. Интенсификация конденсаторов	162
9.4. Течение хладагента внутри труб	164
9.5. Оребрение как метод интенсификации.....	167
9.6. Изменение температуры по высоте ребра	170
9.7. Эффективность ребра	173
9.8. Новые технологии аппаратостроения	178

9.8.1. Пластинчатые теплообменные аппараты	178
9.8.2. Аппараты со скрученными потоками (Spin Cell).....	182
9.8.3. Пластинчатые аппараты Micro Plate	183
Глава X. Абсорбционные холодильные машины	185
10.1. Применение поверхностно-активных веществ для интенсификации теплопереноса при абсорбции и конденсации	185
10.2. Цикл абсорбционной холодильной машины.....	191
10.2.1. Методика расчета действительного цикла абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины	193
10.2.2. Методика расчета аппаратов абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины	196
Глава XI. Методика теплофизических исследований двухфазных потоков	211
Глава XII. Термодинамический анализ циклов	218
12.1. Полезная работа термодинамической системы	218
12.2. Максимально полезная работа термодинамической системы (работоспособность)	221
12.3. Эксергия теплоты	222
12.4. Потеря работоспособности	223
12.5. Эксергетический метод анализа тепловых установок.....	224
12.6. Эксергетический анализ паровой холодильной машины	227
Глава XIII. Примеры расчетов.....	230
13.1. Эксергетический анализ теплового насоса.....	230
13.2. Расчет экспериментального стенда по исследованию пластинчатых испарителей.....	234
13.3. Интенсификация кожухотрубного охладителя газового конденсата	239
13.4. Оптимизация скоростей газоохладителя	245
13.5. Сравнительный анализ испарителей холодильных машин	246
13.5.1. Пластинчатый испаритель.....	246
13.5.2. Кожухотрубный испаритель	251
Библиографический список	256

Введение

Холодильная техника является базовой для целого ряда важнейших направлений индустрии, в частности, пищевых производств, торговли, кондиционирования и жизнеобеспечения. Производство холода является неотъемлемой частью фармакологии, нефтехимии, газопереработки, металлургии, оборонных технологий. Активно развивающееся в последнее время направление энергетики – тепловые насосы, как и техника низких температур, основаны на обратных термодинамических циклах,

Общее число специалистов, работающих в индустрии холода России, оценивается в 350–400 тысяч человек, а общий объем рынка холодильной техники – в 10 млрд долларов. Рост рынка коммерческого холодильного оборудования прогнозируется на уровне 5,8% ежегодно до 2028 года.

По данным Минтруда, в 2026 году профессия «холодильщик» входит в ТОП-50 наиболее востребованных профессий, при этом дефицит кадров по этому направлению оценивается в 32 тысячи человек.

С учетом глобальных изменений в российской экономики возникло импортозамещение как новое направление развития. Реконструкция производств, направленная на замену оборудования, а следовательно, на разработку и внедрение отечественной энергоэффективной техники требует качественного изменения уровня подготовки специалистов – от специалиста, эксплуатирующего импортный продукт, к специалисту-исследователю, конструктору, владеющему всеми достижениями современной науки и техники. Такими специалистами являются выпускники магистратур – наиболее востребованная категория специалистов.

Подготовку магистров в области искусственного холода, соответствующих требованиям современности осуществляют 19 университетов России, включая Университет ИТМО, МГТУ им. Н. Баумана, МЭИ и др. Университеты являются научными центрами по направлениям техники и физики низких температур.

Данное учебное пособие предназначено для магистрантов, изучающих дисциплину «Интенсификация тепло-гидродинамических процессов в элементах холодильных машин и установок». Учебное пособие содержит апробированные учебные материалы и научные результаты, полученные лично авторами. Учебное пособие направлено на развитие базовых знаний, полученных студентами в процессе изучения курсов «Термодинамика», «Теплопередача», и приобретение навыков анализа проблем интенсификации и оптимизации тепло- и массообменных процессов.

Студенты магистратуры направления 16.04.03 «Холодильная, криогенная техника и системы жизнеобеспечения», изучившие данную дисциплину, должны:

- знать дифференциальные уравнения, описывающие течение жидкостей в каналах;
- уметь рассчитывать теплообменные процессы при фазовых переходах;
- знать закономерностей процессов парообразования;
- знать основы теплообмена;
- уметь составлять алгоритмы расчета тепло-газодинамических характеристик, составлять программы теплофизических испытаний;
- знать теорию преобразования теплоты источников различного температурного потенциала на более высокий или на более низкий температурный уровень;
- уметь определить энергетическую эффективность термодинамических циклов парокомпрессионных тепловых насосов и абсорбционных термотрансформаторов;
- знать схемы и термодинамические циклы парокомпрессионных тепловых насосов и абсорбционных термотрансформаторов;
- владеть прикладными программами расчета тепло-гидродинамических процессов;
- владеть методами компьютерного моделирования, энергетического анализа, технико-экономического сопоставления.

В процессе обучения, в соответствии с РПД, формируется компетенция:

- способность к постановке, оценке, обоснованию и структурированию научной проблемы, возникающей в процессе исследования элементов холодильной техники.

Методические рекомендации по использованию пособия

Методические рекомендации для преподавателей

- разделить материал во времени на лекционный (до 6 лекций) и расчетно-практический (8–10 занятий);
- в процессе лекций постоянно использовать режим диалога по наиболее сложным вопросам, тренируя навыки анализа и критики известных моделей;
- обсуждать направления интенсификации, импровизируя вводные данные по ходу диалога;
- при проведении расчетов минимизировать роль преподавателя, предоставляя студентам возможность для творчества;
- используя материал прочитанных лекций, предоставлять возможность студентам самостоятельно выбирать направления интенсификации;
- проводить студенческие мини-конференции по отдельным темам, в которых ведущими являются сами студенты.

Методические рекомендации по организации СРС

- подбор материалов по направлению интенсификации с последующим решением классной задачи;
- подбор оборудования для схемных решений классных задач.

Методические рекомендации для студентов

- проявлять больше самостоятельности;
- шире использовать дополнительную литературу и научные статьи;
- в процессе обучения желательно определить собственный научный интерес;
- не стесняться задавать вопросы, памятуя, что глупых вопросов не бывает, бывает только недостаток опыта.

Глава I. Интенсификация теплообменных аппаратов как основа повышения эффективности тепло-хладэнергетических комплексов

Трудно переоценить роль холодильной техники в жизни человечества. Борьба с голодом, сохранность продовольствия, новые энергетические технологии, системы жизнеобеспечения, фармакология, химия, газо-нефтепереработка, исследование космоса – вот далеко не полный перечень направлений, связанных с использованием техники низких температур.

Современный мировой рынок холодильного оборудования характеризуется значительными масштабами: согласно материалам Международного института холода, по всему миру эксплуатируется свыше 5,4 млрд единиц холодильных систем [1]. В эту категорию включены бытовые и коммерческие кондиционеры воздуха, холодильники, морозильные установки, а также тепловые насосы. Высокая распространенность подобного оборудования обуславливает его существенную долю в структуре мирового энергопотребления. Сектор холодоснабжения ответственен за 20 % мирового потребления электроэнергии, при этом лишь на системы кондиционирования воздуха приходится около 12 % от общего объема.

Параллельно с энергетической нагрузкой, сектор является значимым источником антропогенного воздействия на окружающую среду. На его долю приходится порядка 7,5 % глобальных выбросов диоксида углерода (CO₂). Структура этих выбросов распределяется следующим образом:

- ~30 % – прямые выбросы, обусловленные утечками хладагентов;
- ~70 % – косвенные выбросы, связанные с потреблением энергии.

С одной стороны, с развитием экономики энергопотребление имеет тенденцию несомненного роста, а с другой – предкризисное состояние традиционных энергоресурсов и возрастающие проблемы экологии обуславливают энергосбережение как важнейший тренд современности.

Энергосбережение в низкотемпературной технике является комплексной проблемой, включающей повышение энергетической эффективности систем тепло-хладоснабжения за счет повышения эффективности отдельных элементов, оптимизации конструктивных и режимных параметров, совершенствования схемных решений и внедрения передовых технологий.

1.1. Объекты интенсификации

Объектами интенсификации являются технические системы, в которых осуществляется преобразование или передача тепловой энергии. Для таких систем характерно наличие теплообменных аппаратов, где происходит взаимодействие рабочих сред через разделяющие их

поверхности. Конструктивные особенности этих аппаратов, свойства теплоносителей и режимы их движения создают комплекс потенциальных направлений для интенсификации.

Основными интегрированными объектами интенсификации являются холодильные установки, включающие теплообменные аппараты, вспомогательные аппараты, трубопроводы, насосы, охлаждающие приборы (рис. 1.1).

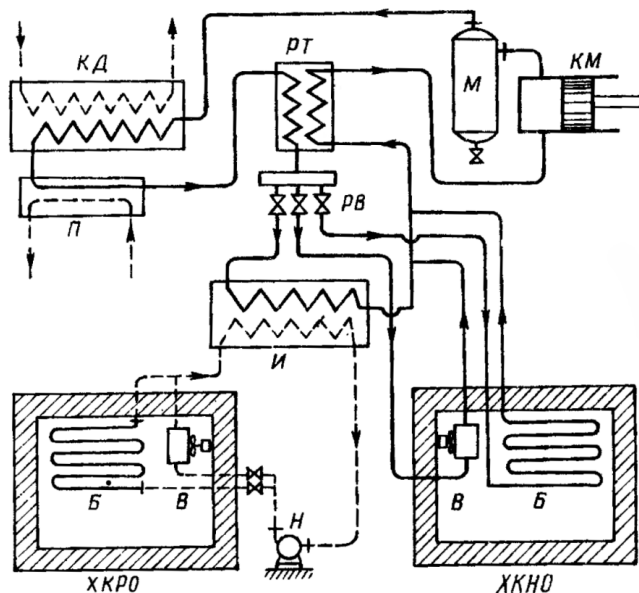


Рис. 1.1. Принципиальная схема холодильной установки производственного холодильника [2]:

КД – конденсатор; П – переохладитель; РТ – регенеративный теплообменный аппарат; КМ – компрессор; М – маслоотделитель; РВ – регулирующие вентили; И – испаритель, ХКРО – холодильная камера рассольного охлаждения; ХКНО – холодильная камера непосредственного охлаждения; В – воздухоохладитель; Б – батарея; Н – насос

К числу объектов интенсификации относятся и энергетические установки – тепловые насосы, в которых также использован обратный термодинамический цикл, но не для охлаждения, а для получения комфортных температур в помещениях (рис. 1.2). Наиболее важными элементами теплонасосных установок с позиции энергоэффективности являются источник низкопотенциальной теплоты и узел нагревательного элемента на основе конденсатора.

Энергоэффективность тепловых насосов является решающим фактором при выборе системы отопления – котельная, тепловой насос, электронагреватели и др. Повышение термодинамической эффективности теплонасосных систем определило расширение географии их использования на северные регионы, ранее считавшиеся неперспективными для этих энергетических установок.

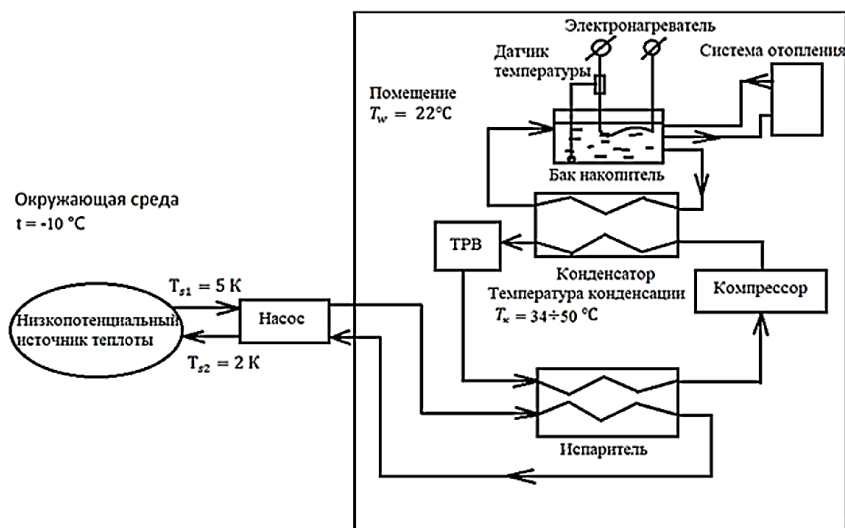


Рис. 1.2. Схемы теплового насоса вода-вода

Вопросы оценки и повышения энергоэффективности компрессоров является важными, комплексными задачами, которые в значительной степени связаны с процессами газодинамики и термодинамики сжатия, рассматриваемыми во множестве литературных источников и не входят в число приоритетов данного учебного пособия. К числу специальных вопросов относится также анализ эффективности насосов, которые также не являются предметом рассмотрения, хотя роль этих важных элементов будет учитываться в следующих главах на этапе термодинамического анализа и оптимизации процессов интегрированных комплексов.

В данном учебном пособии проблема повышения энергоэффективности в основном связывается с интенсификацией процессов теплообмена в аппаратах, поскольку, как свидетельствуют данные [2], до 70% потерь в холодильных установках связано именно с теплообменными аппаратами.

Вопросы повышения эффективности аппаратов будут рассмотрены в последующих главах при анализе и оптимизации тепло- гидродинамических процессов, происходящих в них. В данной главе представлены основные типы теплообменных аппаратов, являющиеся предметом интенсификации. Детальная информация по теплообменным аппаратам холодильных машин приведена в монографии Г. Н. Даниловой [2].

Кожухотрубные теплообменные аппараты – традиционная конструкция, достаточно широко распространенная и в настоящее время. С точки зрения интенсификации в первую очередь интересны кожухотрубные испарители и конденсаторы.

Конденсаторы бывают как горизонтального, так и вертикального расположения (рис. 1.3, рис. 1.4). Конденсация, как правило, происходит на наружной поверхности труб при верхней подаче паров хладагента, а охлаждающая вода движется внутри труб.

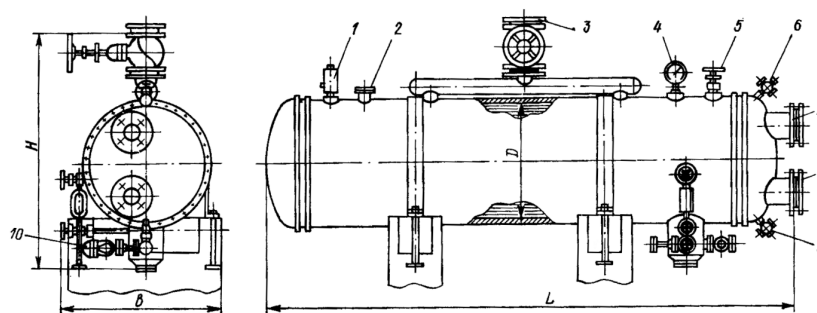


Рис. 1.3. Горизонтальный кожухотрубный конденсатор [2]:

1 – клапан предохранительный; 2 – уравнильная линия; 3, 10 – выход и вход хладагента; 4 – манометр; 5, 6 – спуск воздуха; 7, 8 – выход и вход хладоносителя; 9 – слив хладоносителя

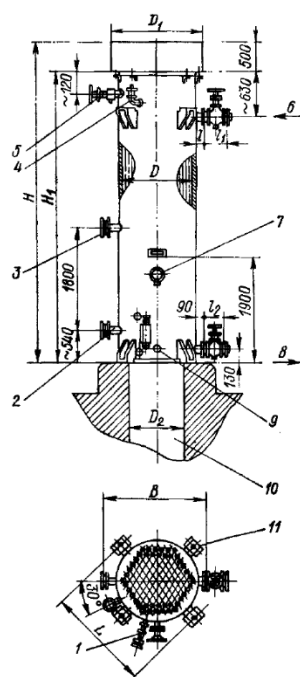


Рис. 1.4. Вертикальный кожухотрубный конденсатор [2]:

1 – указатель уровня; 2 – к воздухоотделителю; 3 – уравнильная линия;
4 – предохранительный клапан; 5 – спуск воздуха; 6 – выход жидкого хладагента;
7 – манометр; 8 – выход жидкого хладагента; 9 – спуск масла; 10 – отвод воды;
11 – лапы крепления

Кожухотрубные испарители – только горизонтальные. Жидкий хладагент подается снизу, и в большинстве конструкций кипение происходит на наружной поверхности гладких (в аммиачных испарителях) и оребренных (во фреоновых испарителях) труб (рис. 1.5).

В испарителях-водоохладителях с целью предотвращения возможного замерзания воды в трубах кипение происходит внутри труб (рис. 1.6).

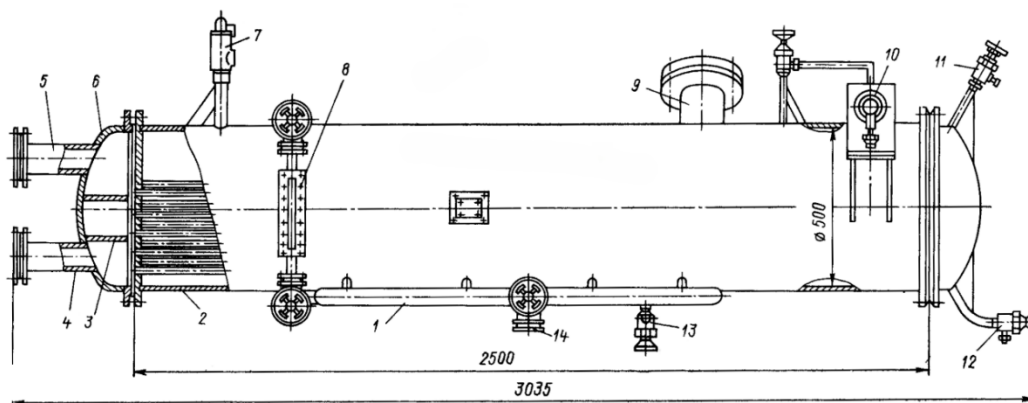


Рис. 1.5 Горизонтальный кожухотрубный испаритель затопленного типа [2]:

1 – жидкостной коллектор; 2 – обечайка; 3 – перегородки; 4, 5 – штуцеры для входа и выхода хладагента; 6 – крышка; 7 – предохранительный клапан; 8 – указатель уровня; 9, 14 – штуцеры для входа и выхода хладагента; 10 – манометр; 11 – кран для спуска воздуха; 12 – кран для спуска хладагента; 13 – вентиль для спуска масла.

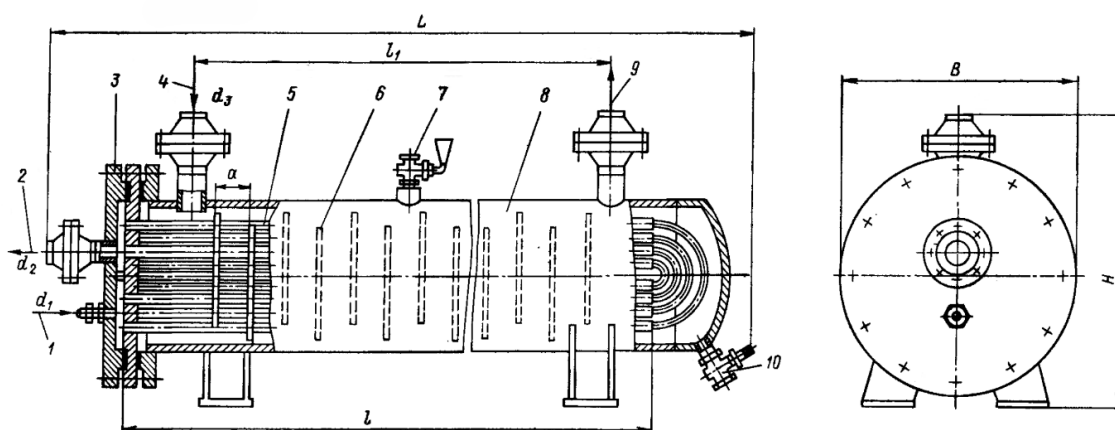


Рис..1.6 Кожухотрубный испаритель с внутритрубным кипением [2]:

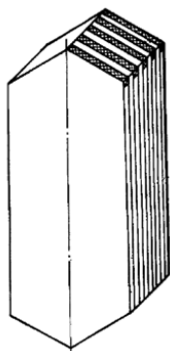
1, 2 – вход и выход хладагента; 3 – крышка; 4, 9 – вход и выход хладагента; 5 – теплообменные трубы; 6 – поперечные перегородки для хладагента; 7 – кран для спуска воздуха; 8 – обечайка; 10 – вентиль для слива хладагента.

С начала 70-х годов прошлого века в практику холодильного аппаратостроения начали внедряться *пластинчатые испарители и конденсаторы*. Коэффициенты теплоотдачи при кипении и конденсации в пластинчатых аппаратах могут превышать аналогичные параметры кожухотрубных в 1,5–2 раза, а при однофазной конвекции в отдельных случаях до 300 %.

Главной причиной повышенной эффективности пластинчатых технологий является, в первую очередь, специфика фазовых переходов в щелевых каналах, а также турбулизация однофазных сред. В настоящее время пластинчатые аппараты являются наиболее распространенными в технике низких температур.

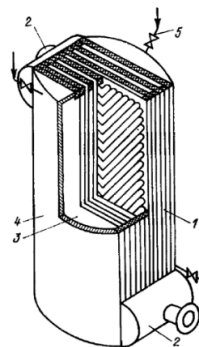
На рисунке 1.7, а представлена конструкция цельносварного пластинчатого конденсатора. Аппарат представляет собой герметичную неремонтопригодную конструкцию. Чистка теплопередающих поверхностей затруднительна, но практически исключена утечка хладагента.

а)



Цельносварной пластинчатый конденсатор

б)



Пластинчатый конденсатор с оболочками противодействия: 1 – пакет пластин; 2 – коллекторы; 3 – полости; 4 – тонкостенные оболочки; 5 – вентили

Рис. 1.7 Конструкции пластинчатых теплообменных аппаратов [2]

С позиции эксплуатации могут быть более удобными разборные или полуразборные пластинчатые аппараты (рис. 1.8). В разборных конструкциях пластины уплотняются с помощью резиновых прокладок, а в полуразборных конструкциях пластины, образующие канал по хладагенту, свариваются между собой. Сваренные пары собираются в пакет, образуя щелевые каналы для однофазной среды, и уплотняются между собой с помощью резиновых прокладок, как и в разборных конструкциях.

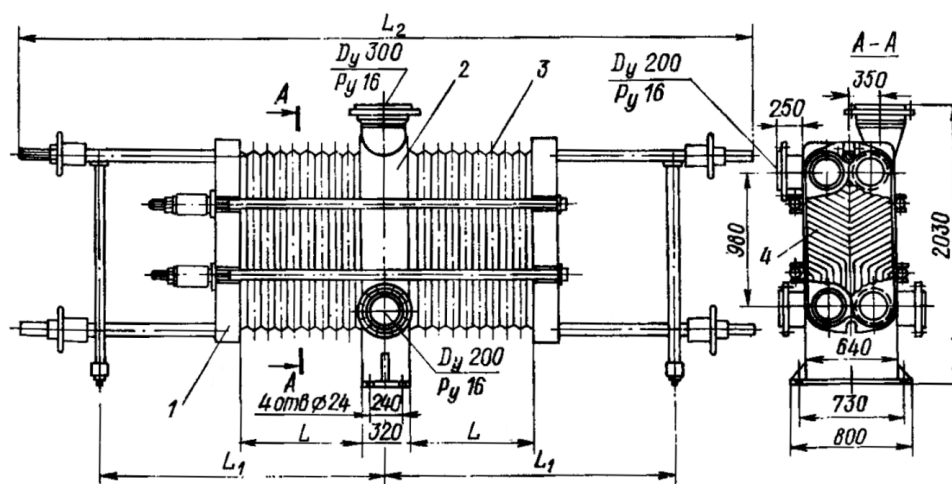


Рис. 1.8 Разборный пластинчатый конденсатор [2]: 1, 2 – подвижная и неподвижная плиты; 3 – сваренная пара пластин, образующая закрытый канал; 4 – открытый межпластинный канал с резиновой уплотнительной прокладкой по контуру пластины

Для компенсации избыточного давления применяются массивные прижимные плиты, стягиваемые шпильками, которые занимают значительную долю в общей массе аппарата. С целью сокращения массы прижимные плиты в неразборных конструкциях иногда заменяют тонкостенными цилиндрическими оболочками 4 (рис. 1.7, б), полости 3 заполняются средой высокого давления или несжимаемой жидкостью.

Воздушные теплообменные аппараты широко распространены как в технике низких температур, так и в системах жизнеобеспечения и тепловых насосах. Воздушные конденсаторы широко применяются в условиях дефицита воды, а воздухоохладители – в системах замораживания пищевых продуктов, в системах жизнеобеспечения, тепловых насосах (рис. 1.9).

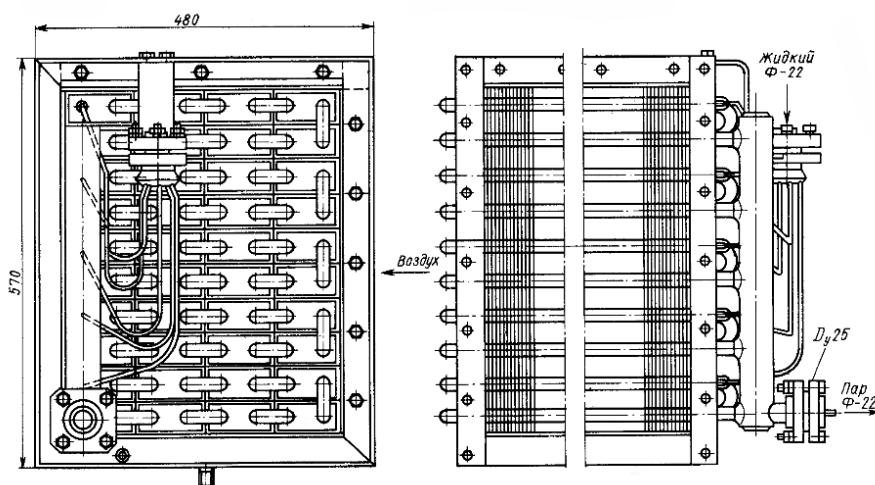


Рис.1.9 Воздухоохладитель типа ВО [2]

1.2. Порядок расчета теплообменных аппаратов и направления интенсификации

Интенсификация теплообменных аппаратов связана с процессами теплопереноса, положенными в основу расчета аппаратов. Порядок и алгоритм расчета могут кардинально меняться в зависимости от конкретно поставленных инженерных задач.

Выделяют два основных типа расчетов: *тепло-гидравлический (проектный) расчет* и *поверочный расчет*. В первом случае задача заключается в определении необходимой площади теплообменной поверхности и геометрических характеристик аппарата для обеспечения заданных температурных условий и расходов теплоносителей. Во втором случае, при поверочном расчете, исходят из уже известных конструктивных параметров существующего аппарата и определяют его конечные рабочие характеристики – температуры выходных потоков, общую тепловую мощность и гидравлическое сопротивление, оценивая, справляется ли аппарат с требуемой нагрузкой.

Тепло-гидравлический (проектный) расчет

Дано:

- тип аппарата;
- горячая и холодная рабочие среды, их теплофизические свойства;
- температуры сред на входе $t_{T1}, t_{X1}, ^\circ\text{K}$;
- температуру на выходе хотя бы одной из двух сред $t_{T2}, t_{X2}, ^\circ\text{K}$;
- массовые расходы G_T, G_X , кг/с или скорости сред W_T, W_X , м/с.

Рассчитать:

- тепловой баланс аппарата;
- тепловая нагрузка на аппарат Q , Вт;
- средний температурный напор между средами $\theta_m, ^\circ\text{K}$;
- коэффициенты теплоотдачи теплой и холодной сторон α_T, α_X , Вт/(м²К);
- коэффициент теплопередачи аппарата k , Вт/(м²К).

Найти:

- площадь поверхности теплообмена F , м²;
- коэффициент запаса K_f ;
- подобрать (сконструировать) аппарат;
- гидравлические сопротивления, ΔP , Па;
- необходимые мощности для преодоления сил сопротивления при принятых скоростях $N_1, N_2 \dots N_i$, Вт;
- подобрать насосы;

Проверочный расчет

Исходные данные:

Свойства теплой и холодной сред, тип аппарата и теплопередающая поверхность аппарата, температуры сред, массовые расходы или скорости сред.

Дано:

- тип аппарата;
- теплопередающая поверхность;
- горячая и холодная рабочие среды, их теплофизические свойства;
- температуры сред на входе $t_{T1}, t_{X1}, ^\circ\text{K}$;
- требуемая температура на выходе одной из двух сред $t_{T2}, t_{X2}, ^\circ\text{K}$;
- массовые расходы G_T, G_X , кг/с или скорости сред W_T, W_X , м/с.

Найти:

- коэффициенты теплоотдачи теплой и холодной сторон α_T, α_X , Вт/(м²К);
- коэффициент теплопередачи аппарата k , Вт/(м²К);
- температуры сред на выходе $t_{T2}, t_{X2}, ^\circ\text{K}$;
- тепловая нагрузка на аппарат Q , Вт.

Повышение эффективности теплообменных аппаратов как основных элементов низкотемпературных систем основано на анализе типовых процессов, происходящих в этих элементах. Одними из основных характеристик рекуперативных теплообменных аппаратов являются *изменения температур рабочих сред* (рис. 1.10).

На рисунке 1.10, а, б, изображен характер изменения температур горячего и холодных однофазных потоков, в первом случае – противоток, во втором – прямоток. На рисунке 1.10, в, представлено изменение температур при кипении, а на рисунке 1.10, г, – при конденсации.

К показателям интенсивности работы аппарата относятся [2]:

1) средняя логарифмическая разность температур между средами:

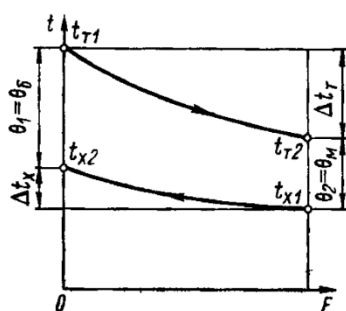
$$\theta_m = \frac{\theta_6 - \theta_M}{\ln \frac{\theta_6}{\theta_M}}. \quad (1.1)$$

2) изменения температур каждой среды в отдельности:

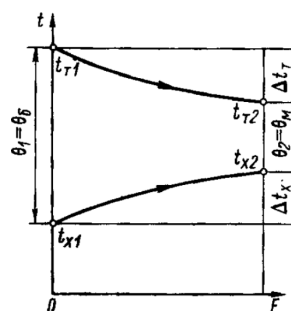
$$\Delta t_T = t_{T1} - t_{T2}; \quad (1.2)$$

$$\Delta t_X = t_{X1} - t_{X2}. \quad (1.3)$$

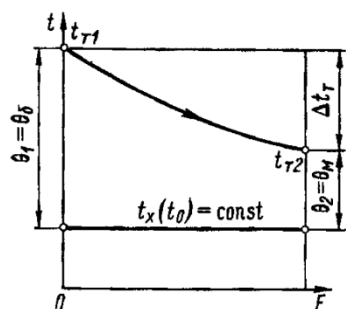
а)



б)



в)



г)

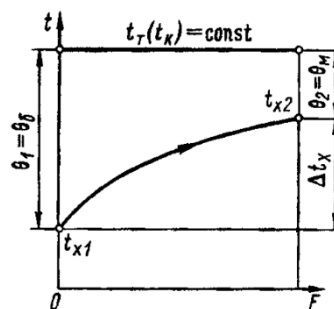


Рис. 1.10 Характер изменения температур рабочих сред в рекуперативных теплообменных аппаратах

а – противоточное течение; б – параллельное течение; в – кипение; г – конденсация

Ключевым соотношением, связывающим тепловые потоки и изменение температур сред, является *уравнение теплового баланса*. Уравнение теплового баланса в общем виде может быть представлено через массовый расход G и энтальпии h рабочих веществ:

$$Q = G_T(h_{T1} - h_{T2}) = G_X(h_{X1} - h_{X2}); \quad (1.4)$$

для однофазных потоков – через удельные теплоемкости веществ c :

$$Q = G_T c_T (t_{T1} - t_{T2}) = G_X c_X (t_{X1} - t_{X2}); \quad (1.5)$$

для конденсаторов:

$$Q = G_T(h_{T1} - h_{T2}) = G_X c_X (t_{X1} - t_{X2}); \quad (1.6)$$

для испарителей:

$$Q = G_T c_T (t_{T1} - t_{T2}) = G_X (h_{X1} - h_{X2}). \quad (1.7)$$

Вводится понятие водяного эквивалента каждой среды:

$$W_i = G_i \cdot c_i. \quad (1.8)$$

При использовании выражения водяного эквивалента уравнение теплового баланса для однофазных потоков приобретает следующий вид:

$$Q = W_T \cdot \Delta t_T = W_X \cdot \Delta t_X. \quad (1.9)$$

Изменение температур потоков может быть выражено как

$$\frac{\Delta t_T}{\Delta t_X} = \frac{W_X}{W_T}. \quad (1.10)$$

Выражение (1.10) является условием стационарного режима теплообменного аппарата. Кроме этого, выражение (1.10) может быть использовано при решении одной из задач интенсификации, а именно повышения степени охлаждения или нагрева рабочих сред.

В теплообменных аппаратах с фазовыми переходами (кипение, конденсация) водяной эквивалент не имеет физического смысла, поскольку в этих случаях величина теплоемкости стремится к бесконечности, а уравнения теплового баланса приходят к виду (1.6) и (1.7) соответственно. Разность энтальпий в этих случаях приобретает смысл скрытой теплоты парообразования r (Дж/кг).

Уравнение теплового баланса постулирует равенство количества теплоты, передаваемой от одной среды к другой, из чего следует равенство изменения энтальпий обоих потоков. При этом уравнение теплового баланса не учитывает закономерности передачи теплоты от одной среды к другой.

Количество теплоты, которой обмениваются рабочие среды через теплопередающую поверхность, определяется коэффициентом теплопередачи аппарата:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (1.11)$$

где α_1 и α_2 – коэффициенты теплоотдачи с внешней и внутренней стороны теплопередающей поверхности, Вт/(м²·К); δ – толщина теплопередающей поверхности, м; λ – теплопроводность теплопередающей поверхности, Вт/(м·К).

Уравнение (1.11) является базовой зависимостью для определения направлений интенсификации теплообменных аппаратов. Из него следует, что эффективность теплообмена можно повысить за счет увеличения коэффициентов теплоотдачи, особенно со стороны среды, где его значение существенно ниже. В случаях, когда один коэффициент теплоотдачи значительно превышает другой ($\alpha_1 \gg \alpha_2$), наиболее эффективным методом интенсификации является оребрение поверхности со стороны меньшего коэффициента теплоотдачи, что позволяет компенсировать низкую интенсивность теплоотдачи увеличением площади поверхности теплообмена. В случае использования оребренной поверхности теплообмена необходимо учитывать эффективность ребра E , тогда коэффициент теплопередачи, отнесенный к внутренней поверхности, приобретает вид [2]

$$k_{op} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_n E} \frac{F_{вн}}{F_n} + \frac{\delta}{\lambda} \frac{F_{вн}}{F_{ст}} + \frac{1}{\alpha_{вн}}}, \quad (1.12)$$

где α_n и $\alpha_{вн}$ – коэффициенты теплоотдачи на наружной и внутренней поверхностях соответственно; $F_{ст}$ – площадь гладкой стенки трубы; F_n – площадь наружной оребренной поверхности (включая площадь самих ребер и участки трубы между ними); $F_{вн}$ – площадь внутренней поверхности трубы; E – эффективность ребер на наружной поверхности трубы.

При оребрении выражение (1.11) приобретает вид приведенного коэффициента теплопередачи (1.12), в котором величина $F_n/F_{вн}$ называется коэффициентом оребрения. Вопрос интенсификации за счет оребрения будет рассмотрен в гл. IX.

1.3. Задачи интенсификации

Повышение эффективности теплообменных процессов является ключевой задачей при проектировании и оптимизации холодильных машин. Экспериментально установлено, что около 70% необратимых потерь в холодильной машине связано с внешней необратимостью теплообменных аппаратов, что обусловлено конечной разностью температур между рабочими телами. Переход на низкий температурный уровень существенно увеличивает потери и ставит дополнительные задачи по интенсификации теплообмена. Согласно данным [2], наблюдается значительное снижение коэффициентов теплопередачи при понижении температуры кипения:

- в кожухотрубных испарителях с аммиаком и хлористым кальцием при снижении температуры кипения от -5°C до -40°C коэффициент теплопередачи уменьшается с 740 до 240 Вт/(м²·К);

- в воздухоохладителях с R22 при тех же условиях наблюдается снижение с 24 до 10 Вт/(м²·К);

- в воздухоохладителях при низких температурах происходит образование инея на охлаждающих поверхностях, что приводит к дополнительному увеличению термического сопротивления. На оребренных поверхностях термическое сопротивление может возрасти с 0,1 до 0,5 (м·К)/Вт, что существенно снижает эффективность теплообмена.

Основные направления интенсификации:

- разработка эффективных методов борьбы с обмерзанием;
- оптимизация геометрии теплообменных поверхностей;
- применение пульсирующих потоков и вибрационного воздействия;
- использование наноструктурированных покрытий;
- совершенствование схем организации потоков.

Эти меры направлены на снижение необратимых потерь и повышение энергетической эффективности холодильных систем, особенно в низкотемпературном диапазоне.

1.3.1. Сокращение теплопередающей поверхности и повышение массогабаритных характеристик аппарата

Площадь теплопередающей поверхности, полученная в результате расчета, определяет массу и габаритные размеры теплообменного аппарата. Эти параметры взаимосвязаны: сокращение поверхности теплообмена при сохранении тепловой производительности ведет к улучшению массогабаритных показателей.

Выбор конкретного типа аппарата основывается на расчетном значении поверхности теплообмена. При этом в зависимости от конструкции аппарата методика определения теплопередающей поверхности требует уточнения:

- для гладкотрубных аппаратов учитывается наружная поверхность труб;
- для аппаратов с развитой поверхностью (оребрённых) рассматривается полная эффективная площадь теплообмена;
- в пластинчатых теплообменниках учитывается суммарная площадь и тип пластин.

Таким образом, при проектировании важно учитывать конструктивные особенности аппарата, поскольку от выбранного типа поверхности теплообмена непосредственно зависят конечные массогабаритные характеристики оборудования.

Это приводит к следующей постановке проблемы.

Заданы: тепловая производительность аппарата, температуры внешних источников, внешняя среда, рабочее вещество, хладоноситель.

Необходимо: снизить теплопередающую поверхность, выбрать тип аппарата, оптимизировать капитальные затраты и массогабаритные характеристики.

Основные пути решения:

Исходным уравнением является уравнение теплопередачи

$$Q = kF_{\text{тп}}\theta_m. \quad (1.13)$$

Теплопередающая поверхность равна

$$F_{\text{тп}} = \frac{Q}{\theta_m \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)}. \quad (1.14)$$

Основной метод сокращения поверхности – повышение коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 , то есть интенсификация теплообмена со стороны обеих рабочих сред или со стороны среды с наименьшим коэффициентом.

Как было сказано ранее, в случае значительной разницы коэффициентов теплоотдачи ($\alpha_1 \gg \alpha_2$) эффективным методом является оребрение поверхности со стороны меньшего α . При этом оребрение не является интенсификацией в прямом смысле, так как локальный коэффициент теплоотдачи может даже снижаться за счет образования застойных зон в межреберных пространствах. Эффект в данном случае достигается за счет развития поверхности теплообмена, а общая масса и габариты аппарата сокращаются благодаря более компактной конструкции.

В отдельных случаях сокращение поверхности может быть достигнуто за счет увеличения средней логарифмической разности температур θ_m путем изменения температур внешних источников. Однако данный подход требует тщательного технико-экономического обоснования, поскольку повышение температурного напора в системах с термодинамическими циклами может привести к снижению коэффициента эффективности (холодильного коэффициента) и росту эксплуатационных затрат на компримирование.

1.3.2. Снижение необратимых потерь и эксплуатационных затрат

Для конкретного теплообменного аппарата с заданной теплопередающей поверхностью F снижение необратимых потерь и сокращение эксплуатационных расходов может быть достигнуто за счет оптимизации температурного напора и интенсификации теплообмена.

Задан: конкретный теплообменный аппарат с теплопередающей поверхностью F .

Задача: снизить необратимые потери и сократить эксплуатационные расходы.

Основные пути решения:

Исходным уравнением является (1.13), из которого следует:

$$\theta_m = \frac{Q}{kF_{\text{тп}}}. \quad (1.14)$$

Снижение необратимых потерь в первую очередь достигается за счет увеличения коэффициента теплопередачи k путем интенсификации теплообмена со стороны рабочих сред, что описывается уравнением (1.11).

1.3.3. Повышение теплопроизводительности аппарата

Для заданного теплообменного аппарата повышение теплопроизводительности Q может быть достигнуто за счет оптимизации параметров, входящих в основное уравнение теплопередачи (1.13).

Задан: конкретный теплообменный аппарат с теплопередающей поверхностью F .

Задача: повысить теплопроизводительность.

Основные пути решения:

Исходным уравнением является зависимость (1.13). Основной метод повышения теплопроизводительности, как и в предыдущем случае, основан на увеличении коэффициента теплопередачи k за счет интенсификации теплообменных процессов, что описывается уравнением (1.11).

Повышение средней логарифмической разности температур (1.1) θ_m возможно за счет изменения температур внешних источников и рабочих сред. Однако следует учитывать, что изменения температур внешних источников могут снизить эффективность термодинамических циклов, а корректировка температур рабочих сред способна привести к росту эксплуатационных затрат.

При невозможности достижения требуемой производительности методами интенсификации или изменения температурных режимов рассматривается вариант замены аппарата на модель с увеличенной поверхностью теплообмена.

Контрольные вопросы

1. Что относится к объектам интенсификации холодильных установок?
2. Какие типы теплообменных аппаратов используются в холодильных машинах и установках?
3. Какие виды тепловых расчетов используются при решении задач интенсификации?
4. Каков характер изменения температур рабочих сред в различных типах теплообменных аппаратов?

5. Что является базовым уравнением при решении задач интенсификации?
6. Как решается задача повышения массогабаритных характеристик аппаратов?
7. Как решается задача снижения необратимых потерь и эксплуатационных энергозатрат?
8. Что такое водяной эквивалент в тепловых расчетах?
9. Как решается задача повышения тепловой производительности аппаратов?
10. Каков порядок теплового расчета теплообменных аппаратов?
11. Каков порядок поверочного расчета теплообменных аппаратов?

Глава II. Тепло-гидродинамические процессы в однофазных потоках

Для лучшего понимания задач интенсификации теплообменных процессов в аппаратах тепло-хладэнергетических комплексов здесь приводятся краткие сведения из теории теплообмена, известные из специальных курсов, на которых необходимо сосредоточить внимание [73].

Для более глубокого изучения проблематики тепло-массообмена рекомендуются классические учебники, такие как [3, 4]

2.1. Теплопроводность

В основе теории теплопроводности лежит закон Фурье:

$$dQ_\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF d\tau, \quad (2.1)$$

где dQ_τ – количество теплоты, которая передается за время $d\tau$ через поверхность площадью dF в направлении нормали n к этой поверхности;

$\frac{\partial t}{\partial n}$ – градиент температур – вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности (рис. 2.1);

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

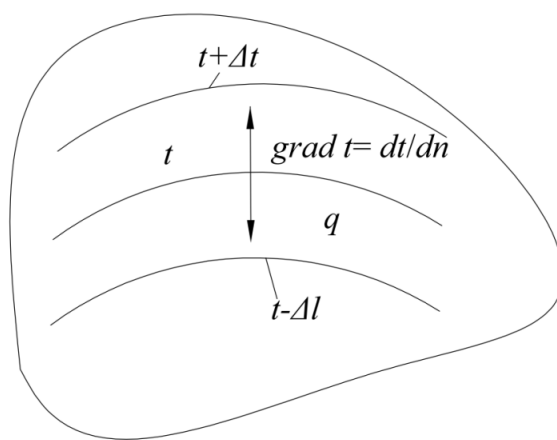


Рис. 2.1. Графическая интерпретация температурного градиента

Знак минус свидетельствует о том, что любой градиент, будучи вектором, направлен в сторону возрастания скалярной величины – температуры. Тепловой поток при этом имеет противоположное направление – от большей температуры к меньшей.

В интегральном виде зависимость (2.1) приводится к виду

$$Q = - \int \lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF,$$

или, для плотности теплового потока,

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (2.2)$$

Из (2.1) следует определение *коэффициента теплопроводности* λ – это количество теплоты, передаваемое в единицу времени через единицу изотермической поверхности при единичном градиенте температур. Коэффициент теплопроводности имеет размерность Дж/[(м²·с·К)/м], или Вт/(м·К).

Коэффициент теплопроводности является теплофизическим параметром, зависящим от рода вещества, например: неподвижный воздух – $\lambda = 0,02$ Вт/(м·К), вода – $\lambda \sim 0,5$ Вт/(м·К), сталь – $\lambda \sim 50$ Вт/(м·К), медь – $\lambda \sim 400$ Вт/(м·К). Коэффициент теплопроводности зависит и от температуры, но это следует учитывать при больших разностях температур, для инженерных расчетов техники низких температур величина λ принимается постоянной для каждого вещества.

2.2. Конвективный теплообмен в однофазной среде

Конвекцией называется процесс переноса теплоты, осуществляемый движением макрообъемов жидкости или газа. Это движение может вызываться внешними воздействиями (работой насоса, вентилятора) или естественными причинами (гравитацией при неравномерном нагреве). При конвекции перемещающиеся объемы среды обмениваются кинетической энергией, а при наличии разности температур между ними происходит конвективный теплообмен.

Интенсивность конвективного теплообмена существенно превышает передачу теплоты теплопроводностью, где перенос теплоты осуществляется лишь за счет хаотического движения микрочастиц. Количественной характеристикой конвективного теплообмена служит теплоотдача – процесс теплообмена между поверхностью твердого тела и омывающей ее жидкостью (или газом).

Процесс теплообмена описывается уравнением Ньютона-Рихмана:

$$Q = \alpha(t_{\text{ж}} - t_{\text{ст}})F, \quad (2.3)$$

где: α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); $t_{\text{ж}}$ – средняя температура потока жидкости (газа); $t_{\text{ст}}$ – средняя температура стенки.

Коэффициент теплоотдачи – количество теплоты, которое передается конвекцией через квадратный метр поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью и средой в один градус.

В отличие от коэффициента теплопроводности λ , коэффициент теплоотдачи α не является теплофизической константой. Коэффициент теплоотдачи – это функция процесса, определяемая параметрами течения среды.

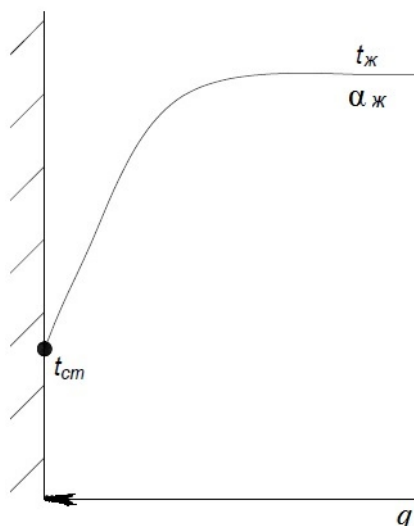


Рис. 2.2. Теплоотдача от жидкости к стенке

Размерность коэффициента теплоотдачи – Дж/(м²·с·К) или Вт/(м²·К).

В общем случае коэффициент теплоотдачи определяется следующей зависимостью:

$$\alpha = f(\bar{w}, \lambda, c, \rho, \mu, \beta, \Phi, l_1, l_2, l_3, \Delta t), \quad (2.4)$$

где $\bar{w}$ – средняя скорость потока; $\lambda, c, \rho, \mu, \beta$ – теплофизические свойства жидкости (газа); Φ, l_1, l_2, l_3 – геометрические параметры; $\Delta t = t_{ж} - t_{ст}$.

При однофазной конвекции различают два основных режима течения: ламинарный и турбулентный. При ламинарном режиме поток представляет собой упорядоченное движение параллельных струй без поперечного перемешивания. В турбулентном режиме течение характеризуется интенсивным перемешиванием и пульсациями скорости, что существенно усиливает теплообмен [73].

Особенностью турбулентного течения является сохранение у стенки ламинарного подслоя толщиной в доли миллиметра. Поскольку в этом слое перенос теплоты осуществляется преимущественно теплопроводностью в соответствии с законом Фурье (2.1), он создает основное термическое сопротивление в процессе теплообмена (рис. 2.3).

Ключевым фактором, определяющим формирование этого подслоя, является физическое явление «прилипания» жидкости к стенке, в результате чего скорость потока на самой поверхности стремится к нулю. Это явление обуславливает резкий градиент скорости и температуры в пристенной области и, как следствие, доминирующую роль теплопроводности в механизме теплопереноса через ламинарный подслей.

Из совместного решения уравнений (2.2) и (2.3) получаем дифференциальное уравнение теплообмена:

$$\alpha = - \frac{\lambda}{t_{ж} - t_{ст}} \left(\frac{\partial t_{ж}}{\partial n} \right)_{ст}. \quad (2.5)$$

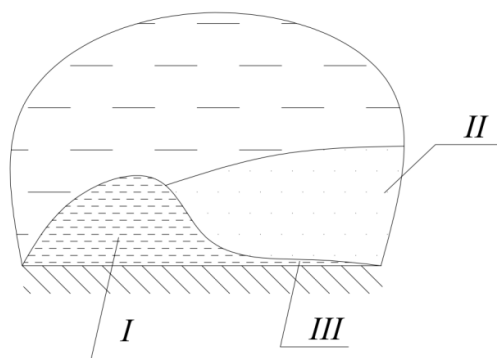


Рис. 2.3 Режимы течений среды при обтекании плоской поверхности:
I – ламинарный режим; II – турбулентный режим, III – ламинарный подслой

2.3. Математическое описание процесса конвективного теплообмена

Решение задач интенсификации и оптимизации оборудования требует физически обоснованных и точных методик расчета теплообмена и потерь давления в аппаратах. Теоретической базой расчетной методологии является математическое описание тепло-гидродинамических процессов конвекции.

Математическое описание в общем виде включает основные дифференциальные уравнения, описывающие практически все случаи течения жидкостей и газов, включая фазовые переходы. Решение конкретных инженерных задач путем интегрирования исходных дифференциальных уравнений требует упрощений, введения ряда допущений, а также использования эмпирических составляющих в процесс моделирования.

Ниже в упрощенном виде представлены основы математического описания процессов конвекции. Более подробно эти вопросы изложены в специальной литературе, например, [4–6].

2.3.1. Уравнение сплошности

В основе уравнения сплошности лежит закон сохранения массы:

$$\left\{ \begin{array}{c} \text{скорость} \\ \text{накопления} \\ \text{массы} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \text{скорость} \\ \text{прихода} \\ \text{массы} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{c} \text{скорость} \\ \text{ухода} \\ \text{массы} \end{array} \right\}$$

Рассматривая трехмерное течение потока, получаем уравнение сплошности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial}{\partial x} \rho w_x + \frac{\partial}{\partial y} \rho w_y + \frac{\partial}{\partial z} \rho w_z \right), \quad (2.6)$$

или, в векторной форме,

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = -(\nabla \rho w). \quad (2.7)$$

Уравнения (2.6) и (2.7) показывают, что увеличение плотности среды в единице объема равно скорости втекания массы в рассматриваемый неподвижный элемент трехмерного пространства. В частном случае течения несжимаемой жидкости (обычная капельная жидкость, в отличие от газа или пара) $\partial \rho / \partial \tau = 0$, и уравнение (2.7) приобретает вид

$$\nabla \rho w = 0.$$

2.3.2. Уравнение движения

Уравнение баланса количества движения единицы объема $\Delta x \Delta y \Delta z$ может быть записано как

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{скорость} \\ \text{накопления} \\ \text{количества} \\ \text{движения} \\ \text{в элементе} \\ \text{объема} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \text{скорость} \\ \text{прихода} \\ \text{количества} \\ \text{движения} \\ \text{в элемент} \\ \text{объема} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{l} \text{скорость} \\ \text{ухода} \\ \text{количества} \\ \text{движения} \\ \text{из элемента} \\ \text{объема} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{сумма сил,} \\ \text{действующих} \\ \text{на элемент} \\ \text{объема} \end{array} \right\}$$

Уравнение движения связывает силы инерции, вызванные изменением скорости, с силами вязкости и гравитации. В декартовых трехмерных координатах уравнение имеет следующий вид:

$$\rho \frac{Dw_x}{D\tau} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) + \rho g_x; \quad (2.8)$$

$$\rho \frac{Dw_y}{D\tau} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right) + \rho g_y; \quad (2.9)$$

$$\rho \frac{Dw_z}{D\tau} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right) + \rho g_z. \quad (2.10)$$

Для случаев постоянной вязкости и плотности в векторной форме уравнение движения приобретает следующий вид:

$$\rho \frac{Dw}{D\tau} = -\nabla p + \mu \nabla^2 w + \rho g. \quad (2.11)$$

2.3.3. Уравнение энергии

Уравнение основано на законе сохранения энергии. Для элементарного объема жидкости баланс энергий может быть проиллюстрирован следующим образом.

$$\left\{ \begin{array}{c} \text{скорость} \\ \text{накапливания} \\ \text{внутренней и} \\ \text{кинетической} \\ \text{энергий} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \text{скорости прихода} \\ \text{внутренней} \\ \text{и кинетической} \\ \text{энергий} \\ \text{посредством} \\ \text{конвекции} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{c} \text{скорости ухода} \\ \text{внутренней} \\ \text{и кинетической} \\ \text{энергий} \\ \text{посредством} \\ \text{конвекции} \end{array} \right\} +$$

$$+ \left\{ \begin{array}{c} \text{скорость} \\ \text{подвода} \\ \text{теплоты} \\ \text{посредством} \\ \text{теплопроводности} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{c} \text{скорость} \\ \text{производства} \\ \text{работы системой} \\ \text{над окружающей} \\ \text{средой} \end{array} \right\}$$

Под кинетической энергией понимается энергия движения объема жидкости на единицу объема $U_k = 0,5(\rho w^2)$

Под внутренней энергией понимается сумма внутренней кинетической энергии теплового движения молекул и внутренней потенциальной энергии, возникающей между молекулами

Уравнение энергии в декартовых координатах имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{\rho c_p}, \quad (2.12)$$

где:

$\partial t / \partial \tau$ – локальное изменение температур;

$w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z}$ – конвективное изменение температур потока;

$a = \lambda / (c\rho)$ – коэффициент температуропроводности;

$q_v / \rho c_p$ – теплота от внутренних источников;

$-\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = a \nabla^2 t$ – дифференциальное уравнение теплопроводности.

Для одномерного потока и при отсутствии внутренних источников теплоты уравнение (2.12) приобретает вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (2.13)$$

2.3.4. Условия однозначности

Для решения тепло-гидродинамических задач необходимо задать условия однозначности конкретного процесса, происходящего в заданных условиях. К условиям однозначности относятся:

- начальные условия или, чаще всего значения функции в момент времени $\tau=0$;
- граничные условия, или условия протекания процесса течения жидкости на границе с твердым телом.

Граничные условия подразделяются на три основных типа в зависимости от характера задания параметров на границе раздела сред:

1) граничные условия первого рода

В этом случае на границе расчетной области задается известное распределение температуры. Например, может быть задана постоянная температура стенки $t_{\text{ст}} = \text{const}$ или пространственное распределение температуры вдоль поверхности. Такие условия применяются, когда температура поверхности может быть непосредственно измерена или задана технологическими требованиями.

2) граничные условия второго рода

Здесь задается плотность теплового потока через теплопередающую поверхность или границу раздела фаз. Это может быть постоянный тепловой поток $q = \text{const}$, как в случае электрического нагрева, или пространственно-временное распределение $q = f(x, y, z, \tau)$. Условия второго рода особенно удобны при расчете теплообмена в аппаратах с известной тепловой нагрузкой.

3) граничные условия третьего рода

Наиболее распространенный в практических задачах случай, когда задаются температура жидкости $t_{\text{ж}}$ и коэффициент теплоотдачи α .

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{n=0} = \alpha(t_{\text{ж}} - t_{\text{ст}}). \quad (2.14)$$

Совокупность трех основных дифференциальных уравнений (неразрывности, движения и энергии) вместе с условиями однозначности образует замкнутую систему, математически описывающую тепло-гидродинамические процессы в широком классе текучих сред, включая многокомпонентные смеси. Однако практическое интегрирование этой системы уравнений сопряжено со значительными трудностями.

Даже при введении упрощающих допущений аналитическое решение часто оказывается невозможным, а численные методы требуют неоправданно больших вычислительных ресурсов. В то же время использование чисто эмпирических зависимостей ограничено узкими рамками условий, в которых они были получены.

Компромиссным подходом, сочетающим теоретическую строгость и практическую применимость, являются методы, основанные на *теории подобия* [6]. Данные методы позволяют:

- обобщать экспериментальные данные;
- распространять решения на класс подобных явлений;

- существенно сокращать объем вычислений;
- сохранять физическую наглядность процессов.

Таким образом, теория подобия представляет собой эффективный инструмент для инженерных расчетов теплообменного оборудования, обеспечивающий разумный баланс между точностью и трудоемкостью.

2.4. Методы расчета теплоотдачи

2.4.1. Критериальные уравнения конвективного теплообмена

Применение теории подобия позволяет преобразовать систему дифференциальных уравнений, описывающих тепло-гидродинамические процессы, к безразмерному виду. При этом все физические величины группируются в виде безразмерных комплексов – критериев подобия, которые разделяются на две категории: *определяющие* и *определяемые*.

Определяющие критерии включают в себя величины, входящие в математическое описание процесса и условия однозначности: геометрические параметры, свойства жидкостей и режимные характеристики.

Определяемые критерии состоят из зависимых, искомых величин, таких как температура, коэффициент теплоотдачи, перепад давлений.

Уравнение подобия, описывающего конвективный теплообмен, приводится к виду:

$$Nu_{\text{ж}} = f(Re_{\text{ж}}, Pr_{\text{ж}}, Gr_{\text{ж}}, L/d, Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}}). \quad (2.15)$$

В (2.15) определяемым является критерий Нуссельта Nu , все остальные – определяющими:

$$Nu = (\alpha d)/\lambda.$$

Критерий Рейнольдса Re выражает соотношение сил инерции (скорость) и сил трения (вязкость):

$$Re = (wd)/\nu.$$

Критерий Прандтля Pr состоит только из теплофизических свойств, зависит от рода вещества и температуры:

$$Pr = \nu/\alpha.$$

Критерий Грасгофа выражает соотношение сил гравитации и вязкости, включает определяющей размер d , коэффициент объемного расширения β и разность температур $\Delta t = t_{\text{ж}} - t_{\text{ст}}$:

$$Gr = \frac{gd^3\beta\Delta t}{\nu^2}.$$

Соотношение $Pr_{ж}/Pr_{ст}$ определяется из теплофизических свойств, взятых при температурах жидкости и стенки.

В систему критериев включена величина L/d , отражающая отношение характерных размеров. При течении в трубе характерным размером является отношение внутреннего диаметра и длины трубы. При обтекании плоской определяющим является L – длина пластины, которая входит в критерии Re и Gr .

2.4.2. Теплообмен в трубах

Турбулентный режим в трубах наступает при значениях $Re_{ж}^m > 10^5$, и используется уравнение

$$\overline{Nu}_{ж} = 0,021 Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \varepsilon_l, \quad (2.16)$$

где ε_l – коэффициент, учитывающий изменение средней теплоотдачи по длине трубы. При $L/d > 50$, $\varepsilon_l = 1$; при $L/d < 50$, $\varepsilon_l > 1$ и принимается согласно методике [3]. Поправка $(Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}$ актуальна при больших перепадах температур в энергетических установках. В холодильной технике поправкой, как правило, пренебрегают

Ламинарный режим при течении в трубе наступает при значениях критерия Рейнольдса $Re < 2300$. Различают две формы ламинарного движения: вязкостное и вязкостно-гравитационное.

Вязкостный режим наступает при значениях $Ra = GrPr \leq 8 \cdot 10^5$ [2]:

$$\overline{Nu}_m = 1,55 \left(\frac{Re_m Pr_m d_{вн}}{l} \right)^{0,33} \left(\frac{\mu_{ж}}{\mu_{ст}} \right)^{0,14} \bar{\varepsilon}_l. \quad (2.17)$$

Здесь $(\mu_{ж}/\mu_{ст})^{0,14}$ – поправка на изменение вязкости применяется только для капельных жидкостей; $\bar{\varepsilon}_l$ – поправка на участок гидродинамической начальный участок (участок стабилизации):

$$\bar{\varepsilon}_l = 0,6 \left(\frac{l}{Re_m d_{вн}} \right)^{-\frac{1}{7}} \left(1 + 2,5 \frac{l}{Re_m d_{вн}} \right). \quad (2.18)$$

Для вязкостного режима при течении хладоносителей рекомендуется формула

$$\overline{Nu}_m = 1,55 \left(Pe_m \frac{d_{вн}}{l} \right)^{\frac{1}{3}} \left[1 + 0,01 \left(Re_m \frac{d_{вн}}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right], \quad (2.19)$$

здесь $Pe_m = Re_m \cdot Pr_m$ – критерий Пекле. В качестве определяющего размера принято расстояние рассматриваемого сечения от начала трубы, а в качестве определяющей температуры – средняя температура в данном сечении.

При вязкостно-гравитационном режиме ($Ra > 8 \cdot 10^5$) учитывается естественная конвекция через критерий Грасгофа.

$$\overline{Nu}_{ж,d} = 0,15 Re_{ж,d}^{0,33} Pr_{ж,d}^{0,43} (Gr_{ж} Pr_{ж})^{0,1} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \varepsilon_l, \quad (2.20)$$

при $L/d \geq 50$, $\varepsilon_l = 1$; при $L/d \leq 50$, $\varepsilon_l = 1,9 \div 1,02$.

При значениях Re от $2 \cdot 10^3$ до 10^4 существует переходный режим, который характеризуется неустойчивостью.

Неустойчивость, имеющая вероятностный характер, приближенно оценивается коэффициентом перемежаемости ε_l , величина которого изменяется от 0 до 1 (рис. 2.4) [2].

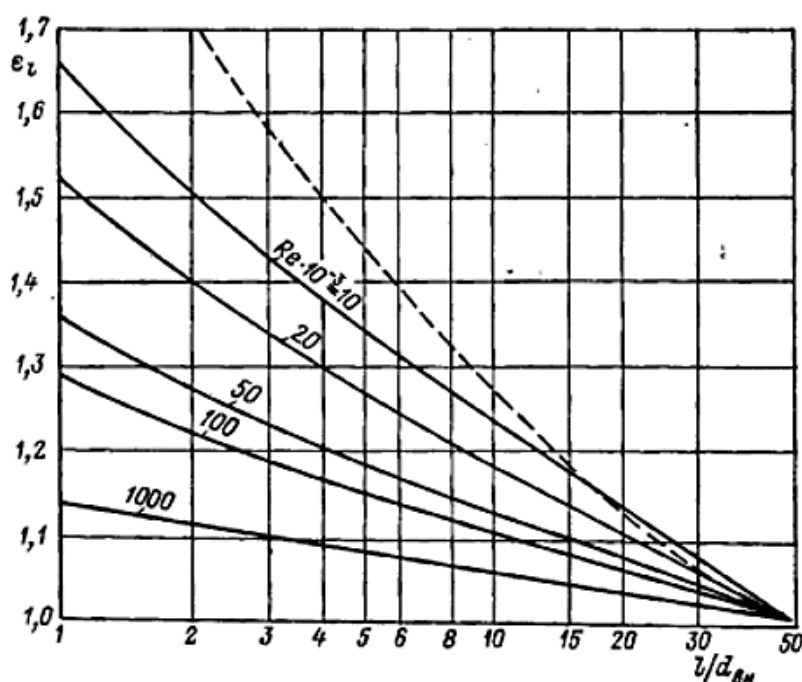


Рис. 2.4 Коэффициент перемежаемости для переходного режима [2]

2.4.3. Теплообмен в щелевых каналах

Для течения хладоносителей (рассолов) в щелевых каналах пластинчатых испарителей рекомендуются формулы [7]:

– для ламинарного режима

$$Nu_l = C_l Re_l^{0,33} Pr^{0,3}, \quad (2.21)$$

$$C_l = 0,46 \div 0,6.$$

– для турбулентного режима

$$Nu_t = C_t Re_t^{0,73} Pr^{0,43}, \quad (2.22)$$

$$C_t = 0,06 \div 0,1;$$

2.4.4. Теплоотдача при поперечном обмыивании пучков труб

Гладкий пучок труб

Кожухотрубные аппараты, как правило, выполняют в виде пучка труб, имеющего коридорное (рис. 2.5, а) или шахматное (рис. 2.5, б) расположение труб [8].

Характеристиками пучка являются поперечный шаг s_1 , продольный шаг s_2 , наружный диаметр труб d и количество труб по ходу жидкости (пара).

Течение жидкости (пара) может быть ламинарным или турбулентным, а также смешанным.

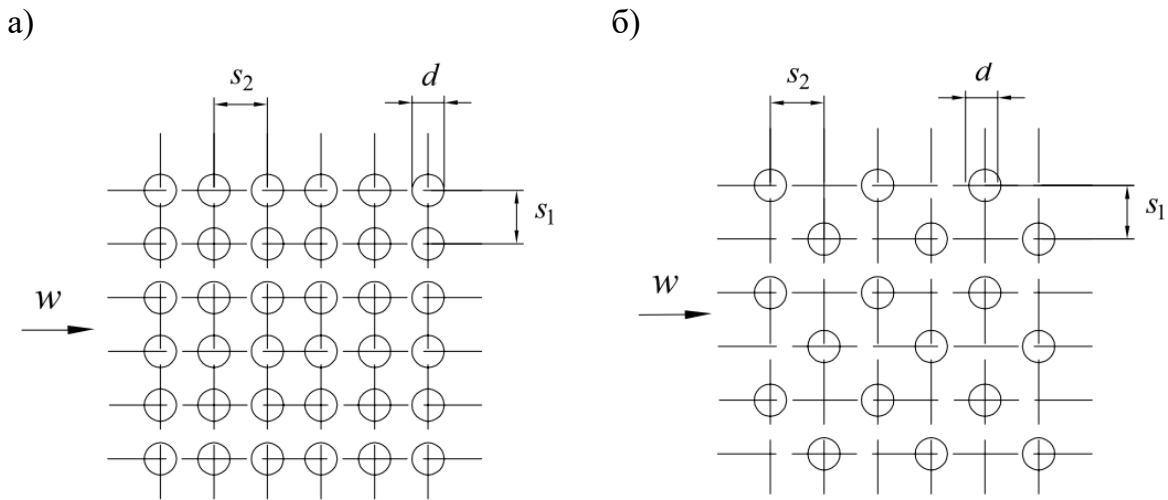


Рис.2.5. Схема расположения труб в: а) коридорном, б) в шахматном пучках труб

При поперечном обтекании гладкотрубного пучка можно использовать следующую формулу:

$$Nu = C Re^m Pr^n \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25} c_z. \quad (2.23)$$

При определении Re определяющими являются наружный диаметр труб, температура потока на входе, скорость в суженном сечении пучка. Эмпирические коэффициенты C , m , n приведены в таблице 2.1 [8].

Таблица 2.1. Коэффициенты для расчета теплоотдачи при поперечном обтекании труб

Режим течения	Коридорные пучки			Шахматные пучки			
	C	m	n	C	m	n	S_1/S_2
Ламинарный ($Re < 200 \div 10^3$)	0,52	0,5	0,33	0,6	0,5	0,33	—
Переходный ($10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$)	0,26	0,65	0,33	$0,35 \cdot (S_1/S_2)^{0,2}$	0,6	0,33	< 2
				0,41	0,6	0,33	> 2
Турбулентный ($Re > 2 \cdot 10^5$)	0,021	0,84	0,36	0,021	0,84	0,36	—

Для газа коэффициент теплоотдачи равен $\alpha_r = 0,88\alpha^*$, где α^* – коэффициент теплоотдачи, вычисленный с помощью уравнения (2.23).

Если число рядов по ходу потока $z \leq 20$, то $\alpha = c_z \alpha^*$, где c_z определяется по графику (рис. 2.6)

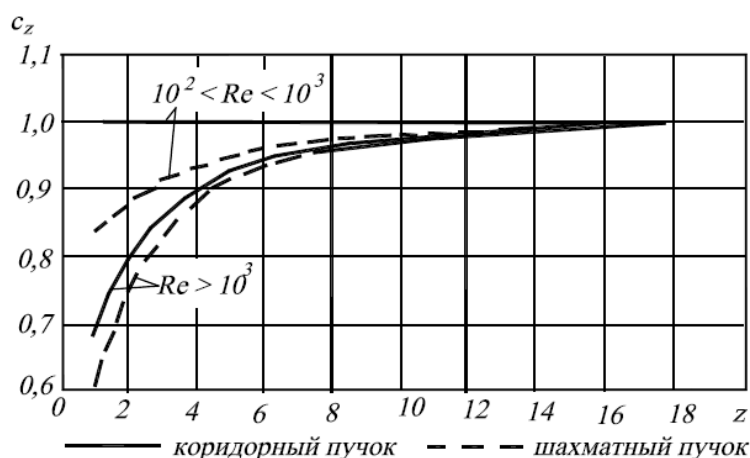


Рис. 2.6. Поправочный коэффициент c_z для расчета теплоотдачи при обтекании пучка гладких труб

Пучок оребренных труб

При обтекании пучка оребренных труб коэффициент теплоотдачи вычисляется по уравнению

$$Nu = C \cdot c_s \cdot c_z \left(\frac{d_n}{u} \right)^{-0,54} \cdot \left(\frac{h}{u} \right)^{-0,14} Re^m \cdot \psi, \quad (2.24)$$

где: c_s – коэффициент, учитывающий расположение труб в пучке;

c_z – коэффициент, учитывающий число поперечных рядов труб;

h – высота ребер;

$\psi \cong 0,88-0,9$ – коэффициент, учитывающий неравномерность теплоотдачи по высоте ребра.

Поправочные коэффициенты могут быть найдены из таблицы 2.2

Таблица 2.2. Коэффициенты для расчета теплоотдачи при поперечном обтекании пучка оребренных труб

Вид пучка	Шахматный		Коридорный	
Вид ребер	круглые	квадратные	круглые	квадратные
C	0,23	0,205	0,105	0,096
m	0,65	0,65	0,72	0,72
c_s	$(S_1 - d) / (S_2' - d)$		0,9 при $S_2/d < 2$	
c_z	$0,715 + 0,0978z - 0,0125z^2 + 0,687 \cdot (z/10)^3 - 0,134 \cdot (z/10)^4$ при $z < 20$		$-18z + 1,72$ при $z < 4$	
c_z	1 при $z \geq 20$		1 при $z \geq 4$	
S_2' – диагональный шаг пучка				

Для определения массовой скорости используется уравнение

$$\rho W = \frac{mf}{1 - \frac{d_H}{S_1} \left(1 + 2 \frac{h}{u} \cdot \frac{\delta_p}{d_H} \right)}. \quad (2.25)$$

Теплоотдача в случае коридорного пучка труб с пластинчатым оребрением рассчитывается по выражению

$$Nu = C Re^m \left(\frac{L}{d_{\text{ЭКВ}}} \right)^n, \quad (2.26)$$

где: L – общая длина пластин по ходу движения воздуха.

Определяющий размер – эквивалентный диаметр $d_{\text{ЭКВ}}$.

$$\begin{aligned} n &= 0,45 + 0,0066 \left(\frac{L}{d_{\text{ЭКВ}}} \right); \\ m &= -0,28 + 0,08 \left(\frac{Re}{1000} \right); \\ d_{\text{ЭКВ}} &= \frac{2(S_1 - d_H)(u - \delta_p)}{(S_1 - d_H) + (u - \delta_p)}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

2.4.5. Теплоотдача при свободном движении жидкости в большом объеме

Свободное движение возникает за счет массовых сил, таких как силы тяжести, центробежные силы и др. В данной главе будет рассмотрен конвективный теплообмен, обусловленный гравитацией.

При наличии разности температур возникают различия плотностей текучей среды и, как следствие, гравитационные силы, являющиеся причиной свободного движения. В уравнении движения гравитационная сила, учитываемая членом ρg , имеет размерность силы, отнесенной к единице объема.

Задача теплообмена при свободном ламинарном движении вдоль вертикальной поверхности (стенки) решается путем интегрирования уравнения движения при следующих допущениях:

- силы инерции пренебрежимо малы по сравнению с силами тяжести;
- конвективный перенос теплоты вдоль движущегося потока жидкости не учитывается;
- не учитывается градиент давления;
- плотность является линейной функцией температуры.

Остальные физические свойства принимаются постоянными. Вывод уравнения приведен в учебнике [4].

Пристенный слой жидкости в рассматриваемой модели схематично изображен на рисунке 2.7, результат аналитического решения в размерном виде можно представить как

$$\alpha = 0,473 \sqrt[4]{\frac{c_p \beta \rho_0^2 g \lambda^3}{\mu x}}, \quad (2.28)$$

где β – коэффициент объемного расширения; t_0 – температура в нулевой точке; x – текущая координата во высоте.

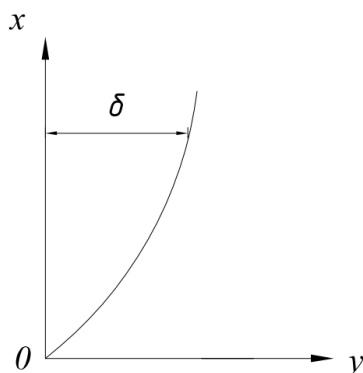


Рис. 2.7. Движущийся слой жидкости толщиной δ вдоль поверхности стены

Уравнение (2.26) может быть преобразовано к безразмерному виду:

$$Nu_x = 0,473 (Gr_x Pr)^{0,25}, \quad (2.29)$$

В качестве эмпирической зависимости для расчета теплообмена при свободном движении может быть рекомендована зависимость общего вида [8]:

$$Nu = C (Gr \cdot Pr)^n, \quad (2.30)$$

Эмпирические коэффициенты, входящие в уравнение 2.30, представлены в таблице 2.3

Таблица 2.3. Коэффициенты для расчета теплоотдачи при поперечном обтекании пучка оребренных труб [8]

$Gr \cdot Pr$	C	n	Режим
$10^{-4} \div 10^{-3}$	0,435	0	псевдотеплопроводности
$10^{-3} \div 5 \cdot 10^2$	1,18	1/8	плёночный
$5 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^7$ горизонтальная труба вертикальная труба	0,54 0,75	1/4	развитый ламинарный
$2 \cdot 10^7 \div 10^{13}$ горизонтальная труба вертикальная труба	0,135 0,15	1/3	переходный и турбулентный

2.4.6. Теплоотдача при свободном движении в ограниченном пространстве

В отличие от ранее рассмотренных случаев свободного теплообмена при свободном движении, в которых не учитывался объем жидкости, омывающей поверхность теплообмена, часто теплообмен происходит в ограниченном пространстве – например, в пространстве между оконными стеклами, в различных щелевых зазорах и т.д. Свободное движение в нескольких характерных случаях схематично представлено на рисунке 2.8.

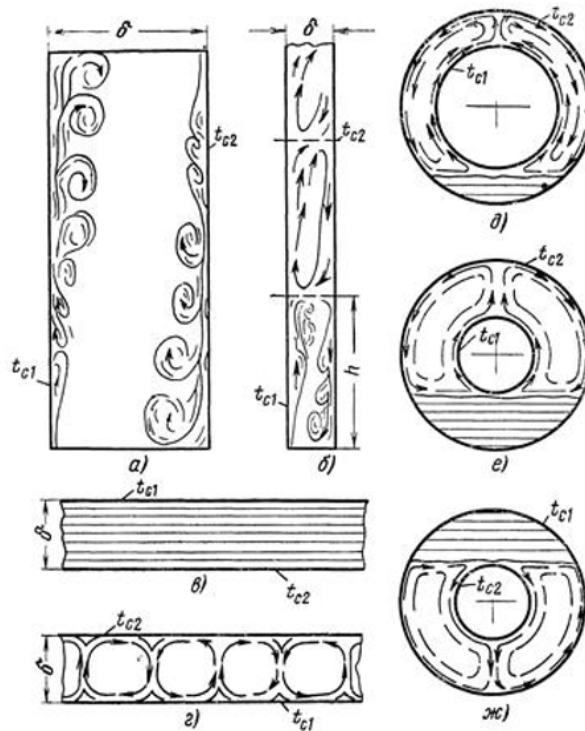


Рис. 2.8 Теплоотдача в ограниченном пространстве

В расчетной практике принято заменять сложный процесс конвективной передачи теплоты через щелевой зазор *эквивалентной теплопроводностью*. В этом случае тепловой поток можно определить по формуле

$$q = \frac{\lambda_{\text{ЭКВ}}}{\delta} (t_{c1} - t_{c2}), \quad (2.31)$$

где $\lambda_{\text{ЭКВ}}$ – так называемый эквивалентный коэффициент теплопроводности.

В предельном случае при сближении стенок и уменьшения щелевого зазора эквивалентный коэффициент теплопроводности приближается к истинному, $\lambda_{\text{ЭКВ}} \rightarrow \lambda$. Происходит это из-за того, что восходящие и нисходящие конвективные потоки затормаживаются стенками канала [73].

В общем случае существует конвективный перенос теплоты, характеризуемый эффективной теплопроводностью $\lambda_{\text{ЭКВ}} / \lambda = \varepsilon_k > 1$.

При расчете теплообмена при свободном движении часто используется критерий Рэлея $Ra = GrPr = g\beta l^3/\nu\alpha$, который в рассматриваемом случае приобретает вид

$$Ra_{\delta_{cp}} = g \frac{\delta^3 \beta \Delta t}{\nu \alpha}, \quad (2.32)$$

где δ – величина щелевого зазора, принятого в качестве определяющего размера.

При значениях $10^3 < Ra < 10^{10}$ выражение для ε_k имеет вид [4]

$$\varepsilon_k \cong 0,18 Ra_{\delta_{cp}}^{0,25}. \quad (2.33)$$

При $Ra < 10^3$ $\varepsilon_k = 1$ и $\lambda_{\text{экв}} = \lambda$.

2.5. Теплопередача через плоские и цилиндрические стенки

Ранее были рассмотрены основные параметры процессов теплопереноса, а именно: коэффициент теплопроводности λ (Вт/(м·К)) как мера хаотичного движения микрочастиц; коэффициент теплоотдачи α (Вт/(м²·К)) как мера конвективного переноса теплоты. Для практических расчетов рекуперативных аппаратов интерес представляет передача теплоты через твердую теплопередающую поверхность.

Рассмотрим самый общий случай передачи теплоты через плоскую стенку при стационарном режиме, когда $dt/d\tau = 0$,

На рисунке 2.9 представлено распределение температур в плоской стенке при граничных условиях I рода. Заданы температуры на поверхностях, толщина стенки и коэффициент теплопроводности материала стенки.

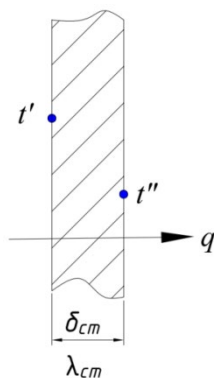


Рис. 2.9. Теплопередача при граничных условиях I рода

При граничных условиях III рода задается толщина и теплопроводность стенки, коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 , а также задаются температуры обеих сред t_1 и t_2 . Таким образом, тепло передается конвекцией от более нагретой жидкости к одной поверхности стенки, затем

через стенку – теплопроводностью, и далее от другой поверхности к менее нагретой жидкости – также с помощью конвекции (рис.2.10).

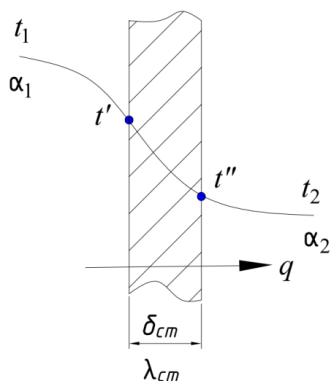


Рис. 2.10. Теплопередача через плоскую стенку при граничных условиях III рода

Рассмотренные случаи являются *теплопередачей*. Расчет величины плотности теплового потока через плоскую стенку производится по формуле (Вт/м²)

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (2.34)$$

Вводится понятие коэффициента теплопередачи

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (2.35)$$

При граничных условиях I рода уравнение (2.35) приводится к виду

$$k = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2). \quad (2.36)$$

Коэффициент теплопередачи k – это количество теплоты, передаваемой от одной среды к другой через один квадратный метр теплопередающей поверхности в единицу времени при разности температур между средами в один градус. Размерность коэффициента теплопередачи, как и коэффициента теплоотдачи, Вт/(м²·К).

Величина, стоящая в знаменателе уравнения (2.35), называется термическим сопротивлением *R*. В случае многослойной теплопередающей поверхности величина термического сопротивления имеет следующий вид:

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (2.37)$$

В практике аппаратостроения передача теплоты осуществляется, как правило, не через плоскую, а через цилиндрическую стенку, схематично представленную на рисунке 2.11.

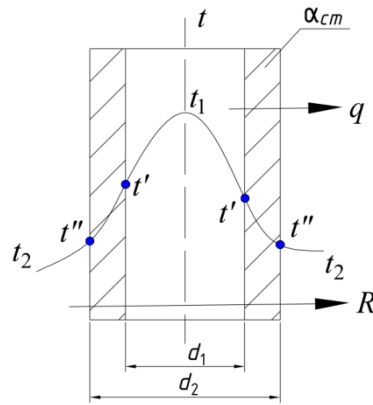


Рис. 2.11 Теплопередача через цилиндрическую стенку

Для этого случая уравнение 2.34 приводится к следующему виду:

$$q_l = \frac{\pi (t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_n}} \quad (2.38)$$

Надо отметить, что при теплопередаче через цилиндрическую поверхность плотность теплового потока имеет размерность Вт/м, в отличие от плотности теплового потока через плоскую стенку, которая, согласно (2.29), имеет размерность Вт/м².

Выражение (2.38) описывает теплопередачу через многослойную цилиндрическую стенку (например: внутри трубы движется вода или масло, а снаружи изоляция).

2.6. Гидромеханический расчет теплообменных аппаратов

При рассмотрении потерь давления при течении хладоносителей в теплообменных аппаратах будет принята изотермическая модель [9]. Предполагается, что коэффициент гидравлического трения ξ зависит от числа Re и от геометрических характеристик потока, а именно формы поперечного сечения, линейного размера, шероховатости поверхности. При оценке влияния шероховатости поверхности могут быть использованы данные таблицы 2.4.

В общем виде уравнение для расчета гидравлического сопротивления имеет вид [2]

$$\Delta p = \Delta p_{\text{тр}} + \Delta p_{\text{м}} = \sum \xi \left(\frac{L}{d_3} \right) \left(\frac{\rho w^2}{2} \right) + \sum \frac{\zeta \rho w^2}{2}, \quad (2.39)$$

где $\Delta P_{\text{тр}}$ – потери давления от трения при протекании в канале; $\Delta P_{\text{м}}$ – местные потери из-за локальных сопротивлений (изгибов, сужений канала и др.); ξ – коэффициент трения, L – длина канала, м; d_3 – эквивалентный диаметр канала, м; $d_{\text{экв}} = 4f/\Pi$, Π – периметр, м;

ζ – коэффициент местного сопротивления; w – скорость в рассматриваемом сечении, м/с.

Таблица 2.4. Коэффициенты для расчета потерь давления при поперечном обтекании пучка оребренных труб

№ п/п	Характеристика поверхности труб и каналов	Δ_z , мм
1.	Цельнотянутые трубы	
1.1	Технически гладкие из цветных	0,0015–0,001
1.2	Новые стальные	0,02–0,1
1.3	Стальные очищенные после многих лет эксплуатации	До 0,40
2.	Цельносварные стальные трубы	
2.1	Новые и чистые	0,03–0,1
2.2	С незначительной коррозией после очистки	0,1–0,2
2.3	Умеренно заржавевшие	0,3–0,07
2.4	Старые заржавевшие	0,8–0,15
2.5	Сильно заржавевшие с большими отложениями	2,0–4,0

Потери от трения

Для ламинарного потока ($Re < 2300$)

$$\xi = \frac{A}{Re}. \quad (2.40)$$

Коэффициент A зависит от формы канала:

- труба – $A = 64$;
- канал прямоугольного сечения ($c\ b)/a = 0,1$ – $A = 85$;
- канал прямоугольного сечения ($c\ b)/a = 0,6$ – $A = 60$;
- кольцевой или щелевой зазор $A = 96$;

Для турбулентного потока (в области $Re = 3000$ – 100000) это уравнение применяют без поправки на шероховатость

$$\xi = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (2.41)$$

Уравнение (2.41) также применяется без учета шероховатости для гладких медных труб, для стальных труб с заметной шероховатостью следует применять следующее уравнение:

$$\xi = 0,11 \left[\frac{\Delta}{d_{BH}} + \frac{68}{Re} \right]^{0,25}. \quad (2.42)$$

Местные сопротивления

Из числа местных сопротивлений в холодильной технике чаще всего встречаются внезапное расширение ζ_p и внезапное сужение ζ_c :

$$\zeta_p = [1 - (f_m/f_6)]^2; \zeta_c = 0,5[1 - (f_m/f_6)]^{0,75}, \quad (2.43)$$

здесь f_6, f_m – большее и меньшее сечения трубы.

При резком повороте потока величина местного сопротивления зависит от угла поворота (таблица 2.5).

Таблица 2.5. Зависимость коэффициента местного сопротивления от угла поворота

Угол поворота	30	60	90
ζ_p	0,6	1,0	1,2

При плавном повороте на 90 градусов в зависимости от соотношения радиуса изгиба и диаметра трубы значения коэффициента местного сопротивления определяются таблицей 2.6.

Таблица 2.6. Зависимость коэффициента местного сопротивления от R/d

R/d	0,5	0,6	0,8	1,0	2,0	5,0	10,0	
ζ_p	1,2	0,75	0,3	0,2	0,11	0,08	0,06	

При поперечном обтекании пучка труб жидкостью или газом в основном имеют место местные сопротивления потока, и расчет следует проводить по уравнению

$$\Delta p = \frac{\zeta \rho w^2}{2} C_z, \quad (2.44)$$

где ζ – коэффициент местного сопротивления, отнесенный к одному ряду труб в многорядном пучке; w – скорость в суженном сечении, м/с; C_z – коэффициент, учитывающий число рядов труб по потоку Z .

В таблице 2.7 представлена зависимость C_z от Z .

Таблица 2.7. Значение коэффициента C_z , учитывающего число рядов труб по потоку Z

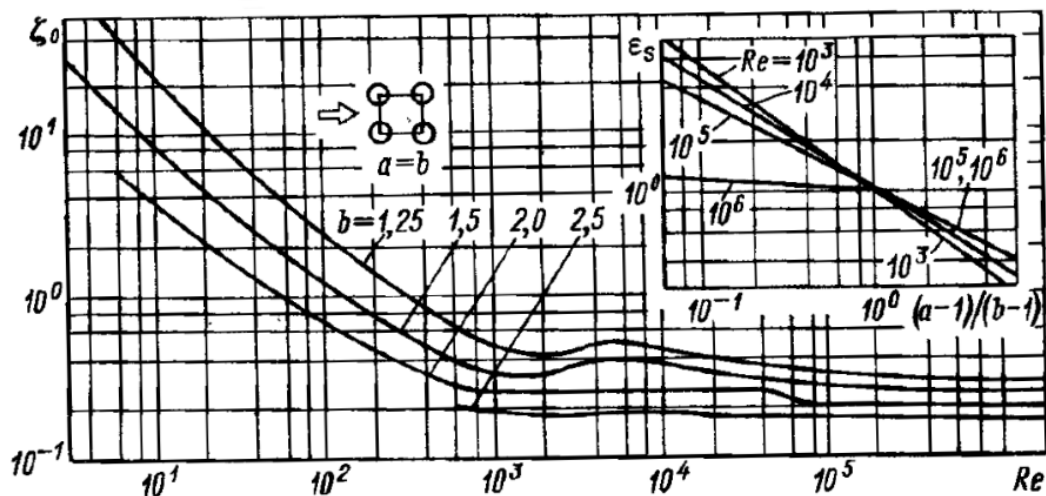
z	1	2	3	4	5	6	7 и более
$C_z^{\text{кор}}$	1,8	1,19	1,085	1,04	1,0	1,0	1,0
$C_z^{\text{шахм}}$	2,2	1,25	1,1	1,09	1,06	1,04	1,0

Мощность насоса (вентилятора), необходимая для преодоления гидравлического сопротивления аппарата N_a и сети N_c трубопроводов, рассчитывается как

$$N = N_{\text{ап}} + N_c = \frac{G}{\rho \eta} (\Delta p_{\text{ап}} + \Delta p_c), \quad (2.45)$$

где G – массовый расход среды кг/с; η – КПД насоса (вентилятора); Δp_a и Δp_c – гидравлические сопротивления аппаратам внешней среды Па.

а)



б)

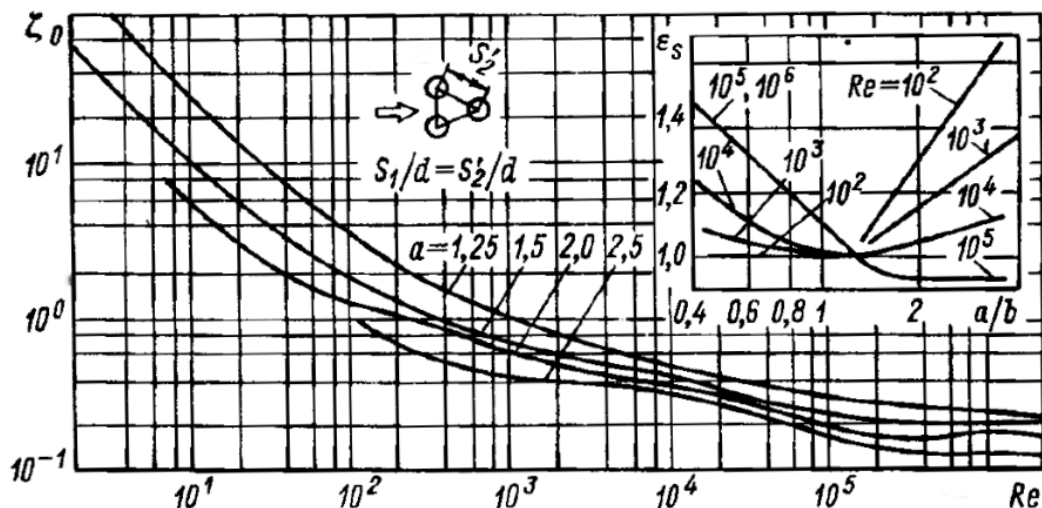


Рис. 2.12 Номограмма для определения коэффициентов сопротивления пучков труб [2]: а – коридорного, б – шахматного

Контрольные вопросы

1. Что такое теплопроводность и каков физический смысл коэффициента теплопроводности?
2. Каков вид основного уравнения конвективного теплообмена?
3. Каков физический смысл коэффициента теплоотдачи?
4. Каков общий вид уравнений конвективного теплообмена?
5. Что такое условия однозначности?

6. Какие критерии подобия являются определяющими, а какие определяемыми?
7. Каков общий вид уравнений для расчета теплообмена при течении в трубах?
8. Какова специфика теплообмена при обтекании пучка труб?
9. Что такое коэффициент перемежаемости?
10. Что такое теплоотдача при свободном движении и какой общий вид основного уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи?
11. Какова специфика теплообмена в ограниченном пространстве?
12. Какой физический смысл размерность коэффициента теплопередачи?

Глава III. Физические основы процессов при изменении агрегатного состояния

Как было отмечено в главах I и II, основными объектами интенсификации, рассматриваемыми в настоящем учебном пособии, являются теплообменные аппараты низкотемпературных систем – испарители и конденсаторы, в которых происходят фазовые переходы холодильных агентов.

В главе III будут рассмотрены основные физические процессы, происходящие при кипении и конденсации жидкостей.

3.1. Классификация двухфазных потоков

В первую очередь следует кратко рассмотреть адиабатные двухфазные потоки. Двухфазные течения без теплообмена встречаются в химических и пищевых технологиях. Как модельные жидкости они представляют интерес для исследования структур парожидкостных или газожидкостных течений.

Двухфазные потоки относятся к смесям. По составу смеси разделяются на:

- однокомпонентные – парожидкостные потоки;
- многокомпонентные – газожидкостные потоки.

Однокомпонентные смеси состоят из одного и того же вещества, находящегося в разных агрегатных состояниях. Это может быть не только пар-жидкость, но и смесь жидкости или пара с твердой фазой: водо-ледяная смесь, либо паровой поток с частицами льда, например, в сублимационных установках.

Многокомпонентные смеси представляют собой совокупность веществ разной физической природы. Это не только газожидкостные потоки, это могут быть смеси, например воздуха и песка, воды и нефти и т.д.

В *парожидкостных потоках* межфазовая поверхность проницаема, объемные и массовые расходы фаз меняются по длине. В *газожидкостных потоках* массовые расходы постоянны.

В *адиабатных потоках* тепловой поток на стенке трубы равен нулю, $q_c = 0$. В потоках с теплообменом соблюдаются условия: $q_c > 0$ (испарение), $q_c < 0$ (конденсация). Если процесс парообразования происходит при температуре насыщения, то такой поток называется *равновесным*, если температуры фаз отличны от температуры насыщения, то поток – *неравновесный*. Неравновесным может быть также поток, в котором температура одной из фаз равна температуре насыщения, а другой – не равна (например, смесь перегретого пара и насыщенной жидкости).

Двухфазные потоки классифицируются в зависимости от физической природы источника движения:

- *вынужденное движение*, вызванное действием насоса;
- *свободное движение* (естественная циркуляция) – движение под действием сил гравитации;
- *движение, обусловленное самим фазовым переходом*;
- *движение под действием сил поверхностного натяжения*.

На рисунке 3.1 приведены примеры свободного движения двухфазных потоков [10].

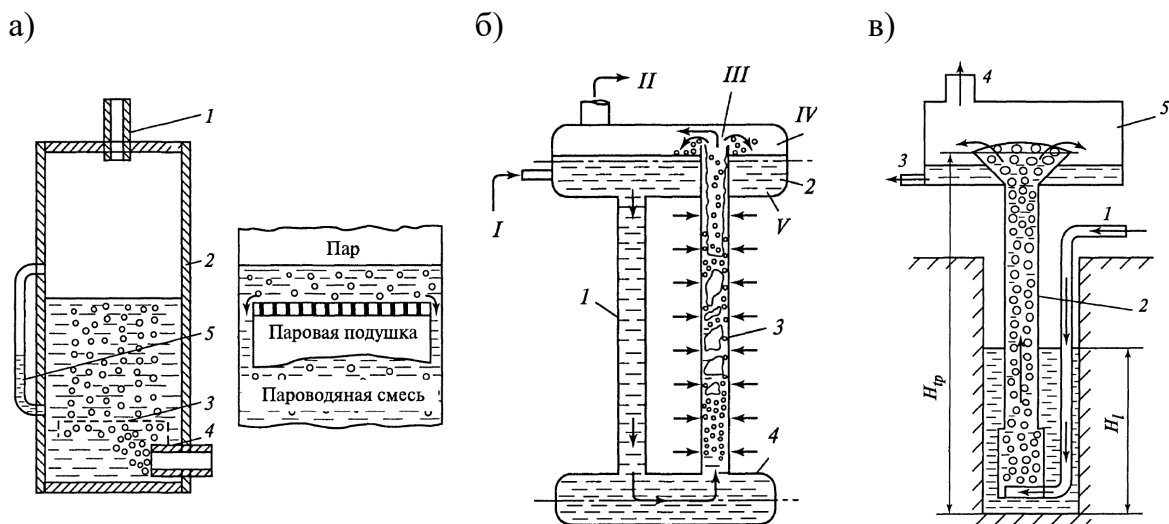


Рис. 3.1 Примеры двухфазных потоков со свободным движением [10]:

- а) – барботажное устройство; 1, 4 – соответственно отвод и подвод пара; 2 – корпус; 3 – распределительный лист; 5 – водомерное стекло;
- б) – двухтрубный котел с естественной циркуляцией; 1, 3 – ненагреваемый и нагреваемый стояки; 2, 4 – паровой и водяной барабаны; I – подача воды; II – отбор пара; III – разделение фаз; IV – пар; V – вода;
- в) – эрлифтное устройство; 1 – подача воздуха; 2 – труба для подъема газожидкостной эмульсии; 3 – отвод жидкости; 4 – выход воздуха; 5 – сепаратор; H_l , H_p – высоты уровней жидкости и двухфазной смеси

Барботаж (рис. 3.1, а) представляет собой процесс пропускания газа или пара через слой жидкости, при котором происходит подъем газовых пузырей и их взаимодействие с жидкой фазой. Данный процесс широко распространен в химической, пищевой промышленности, в системах деаэрации. Физическая сущность процесса заключается в интенсивном массо- и теплообмене на поверхности раздела фаз «газ-жидкость», что делает барботаж эффективным методом для проведения химических реакций, насыщения жидкостей газообразными компонентами и перемешивания.

Система двухтрубного котла (рис.3.1, б), разработанная в XIX веке, используется до сих пор в паровых котлах энергетических установок. В

данной системе одна труба служит для подъема пароводяной смеси, а другая – для опускания воды, что создает устойчивую естественную циркуляцию. Физическая сущность процесса заключается в интенсивном парообразовании в обогреваемой трубе, где формируются различные режимы течения двухфазного потока – от пузырькового до кольцевого.

Система эрлифта (рис. 3.1, в) представляет собой техническое решение для подъема и перекачки жидкостей, основанное на принципе уменьшения плотности газожидкостной смеси. Наиболее широкое применение эрлифты получили в нефтедобывающих установках, а также в химической промышленности, гидрометаллургии и системах водоподготовки. Физическая сущность процесса заключается в барботаже сжатого газа через столб жидкости, что приводит к снижению средней плотности смеси в подъемной трубе и созданию движущего напора за счет разности гидростатических давлений.

Движение, обусловленное фазовым переходом, иллюстрируется рисунком 3.2 [10]. К этому виду движения относятся процессы кипения и конденсации, где движение среды возникает за счет локальных изменений плотности, объема и выделения скрытой теплоты.

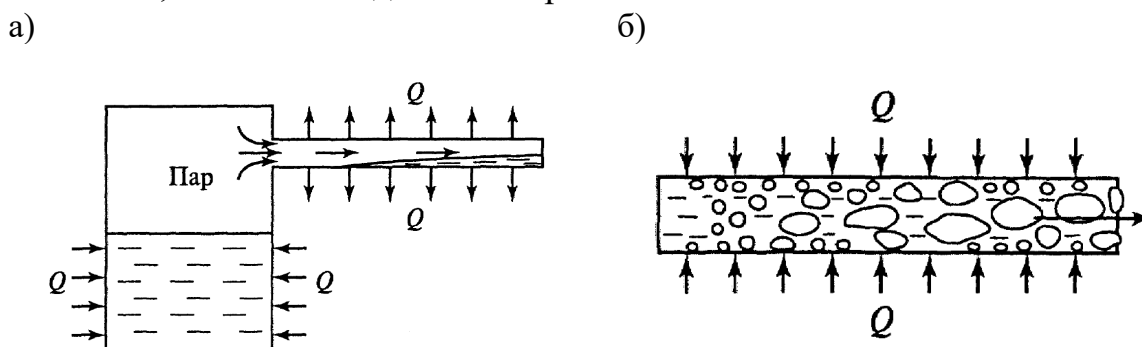


Рис. 3.2 Движение двухфазной среды, обусловленное процессами конденсации (а) и испарения (б) [10]

В ходе процесса конденсации пара (рис. 3.2, а) происходит резкое уменьшение объема, что создает зону пониженного давления и притягивает дополнительные потоки пара к поверхности конденсации. На охлажденной поверхности образуется пленка конденсата, которая стекает под действием силы тяжести. Этот процесс создает непрерывное движение жидкой фазы вдоль поверхности. Более горячий пар перемещается к холодной поверхности, а охлажденные слои отходят от нее. В замкнутых объемах это создает устойчивую циркуляцию паровой и жидкой фаз.

Процесс кипения сопровождается интенсивным движением среды (рис. 3.2, б), обусловленным несколькими физическими механизмами. При образовании паровых пузырей на нагретой поверхности возникает резкое увеличение объема, что создает значительные локальные изменения плотности. Подъемная сила, действующая на паровые пузыри в жидкости,

приводит к их интенсивному движению в направлении, противоположном силе тяжести. В процессе подъема пузыри растут, объединяются и создают сложную траекторию движения. Одновременно возникают потоки жидкости.

Дополнительное движение возникает в связи с перераспределением температуры в жидкости. Перегретые слои у поверхности нагрева имеют меньшую плотность и поднимаются вверх, в то время как более холодные слои опускаются вниз.

Теплота фазового перехода представляет собой сумму изменений внутренней энергии и работы расширения.

$$Q_r = u'' - u' + P_0(v'' - v'), \quad (3.1)$$

здесь: u'' , u' – удельная внутренняя энергия пара и жидкости;

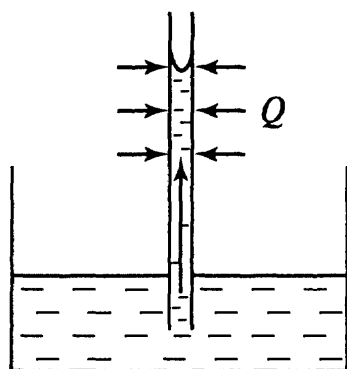
P_0 – давление насыщения;

v'' , v' – удельный объем пара и жидкости.

Движение под действием сил поверхностного натяжения возникает вследствие молекулярного взаимодействия на границе раздела фаз. Эти силы особенно значимы в узких каналах, пористых материалах и микросистемах, где их влияние часто преобладает над гравитацией и другими механизмами переноса.

Капиллярное впитывание (рис. 3.3, а) – это самопроизвольное движение жидкости в капиллярах и пористых средах. Физическая основа явления заключается в смачивании стенок канала жидкостью, при котором образуется вогнутый мениск. Искривление поверхности жидкости создает капиллярное давление, величина которого пропорциональна поверхностному натяжению и обратно пропорциональна радиусу кривизны мениска. Это давление преодолевает силу тяжести и вызывает подъем или впитывание жидкости.

а)



б)

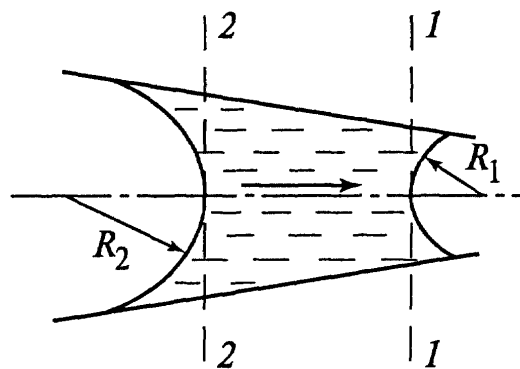


Рис. 3.3 Движение, обусловленное действием капиллярных сил [10]:

а – испарение жидкости с поверхности капилляра; б – «защемленная» жидкость в коническом капилляре

Защемленная жидкость в коническом канале (рис. 3.3, б) – демонстрирует направленное движение жидкости, вызванное разностью капиллярных давлений. В коническом канале с сужающимся сечением мениски на концах жидкой пробки имеют разную кривизну. Со стороны более широкой части канала радиус кривизны мениска больше, а капиллярное давление меньше. Со стороны узкой части радиус кривизны меньше, а капиллярное давление выше. Возникающий перепад давлений создает движущую силу, заставляющую жидкость перемещаться в сторону сужения канала.

При смачиваемости стенок жидкостные давления в сечениях 1 и 2 равны, соответственно,

$$P_1 = P'' - \frac{2\sigma}{R_1}, \quad (3.2)$$

$$P_2 = P'' - \frac{2\sigma}{R_2}, \quad (3.3)$$

где P'' – давление пара, σ – коэффициент поверхностного натяжения, R_1, R_2 – радиусы капилляра.

Из этих зависимостей следует, что при прочих равных условиях за счет того, что $R_2 > R_1$, $P_2 > P_1$. Иначе говоря, градиент давления и является причиной движения.

Циркуляция жидкости и пара, вызванная работой расширения при фазовом переходе (уравнение 3.1) и силами поверхностного натяжения в капиллярной структуре (уравнения 3.2, 3.3), реализуется в «тепловой трубе», схема которой представлена на рисунке 3.4 [10]. Тепловые трубы предназначены для отвода теплоты от различных источников.

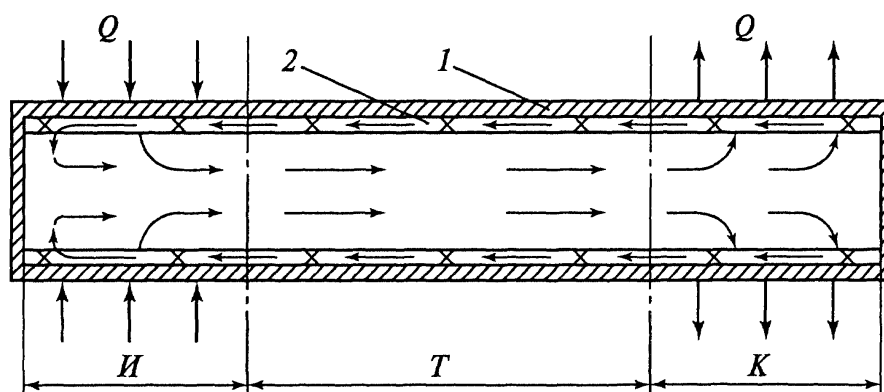


Рис. 3.4. Схема тепловой трубы [10]

1 – корпус; 2 – межтрубный зазор; И – зона испарения; Т – транспортная зона;
К – зона конденсации

В зоне испарения И (рис. 3.4) тепло отводится к наружной поверхности, затем образовавшийся пар перемещается по центральной транспортной части трубы в зону конденсации К, где теплота отводится. Из зоны конденсации в зону испарения конденсат перемещается по

межтрубному зазору 2. В общем случае движение конденсата от зоны К к зоне И может осуществляться:

- за счет капиллярных схем (тепловая трубы);
- за счет сил гравитации (термосифон).

Термосифоны выполняются только в вертикальном расположении и применяются, например, при охлаждении либо замораживании грунтов, при прокладке подземных коммуникаций (сваи Лонга).

Капиллярная структура в тепловых трубах создается различными способами. Например, это может быть несколько слоев металлической сетки, которые создают пористую массу с радиусом кривизны, примерно равным характерному размеру капилляров.

Тепловые трубы могут иметь любую ориентацию и часто используются при отсутствии сил гравитации, например при отводе теплоты от зоны нагрева ядерных энергетических установок на космических объектах.

3.2. Основы математического описания двухфазных систем

Математическое описание двухфазных систем требует комплексного учета межфазных взаимодействий, переноса массы, импульса и энергии, а также особенностей фазовых переходов. Фундаментальные принципы формализации этих процессов включают уравнения баланса, замыкающие соотношения и критерии подобия, которые составляют основу для анализа и интенсификации. Приводимый математический аппарат позволяет проводить моделирование и оптимизацию соответствующих технологических процессов.

Далее изложены ключевые основы и допущения; более полный математический аппарат, включая выводы и специфические решения, представлен в специальной литературе. Для более углубленного изучения механизма потоков может быть рекомендован учебник Д. А. Лабунцова и В. В. Ягова [10].

При изучении двухфазных систем используются следующие допущения:

1. Каждая фаза – сплошная среда, то есть она занимает макроскопические объемы и обладает непрерывными свойствами.
2. Границы между фазами считаются геометрическими поверхностями.
3. При переходе через межфазовые границы ключевые параметры (плотность, энергия, энтальпия и др.) изменяются скачкообразно.

В таких системах возможен обмен массой, импульсом и энергией как между фазами, так и внутри них. Механика двухфазных систем включает не только движение и взаимодействие фаз, но и процессы переноса массы и энергии, обладающие тесной взаимосвязью.

Для описания каждой отдельной фазы справедливо применять стандартные дифференциальные уравнения сплошной среды, выражающие законы сохранения массы, импульса, энергии. На межфазных границах должны выполняться граничные условия, которые учитывают взаимодействие фаз.

Полная математическая модель двухфазной системы включает:

- уравнения сохранения для каждой фазы,
- условия совместности на границах.

В простых случаях эту систему можно проинтегрировать, но для сложных систем аналитическое решение будет осложнено значительными вычислениями. Между тем система дифференциальных уравнений, описывающая тепло-гидродинамические процессы, служит основой для анализа подобия двухфазных потоков, что важно для моделирования реальных процессов.

Главная сложность математического описания двухфазных систем заключается в том, что, в отличие от однофазных, границы раздела фаз, а следовательно, и условия однозначности, как правило, не известны. При однофазных течениях границы протекания процесса известны и входят в число условий однозначности. Это в первую очередь геометрические параметры – диаметры каналов и их длина.

Фундаментальное отличие двухфазных потоков от однофазных заключается в необходимости формулирования специальных граничных условий, учитывающих взаимодействие фаз на подвижной границе раздела. На практике наиболее часто встречается ситуация, когда исследователь задает конкретное преобразование геометрии межфазных границ, основываясь на известных физических моделях и полуэмпирических зависимостях, соответствующих определенным режимам течения. Такой подход позволяет существенно упростить решение задачи, хотя и вносит определенные ограничения в точность моделирования.

С целью решения систем уравнений многофазных сред применяются упрощающие модели:

1) *гомогенная модель* подразумевает замену реальной многофазной среды некоторой гипотетической однородной средой с усредненными свойствами – плотностью смеси, скоростью смеси, вязкостью смеси. Фазы находятся в термодинамическом равновесии, то есть имеют одинаковую температуру и давление. К такой среде применяют обычные уравнения однофазных жидкостей. Чаще всего гомогенную модель используют в одномерном приближении, когда параметры двухфазного потока усредняются по сечению канала;

2) *модель раздельного течения* рассматривает фазы как отдельные потоки. Данная модель особенно эффективна для анализа специфических режимов течения – взаимодействия газового потока с жидкостной пленкой в виде кольцевых течений с жидкостной пленкой у стенок и газовым ядром,

а также расслоенных течений в горизонтальных каналах. В рамках модели раздельного сечения уравнения формулируются отдельно для каждой фазы с заданной геометрией межфазной границы (плоской или цилиндрической). Данный подход обеспечивает существенно более точное описание по сравнению с гомогенной моделью. При этом реальная картина течения оказывается сложнее принятых в модели допущений;

3) *Модель многоскоростного континуума* предполагает, что каждая фаза многофазной системы рассматривается как сплошная среда, занимающая весь объем смеси. В данной модели для N -фазной системы в каждой точке пространства определяются N значений плотности, скорости и других параметров, относящихся к отдельным фазам. Наибольшая сложность такого подхода заключается в корректном описании межфазных взаимодействий, включающих обмен массой, импульсом и энергией, что требует дополнительных гипотез о геометрии межфазных границ и механизмах переноса. Такая модель наиболее часто применяется в рамках компьютерного моделирования по причине сложности получения и обработки большого количества исходных данных.

За основу принят эйлеровский метод сохранения массы, импульса и энергии [10]: *полное изменение за единицу времени некоторого свойства A (массы, импульса, энергии) внутри контрольного объема V равно суммарному притоку этого свойства через поверхность F плюс возможное объемное возникновение свойства A внутри объема V .*

В более простой форме это означает, что изменение свойства A зависит от его поступления извне в рассматриваемый объем и возможного образования внутри него. При этом свойство A считается величиной, которая может быть представлена как сумма значений для отдельных частей системы (аддитивной величиной), выраженной в расчете на единицу объема.

Аналитически эта формулировка может быть выражена интегральным уравнением сохранения в общей форме:

$$\int_V \frac{\partial A}{\partial \tau} dV = - \int_F J_k dF_k + \int_V \dot{N}_A dV. \quad (3.4)$$

В левой части уравнения (3.4) представлено изменение A внутри объема V в единицу времени. Правая часть состоит из двух элементов, первый характеризует суммарный приток свойства A через поверхность J , а второй – внутреннее производство A в контрольном объеме. $\dot{N}_A$ – скорость объемного возникновения A в единице объема.

Произведение $J_k dF_k$ – это индексная (с использованием суммирования по дважды повторяющемуся индексу) форма записи скалярного произведения векторов $(J \cdot dF)$. Вектор J характеризует плотность потока свойства A ; dF – направленный элемент поверхности, т.е.

вектор с модулем, равным площади поверхности dF , и положительным направлением, совпадающим с внешней нормалью к поверхности (рис. 3.5).

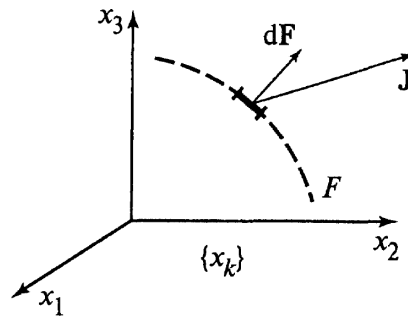


Рис. 3.5. Схема, поясняющая смысл произведения $J_k dF_k$ в уравнении (3.4)

Таким образом, произведение $J_k dF_k = (J \cdot dF)$ есть «убыль» свойства A из объема V через площадку dF , а взятый со знаком минус интеграл от этого произведения по всей поверхности F соответствует внешнему «притоку» свойства A в контрольный объем.

При необходимости преобразования интеграла, взятого по поверхности, в интеграл по объему используется формула Остроградского-Гаусса. Данное математическое преобразование позволяет существенно упростить решение ряда задач математической физики и механики сплошных сред.

$$\int_F J_k dF_k = \int_V \frac{\partial J_k}{\partial x_k} dV. \quad (3.5)$$

В результате получаем дифференциальное уравнение сохранения в общей форме. Оно является фундаментальным для описания различных физических процессов и позволяет описывать законы сохранения массы, импульса, энергии и других физических величин в дифференциальной форме.

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} = - \frac{\partial J_k}{\partial x_k} + \dot{N}_A. \quad (3.6)$$

При анализе способа получения этого соотношения становится ясно, что оно и все его части имеют тот же смысл, что и исходное уравнение. Единственное отличие – в том, что в конечном варианте все величины рассматриваются для бесконечно малого эйлера контрольного объема.

Важно понимать, что суть математической модели остается прежней – меняется только масштаб рассмотрения. Вместо изучения процесса в целом происходит переход к анализу бесконечно малого элемента среды, что позволяет более детально исследовать локальные характеристики системы.

Уравнение (3.4) имеет более общую область применения и остается корректным даже при наличии в объеме двух различных фаз, то есть в условиях неоднородной среды. В этом случае объемные интегралы разбиваются на части, каждая из которых будет относиться к своей фазе. Поверхностный интеграл тоже делится на две части для каждой фазы. В пределах контрольного объема также присутствует зона межфазного контакта, где может проявляться характеристика A , учитываемая, в последнем слагаемом выражения (3.4).

Общая формулировка принципов сохранения, представленная уравнениями (3.4)–(3.6), обеспечивает возможность относительно простого получения зависимостей для законов сохранения массы, импульса и энергии. Единственным необходимым условием является корректная интерпретация параметров A , J_k и $\dot{N}_A$ в каждом конкретном случае.

Закон сохранения массы

Для записи закона сохранения массы принимаем следующие условия:

- $A = \rho$ – плотность или масса вещества в единице объема;
- $J = \rho w$ – массовая скорость вследствие макроскопического движения среды;
- $\dot{N}_A = 0$ – свидетельствует о том, что в рассматриваемых нами случаях масса не может возникать и исчезать.

В таком случае уравнения (3.4) и (3.6) примут следующий вид:

- интегральное уравнение

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial \tau} dV + \int_F \rho w_k dF_k = 0; \quad (3.7)$$

- дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho w_k)}{\partial x_k} = 0. \quad (3.8)$$

Наиболее распространенным методом преобразования исходных уравнений (3.7) и (3.8) является их модификация применительно к случаю несжимаемой среды:

$$\int_F w_k dF_k = 0; \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial w_k}{\partial x_k} = 0. \quad (3.10)$$

Полученное соотношение (3.10) представляет собой классическое дифференциальное уравнение неразрывности (или сплошности) для несжимаемой среды, которое широко применяется в гидродинамике и механике сплошных сред. Данное уравнение является фундаментальным

выражением закона сохранения массы в дифференциальной форме для сред с постоянной плотностью.

Закон сохранения импульса

Импульс единицы объема сплошной среды определяется как ρw , а вектор скорости w можно толковать как импульс единицы массы.

Для записи закона сохранения массы принимаем следующие условия:

- $A = \rho w_l$ – l -проекция импульса единицы объема;
- $J = \Pi_{kl}$ – массовая скорость вследствие макроскопического движения среды;
- $\dot{N}_A = \rho g_l$ – проекция импульса вследствие действия внешнего поля массовых сил g (гравитации). В условиях невесомости величина массовой силы обращается в ноль, $\dot{N}_A = 0$.

Из основного уравнения (3.4) вытекает интегральное уравнение закона сохранения импульса

$$\int_V \frac{\partial(\rho w_l)}{\partial \tau} dV = - \int_F \Pi_{kl} dF_k + \int_V \rho g_l dV. \quad (3.11)$$

Дифференциальное уравнение сохранения импульса:

$$\frac{\partial(\rho w_l)}{\partial \tau} + \frac{\partial \Pi_{kl}}{\partial x_k} = \rho g_l, \quad (3.12)$$

Смысл величины Π_{kl} демонстрируется на рисунке 3.6. Если вектор плотности потока l -проекции импульса в некоторой точке поверхности F определяется величиной Π_l , то перенос l -проекции импульса через бесконечно малую поверхность dF в окрестности рассматриваемой точки выражается скалярным произведением:

$$\Pi_l dF = \Pi_{kl} dF_k. \quad (3.13)$$

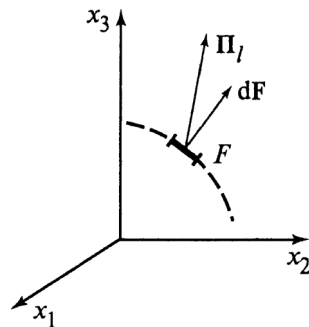


Рис. 3.6. Схема переноса l – проекции импульса через элементарную площадку dF

Тензор Π_{kl} можно представить как проекцию вектора Π_l в направлении k . Здесь индекс k указывает направление нормали (перпендикуляра) к поверхности, а индекс l указывает на проекцию импульса, проходящую через эту поверхность.

В сплошной среде передача импульса через контрольную поверхность осуществляется конвективным и молекулярным переносом. В соответствии с этим плотность импульса Π_{kl} подразделяется на две части:

$$\Pi_{kl} = \rho w_k w_l + P_{kl}. \quad (3.14)$$

В этом уравнении $\rho w_k w_l$ – части потока импульса, переносимого конвекцией, P_{kl} – за счет теплового движения и силового взаимодействия молекул. Эту часть тензора плотности потока импульса P_{kl} именуют тензором давления.

Характер взаимосвязи тензорного представления давления с другими характеристиками физической среды напрямую зависит от выбранной модели этой среды. В случае невязкой среды (идеальной жидкости)

$$P_{kl} = p \delta_{kl}, \quad (3.15)$$

где p – величина давления; δ_{kl} – единичный тензор.

В реальной вязкой среде в величине тензора давления необходимо учесть вязкие напряжения:

$$P_{kl} = p \delta_{kl} - \tau_{kl}, \quad (3.16)$$

где: τ_{kl} – тензор вязких напряжений. Знак минус свидетельствует о потере импульса за счет внутреннего трения. Индекс k относится к величине тензора, связанного с координатами рассматриваемой поверхности, а индекс l относится к проекции импульса единицы объема.

Тензор вязких напряжений возникает из-за наличия скольжения соседних слоев среды, что возможно только при наличии градиентов скоростей.

С учетом соотношения (3.14) уравнение (3.12) приобретает вид

$$\frac{\partial(\rho w_l)}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho w_k w_l)}{\partial x_k} = -\frac{\partial P_{kl}}{\partial x_k} + \rho g_l. \quad (3.17)$$

Далее в процессе преобразований учитываются закон сохранения массы и тензор давлений для реальной среды. В результате получаем дифференциальное уравнение сплошной среды в напряжениях:

$$\rho \frac{\partial w_l}{\partial \tau} = -\frac{\partial p}{\partial x_l} + \frac{\partial \tau_{kl}}{\partial x_k} + \rho g_l. \quad (3.18)$$

При учете постоянной вязкости $\mu = \text{const}$ можно получить уравнение Навье-Стокса для вязкой сжимаемой жидкости:

$$\rho \frac{\partial w_l}{\partial \tau} = -\frac{\partial p}{\partial x_l} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_l}{\partial x_k \partial x_k} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_l} \frac{\partial w_k}{\partial x_k} \right) + \rho g_l. \quad (3.19)$$

В векторной форме уравнение Навье-Стокса для несжимаемой жидкости записывается так:

$$\rho \frac{\partial w}{\partial \tau} + \rho(w \nabla)w = -\nabla p + \mu \nabla^2 w + \rho g. \quad (3.20)$$

Закон сохранения энергии

В движущейся сплошной среде внутреннее вязкое трение приводит к преобразованию механической энергии в тепловую. Данный процесс известен как вязкая диссипация механической энергии. Одновременно при наличии теплообмена наблюдается тепловое расширение элементов среды, в результате чего часть внутренней (тепловой) энергии преобразуется в механическую энергию движения.

Таким образом, корректная формулировка закона сохранения энергии должна учитывать суммарную энергию системы, объединяющую кинетическую и потенциальную энергии:

$$e_* = e + \frac{1}{2}w^2, \quad (3.21)$$

где e_* – полная энергия среды; e – потенциальная энергия, $\frac{1}{2}w^2$ – кинетическая энергия. Аналогично вводятся понятие полной энтальпии потока:

$$h_* = h + \frac{1}{2}w^2 = e_* + \frac{p}{\rho}, \quad (3.22)$$

где ρ – плотность среды, p – давление.

Для записи закона сохранения энергии, основываясь на общем аналитическом уравнении сохранения энергии (3.4), принимаем следующие условия:

$A = \rho e_*$ – полная энергия единицы объема;

$J = E$ – плотность потока энергии;

$\dot{N}_A = \rho g_k w_k + \dot{q}_V$ – мощность силы тяжести, которая выступает в роли источника энергии (в условиях невесомости $\dot{N}_A = 0$) и внутренние источники тепла (допустим, в электропроводных жидкостях).

В результате интегральное уравнение энергии приобретает следующий вид:

$$\int_V \frac{\partial(\rho e_*)}{\partial \tau} dV = - \int_F E_k dF_k + \int_V (\rho \cdot g_k \cdot w_k + \dot{q}_V) dV, \quad (3.23)$$

или в дифференциальной форме:

$$\frac{\partial(\rho e_*)}{\partial \tau} + \frac{\partial E_k}{\partial x_k} = \rho \cdot g_k \cdot w_k + \dot{q}_V, \quad (3.24)$$

3.3. Физические основы процессов парообразования в неограниченном пространстве

Данная глава посвящена изучению одного из ключевых процессов теплообмена – парообразования, а именно кипения. Процесс, обратный кипению – конденсация (переход пара в жидкое состояние), – будет подробно рассмотрен в главе VI настоящего пособия.

По принципу кипения все промышленные испарители можно разделить на две основные группы. К первой, наиболее многочисленной группе относятся аппараты, в которых кипение происходит в условиях направленного движения жидкости (аппараты с естественной и принудительной циркуляцией). Ко второй группе следует отнести аппараты, кипение в которых осуществляется в условиях естественной конвекции на теплоотдающих поверхностях, погруженных в жидкость. Такой вид кипения называют кипением в большом объеме. В обоих случаях, т. е. независимо от условий протекания процесса, можно наблюдать два резко отличающихся один от другого по механизму переноса теплоты режима кипения – пузырьковый и пленочный [11].

Кипение – процесс интенсивного парообразования, который происходит в жидкости как на ее свободной поверхности, так и внутри ее структуры. В отличие от испарения, кипение характеризуется образованием пузырьков, содержащих насыщенный пар, которые возникают по всему объему жидкости. Ключевым условием возникновения кипения является перегрев жидкости – превышение ее температуры над температурой насыщения при данном давлении.

Кипение возможно в широком диапазоне параметров – при всех температурах и давлениях между тройной и критической точками вещества. Как правило, процесс кипения инициируется на поверхности нагрева, которая выступает как источник тепла и место образования центров парообразования (неровности, микротрещины). Именно здесь создается необходимый тепловой поток для локального перегрева жидкости.

При подводе теплоты слой жидкости, прилегающей к поверхности нагрева, имеет температуры выше температуры насыщения (перегрев жидкости). Наличие перегрева – одно из условий, необходимых для начала кипения.

На рисунке 3.7 схематически представлен эволюция режимов кипения и распределение температуры по высоте столба жидкости при постепенном увеличении теплового потока.

Разберем особенности каждого этапа.

1) Свободная конвекция:

– Жидкость в объеме прогревается за счет естественной конвекции.

- Температура жидкости во всем объеме ($t_{\text{ж}}$) ниже температуры насыщения ($t_{\text{н}}$).
- Явного парообразования не наблюдается. Тепло отводится от поверхности нагрева исключительно за счет конвекции.

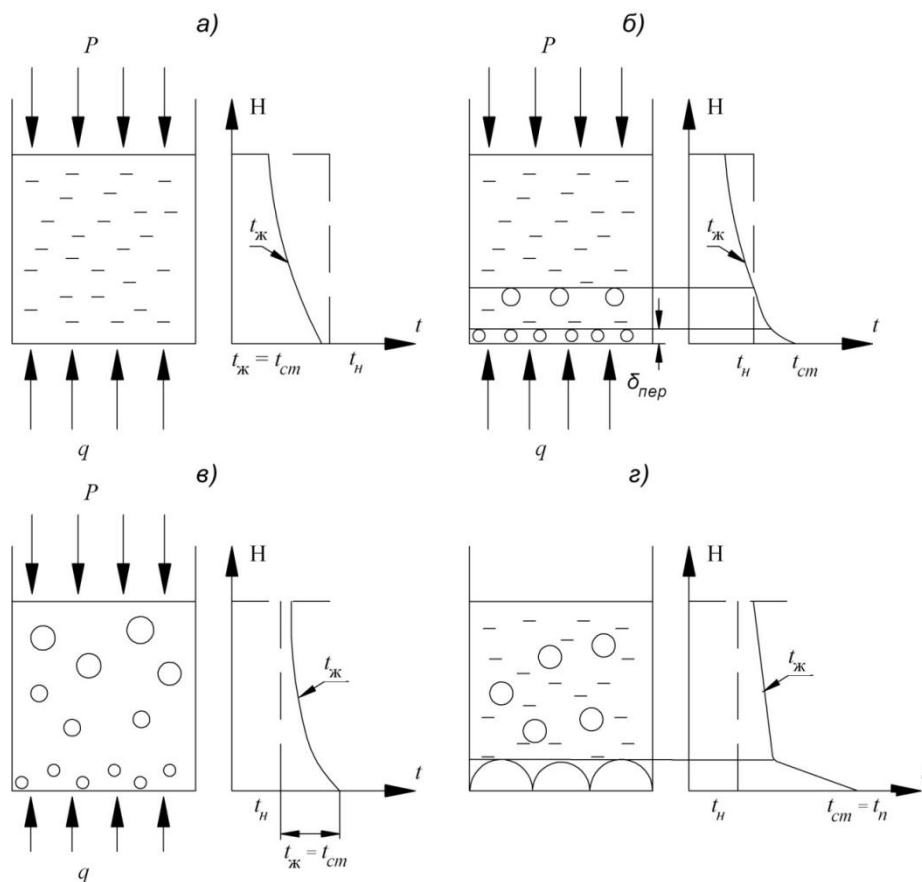


Рис. 3.7. Режимы кипения

$t_{\text{ж}}$ – температура жидкости; $t_{\text{ст}}$ – температура стенки; $\delta_{\text{пер}}$ – толщина пограничного слоя; $t_{\text{н}}$ – температура насыщения.

а – свободная конвекция; б – поверхностное неразвитое кипение; в – развитое кипение; г – пленочное кипение.

2) Поверхностное неразвитое пузырьковое кипение:

- Температура стенки ($t_{\text{ст}}$) и тонкого пристенного слоя жидкости превышает $t_{\text{н}}$, создавая необходимый перегрев.
- На активных центрах поверхности нагрева (микротрещины, шероховатости) начинают образовываться паровые пузыри.
- Пузыри отрываются от поверхности и поднимаются вверх, переходя из слоя перегретой жидкости в более холодную область, где $t_{\text{ж}} < t_{\text{н}}$. В этих недогретых слоях пар конденсируется, и пузырьки схлопываются.
- Кипение является локальным и неинтенсивным. Этот режим характеризуется тем, что паровая фаза не достигает свободной поверхности жидкости.

3) Развитое пузырьковое кипение:

- По мере дальнейшего подвода тепла молекулярный пристенный слой жидкости имеет температуру стенки $t_{\text{ж}} = t_{\text{ст}}$, а весь объем жидкости полностью перегрет ($t_{\text{ж}} > t_{\text{н}}$).
- Пузырьки пара, образующиеся на поверхности, уже не конденсируются в объеме, а беспрепятственно проходят через всю толщу жидкости и выходят на свободную поверхность.
- Процесс становится интенсивным и стабильным. Этот режим отличается высокими коэффициентами теплоотдачи, так как движение пузырьков вызывает интенсивное перемешивание жидкости.

4) Пленочное кипение (кризис кипения):

- При достижении критических значений теплового потока или перегрева паровые пузыри не успевают отрываться от поверхности и интенсивно сливаются между собой, формируя неустойчивую сплошную паровую пленку (прослойку), которая отделяет жидкость от поверхности нагрева.
- Паровая пленка находится в состоянии постоянной динамики: на нижней границе пленки (соприкасающейся с нагретой поверхностью) постоянно генерируется новый пар. Эта пленка периодически разрушается в отдельных точках, позволяя жидкости ненадолго соприкоснуться с перегретой стенкой, где она мгновенно вскипает, и пар снова занимает освободившееся пространство.
- Пар из пленки постоянно отрывается в виде крупных паровых пузырей, поднимаясь к свободной поверхности жидкости. Таким образом, процесс носит циклический характер: пленка непрерывно формируется и разрушается.
- Паровая пленка обладает низкой теплопроводностью, что создает большое термическое сопротивление. Жидкость отделяется от поверхности, теплоотдача резко ухудшается, а температура стенки ($t_{\text{ст}}$) возрастает.
- Переход от пузырькового режима к пленочному режиму часто называется кризисом кипения.

Итак, можем прийти к выводу, что для начала процесса кипения необходимо выполнение двух условий:

- 1) наличие перегрева слоя жидкости у поверхности нагрева;
- 2) наличие активных центров парообразования.

Роль таких центров обычно выполняют микроскопические неровности поверхности (микротрещины, царапины, поры), а также вкрапления инородных веществ (пылинки и песчинки) или газ, содержащийся в микронеровностях. Наиболее эффективными являются микроуглубления, так как они могут содержать остаточный газ или пар, что значительно облегчает зарождение пузыря.

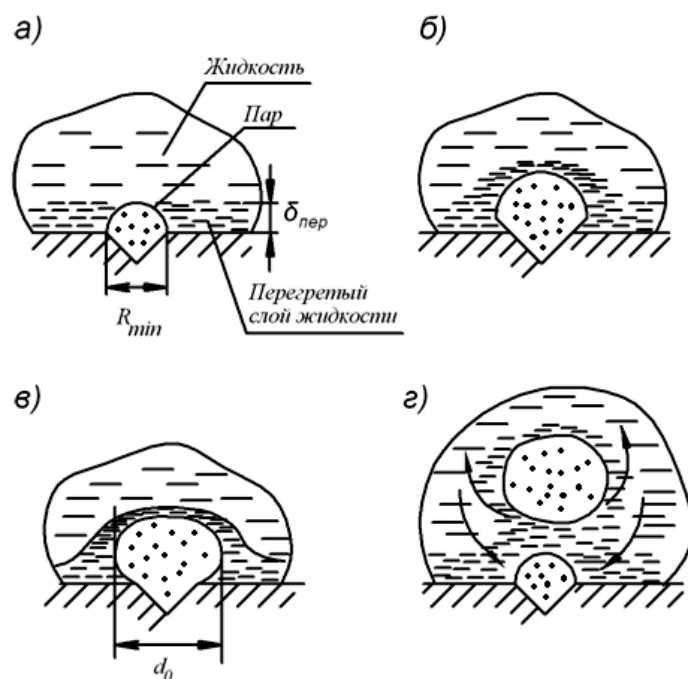


Рис. 3.8. Схема роста и отрыва парового пузыря

а – прогрев пограничного слоя; б – рост парового пузыря; в – момент отрыва парового пузыря; г – всплытие парового пузыря.

Динамика развития парового пузыря, образовавшегося в таком микроуглублении, показана на рисунке 3.8 и включает следующие стадии:

а) зарождение зародыша

В микроуглублении на поверхности нагрева в пограничном слое перегретой жидкости образуется паровой зародыш. Для его стабильного существования и последующего роста необходимо, чтобы его радиус превысил критический минимальный радиус ($R_{мин}$). Этот критический размер определяется перегревом жидкости: чем выше перегрев, тем меньше минимальный радиус стабильного пузыря. Силы поверхностного натяжения стремятся схлопнуть пузырек, а давление пара внутри него, обусловленное перегревом, стремится его расширить.

б) рост пузыря

Достигнув стабильного размера, пузырь начинает интенсивно расти. Пар внутри него образуется за счет испарения жидкости с его поверхности (с границы раздела фаз), для чего требуется скрытая теплота парообразования. Эта теплота поступает от перегретого слоя жидкости, непосредственно окружающего пузырь. Рост продолжается до тех пор, пока силы плавучести (выталкивающая сила Архимеда) не превысят силы поверхностного натяжения, удерживающие пузырь у стенки.

в, г) отрыв и всплытие

Достигнув отрывного диаметра (d_0), пузырь отрывается от поверхности нагрева и начинает всплывать под действием выталкивающей силы. При отрыве пузырь увлекает за собой тонкий слой сильно перегретой

жидкости с его поверхности (где температура была близка к температуре стенки $t_{ст}$). На освободившееся место у поверхности устремляются новые порции жидкости, которые интенсивно нагреваются, подготавливая условия для образования следующего пузыря.

Всплывающий пузырь вызывает конвективные потоки и сильную турбулизацию всего объема жидкости. Это перемешивание является основной причиной высокого коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении, так как оно эффективно выносит перегретую жидкость от стенки и подводит к ней более холодную.

3.3.1. Минимальный радиус пузыря

Интенсивность теплообмена при кипении в значительной степени определяется механизмом пузырькового кипения, который, в свою очередь, зависит от двух групп параметров:

- микроскопические характеристики процесса – критический радиус пузыря, отрывной диаметр, скорость роста и частота отрыва пузырей;
- режимные и геометрические параметры – скорость потока, форма и ориентация канала, физические свойства кипящей жидкости.

Критический радиус (R_{min}) – это минимальный радиус парового пузыря, способный к устойчивому существованию и росту в перегретой жидкости. Его величина является фундаментальным параметром, определяющим возможность начала кипения.

Равновесие сил поверхностного натяжения и внутреннего давления пара для пузыря сферической формы описывается уравнением Лапласа:

$$\Delta p = p_1 - p = \frac{2\sigma}{R_{min}}, \quad (3.25)$$

где p_1 – давление внутри пузыря, Па; p – давление окружающей жидкости, Па; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м.

Из уравнения (3.25) следует:

- при $\Delta p > 2\sigma/R_{min}$ пузырь будет развиваться и расти;
- при $\Delta p < 2\sigma/R_{min}$ пузырь будет схлопываться (конденсироваться).

Как было сказано, условием образования пузыря с радиусом R_{min} является наличие перегрева $\Delta t = t_{ж} - t_{н}$. Чтобы пузырь с критическим радиусом R_{min} не схлопывался, минимальная температура пара внутри него $t_{п.min}$ должна равняться температуре окружающих слоев жидкости $t_{ж}$. Таким образом $t_{ж} = t_{п.min}$ может быть вычислена приближенно (без учета кривизны поверхности раздела жидкость–пар) как температура насыщения, соответствующая давлению пара внутри пузыря $p_1 = p_0 + \Delta p$ (p_0 – давление насыщения).

Отсюда следует, что связь между Δp и Δt определяется формулой:

$$\Delta p = p_1 - p_0 \approx p' \Delta t. \quad (3.26)$$

Производная от давления по температуре на линии насыщения:

$$p' = \left(\frac{\partial P_0}{\partial t} \right)_H = \frac{r \cdot \rho' \cdot \rho''}{t_H \cdot (\rho' - \rho'')}. \quad (3.27)$$

Объединяя уравнения (3.25)–(3.27), можно получить итоговую формулу для расчета минимального радиуса парового пузыря:

$$R_{min} = \frac{2\sigma T_0}{r\rho''(t_{ж} - t_H)}. \quad (3.28)$$

Установлено, что минимальный радиус пузыря определяют размеры шероховатостей поверхности теплообмена, которые являются центрами парообразования. Они должны быть сопоставимы или превышать величину R_{min} .

Анализ формулы (3.28) позволяет сделать следующие важные для практики выводы:

1) Влияние перегрева. С увеличением перегрева жидкости ($t_{ж} - t_H$) (и, соответственно, плотности теплового потока) величина R_{min} уменьшается. Это означает, что при высоких тепловых нагрузках кипение может начинаться на более мелких дефектах поверхности.

2) Влияние давления (температуры насыщения). С повышением давления и, следовательно, температуры насыщения t_H плотность пара ρ'' растет, а коэффициент поверхностного натяжения σ уменьшается. Оба этих фактора приводят к уменьшению R_{min} . Таким образом, с ростом давления условия для зарождения пузырьков улучшаются.

3) Кипение при низких температурах. При понижении температуры насыщения (например, при кипении криогенных жидкостей или вакууме) R_{min} возрастает. Это означает, что для начала кипения требуются большие центры парообразования, и процесс инициируется сложнее.

Данная зависимость объясняет, почему методы интенсификации теплообмена, связанные с созданием искусственной шероховатости или пористых покрытий (см. главу IX), особенно эффективны для областей низких давлений и температур, где естественные условия для пузырькового кипения ухудшены.

3.3.2. Минимальная работа образования пузыря

Минимальная работа, необходимая для образования стабильного парового пузыря, является ключевым параметром, определяющим вероятность и интенсивность процесса кипения. Чем меньше эта работа, тем в более благоприятных условиях происходит парообразование.

Для процесса образования пузыря в неограниченном объеме однородной перегретой жидкости затрачиваемая работа L складывается из работы против сил гидростатического давления ($-\Delta p V$) и работы по созданию новой межфазной поверхности (σF):

$$L = -\Delta p V + \sigma F, \quad (3.29)$$

где L – работа образования парового пузыря; $\Delta p = (p_1 - p)$ – разность давлений внутри пузыря и в окружающей жидкости; V – объем пузыря; σ – коэффициент поверхностного натяжения; F – площадь поверхности пузыря. Для сферического пузыря критического радиуса $R_{\min}$ объем и поверхность пузыря соответственно составляет $\frac{4}{3}\pi R_{\min}^3$ и $4\pi R_{\min}^2$. С учетом уравнения Лапласа формула (3.29) приобретает вид

$$\frac{4}{3}\pi\sigma R_{\min}^2 = \frac{16\pi\sigma^3}{3\Delta p^2} = \frac{16}{3} \frac{\pi\sigma^3}{(r\rho'')^2} \left(\frac{t_0}{t}\right)^2. \quad (3.30)$$

Выражение (3.30) показывает, что работа образования пузыря резко возрастает с увеличением поверхностного натяжения и уменьшением перепада давления.

В реальных условиях пузыри образуются не в объеме жидкости, а на поверхности нагрева, что значительно влияет на затраты энергии. Этот процесс схематически представлен на рисунке 3.9.

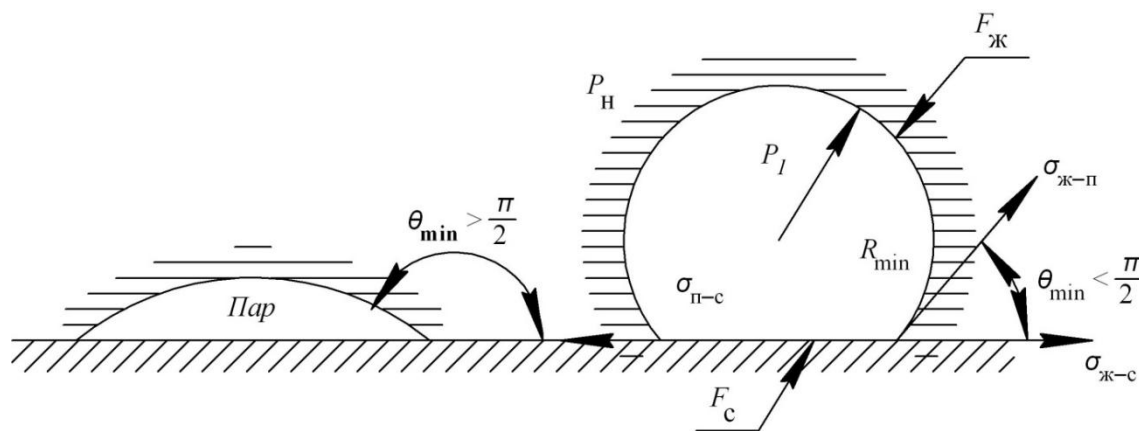


Рис. 3.9. Схема роста парового пузыря

P_n – давление насыщения, P_1 – давление внутри пузыря.

Ключевым параметром является краевой угол смачивания θ :

- если жидкость смачивает поверхность, то $\theta < \pi/2$;
- если жидкость не смачивает поверхность, то $\theta > \pi/2$.

Полная поверхность пузыря F складывается из поверхности соприкосновения пара с жидкостью ($F_{ж}$) и поверхности контакта пара с твердой стенкой ($F_{с}$):

$$F = F_{ж} + F_{с}. \quad (3.31)$$

Работа, затраченная на возникновение парового пузыря, равна:

$$L = F_{\text{ж}} \cdot \sigma_{\text{ж-п}} + F_{\text{с}} \cdot (\sigma_{\text{п-с}} - \sigma_{\text{ж-с}}), \quad (3.32)$$

где $F_{\text{ж}} \cdot \sigma_{\text{ж-п}}$ – работа, затраченная на возникновение поверхности раздела;
 $F_{\text{с}} \cdot (\sigma_{\text{п-с}} - \sigma_{\text{ж-с}})$ – работа, затраченная на замещение жидкости паром при образовании пузыря.

Используя известное соотношение Юнга $\sigma_{\text{п-с}} - \sigma_{\text{ж-с}} = \sigma_{\text{ж-с}} \cdot \cos \theta$, выражение (3.32) можно преобразовать к форме, аналогичной (3.29):

$$L = -\Delta p V + F \sigma \cdot \left[1 - \frac{F_{\text{с}}}{F} \cdot (1 - \cos \theta) \right]. \quad (3.33)$$

Анализ формулы (3.33) позволяет сформулировать важные аспекты интенсификации процесса кипения.

1) Влияние смачивания и шероховатости ($F_{\text{с}}/F$):

– С ростом отношения $F_{\text{с}}/F$ (увеличение доли контакта пузыря с твердой поверхностью) и с увеличением краевого угла θ (ухудшение смачивания) работа образования пузыря L уменьшается.

– На шероховатых поверхностях и поверхностях с плохим смачиванием кипение начинается легче, что приводит к его интенсификации. Это объясняет эффективность искусственных покрытий и обработок, увеличивающих шероховатость ($F_{\text{с}}/F$).

2) Требования к шероховатости:

– Размеры микровпадин и шероховатостей должны быть соизмеримы с критическим радиусом пузыря R_{min} . Слишком мелкие или слишком крупные неровности не будут эффективными центрами парообразования.

3) Влияние давления:

– Снижение давления в системе приводит к уменьшению разности давлений Δp и увеличению критического радиуса R_{min} . Согласно (3.30) и (3.33), это увеличивает работу L образования пузыря.

– В условиях пониженного давления (вакуум, кипение криогенных жидкостей) для начала кипения требуются большие перегревы. Это ухудшает условия теплообмена и должно компенсироваться созданием искусственных центров парообразования.

3.3.3. Скорость роста парового пузыря

Скорость роста парового пузыря является ключевым параметром, определяющим интенсивность теплообмена при кипении. Она влияет на частоту отрыва пузырей, степень турбулизации пристенного слоя жидкости и, в конечном счете, на величину коэффициента теплоотдачи. Чем выше скорость роста, тем быстрее пузырь достигает отрывного диаметра и тем больше пузырей образуется в единицу времени на одном активном центре.

При получении уравнения, описывающего динамику роста парового пузыря, за основу берется балансное уравнение. Согласно этому уравнению, изменение массы пара внутри пузыря за определенный промежуток времени эквивалентно массе жидкости, которая испарилась за тот же временной интервал. Другими словами, прирост массы парового содержимого пузыря строго соответствует количеству жидкости, перешедшей в парообразное состояние в ходе испарения.

$$\rho'' dV = \left(\int_L q dL \right) d\tau \quad (3.34)$$

В современной науке существуют две фундаментальные методики расчета скорости роста паровых пузырей.

Подход равномерного перегрева базируется на следующих допущениях:

- паровой пузырь развивается в объеме жидкости с равномерным перегревом;
- энергия, необходимая для испарения, поступает из избыточной энтальпии жидкости.

Математическое описание процесса в рамках этой модели представляется уравнением [4]:

$$\frac{dR}{d\tau} = \beta_1 \frac{a}{R} Ja.$$

Критерий Якоба Ja характеризует соотношение между запасом теплоты в перегретой жидкости и теплотой, необходимой для парообразования:

$$Ja = \frac{c_p \Delta t}{r} \frac{\rho'}{\rho''}.$$

Методика, разработанная Д. А. Лабунцовым [10], основывается на следующих положениях:

- тепло подводится к растущему пузырю через тонкий слой жидкости (микропенку);
- механизм теплопередачи – теплопроводность;
- источник тепла – теплоотдающая поверхность;
- микропенка разделяет поверхность теплообмена и основание пузыря.

Математическое выражение для этой модели имеет вид:

$$\frac{dR}{d\tau} = \beta_2 \frac{a}{R} Ja. \quad (3.35)$$

В результате интегрирования можно получить:

$$R = \sqrt{2\beta_2 a \tau J a}.$$

Из уравнения (3.35) следует, что скорость роста обратно пропорциональна радиусу пузыря: пузырь растет быстро вначале, когда он мал, и его рост замедляется с увеличением размера.

Обе модели позволяют описать процесс роста парового пузыря, но используют различные физические представления о механизме теплопередачи.

Анализ уравнений позволяет сделать следующие выводы.

- Влияние перегрева (Δt , $J a$): скорость роста прямо пропорциональна критерию Якоба. С увеличением перегрева жидкости скорость роста пузыря резко возрастает.

- Влияние давления: с ростом давления увеличивается плотность пара, что приводит к уменьшению критерия Якоба и, соответственно, к снижению скорости роста. Однако одновременно с этим уменьшается критический радиус и увеличивается количество центров парообразования, что в целом интенсифицирует теплообмен.

- Влияние физических свойств жидкости: Скорость роста выше для жидкостей с большей температуропроводностью и меньшей скрытой теплотой парообразования.

3.4. Физические основы процесса парообразования в ограниченном пространстве

Исторически внутритрубное кипение хладагентов в основном применялось в теплообменной аппаратуре, работающей в температурном диапазоне, близком к нулю градусов Цельсия, такой как водоохладители и воздухоохладители. Однако в последние годы наметилась устойчивая тенденция к использованию внутриканального кипения при более низких температурах, что связано с развитием криогенных технологий.

Так, в [12] дается обзор работ по кипению различных хладагентов в трубах $d_{\text{вн}} = 1 \div 6$ мм при температурах $t_0 = -30 \div -10$ °С.

3.4.1. Основные параметры двухфазных потоков

Математическое описание двухфазного потока представляет собой сложную задачу. Отличительной особенностью двухфазных потоков является различие абсолютных скоростей жидкой и паровой фаз и взаимодействия друг с другом. При течении в ограниченном объеме скорость пара превалирует над скоростью жидкости, а его локальные концентрации изменяются по длине потока, что осложняет его математическое описание. В связи с этим одним из важных вопросов является вопрос выбора параметров, наиболее точно и физически обоснованно характеризующих процесс парообразования. Для

характеристики двухфазных потоков используются две группы параметров – расходные и истинные.

Расходные параметры

В основе лежат уравнения теплового и материального баланса, отнесенные к ограниченному пространству. Задача теплового баланса – учесть равенство подвода и отвода теплоты в рамках исследуемого объекта. Материальный баланс отражает постоянство масс в ограниченном пространстве.

Уравнение теплового баланса связывает энтальпию двухфазной смеси с долей пара и энтальпиями фаз в состоянии насыщения:

$$h_{\text{дф}} = h'' \cdot x + h' \cdot (1 - x).$$

Из этого уравнения следует выражение массового расходного паросодержания x , которое в термодинамике называется степенью сухости:

$$x = \frac{h_{\text{дф}} - h'}{r}.$$

Уравнение материального баланса для установившегося потока отражает постоянство общего массового расхода через любое сечение канала:

$$G = G' + G'' = \text{const};$$

$$G = G \cdot x + G \cdot (1 - x).$$

Связь между расходами и степенью сухости выражается основным параметром двухфазного потока:

$$x = \frac{G''}{G} = \frac{G''}{G' + G''}. \quad (3.36)$$

С величиной массового паросодержания x однозначно связано объемное расходное паросодержание β – доля общего объемного расхода, приходящаяся на паровую фазу:

$$\beta = \frac{G''}{G} = \frac{G''}{G' + G''} = \frac{x\rho'}{x\rho' + (1-x)\rho''} = \left[1 + \left(\frac{1-x}{x} \right) \frac{\rho''}{\rho'} \right]^{-1}. \quad (3.37)$$

Рассмотрим параметры, которые используются для описания кинематики потока.

Скорость циркуляции представляет собой скорость, которую имел бы поток, если бы он состоял только из жидкости и двигался с тем же массовым расходом G . Это та реальная скорость, с которой на вход подается однофазная жидкость до начала парообразования:

$$w_0 = \frac{G}{(f_{\text{сеч}} \cdot \rho')}, \quad (3.38)$$

где G – масса потока; $f_{\text{сеч}}$ – площадь сечения канала.

В технической и научной литературе широко используется понятие *массовой скорости* смеси, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, Массовая скорость смеси представляет собой плотность потока массы смеси

$$w\rho = w_0\rho' = \frac{G}{f_{\text{сеч}}} = \frac{G' + G''}{f_{\text{сеч}}}. \quad (3.39)$$

Поскольку $w\rho$ и w_0 характеризуют скорости вещества на входе в рабочее пространство, они не характеризуют сам двухфазный поток, а являются величинами, входящими в краевые условия. Для каналов постоянного сечения с непроницаемыми стенками значения $w_0\rho'$ и w_0 по длине канала не изменяются независимо от наличия или отсутствия теплообмена с окружающей средой. Совершенно по-другому ведет себя скорость смеси – усредненное значение скоростей жидкой и паровой фаз, отражающее общую динамику потока:

$$w_{\text{см}} = w'_0 + w''_0 = \frac{G}{f_{\text{сеч}}} = w_0 \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho'' - 1} \right) \right]. \quad (3.40)$$

Приведенные скорости жидкости и пара показывают соотношение между скоростями жидкой и паровой фаз в потоке. В общем понимании приведенная скорость – это условная скорость фазы (жидкости или пара), рассчитанная в предположении, что данная фаза занимает все поперечное сечение потока одна. Проще говоря, это скорость, которую имела бы жидкость или пар, если бы они текли по каналу в одиночку.

Приведенная скорость жидкости:

$$w'_0 = \frac{G'_m}{f_{\text{сеч}} \cdot \rho'} = \frac{G'}{f_{\text{сеч}}} = w\rho \cdot \frac{1 - x}{\rho'} = w_0(1 - x) \quad (3.41)$$

Приведенная скорость пара:

$$w''_0 = \frac{G''_m}{f_{\text{сеч}} \cdot \rho''} = \frac{G''}{f_{\text{сеч}}} = w\rho \cdot \frac{x}{\rho''}. \quad (3.42)$$

Важно подчеркнуть, что величины w_0 , w'_0 , w''_0 и $w_{\text{дф}}$ являются расчетными (приведенными) характеристиками. Они не описывают реальные скорости фаз в потоке, которые могут значительно отличаться в связи с межфазовым скольжением, но широко используются в инженерных расчетах, так как:

- легко определяются из условий однозначности (задаются на входе);
- удобны для формирования критериев подобия;

— позволяют получить приближенную оценку гидродинамической ситуации.

В отличие от массовой скорости w_p и скорости циркуляции w_0 , которые являются расчетными величинами, приведенные скорости пара w''_0 и жидкости w'_0 в первом приближении можно считать прямыми характеристиками двухфазного потока. Однако при крайних значениях паросодержания x или объемной доли пара β их физическая интерпретация теряет однозначность, и правомерность применения этих параметров требует дополнительного обоснования в зависимости от структуры потока.

Приведенные скорости теряют физический смысл именно при крайних значениях паросодержания ($x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$) потому, что они основаны на фундаментальном допущении, которое в этих условиях нарушается: приведенная скорость предполагает, что данная фаза (жидкость или пар) равномерно распределена по всему сечению канала. Это допущение позволяет нам просто делить расход фазы на плотность и на площадь всего канала. Например, при $x \rightarrow 1$ (высокое паросодержание) жидкость часто существует лишь в виде тонкой пленки на стенке, и ее отнесение ко всему сечению канала некорректно. Аналогично, при $x \rightarrow 0$ пар распределен в виде отдельных пузырей, а не сплошной фазы.

Непосредственный физический смысл имеет только величина x , однозначно связанная с энтальпией потока через уравнения теплового баланса. Все прочие рассмотренные величины строгого физического смысла во всем диапазоне x не имеют.

Тем не менее, использование расходных параметров является общепринятой и оправданной практикой для инженерных расчетов, так как они позволяют с удовлетворительной точностью описывать и обобщать экспериментальные данные.

Истинные параметры

Истинные параметры двухфазного потока основываются на истинном объемном паросодержании, определяемом соотношением сечений канала, занятых жидкой и паровой фазой (3.43). Их поиск осуществляется с учетом раздельного движения фаз в потоке или относительного движения (скольжения s). Истинные параметры допустимо применять в рамках любых исследований двухфазных потоков, однако их нахождение представляет собой сложную задачу.

Основной характеристикой этой группы является истинное объемное паросодержание ϕ — отношение площади занимаемой паровой фазой к площади сечения канала, отражающее соотношение фазовых долей в рамках выбранного сечения. Оно является функцией самого процесса и, в отличие от массового расходного паросодержания, заранее задано быть не может:

$$\varphi = \frac{f''}{f_{\text{сеч}}}, \quad (3.43)$$

где f'' – часть сечения трубы, занятая паром.

Истинные скорости жидкости и пара представляют собой фактическую скорость каждой из фаз относительно стенок канала или трубопровода:

$$w'' = \frac{G''}{f''} = \frac{G'}{s\varphi} = \frac{w_0''}{\varphi}. \quad (3.44)$$

$$w' = \frac{G'}{f'} = \frac{G'}{s(1-\varphi)} = \frac{w_0'}{1-\varphi}. \quad (3.45)$$

Относительная скорость потока показывает степень взаимодействия между различными фазами. При условии малой относительной скорости фазы движутся сопоставимо:

$$w_{\text{отн}} = w'' - w'. \quad (3.46)$$

Коэффициент скольжения, равно как и относительная скорость, отражает взаимодействие между фазами, но не с точки зрения их разности, а с точки зрения отношения. Наличие относительного движения или скольжения является основным отличием истинных параметров от расходных параметров. В моделях однофазного течения s принимается равным единице:

$$s = \frac{w''}{w'} = \frac{\beta/(1-\beta)}{\varphi/(1-\varphi)}. \quad (3.47)$$

Связь истинного объемного паросодержания с расходным выражается соотношением:

$$\varphi = \left[1 + s \frac{(1-\beta)}{\beta} \right]^{-1}. \quad (3.48)$$

Анализ этой зависимости показывает:

- При отсутствии скольжения ($s = 1$) истинное паросодержание равно расходному ($\varphi = \beta$). Это соответствует модели однородной смеси (гомогенной модели);

- При скольжении ($s > 1$) истинное паросодержание меньше расходного ($\varphi < \beta$). Это означает, что пар движется быстрее жидкости и занимает меньшую долю сечения, чем следует из его объемного расхода.

Расходные параметры рассматриваются как условия однозначности. При этом истинные параметры, являясь функциями процесса, часто представляют собой цель анализа.

В ряде случаев принятие гомогенной модели может быть оправданным, но тогда необходимо оценивать погрешность. При определенных условиях истинные параметры существенно отличаются от расходных параметров и гомогенная модель полностью не применима.

Коэффициент скольжения зависит от сложного сочетания факторов: физических свойств хладагента, давления, массовой скорости, расходного паросодержания, режима течения и ориентации канала. Поскольку вычисление истинных параметров является сложной гидродинамической задачей, часто истинные параметры заменяют расходными (гомогенная модель).

Гомогенная модель ($s = 1$) широко используется благодаря своей простоте, но ее применимость ограничена. Как видно из рис. 3.10 [13], для течения R22 в горизонтальной трубе $d_{\text{вн}} = 6$ мм область, где $\phi \approx \beta$ (гомогенное течение), ограничена значениями $\beta < 0,2 \dots 0,25$.

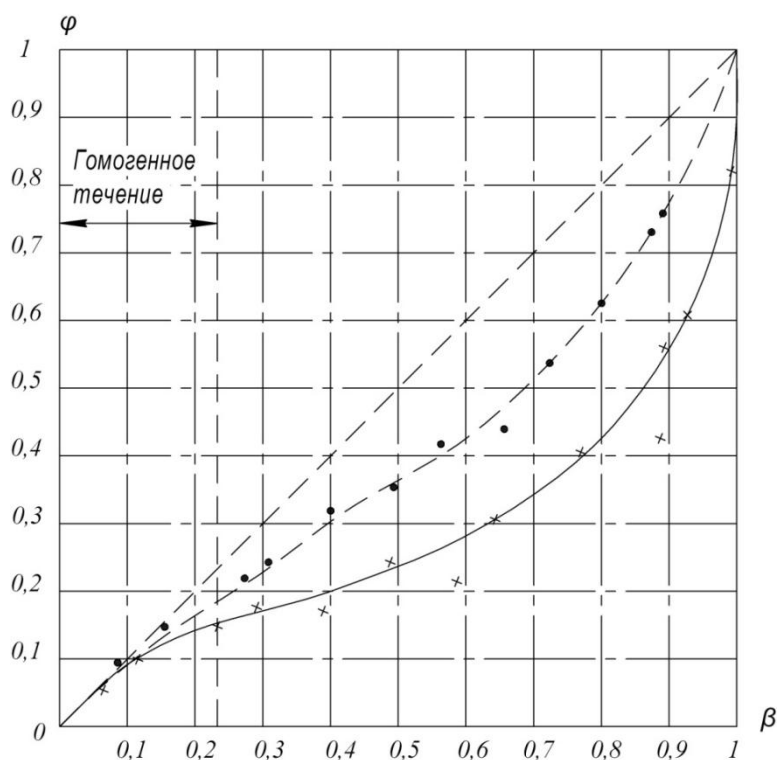


Рис.3.10. Соотношение ϕ и β при течении R22 в горизонтальной трубе при $t_0 = +20$ °C, $d_0 = 6$ мм: ● – $w_p = 574$ кг/(м²с); x – $w_p = 50$ кг/(м²с)

С ростом же массовой скорости истинное паросодержание возрастает, приближаясь к расходному. Это, по всей вероятности, связано с возрастанием динамического воздействия потока пара на жидкость за счет течения, и жидкость начинает уноситься потоком пара.

Следует отметить, что для испарителей холодильных машин характерны относительно невысокие значения массовой скорости

($w_p < 100 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$). Это свидетельствует о том, что информация о скольжении фаз для техники низких температур особо актуальна.

Методы расчета истинных параметров

Аналитические зависимости для расчета истинных параметров двухфазного потока до настоящего времени не получили широкого распространения в инженерной практике ввиду высокой сложности процесса и необходимости введения значительного числа упрощающих допущений. Более точные значения можно получить методами компьютерного моделирования потоков в каналах, однако такие расчеты требуют значительных вычислительных ресурсов и детальной параметризации, что ограничивает их применение в инженерных расчетах. Наиболее надежными и практично применимыми остаются эмпирические методы. Применительно к задачам холодильной техники могут быть рекомендованы уравнения, приведенные в работах [13] и [14].

Как и в аналитических методах, эмпирические подходы к расчету истинных параметров тесно связаны с режимами течения двухфазного потока. Следовательно, для практического использования этих методов необходимо иметь возможность предварительного прогнозирования гидродинамического режима течения.

В работах [15, 16, 26, 30, 75, 78] проведены комплексные экспериментальные исследования истинного объемного паросодержания хладагентов R12 и R22. Были проанализированы влияния на величину истинного объемного паросодержания трех ключевых параметров – массовой скорости, диаметра трубы, температуры кипения (давления насыщения).

Анализ экспериментальных данных (рис. 3.11) показывает, что с повышением температуры насыщения (и соответственно давления) истинное объемное паросодержание возрастает, что соответствует снижению коэффициента скольжения фаз.

Полученный результат подтверждает особую важность корректного определения истинных параметров для техники низких температур, для которой по сравнению с энергетическими установками характерны более низкие значения массовой скорости (w_p) или w_0 и меньшие значения относительной плотности пара (ρ''/ρ').

В работе [17] представлена обобщенная зависимость для различных рабочих веществ на основании экспериментальных и аналитических данных [18, 19]:

$$\frac{1 - \varphi}{\varphi} = C \left(\frac{1 - x}{x} \right)^m \cdot \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^n \cdot \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right)^o,$$

где коэффициенты имеют следующие значения:

- для корреляции Локхарта-Мартинелли [18] $C = 0,28$, $m = 0,64$, $n = 0,36$, $o = 0,07$;
- для корреляции Бароци [19] $C = 1$, $m = 0,74$, $n = 0,65$, $o = 0,13$.

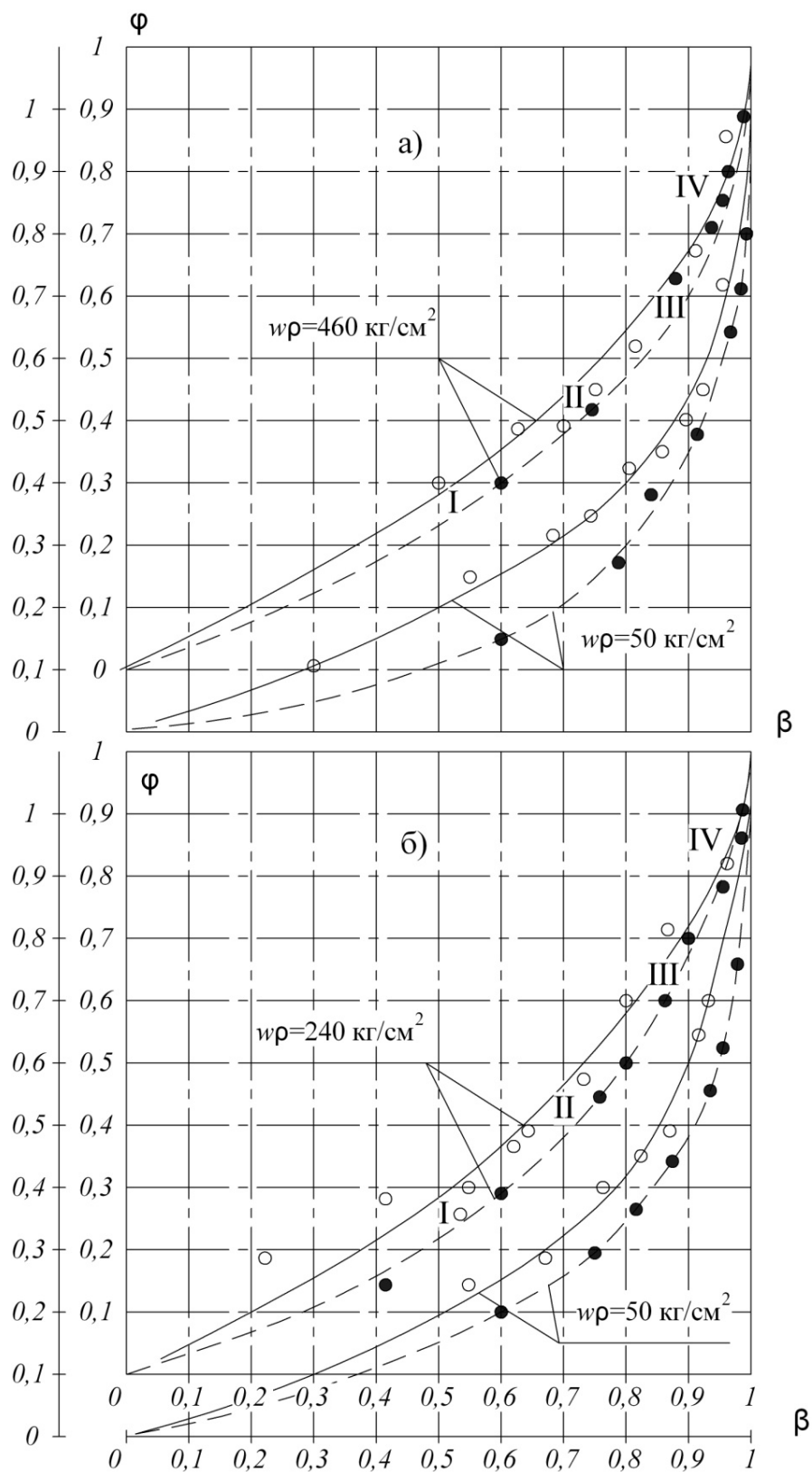


Рис. 3.11 Влияние температуры насыщения на ϕ [15]:
а) $d_0 = 10 \text{ мм}$, б) $d_0 = 6 \text{ мм}$; $\circ - t_0 = +20^\circ\text{C}$; $\bullet - t_0 = -18^\circ\text{C}$

В работах [20–21] разработана корреляция для прогноза истинного паросодержания в цилиндрических каналах при числе Бонда $Bo > 4$, которая была модифицирована для различных диапазонов параметра Локхарта-Мартинелли X_{tt} :

$$\begin{aligned}\varphi &= (1 + X_{tt}^{0,8})^{-0,378}, & X_{tt} &\leq 10; \\ \varphi &= 0,823 - 0,157 \ln X_{tt}, & X_{tt} &> 10.\end{aligned}$$

Тандон и др. [22] усовершенствовали модель горизонтального потока, включив диссипацию энергии из-за трения о стенки:

$$\begin{aligned}\varphi &= 1 - 1,928 \frac{Re'^{-0,315}}{F(X_{tt})} + 0,9293 \frac{Re'^{-0,63}}{F^2(X_{tt})}, & 50 < Re' < 1125; \\ \varphi &= 1 - 0,38 \frac{Re'^{-0,088}}{F(X_{tt})} + 0,9293 \frac{Re'^{-0,176}}{F^2(X_{tt})}, & Re' > 1125; \\ F(X_{tt}) &= 0,015 \left(\frac{1}{X_{tt}} + \frac{2,85}{X_{tt}^{0,476}} \right).\end{aligned}$$

Для процессов кипения R134a и R410a в горизонтальных трубах предложена корреляция, учитывающая параметр Локхарта-Мартинелли и критерий Фруда [23, 77]:

$$\begin{aligned}\varphi &= \left(1 + X_{tt} + \frac{1}{Fr} \right)^{-0,321}; \\ Fr &= \sqrt{\frac{x^3 G^2}{\rho''^2 g D (1 - x)}}.\end{aligned}$$

Подробное экспериментальное исследование процесса кипения холодильных агентов в каналах с малым проходным сечением представлено в работе [24]. Исследования проводились в микроканалах с гидравлическими диаметрами 1,02 и 1,54 мм и массовыми расходами $G_m = 100\text{--}300$ кг/(м²с). Автор приходит к выводу, что наиболее точно кольцевой режим в малых каналах характеризуют параметр Локхарта-Мартинелли X_{tt} и число Вебера We , и предлагает новую корреляцию, выраженную уравнением:

$$\begin{aligned}\varphi &= \left[1 + \left(X + \frac{1}{We^m} \right) \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^n \right]^o; \\ We &= \frac{(x \cdot G_m)^2}{\frac{\rho''}{\sigma}};\end{aligned}$$

где m , n , o – эмпирические коэффициенты, выведенные из полученных зависимостей. Значения, полученные для заданных экспериментальных условий: $m = 1,3$; $n = 0,9$; $o = -0,06$.

Предложенные параметры характеризуют зависимость толщины пленки жидкости кольцевого режима течения в малых каналах от паровой фракции. Отношение плотности жидкости к плотности пара является фактором, учитывающим различия рабочих сред.

В работах [15, 25] предпринята попытка разработать универсальную методику расчета истинного объемного паросодержания для каналов разных типов, включая миниканалы и трубы. Из анализа аналитических и эмпирических зависимостей был выбран общий вид исходного уравнения:

$$\beta - \varphi = f_1(\beta, w_0, \mu', \sigma, \rho', \rho'', d_0, g); \quad (3.49)$$

и в безразмерном виде:

$$\beta - \varphi = f_2(\beta, Re_0, Fr_0, We), \quad (3.50)$$

где

$$Re_0 = \frac{w_0 \cdot d_0}{\nu}; \quad Fr_0 = \frac{w_0^2}{g \cdot d_0}; \quad We = \frac{\sigma}{(\rho' - \rho'')g \cdot d_0^2}.$$

С учетом 3.38 и 3.39 получен комплекс:

$$\frac{Fr_0}{Re_0} = \frac{w_0 \cdot \nu}{g \cdot d_0^2}.$$

К обработке были привлечены данные по кипению R12, R22, R717, R134a и воды в диапазоне $d_0 = 6 \div 15,7$ мм; $w_0 = 0,03 \div 1,2$ м/с; $\varphi = 0,2 \div 0,99$; $P_0/P_{кр} = 0,013 \div 0,14$.

В результате была получена расчетная зависимость [15]:

$$\beta - \varphi = 0,06\beta \cdot (1 - \beta)^{0,5} \cdot \left(\frac{Fr_0}{Re_0}\right)^{-0,23} \cdot \left(\frac{P_0}{P_{кр}}\right)^{-0,15}. \quad (3.51)$$

Для миниканалов в [26] получено уравнение, учитывающее силы поверхностного натяжения, характерные для каналов малого проходного сечения:

$$\varphi = \beta - 0,06 \cdot \beta(1 - \beta)^{0,5} \cdot \left(\frac{\left(\frac{\sigma \cdot We}{g d_n^2 \cdot \rho'}\right)}{Re_{см}}\right)^{-0,23} \cdot \left(\frac{P_0}{P_{кр}}\right)^{-0,15}. \quad (3.52)$$

$$We = \frac{\rho' \cdot D_h \cdot w_{см}}{\sigma}.$$

Таким образом, корректный расчет истинных параметров в первую очередь зависит от истинного объемного паросодержания ϕ и является критически важным для проектирования и оптимизации теплообменного оборудования холодильных систем. Выбор конкретного метода расчета должен осуществляться с учетом:

- условий течения – ориентации канала (вертикальный/горизонтальный), диаметра, массовой скорости потока;
- свойств хладагента – температуры кипения, давления, физических параметров;
- режима течения – структуры двухфазного потока (пузырьковый, пробковый, кольцевой и др.);
- диапазона параметров, для которых была валидирована выбранная корреляция.

Перспективным направлением является развитие универсальных методик, учитывающих комплексное влияние сил инерции, трения, гравитации и поверхностного натяжения. Современные исследования направлены на уточнение границ применимости существующих корреляций и разработку методов расчета для новых хладагентов и сложных геометрий каналов.

3.4.2. Режимы течения двухфазных потоков в трубах и каналах

Классификация режимов

В общем случае двухфазные потоки принято классифицировать по двум основным признакам – термическому режиму и пространственной ориентации.

По термическому режиму выделяются:

- адиабатные потоки – течение происходит без подвода или отвода теплоты. Чаще всего представляют собой двухкомпонентные системы (например, газ-жидкость) и используются как модельные среды для фундаментальных исследований;
- кипящие потоки – течение сопровождается фазовым переходом (парообразованием). Представляют основной практический интерес для теплообменной аппаратуры.

По ориентации каналы делятся на:

- горизонтальные каналы. Наибольший интерес для современной холодильной техники представляют трубы $d_o > 6$ мм так как именно в таких аппаратах чаще всего происходит кипение хладагента;
- вертикальные каналы. Изучаются преимущественно применительно к щелевым каналам пластинчатых теплообменников, а также к миниканалам. Исследования в этой области имеют меньшую историю и эти технологии пока еще недостаточно изучены.

В научной литературе представлен значительный объем исследований, посвященных изучению режимов течения двухфазных сред в каналах различной геометрии и размеров. Особый интерес в данных работах уделяется анализу влияния таких ключевых факторов, как характерный размер канала, термодинамические свойства жидкости, параметры смачиваемости поверхности, на формирование и характеристики двухфазного потока.

Наиболее распространенным методом исследования режимов течения остается метод прямой визуализации, часто применяемый в сочетании с высокоскоростной фото- и видеосъемкой. В последние годы также широко используются современные методы, основанные на применении лазерных и рентгеновских технологий, например, применяемые учеными Университета Иллинойса в Урбане-Шампейне (США) [24].

Несмотря на активное развитие и распространение косвенных методов диагностики, метод прямой визуализации остается основным и наиболее достоверным подходом к идентификации режимов течения. Это подтверждается, в частности, работами А. В. Бараненко и Д. М. Ховалыг по исследованию режимов течения хладагента R134a в миниканалах [27, 28].

На рис. 3.12 представлены режимы течения кипящих хладагентов по классификации А.А. Гоголина и Г.Н. Даниловой [13]. Следует отметить, что данные режимы в целом характерны не только для хладагентов, но и для воды и других жидкостей.

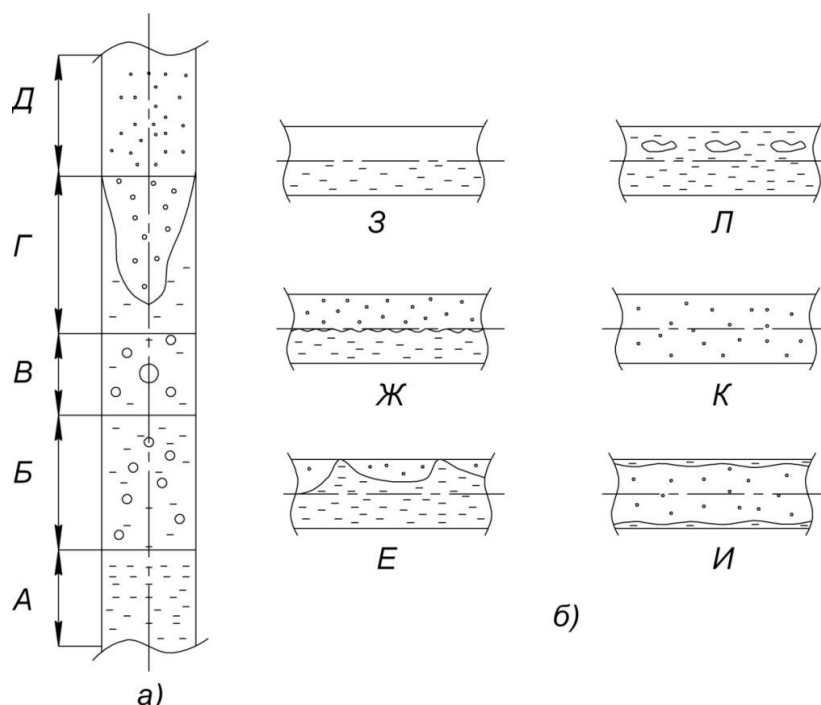


Рис. 3.12. Режимы потока парожидкостной смеси при кипении [29]:

а) – в вертикальной трубе; б) – в горизонтальной трубе канала

А – жидкость, Б – пузырьковый режим, В – сланый режим, Г – кольцевой режим, Д – дисперсный режим, Е – волновой режим, Ж – расслоенный режим, З – пузырьковый режим, И – кольцевой режим, К – дисперсный режим; Л – сланый режим.

В вертикальных каналах (рис. 3.12 а) сила тяжести действует параллельно (в восходящем потоке) или противоположно (в нисходящем потоке) основному направлению движения, что формирует следующие основные режимы:

- 1) пузырьковый – паровая фаза распределена в виде отдельных пузырьков в непрерывной жидкой среде;
- 2) снарядный – крупные пузыри (снаряды) газа, соизмеримые с диаметром канала, перемежаются с участками жидкости;
- 3) кольцевой – жидкость в виде пленки движется по стенке канала, а газовый сердечник – в его центре. В потоке газа часто присутствуют капли жидкости (дисперсно-кольцевой режим);
- 4) дисперсный – жидкость полностью диспергирована в сплошной паровой фазе в виде мелких капель.

В горизонтальных каналах сила тяжести действует перпендикулярно направлению потока, вызывая естественную стратификацию (расслоение) фаз по плотности. Это приводит к формированию асимметричных режимов (рис 3.12 б):

- 1) пузырьковый – пузырьки газа, стремясь к верхней части трубы, движутся вдоль нее;
- 2) снарядный – крупные газовые снаряды, занимающие верхнюю часть сечения канала, перемежаются с участками жидкости;
- 3) расслоенный – жидкость и газ полностью разделены: жидкость течет по дну канала, а газ — над ее поверхностью. Режим наблюдается при низких расходах;
- 4) волновой – разновидность расслоенного режима, при котором на границе раздела фаз образуются волны за счет скорости газового потока;
- 5) кольцевой – в горизонтальных каналах жидкостная пленка по периметру является несимметричной, ее толщина в нижней части канала значительно больше, чем в верхней. Газовый сердечник занимает центральное положение;
- 6) дисперсный – высокие скорости потока приводят к перемешиванию фаз и диспергированию одной фазы в другой (например, капель жидкости в газе или пузырьков газа в жидкости).

Анализ представленных схем показывает, что ориентация канала в пространстве не определяет разновидности режимов потока, а влияет лишь на границы их существования. Исключением является расслоенный режим, наблюдаемый в горизонтальных каналах при малых скоростях, характерных для труб диаметром более 15 мм. Исследования, в том числе работа [28] Д. Ховалыг, подтверждают, что в миниканалах ориентация также не влияет на характер двухфазного потока.

Хотя силы гравитации значимы при кипении в вертикальных каналах, при высоких скоростях потока или интенсивном теплообмене их роль снижается по сравнению с конвекцией и турбулентностью. В восходящем

потоке гравитация противодействует движению паровых пузырьков, увеличивая сопротивление, что влияет на их размер, скорость и теплообмен. Одновременно столкновение пузырьков с потоком жидкости приводит к их фрагментации и генерации новых центров парообразования.

Как показано в работе [30], форма и размеры каналов не отменяют общности основных режимов течения. Несмотря на противоречия в интерпретациях, в каналах разного проходного сечения (круглых, прямоугольных, треугольных) наблюдаются идентичные режимы: пузырьковый, снарядный и кольцевой. На границы между режимами существенно влияют условия ввода фаз, начальная скорость, форма и гидравлический диаметр канала, а при больших диаметрах – также и длина.

3.4.3. Диаграммы режимов течения

Из качественного описания структур двухфазных потоков очевидна принципиальная важность корректной идентификации режимов течения для расчета гидравлического сопротивления и теплообмена. Очевидно, что, например, моделирование пузырькового и дисперсно-кольцевого режимов требует принципиально различных математических моделей.

В настоящее время существует значительное количество методов определения границ между режимами, что, в свою очередь, свидетельствует об отсутствии единой общепринятой методики расчета. Наиболее распространенным подходом является использование двумерных диаграмм, на которых в определенной системе координат визуализируются области существования каждого режима. Выбор координатных осей варьируется у разных авторов и определяется конкретными условиями течения и свойствами теплоносителя.

В работе В.Ф. Шуршева и А.Н. Умерова [31] представлен обзор наиболее известных исследований режимов течения в горизонтальных трубах. Основной целью анализа являлось обобщение и согласование данных, представленных на различных диаграммах течения двухфазных потоков. Авторы подчеркивают, что понятие режима течения в значительной степени субъективно, что обуславливает надежную идентификацию режима по конкретной диаграмме только для условий соответствующего эксперимента. Вследствие этого, применительно к различным веществам (включая хладагенты), использование различных диаграмм может приводить к неоднозначным результатам идентификации режимов течения. В обзоре рассмотрены и проанализированы диаграммы течения, предложенные А.А. Малышевым, Bakerom, Ван Дер Ягтом, Mandhane, Тейтелем и Даклером, Soliman и Azerom, Бребером, Тандоном и другими исследователями.

Диаграмма режимов течения двухфазного потока, предложенная А.А. Малышевым и соавторами [32], построена в координатах числа Фруда Fr_0 и

истинного объемного паросодержания ϕ (рисунок). Данная диаграмма обобщает экспериментальные данные как самих авторов, полученные при кипении хладагента R12, так и результаты исследований J. Chawla (для хладагента R11) и Н.К. Varma (для хладагента R22).

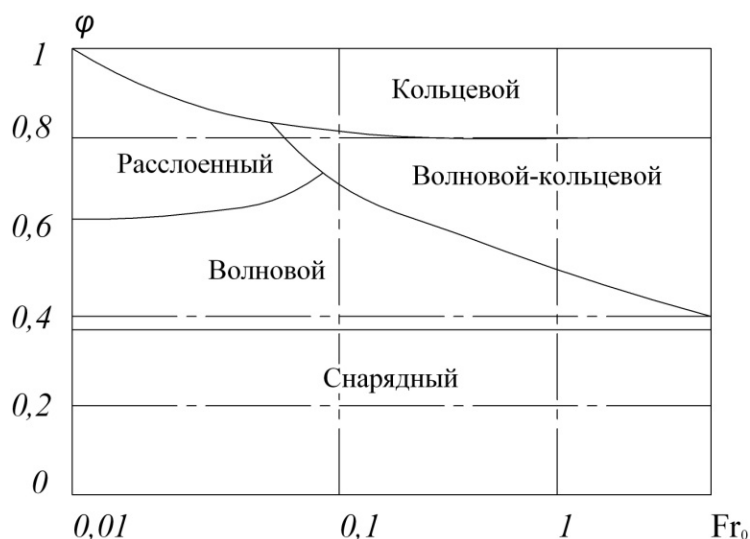


Рис. 3.13. Диаграмма А. А. Малышева и др.[32]

На диаграмме выделены следующие пять режимов течения холодильных агентов: снарядный, волновой, расслоенный, волновой-кольцевой, кольцевой. Граничные значения параметров, относящихся к диаграмме, приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1. Граничные условия диаграммы А. А. Малышева

Хладагент Параметр	R22 (А.А. Малышев)	R11 (J.Chawla)	R22 (Н.К.Varma)
Внутренний диаметр трубы, мм	6; 10	6...14	8
Температура насыщения, °С	-20...+20	+5	+6
Плотность тепловых потоков, кВт/м ²	2...20	—	—
Массовая скорость, кг/(с·м ²)	40...550	130...150	154...620
Массовое расходное паросодержание	0,005...0,9	—	—

Диаграмма О. Baker (рис. 3.14) [33], несмотря на то, что она была получена для воздушно-водяных потоков, остается классическим и актуальным инструментом для анализа режимов течения, в том числе и кипящих жидкостей. Диаграмма построена в координатах $w_{рп}/\lambda_v$ и $w_{рж}\lambda_v\psi_v/w_{рп}$, где $w_{рп}$ и $w_{рж}$ — поверхностные массовые скорости газообразной и жидкостной составляющих соответственно.

На диаграмме О.Вейкера выделены семь следующих режимов течения: вспененный, пузырьковый, снарядный, расслоенный, волновой, волновой с перемычками, дисперсно-кольцевой. Диаграмма подтверждается исследованиями N.P. Hand для водовоздушных и сурфактант-воздушных двухфазных потоков [39].

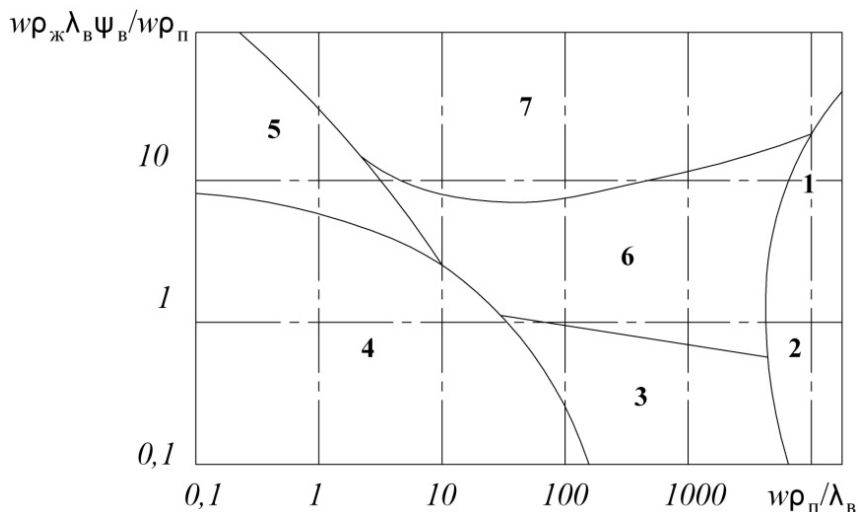


Рис. 3.14. Диаграмма О. Вейкера [33]:

1 – пенистый; 2 – пузырьковый; 3 – снарядный; 4 – расслоенный; 5 – волновой; 6 – волновой с перемычками; 7 – дисперсно-кольцевой

Коэффициенты λ_B и ψ_B рассчитываются следующим образом:

$$\lambda_B = \left[\left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{вод}}} \right) \cdot \left(\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{вод}}} \right) \right]^{1/2};$$

$$\psi_B = \left(\frac{\sigma_{\text{вод}}}{\sigma} \right) \cdot \left[\left(\frac{\mu_{\text{ж}}}{\mu_{\text{вод}}} \right) \cdot \left(\frac{\rho_{\text{вод}}}{\rho_{\text{ж}}} \right)^2 \right]^{1/3}.$$

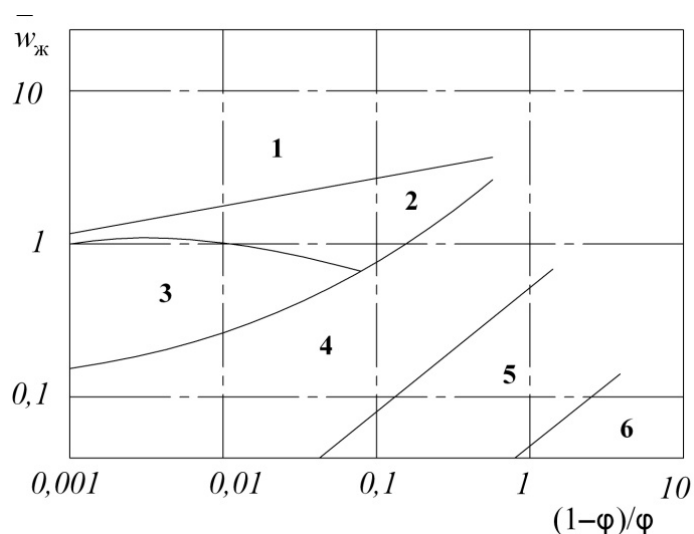


Рис. 3.15. Диаграмма Soliman и Azer [34]: 1 – дисперсный; 2 – кольцевой; 3 – полукольцевой; 4 – волновой; 5 – толчкообразный; 6 – снарядный

Диаграмма режимов течения, предложенная Н.М. Soliman и N.Z. Azer (рис. 3.15) [34], построена в координатах $(1 - \phi)/\phi$ и $\bar{w}_ж$. На ней выделены следующие режимы течения: дисперсный, полукольцевой, кольцевой, волновой, толчкообразный, снарядный.

Диаграмма режимов течения Бребера (рис. 3.16) [35] построена в координатах X_{tt} (параметр Мартинелли) и j_{π}^* (безразмерная скорость газа по Уоллису):

$$j_{\pi}^* = \frac{x \cdot w \rho}{[g \cdot D \cdot \rho_{\pi} \cdot (\rho_{ж} - \rho_{\pi})]^{1/2}};$$

$$X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \cdot \left(\frac{\rho_{\pi}}{\rho_{ж}}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\mu_{ж}}{\mu_{\pi}}\right),$$

где x – массовое расходное паросодержание, g – ускорение свободного падения; D – диаметр трубы. Диаграмма включает три зоны: дисперсный и кольцевой режимы; волновой режим; толчкообразный и снарядный режимы. На диаграмме выделены также переходные области между различными режимами. Диаграмма согласуется с опытными данными, полученными М. Е. Ewing, применительно к водовоздушной смеси.

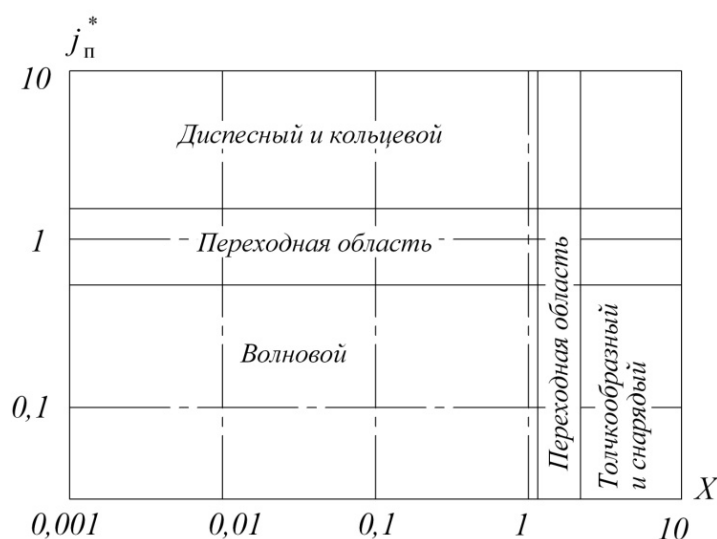


Рис. 3.16. Диаграмма режимов течения Бребера [35]

Диаграмма режимов течения, предложенная Тандоном и др., построена в координатах $(1 - \phi)/\phi$ и j_{π}^* . Диаграмма разбита на четыре зоны (рис. 3.17) [36]: дисперсный режим; кольцевой и полукольцевой режимы; волновой режим; толчкообразный режим. Данная диаграмма согласуется с экспериментальными данными, полученными Shao D.W. при конденсации чистых и азеотропных холодильных агентов R12, R22, R134a, R502.

Диаграмма режимов течения, предложенная ван дер Ягтом (рис. 3.18) [37], построена в координатах Φ и Ω . Коэффициенты Φ и Ω рассчитываются следующим образом:

$$\Phi = (Wb)^{1/3} \cdot \left(\frac{\nu_{\text{ж}}}{\nu_{\text{п}}}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{w_{\text{ж}}}{w_{\text{п}}}\right)^{1/3};$$

$$\Omega = (Fr)^{1/3} \cdot (Re_{\text{п}})^{1/3} \cdot \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}}\right)^{1/3},$$

где Fr – число Фруда; Wb – число Вебера; $Re_{\text{п}}$ – число Рельнольдса для газа; ν – коэффициент кинематической вязкости.

На диаграмме выделены следующие шесть режимов течения: кольцевой, волновой, волновой с перемычками, пузырьковый, снарядный, расслоенный.

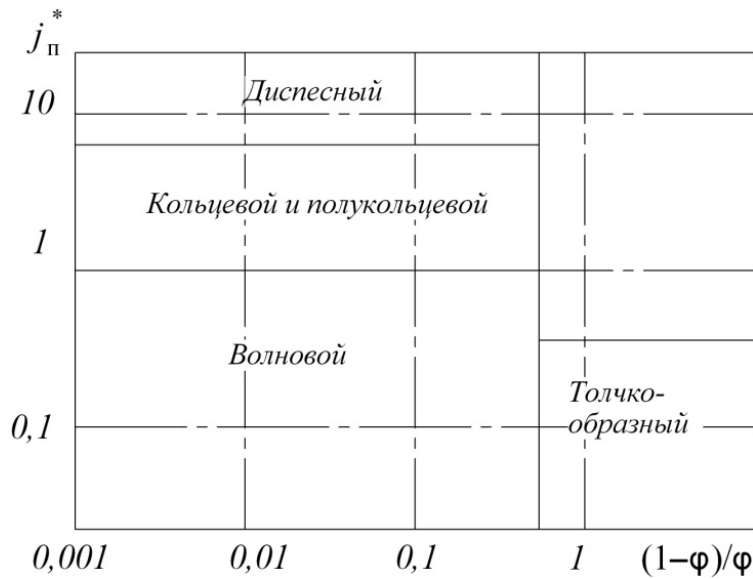


Рис. 3.17. Диаграмма режимов течения Тандона и др. [36]

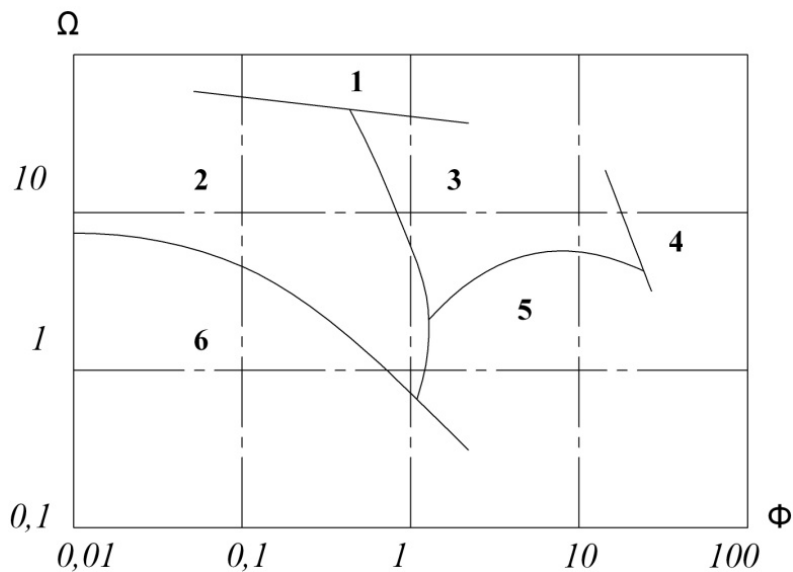


Рис. 3.18. Диаграммы режимов течения Ван дер Ягта [37]: 1 – кольцевой; 2 – волновой, 3 – волновой с перемычками, 4 – пузырьковый, 5 – снарядный, 6 – расслоенный.

Диаграмма режимов течения, предложенная Mandhane (рис. 3.19) [38], построена в координатах $j_{\text{ж}}$ (поверхностная скорость течения жидкостной составляющей) и $j_{\text{п}}$ (поверхностная скорость течения газообразной составляющей). На диаграмме выделены следующие шесть режимов течения: пузырьковый, пробковый, стержневой, кольцевой, волновой, расслоенный.

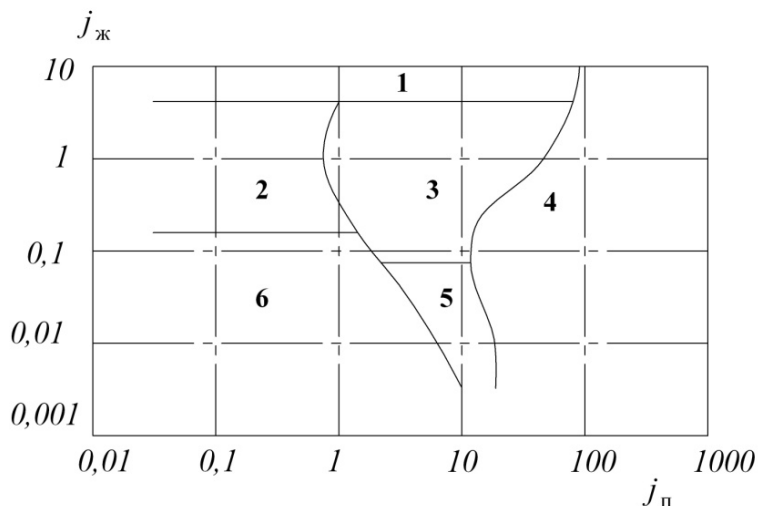


Рис. 3.19. Диаграмма режимов течения Mandhane et al. [38]: 1 – пузырьковый; 2 – пробковый; 3 – стержневой; 4 – кольцевой; 5 – волновой; 6 – расслоенный

Для диаграммы режимов течения также выделены условия по ее применимости (табл. 3.2).

Таблица 3.2. Граничные условия диаграммы Mandhane

Параметр	Диапазон значений
Внутренний диаметр трубы, мм	12,7...165,1
Плотность жидкости, кг/м ³	705...1 009
Плотность газа, кг/м ³	0,80...50,5
Коэффициент динамической вязкости жидкости, Па	$3 \cdot 10^{-4} \dots 9 \cdot 10^{-2}$
Коэффициент динамической вязкости газа, Па	$10^{-5} \dots 2 \cdot 10^{-5}$
Коэффициент поверхностного натяжения, Н/м $\times 10^{-3}$	24...103
Поверхностная скорость жидкости, м/с $\times 10^{-2}$	0,09...731
Поверхностная скорость газа, м/с	0,04...171

Обобщенная диаграмма режимов течения горизонтального двухфазного потока, предложенная Y. Taitel и A. E. Dukler [39], сочетает разделительные кривые, построенные в координатах безразмерных параметров. Диаграмма использует приведенную скорость газа и жидкости,

параметр Мартинелли, учитывающий соотношение сил вязкости, инерции и гравитации, а также угол наклона канала к горизонту.

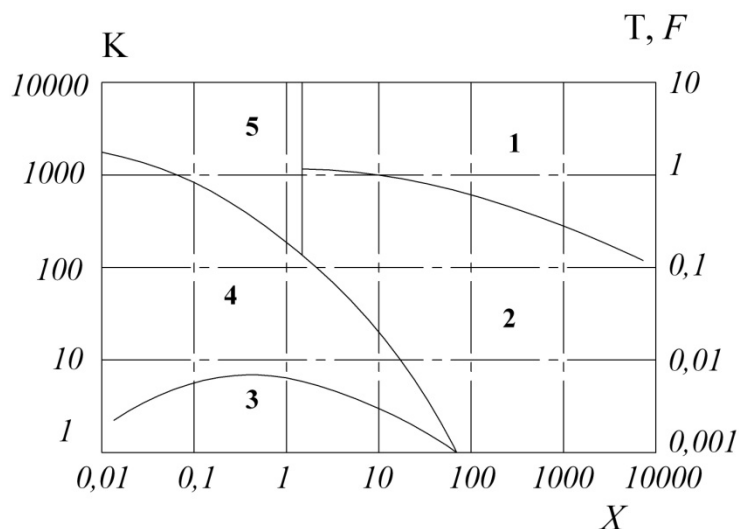


Рис. 3.20. Диаграмма режимов течения Тейтеля и Даклера [39]: 1 – пузырьковый; 2 – перемежающийся; 3 – расслоенный 4 — волновой; 5 — дисперсно-кольцевой жидкостный

Авторы [31] отмечают хорошее согласование диаграммы О. Baker для жидкостных потоков и недостающую согласованность с результатами экспериментов для хладагентов.

Диаграммы А. А. Малышева, Н.М. Soliman и N.Z. Azer интересны тем, что в них использовано истинное объемное паросодержание, что с физической точки зрения представляется наиболее обоснованным [31].

В диаграмме А. А. Малышева [32], кроме ϕ , используется критерий Фруда, рассчитанный по скорости циркуляции $Fr_0 = \frac{w_0^2}{g \cdot d}$, а в карте режимов Н.М. Soliman и N.Z. Azer – $\overline{w}_ж$ – средняя скорость жидкости.

Диаграммы А. А. Малышева и Н. М. Soliman неплохо согласуются между собой и обобщают опытные данные по хладагентам R12, R11, R22 и по свидетельству [26] – по R134a.

Из рассмотренных диаграмм режимов течения можно сделать вывод, что в целом ни одна из диаграмм не является универсальной и не может быть рекомендована для широкого диапазона режимных и геометрических параметров, а также для различных веществ. Построение такой диаграммы можно считать открытой задачей теплофизики.

Однако, основываясь на результатах обзора, можно констатировать, что стратегическим направлением в разработке научной методологии исследования и прогнозирования режимов является учет скольжения фаз и использование новых экспериментальных данных, полученных, в первую очередь, на каналах малых диаметров.

В дальнейшем подход получил развитие, и наиболее актуальной для условий холодильной техники можно считать карту (диаграмму), полученную в работе [26]. В нее входит большой массив данных, полученных учеными разных лет, обобщенных в [26]. Она обобщает экспериментальные данные по трубам с применением широко используемых рабочих веществ при массовой скорости $w_p = 50 \div 250 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ и температуре насыщения $t_0 = -20 \div 20 \text{ }^\circ\text{C}$, а также миниканалам с применением R134a и R410, при $w_p = 110 - 650 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ при $t_0 = -10 \div 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Диаграмма представлена на рисунке 3.21, она включает в себя два диапазона критерия Фруда Fr :

$Fr < 10^5$ – рабочий диапазон труб, $D_0 = 6 \div 20 \text{ мм}$;

$10^5 < Fr < 10^7$ – рабочий диапазон миниканалов, $D_h = 0,5 \div 1,6 \text{ мм}$.

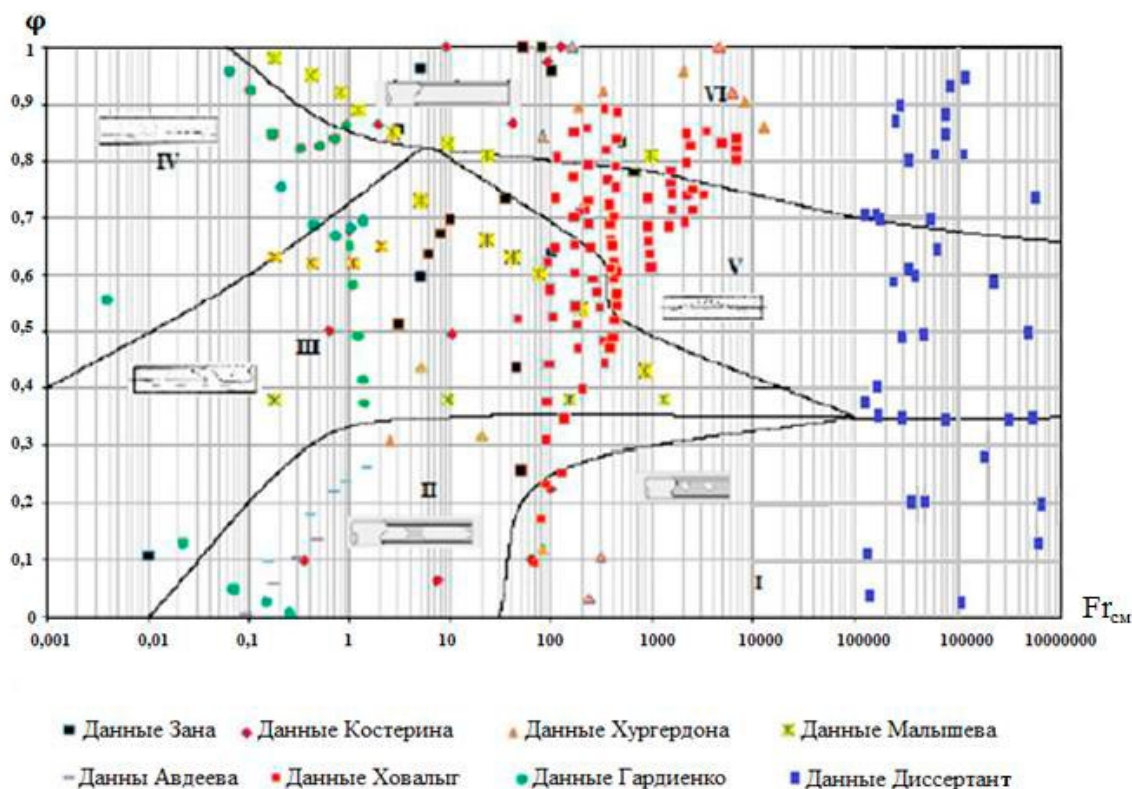


Рис. 3.21 – Обобщенная диаграмма двухфазных потоков в ограниченном пространстве: Режимы: I — пузырьковый, II — снарядный, III — волновой, IV — расслоенный, V — переходный, VI — кольцевой [26]

Контрольные вопросы

1. Что такое двухфазные потоки?
2. Какой вид имеет уравнение фазового перехода?
3. Какова природа движения под воздействием капиллярных сил?
4. Что такое тепловая труба?

5. Что такое модели гомогенного течения, раздельного течения и модель многоскоростного континуума?
6. Какой вид имеют основные уравнения двухфазных потоков?
7. Какие режимы имеют место при кипении в большом объеме?
8. Какие существуют этапы роста парового пузыря?
9. Какие характеристики используются при описании динамики роста парового пузыря?
10. Какие параметры относятся к расходным параметрам?
11. Что такое истинное паросодержание и что относится к истинным параметрам?
12. Какие существуют режимы двухфазных потоков в трубах и каналах?
13. Каков вид диаграммы режимов кипения, основанной на истинном паросодержании?

Глава IV. Теплообмен при кипении

Интенсивность теплоотдачи при кипении является ключевым фактором, определяющим эффективность испарителей и других аппаратов с фазовым переходом. Расчетные зависимости для коэффициента теплоотдачи и критических тепловых потоков при пузырьковом кипении в неограниченном объеме и в условиях вынужденного движения составляют основу проектирования теплообменного оборудования холодильных систем.

4.1. Теплообмен при кипении в неограниченном пространстве

В данном разделе рассматривается развитое пузырьковое кипение в соответствии с анализом физики процесса, представленного в главе III.

Установлено, что при условии, когда размер поверхности нагрева l , а также высота уровня жидкости H значительно превышают диаметр отрывного пузыря d_o ($l \gg d_o$, $H \gg d_o$), геометрические характеристики емкости, в которой осуществляется кипение, не оказывают существенного влияния на процесс парообразования и соответственно на теплообмен. Такой процесс принято называть *кипением в неограниченном пространстве* или *в большом объеме*.

Как следует из главы III, кипение в большом объеме бывает пузырьковым и пленочным. Переход от одного режима к другому именуется кризисом кипения, который характеризуется критическим тепловым потоком $q_{кр}$. [29]. Переход к пленочному кипению характеризуется резким снижением коэффициентов теплоотдачи, что при больших тепловых потоках носит кризисный характер.

В испарителях холодильных машин максимальные значения плотности теплового потока в 1,5–2 раза ниже критических значений, поэтому пленочное кипение в дальнейшем не рассматривается.

Качественная зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора Δt представлена на рисунке 4.1.

- Область I (участок 0–а): жидкость недогрета, паровые пузыри отсутствуют, теплота передается за счет свободной конвекции.
- Область II (участок а–б): неразвитое пузырьковое кипение, жидкость перегревается, происходит испарение со свободной поверхности.
- Область III (участок б–в): развитое пузырьковое кипение, активное слияние соседних паровых пузырьков в конгломераты, под которыми, наличие жидкой пленки на поверхности нагрева.
- Область IV (участок в–г): переход к пленочному кипению, при достижении $q = q_{кр}$ происходит резкий рост сухих участков на поверхности нагрева.

- Область V (участок г–д): пленочное кипение, образование сплошной паровой пленки на обогреваемой поверхности.
- Область VI (участок д–г): кризис кипения, теплоотдача путем излучения

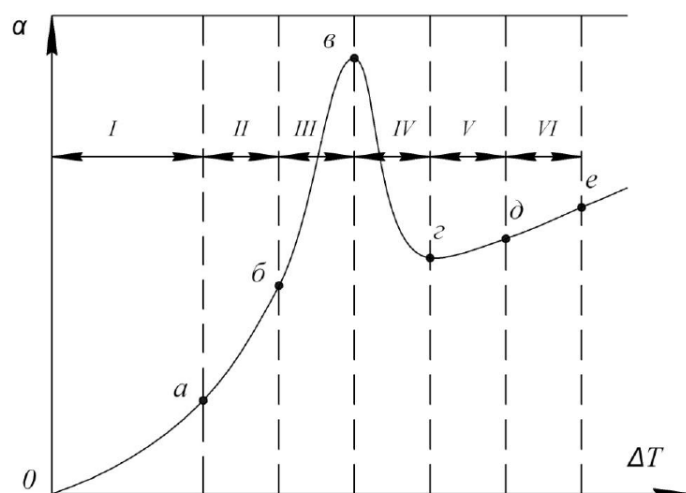


Рис 4.1. Режимы кипения в большом объеме [29]: I – свободная конвекция; II и III – пузырьковое кипение; IV и V – пленочное кипение; VI – теплоотдача излучением

Поскольку геометрические характеристики емкости, в котором происходит кипение в большом объеме, не оказывают влияние на теплообмен, в качестве определяющего размера вводится капиллярная постоянная δ , пропорциональная отрывному диаметру пузыря l_0 [10]:

$$\delta = l_0 = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (4.1)$$

Величина отрывного диаметра определяется через краевой угол θ по формуле

$$D_0 = 2R_0 = 0,0207\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (4.2)$$

В качестве определяющей скорости в процессах кипения применяют величину, определяемую соотношением

$$w_{\text{кип}} = \frac{q}{r\rho''}. \quad (4.3)$$

Определяющими критериями являются «пузырьковые» числа Рейнольдса Re_* , Пекле Pe_* и критерий давления K_p :

$$Re_* = \frac{w_{\text{кип}} l_0}{\nu'} = \frac{q}{r \rho'' \nu'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}, \quad (4.4)$$

$$Pe_* = \frac{w_{\text{кип}} l_0}{a'} = \frac{q}{r \rho'' a'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}, \quad (4.5)$$

$$K_p = \frac{\bar{p}}{\sqrt{\sigma g(\rho' - \rho'')}}. \quad (4.6)$$

Определяемым является модифицированный «пузырьковый» критерий Нуссельта:

$$Nu_* = \frac{\alpha l_0}{\lambda'} = \frac{\alpha}{\lambda'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (4.7)$$

Наиболее физически обоснованными и широко применяемыми в инженерной практике являются модели теплообмена при кипении в большом объеме, предложенные С. С. Кутателадзе, Г. Н. Кружилиным и Д. А. Лабунцовым.

Модель Г. Н. Кружилина рассматривает процесс кипения в условиях свободной конвекции при неизменных теплофизических свойствах жидкости. Система уравнений модели включает:

– уравнение движения

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \bar{w} \operatorname{grad}(w) = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad}(p) + \nu \nabla^2 \bar{w}.$$

– уравнение энергии

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \bar{w} \operatorname{grad}(t) = a \nabla^2 t.$$

– уравнение сплошности

$$\operatorname{div}(\bar{w}) = 0.$$

Указанные уравнения представляют собой известную систему уравнений конвективного теплообмена жидкой фазы в общем виде, которая была приведена в главе II.

Применительно к процессу парообразования на твердой поверхности они дополняются уравнениями, описывающими динамику парового пузыря:

• Уравнение движения парового пузыря

$$\frac{\pi}{6} d^3 g(\rho' - \rho'') = \frac{c\pi}{4} d^2 \frac{\rho'' u^2}{2}, \quad (4.8)$$

где, d – текущее значение диаметра пузыря, $u = w'' - w'$ – относительная скорость движения, c – коэффициент лобового сопротивления.

- Уравнение теплообмена на поверхности пузыря

$$-\int \lambda' \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0} dF = r \rho'' \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\pi d^3}{6} \right).$$

- Влияние центров парообразования на теплообмен

$$Z = f(d_0 R_{min}).$$

Используя теорию подобия в совокупности с условиями однозначности, получаем критериальное уравнение:

$$\frac{\alpha l_0}{\lambda'} = \Phi \left(\frac{v'}{a'}, \frac{R_{min}}{d_0}, \frac{c_p \Delta t}{r}, \frac{\rho'}{\rho''} \right). \quad (4.9)$$

Для практического использования предлагается модифицированное уравнение (4.9) [4]

$$Nu = 0,082 k_z^{0,33} k_q^{0,7} Pr^{-0,45}. \quad (4.10)$$

где

$$Nu = \frac{\alpha \delta}{\lambda'}; \quad k_z = \frac{R_{min}}{2\delta} \frac{c_p \Delta t}{r} \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{1}{2} R_{min} Ja = \frac{l_*}{\delta}; \quad k_q = \frac{q \delta}{\rho'' a' r l_*};$$

$$l_* = \frac{1}{2} R_{min} Ja.$$

В уравнении (4.10) k_z характеризует число действующих центров парообразования, а k_q – частоту отрыва паровых пузырьков в этих центрах; l_* – длина, пропорциональная минимальному радиусу пузырька, представленному в главе III.

Д. А. Лабунцов использовал физическую модель, основанную на гипотезе, что теплота от поверхности нагрева передается теплопроводностью к паровому зародышу через тонкий слой пристенной перегретой жидкости [11]. В результате была получена аналитическая зависимость:

$$\alpha = 0,075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \left(\frac{\lambda'^2}{v' \sigma T_H} \right)^{\frac{1}{3}} q^{\frac{2}{3}}. \quad (4.11)$$

В критериальной зависимости С. С. Кутателадзе в целом использованы общепринятые для кипения в большом объеме определяющие критерии (4.4)–(4.5). Для воды и жидкостей, близких к воде по свойствам, получена зависимость:

$$Nu_* = 7 \cdot 10^{-4} Re_*^{0,7} Pr^{0,35} K_p^{0,7}. \quad (4.12)$$

Из анализа и практической апробации рассмотренных классических уравнений следует:

- снижение минимального радиуса парового пузыря приводит к повышению коэффициента теплоотдачи при кипении жидкостей в большом объеме;
- создание искусственной шероховатости на теплопередающей поверхности является эффективным направлением интенсификации, поскольку величина $R_{\min}$ напрямую связана с наличием и размером активных центров парообразования. Однако классические уравнения не учитывают влияние такой шероховатости, что ограничивает их точность в практических расчетах для модифицированных поверхностей;
- понижение температуры кипения способствует росту коэффициента теплоотдачи в исследованном диапазоне физических свойств;
- теплоотдача при кипении в большом объеме обусловлена как условиями парообразования на поверхности теплообмена k_z , так и конвективной составляющей, определяемой подъемом пузыря в объеме перегретой жидкости.

Последнее обстоятельство выражается уравнением, связывающим величину общего теплового потока с пузырьковым кипением и конвективной составляющей:

$$q_{\text{общ}} = q_{\text{кип}} + q_{\text{конв}}. \quad (4.13)$$

- как свидетельствуют уравнения (4.10) и (4.11), (4.12) удовлетворительно описывают данные по кипению воды и аммиака, но приводят к значительным погрешностям по расчету теплоотдачи при кипении фреонов.
- уравнения (4.10), (4.11), (4.12) имеют большое методическое значение при анализе физических процессов при кипении в большом объеме.

Влияние свойств веществ и их связи с давлением насыщения наиболее точно описывается законом соответственных состояний В. М. Баришанского.

Закон соответственных состояний — это метод обобщения экспериментальных данных на основе теории термодинамического подобия. Его суть заключается в том, что для термодинамически подобных веществ (относящихся к одной группе, например, нормальные жидкости) безразмерные параметры состояния, выраженные через приведенные величины (отношение к критическим параметрам), подчиняются единой функциональной зависимости.

Результаты экспериментальных данных по теплообмену при кипении ряда жидкостей (вода, аммиак, фреоны и др.) обработаны в виде относительной зависимости $(\alpha/q^{0,7})_p/(\alpha/q^{0,7})_{p_*}$ от приведенного давления

$p/p_{кр}$. Зависимость, отложенная на оси ординат, представляет собой отношение величины $(\alpha/q^{0,7})_p$, полученной при рабочем давлении, к аналогичной величине $(\alpha/q^{0,7})_{p_*}$ полученной при некотором давлении $p_* = 0,03p_{кр}$. На оси абсцисс отложено отношение рабочего давления к критическому давлению.

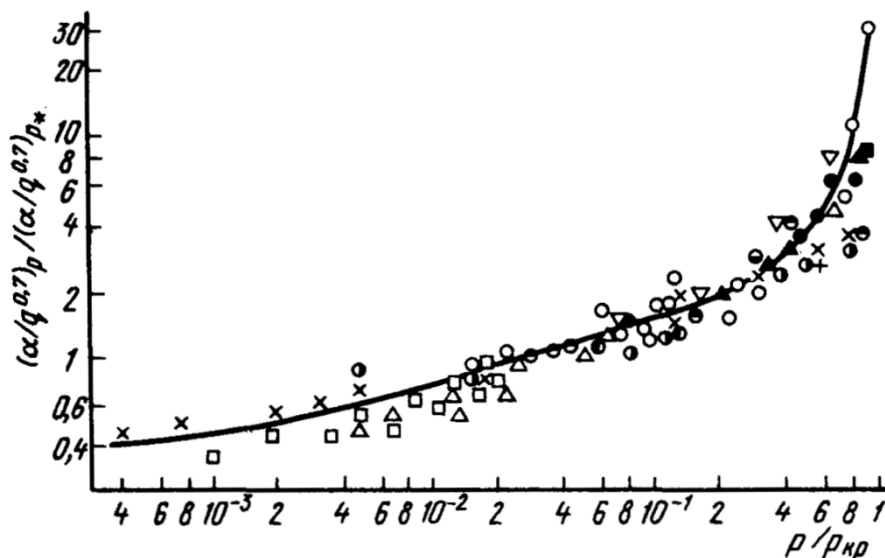


Рис. 4.2 Зависимость $(\alpha/q^{0,7})_p / (\alpha/q^{0,7})_{p_*}$ от приведенного давления $p/p_{кр}$

Рассмотрим подробнее метод термодинамического подобия.

Экспериментально установлено, что коэффициент теплоотдачи при кипении в большом объеме зависит от плотности теплового потока и давления. Влияние физических свойств жидкости может быть выражено функцией от ее критических параметров и молекулярной массы $\Phi(p_{кр}, T_{кр}, M)$. Влияние давления выражается функцией приведенного давления $F(\pi)$. Для термодинамически подобных веществ Φ и $F(\pi)$ одинаковы. Тогда зависимость для коэффициента теплоотдачи может быть представлена в виде:

$$\alpha = Aq^n \Phi(p_{кр}, T_{кр}, M) F(\pi). \quad (4.14)$$

Г. Н. Даниловой были обобщены экспериментальные данные по кипению фреонов с использованием теории термодинамического подобия и данные по шероховатости промышленных поверхностей теплообмена. Была получена зависимость [2]:

$$\alpha = C_0 f(\pi) q^{0,75} \left(\frac{R_z}{R_{z_0}} \right)^{0,2}, \quad (4.15)$$

$$C_0 = 550 p_{кр}^{1/4} T_{кр}^{-7/8} M^{-1/8}, \quad (4.16)$$

где $\pi = p_n/p_{кр}$; $p_{кр}$ – критическое давление, Па; $T_{кр}$ – критическая температура, К; p_n – давление насыщения, при котором происходит кипение, Па; M – молекулярная масса, г/моль; R_z – высота микронеровностей поверхности нагрева, мкм; $R_{z0} = 1$ мкм.

При $0,003 \leq \pi \leq 0,9$

$$f(\pi) = 0,14 + \pi \left(1,6 + \frac{0,4}{1 - \pi} \right). \quad (4.17)$$

Для аммиака в диапазоне температур кипения $-40 \div 20$ °С и зоне развитого кипения предлагается зависимость А. В. Куприяновой [2]:

$$\alpha_{рк} = 2,2(p_0 \cdot 10^{-5})^{0,21} q^{0,7}. \quad (4.18)$$

В области неразвитого кипения (рис 4.1, область II, участок а–б) в [2] рекомендуется формула

$$\alpha_{нр} = \alpha_{рк} \left[1 + \frac{\alpha_{рк}}{\alpha_{сд}} \right]^{0,5}, \quad (4.19)$$

где $\alpha_{рк}$ – коэффициент теплоотдачи для развитого кипения, вычисляемый по (4.15), $\alpha_{сд}$ – коэффициент теплоотдачи для области свободного движения (рис 4.1, область I, участок 0–а).

Для теплоотдачи в области свободного движения при $10^8 \geq (GrPr) \geq 3 \cdot 10^3$ рекомендуется формула

$$Nu = 0,21(GrPr)^{0,33}. \quad (4.20)$$

4.2. Теплообмен при кипении на пучке горизонтальных труб

В начале настоящей главы было дано определение процессу кипения в неограниченном пространстве (большом объеме) как *процессу, при котором размер поверхности нагрева, а также высота столба жидкости значительно превышает отрывной диаметр пузыря d_0 ($l \gg d_0$, $H \gg d_0$)*. Методически такая формулировка вполне обоснована с точки зрения удобства изучения механизмов парообразования и теплообмена на теплопередающей поверхности.

Однако соблюдение этих условий являются невыполнимыми в реальных конструкциях теплообменных аппаратов. В кожухотрубных испарителях кипение происходит на пучке труб. При разработке расчетных методик используются рассмотренные выше модели кипения в большом объеме, а влияние трубного пучка учитывается эмпирическими коэффициентами.

Каждый из рядов труб оказывается под воздействием парожидкостной смеси, образовавшейся на нижерасположенном ряду труб. Парожидкостной поток, поступающий на верхний ряд, оказывает, во-первых, турбулизующее

воздействие, увеличивая конвективную составляющую, а во-вторых, улучшает условие парообразования (уравнение 4.14) [13].

Кипение по высоте трубного пучка может быть разбито на отдельные зоны: свободной конвекции, неразвитого кипения, развитого кипения и возможно запаривания. Влияние рядности в основном проявляется в зонах свободного движения и неразвитого кипения, а в зоне развитого кипения теплоотдача определяется пузырьковым кипением, и закономерности в основном соответствуют кипению в большом объеме.

При развитом пузырьковом кипении восходящие потоки парожидкостной смеси прорывают пристенный слой жидкости, а паровые пузыри, поднимающиеся снизу вверх, служат дополнительными центрами парообразования.

На основании экспериментов при кипении аммиака на шестирядном пучке стальных труб диаметром $25 \times 2,5$ при $t_0 = -20 \div 10$ °C в [46] получено уравнение:

$$\alpha_{\text{п}} = 9q^{0,6}(p_0 \cdot 10^{-5})^{0,15}. \quad (4.21)$$

Для кипения на 18-рядном пучке медных труб при $t_0 = -37 \div 0$ °C получено аналогичное уравнение:

$$\alpha_{\text{п}} = 13,6q^{0,6}. \quad (4.22)$$

Влияние рядности при кипении фреонов на пучке гладких труб может быть приближенно оценено с помощью формулы:

$$\alpha_{\text{п}} = \alpha_{\text{рк}} \varepsilon_{\text{п}}. \quad (4.23)$$

Значения коэффициента, учитывающего рядность $\varepsilon_{\text{п}}$, может быть определено с помощью графика, представленного на рисунке 4.3 [2].

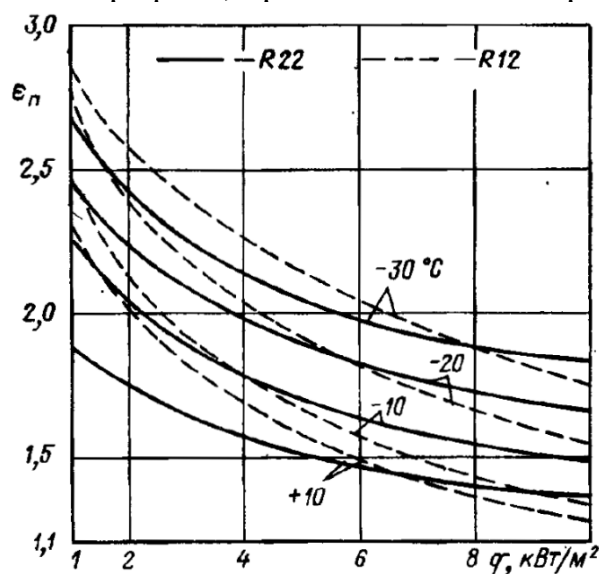


Рис. 4.3 Значение коэффициента рядности $\varepsilon_{\text{п}}$ для 30-рядного пучка труб [2]

Необходимо иметь в виду, что представленные в данной главе экспериментальные данные и эмпирические зависимости по кипению

хладагентов (за исключением аммиака) в основном получены для веществ, использование которых в настоящее время ограничено или запрещено экологическими нормами (таких как R12 и R22). Результаты исследований для современных, экологически безопасных хладагентов (например, R32, R1234yf, смесевых R448A, R449A и др.) в открытой литературе представлены в меньшем объеме и могут существенно отличаться, однако расчеты с их применением имеют методическую ценность.

С позиции интенсификации теплообмена важно рассмотреть влияние плотности трубного пучка (шага и взаимного расположения труб) на процесс кипения. В плотных пучках взаимодействие паровых пузырей, образующихся на соседних трубах, а также динамика подъема двухфазного потока существенно изменяют гидродинамику и, как следствие, интенсивность теплоотдачи по сравнению с одиночной трубой.

Ниже представлены расчетные уравнения для коэффициента теплоотдачи при кипении на пучках гладких труб с числом рядов $15 \div 20$ (4.24) и для кипения аммиака (4.25) [6].

$$\alpha_{\text{п}} = C_{\text{п}} q^{0,5} p_0^{0,25} \left(\frac{s}{d} \right)^{-0,45}, \quad (4.24)$$

где $C_{\text{п}} = 14,2$, для R12 и $C_{\text{п}} = 14,2$, для R22, s/d – относительный шаг пучка.

$$\alpha_{\text{п}} = 15 q^{0,6} \left(\frac{s}{d} \right)^{-0,45}, \quad (4.25)$$

Из анализа представленных формул следует, что уменьшение отношения s/d , приведет к увеличению коэффициентов теплоотдачи до 15%. Для более углубленного изучения вопросов теплообмена при кипении в большом объеме рекомендуются [4, 6], а для практических расчетов – [2].

4.3. Теплообмен при кипении в стесненном пространстве

Под кипением в стесненном пространстве подразумевается кипение в каналах различной формы и размеров: в трубах, щелевых каналах, миниканалах. В отличие от кипения в большом объеме, в этих случаях процесс парообразования в значительной степени зависит от геометрических характеристик, а именно от эквивалентного диаметра и протяженности канала.

Гидродинамические характеристики двухфазного потока в стесненном пространстве коренным образом отличаются от характеристик кипения в большом объеме. В первую очередь эти отличия заключаются в многообразии режимов внутриканального течения. Гидродинамические процессы и характеристики подробно рассмотрены в главе III.

Физический процесс кипения в стесненном пространстве отличается от кипения в неограниченном пространстве. Если передача теплоты при

кипении в большом объеме выражалась уравнением $q_{\text{общ}} = q_{\text{кип}} + q_{\text{конв}}$ (4.13), то при кипении в каналах эта зависимость приобретает вид

$$q = q_{\text{кип}} + q_{\text{конв}} + q_{\text{исп}}, \quad (4.26)$$

где $q_{\text{кип}}$ – составляющая пузырькового кипения на стенке канала; $q_{\text{конв}}$ – конвективная составляющая, в основном зависящая от вынужденного движения двухфазного потока; $q_{\text{исп}}$ – вклад переноса теплоты за счет испарения с поверхности пристенной пленки жидкости.

Влияние теплового потока $q_{\text{исп}}$ является определяющим при большой и четко выраженной поверхности раздела фаз.

Основными определяемыми параметрами для хладагентов, кипящих в каналах, служат коэффициент теплоотдачи α и гидравлическое сопротивление (перепад давления) Δp . Именно на основе этих величин выполняются конструктивные расчеты теплообменных аппаратов и осуществляется подбор оборудования. Соотношение между значениями α и Δp является ключевым при решении оптимизационных задач, направленных на поиск компромисса между эффективностью теплообмена и энергозатратами на прокачку теплоносителя.

Согласно современным теплофизическим представлениям, теплоотдача и потери давления в значительной степени связаны с режимами течения и истинными параметрами фаз. В отличие от однофазных потоков, в которых режимами течения являются в основном турбулентный и ламинарный (в ряде случаев переходный), в двухфазных потоках режимы определяются количественным соотношением пара и жидкости, а также характером взаимного распределения паровой и жидкостной фазы. Последнее связано с величиной и формой межфазовой поверхности раздела [29].

В данной главе изложены основы комплексного подхода теплогидродинамического расчета, включающего вычисления локального теплообмена, потерь давления и режимов течения на основе истинных параметров фаз. По мнению авторов, такой подход обеспечивает наиболее достоверный расчет параметров кипящих хладагентов в каналах различной формы. Теоретические основы комплексного подхода отражены в работах А. А. Малышева, О. С. Апицыной [29, 41, 47, 48].

4.3.1. Расчет средних коэффициентов теплоотдачи при кипении в горизонтальных трубах

Исследования средней по длине канала теплоотдачи при кипении проводились многими авторами применительно как к условиям энергетики, так и холодильной техники. Исходными данными при расчете средних коэффициентов теплоотдачи, помимо свойств рабочих веществ и диаметров

труб, являются скорости потока на входе в канал – скорость циркуляции w_0 либо массовая скорость $w\rho$.

На рисунке 4.4 представлена характерная зависимость при кипении хладагента R134a внутри горизонтальной трубы в зависимости от величины скорости циркуляции [82].

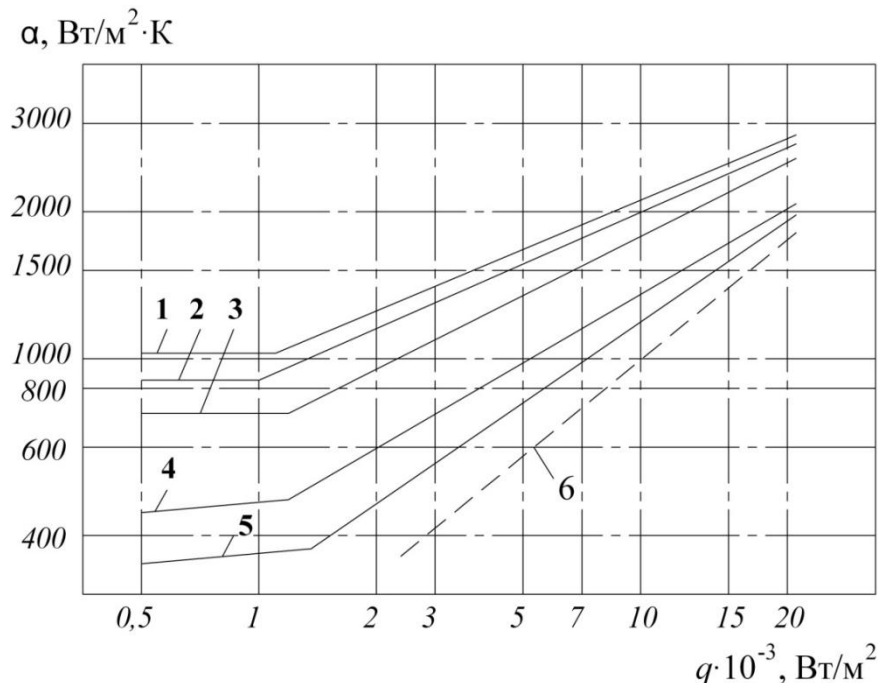


Рис. 4.4. Кипение R134a внутри горизонтальной трубы при $t_0 = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$

1 – $w_0 = 0,5\text{ м/с}$; 2 – $w_0 = 0,3\text{ м/с}$; 3 – $w_0 = 0,2\text{ м/с}$; 4 – $w_0 = 0,1\text{ м/с}$;
5 – $w_0 = 0,05\text{ м/с}$; 6 – кипение в большом объеме.

Очевидно, что во всем диапазоне плотностей теплового потока значения коэффициента теплоотдачи при внутритрубном кипении оказываются выше, чем при кипении в большом объеме. При этом коэффициент теплоотдачи при внутритрубном кипении растет с ростом скорости циркуляции. Это объясняется наличием конвективной составляющей в уравнении (4.26), интенсивность которой растет с увеличением скорости циркуляции.

Как свидетельствуют результаты исследований [2], для малых значений q (что наиболее характерно для холодильной техники) расчетная зависимость для средних значений α имеет вид:

$$\alpha = A \cdot q^{0,1 \div 0,2} \cdot w\rho^{0,4 \div 0,6}. \quad (4.27)$$

Для приближенных расчетов может быть рекомендована формула С. Н. Богданова для $q < 1500\text{ Вт/м}^2$:

$$\alpha = C \cdot q_{\text{вн}}^{0,15} \cdot (w\rho)^n, \quad (4.28)$$

где n – эмпирический коэффициент, зависящий от свойств веществ. Для R134a $C = 32$, $n = 0,47$; для R142 $C = 15$, $n = 0,57$.

При значениях q_F выше 2500 Вт/м^2 расчет следует вести по уравнению:

$$\alpha = A \cdot q_{\text{вн}}^{0,6} \cdot (w\rho)^{0,2} \cdot d^{-0,2}. \quad (4.29)$$

Более подробно инженерная методика расчета средних значений коэффициентов теплоотдачи при внутритрубном кипении хладагентов изложена в [29] или [49]. В частности, в [29] даны простые зависимости для расчета α_{cp} при кипении R134a и аммиака [81].

Приведенные эмпирические уравнения получены на вышедших из употребления фреонах. При использовании известных формул применительно к новым рабочим веществам необходима оценка различий их теплофизических свойств.

Формулы расчета среднего теплообмена в настоящее время представляют интерес в основном с позиции анализа методологии и могут быть использованы для прикидочных расчетов теплообменных аппаратов. Этот подход характерен для начальных этапов теплофизических исследований в области кипения в стесненном пространстве.

С позиции анализа физического смысла следует обратить внимание на следующее. В уравнении (4.27)–(4.29) значения показателей степени при q и $w\rho$ приняты постоянными.

При $q > 2500 \text{ Вт/м}^2$ (4.29) возрастает роль пузырькового кипения $q^{0,6}$, приближаясь к влиянию теплового потока при кипении в большом объеме (4.14), и ослабевает роль конвекции $w\rho^{0,2}$.

При значениях $q < 1,5 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ (4.28) теплообмен в основном определяется конвекцией, обусловленной скоростью на входе.

Очевидным недостатком рассмотренного метода средних α является принятие постоянными значений показателей степени при q и $w\rho$, что жестко привязывает расчетные значения α к условиям проведенных экспериментов. Методологически более интересной является методика расчета средних значений коэффициентов теплоотдачи, предложенная С. С. Кутателадзе [2]:

$$\alpha = \alpha_w \cdot \sqrt{1 + \frac{\alpha_{\text{б.о.}}}{\alpha_w}}, \quad (4.30)$$

где α_w – коэффициент теплоотдачи для однофазной конвекции жидкости, рассчитанный по известным формулам; $\alpha_{\text{б.о.}}$ – теплоотдача при кипении в большом объеме, при пузырьковом кипении.

Уравнение (4.30) учитывает совмещенное влияние двух составляющих конвекции и кипения. Формула отвечает требованиям так называемых «предельных переходов», когда рост влияния одной составляющей сопровождается снижением вклада другой. Такой подход в большей степени соответствует физической сущности происходящих процессов при внутритрубном кипении.

4.3.2. Расчет локальных коэффициентов теплоотдачи

Методики расчета локальной теплоотдачи, в отличие от ранее рассмотренных методик расчета $\alpha_{ср}$, связывают закономерности теплообмена с режимами течения и гидродинамическими характеристиками двухфазного потока. Следует обратить внимание, что плотность теплового потока и скорость на входе (4.28–4.30) характеристиками потока не являются. Это внешние параметры, входящие в условия однозначности.

Учет режимных параметров в уравнениях для расчета локальной теплоотдачи $\alpha_{лок}$ ведется с различной степенью приближения к действительному физическому процессу.

Общим признаком всех методик расчета локальных коэффициентов теплоотдачи является получение зависимости локальных значений $\alpha_{лок}$ от массового расходного паросодержания x или длины трубы l .

При этом необходимо задаться длиной труб l , чтобы исключить «запаривания» поверхности на выходе из испарителя, принять значения массового паросодержания x_2 на выходе из трубы.

Большинством авторов предлагаются расчетные зависимости для двух групп режимов течения: волнового и расслоенного (I группа), кольцевого (II группа). [29]. Для первой группы, как и для $\alpha_{ср}$, как правило, предлагается раздельный учет составляющих теплообмена при кипении: $\alpha_{б.о.}$ и конвекции $\alpha_{конв.}$

Следует отметить, что расслоенные и волновые режимы характерны для малых значений x и невысоких значений скорости w_0 .

Одними из основоположников методики расчета локальной теплоотдачи являются В. Розенов и Н. Чен [49–50]:

$$\alpha_q = 12 \cdot 10^{-4} \left[\frac{(\lambda')^{0,79} \cdot (c_p')^{0,45} \cdot (\rho')^{0,49}}{\sigma^{0,5} \cdot (\mu')^{0,3} \cdot r^{0,24} \cdot (\rho'')^{0,24}} \right] \cdot x \cdot \Delta t_0^{0,24} \cdot \Delta P_0^{0,75} \cdot S_c, \quad (4.31)$$

$$\alpha_w = 0,23 \frac{\lambda'}{d_0} \cdot \left[\frac{M \cdot (1-x)}{\mu'} \right]^{0,8} \cdot (Pr)^{0,4} \cdot F_c, \quad (4.32)$$

где: $F_c = f(X_{tt})$; $S_c = f \left[\frac{M \cdot (1-x)}{\mu'} \right] \cdot F_c$

Уравнения требуют дополнительной информации для расчета параметров модели Чена F_c и S_c .

Несколько иной принцип заложен в работах по расчету локальных значений коэффициентов теплоотдачи при кольцевом режиме (II группа режимов течения).

Подход С. Денглера [51] интересен тем, что в нем используется классический метод Мартинелли-Нельсона, предлагающий использование параметра X_{tt} :

$$\frac{\alpha}{\alpha_w} = 3,5 \cdot \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,5}, \quad (4.33)$$

где: $X_{tt} = [(1 - x)/x]^{0,9} \cdot (\rho''/\rho') \cdot (\mu'/\mu'')^{0,1}$

Расчету локальной теплоотдачи при кольцевом и дисперсно-кольцевом режимах посвящены работы В.М. Боришанского и А.А. Андриевского [52].

$$\alpha = \alpha_{рк} \cdot \sqrt{1 + A \left(\frac{\alpha_{60}}{\alpha_{рк}} \right)^2 \cdot \left(\frac{w_{см} \cdot r \cdot \rho'}{q} \right)^{3/2}}. \quad (4.34)$$

В уравнении (4.34) была использована интерполяционная зависимость С. С. Кутателадзе (4.30), которая благодаря введению безразмерного комплекса $(w_{см} \cdot r \cdot \rho')/q$ распространилась на кольцевой и дисперсно-кольцевой режимы.

Здесь необходимо отметить следующую особенность кольцевого и дисперсно-кольцевого течений [29]. В отличие от расслоенного и волнового течений, при которых теплоотдача в значительной степени определяется пузырьковым кипением на стенке (α_{60}), а конвективная составляющая в основном зависит от скорости жидкости ($w_0' \sim w_0$), при кольцевом течении доминирующую роль играет скорость пара, а пузырьковое кипение на поверхности труб подавляется.

Руководствуясь этими соображениями, авторы использовали $w_{см}$ в качестве определяющей величины конвективной составляющей. Уравнение В. М. Боришанского и А. А. Андреевского получено для пароводяных установок теплоэнергетики. Для этих случаев характерны высокие скорости (по сравнению с холодильной техникой) и значительно большие значения плотностей теплового потока. В этих условиях величина скорости смеси $w_{см}$ отличается от истинной скорости пара не более чем на 10 ÷ 15 %.

Для холодильной техники при массовых скоростях $w_p < 100$ кг/(с·м²) расхождение между истинной скоростью двухфазного потока и скоростью смеси, рассчитанной как сумма приведенных скоростей фаз (3.40), может быть весьма значительным. В ряде случаев, особенно при низких температурах кипения, это отличие может превышать 50% и более.

Интересно отметить также, что безразмерный комплекс $(w_{см} \cdot r \cdot \rho')/q$ рассматривается как отношение скорости парожидкостного потока в центре трубы ($w_{см}$ принимается равной w'') к скорости жидкости в пограничном слое, обусловленной динамикой образования паровых пузырей у стенки $(q \cdot r)/\rho'$.

Важнейшим свойством и неоспоримым преимуществом подхода В. М. Боришанского, А. А. Андриевского является то, что уравнения (4.30), как и (4.34), обладают свойствами предельных переходов от механизма

теплообмена при кольцевом режиме к механизму снарядного либо волнового режимов и от вынужденной конвекции без кипения (однофазный поток) к развитому кипению.

Рассмотренные выше результаты по расчету теплоотдачи при внутритрубном кипении, как правило, получены для условий теплоэнергетических установок, для которых характерны значения массовой скорости $w_r > 500 \text{ кг/(с·м}^2\text{)}$ и $q \approx 2 \div 10 \text{ кВт/м}^2$.

Кроме того, свойства воды как основного рабочего вещества энергетических установок существенно отличается от свойств холодильных агентов. Рассмотренные зависимости С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанского и А. А. Андриевского очень важны с методической точки зрения, но их прямое использование для условий холодильной техники приводит к значительным погрешностям.

В работах [13],[41], [47–48], [53–54] была разработана методология расчета локальной теплоотдачи, основанная на комплексном тепло-гидродинамическом подходе. В основу методологии заложена связь режимов течения, найденная с помощью истинного расходного паросодержания ϕ (диаграмма А. А. Малышева) и локальной теплоотдачи, вычисленной с применением истинных скоростей.

Вычисление коэффициентов теплоотдачи при снарядном, волновом и расслоенных режимах предлагается проводить по уравнению:

$$\alpha = 0,58 \cdot \left[\alpha' \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{6,0}}{\alpha'} \right)^2} \right] \cdot x^{-0,19}. \quad (4.35)$$

Для оценки величины α' , предлагается зависимость:

$$\alpha' = 0,023 \frac{\lambda'}{d'_{\text{ЭКВ}}} \cdot (\text{Re}')^{0,8} \cdot (\text{Pr}')^{0,43}, \quad (4.36)$$

где: $d'_{\text{ЭКВ}} = \sqrt{\frac{(1-\phi) \cdot f_{\text{сеч}}}{0,785}}.$

Характерно, что в качестве определяющей выбрана истинная скорость жидкости.

Расчет составляющей пузырькового кипения фреонов предлагается проводить по модифицированной формуле Г. Н. Даниловой:

$$\alpha_{60} = 5,5q^{0,75} \cdot \left[0,14 + \frac{P_0}{P_{\text{кр}}} \cdot \left(1,6 + \frac{0,4}{1 - \frac{P_0}{P_{\text{кр}}}} \right) \right] \quad (4.37)$$

В зависимость (4.35) входит величина массового расходного паросодержания x в степени $-0,19$. Это связано с тем, что при расслоенном и волновом режимах часть поверхности у верхней образующей трубы

контактирует с паром, что снижает среднюю по сечению трубы теплоотдачу (локальную по x).

Расчет теплоотдачи при кольцевом режиме предлагается проводить по методике В. М. Боришанского и А. А. Андриевского. При сохранении общих принципов, сформулированных этими учеными, в уравнении (4.38) используется истинная скорость пара [29]:

$$\alpha = \alpha_{wq} \sqrt{1 + 36,5 \cdot 10^{-9} \cdot \left(\frac{w'' \cdot r \cdot \rho'}{q} \right)^{1,5} \cdot \left(\frac{\alpha_{6.o.}}{\alpha_{wq}} \right)^2}, \quad (4.38)$$

где:

$$\alpha_{wq} = \alpha' \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{6.o.}}{\alpha'} \right)^2} \quad (4.39)$$

Зависимость (4.38) является развитием интерполяционной формулы С. С. Кутателадзе с использованием истинной скорости жидкости.

Как уже было отмечено, формула (4.38) обладает свойством предельных переходов от механизма пузырькового кипения к механизму конвекции. Зависимость (4.38) может быть рекомендована для расчета переходного и волнового-кольцевого режимов.

4.3.3. Теплообмен при кипении в щелевых каналах

Механизм передачи теплоты при внутриканальном кипении зависит от геометрии канала. В трубах диаметром $d > 6$ мм, характерных для низкотемпературной техники, вклад теплоты испарения из пленки $q_{исп}$ обычно пренебрежимо мал, и полное уравнение (4.26) сводится к упрощенному виду (4.13). В щелевых каналах испарение из жидкой пленки, напротив, оказывает доминирующее влияние на общий тепловой поток, поэтому для корректного описания процесса необходимо использовать общее уравнение (4.26).

Механизм пузырькового кипения на внутренней поверхности трубы характерен преимущественно для ее начальных участков. Механизм снарядного, пробкового и кольцевого течения в щелевых каналах коренным образом отличается от такового в круглых трубах.

В стесненном пространстве щелевого канала паровые пузыри, вырастая до размера щели, деформируются, интенсивно сливаются и быстро формируют плоские паровые образования, которые в дальнейшем объединяются в сплошной паровой стержень, отделенный от стенок лишь тонкой жидкой пленкой. Термическое сопротивление этой жидкостной пленки в щелевом канале существенно ниже, чем в трубе при аналогичных условиях.

Интенсивный рост пузырей в щелевом канале обусловлен эффективным испарением жидкости из перегретого пристенного слоя, с

которым пузыри контактируют практически всей своей поверхностью по мере движения вдоль канала. В отличие от кипения в трубах, где существенную роль играет пузырьковый механизм, в щелевом канале основной вклад в теплоперенос вносит испарение с поверхности жидкой пленки. Пузырьковое кипение подавляется на большей части длины канала. Ключевыми параметрами, определяющими интенсивность теплоотдачи, становятся средняя толщина жидкой пленки $\delta_{ст}$ и ее эффективная теплопроводность $\lambda_{ж.эф}$.

Такой механизм теплообмена свойственен для снарядного и кольцевого режимов. Участок пузырькового кипения на нижней части канала выполняет функцию своеобразного «парогенератора». В дальнейшем же рост парообразования обусловлен только испарением.

Наибольший интерес для анализа представляет локальная теплоотдача, поскольку именно в этом случае наиболее наглядно проявляется связь механизма теплообмена со структурой двухфазного потока [13] (рис. 4.5).

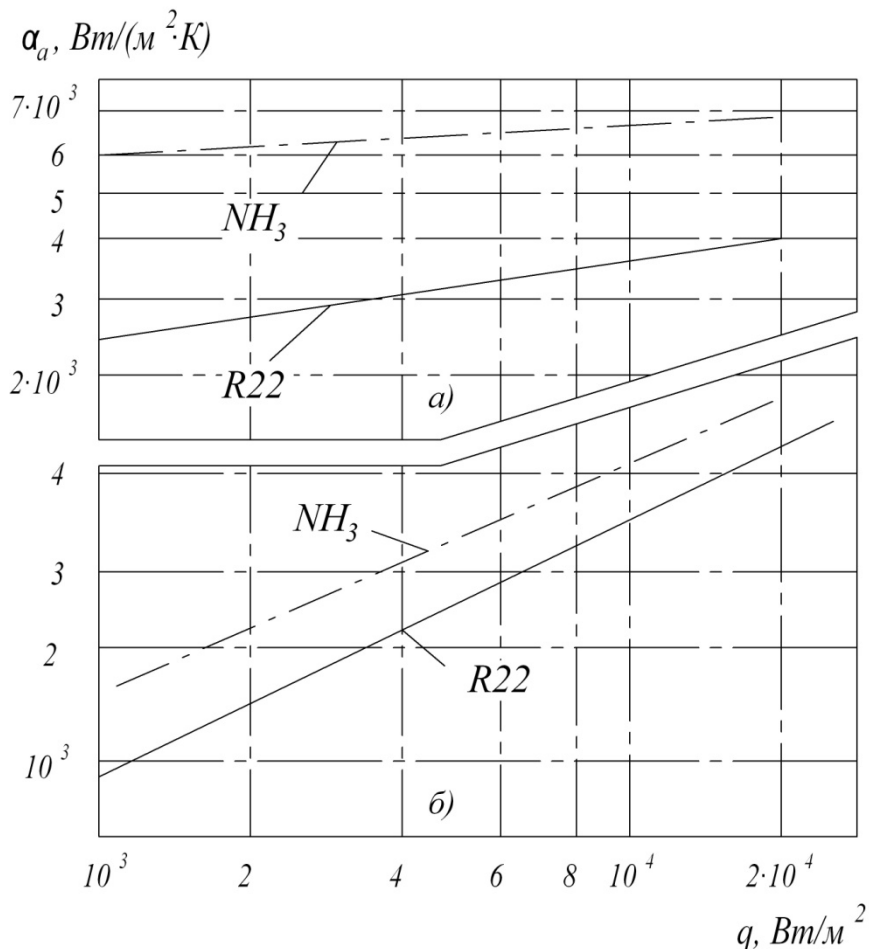


Рис. 4.5 Теплоотдача при кипении NH_3 ($\delta = 1,5$ мм) и $R22$ ($\delta = 1$ мм и 3 мм) в щелевых каналах пластинчатых испарителей (ИПЛ) для различных зон теплообмена: а – зона конвективного испарения; б – зона кипения

При пузырьковом режиме характер теплообмена близок к случаю кипения в большом объеме. Различна лишь степень влияния каждого из параметров. Так, при кипении в щелевом канале $\alpha \approx q^{0,4 \div 0,6}$ (рис. 4.5, б), а при кипении в большом объеме $\alpha \approx q^{0,7 \div 0,8}$. То, что показатель степени в щелевом канале несколько меньше, чем при кипении в неограниченном пространстве, объясняется влиянием конвективной составляющей, которая подавляет процесс парообразования на поверхности стенки.

В щелевых каналах при $d_{\text{экв}} < 2\text{--}6$ мм турбулизующее воздействие поднимающихся пузырей весьма значительно. Пузыри растут в объеме за счет испарения из пристенного слоя, внедряются в пограничный слой, разрушая его. В результате возрастает скорость парового потока, режим течения переходит от пузырькового к снарядному (вспененному) и кольцевому. Иначе говоря, с уменьшением $d_{\text{экв}}$ значительно увеличивается вклад $q_{\text{конв}}$ и $q_{\text{исп}}$ и снижается роль $q_{\text{кип}}$ из уравнения (4.26). При конвективном испарении, характерном для снарядного и кольцевого режимов, влияние q незначительно: $q^{0,1 \div 0,2}$ (рис. 4.5, а).

На рисунке 4.6 представлен характер зависимости локальных коэффициентов теплоотдачи, изменяющихся по высоте канала, выраженной в виде безразмерной величины h/H эквивалентен массовому расходу паросодержанию x .

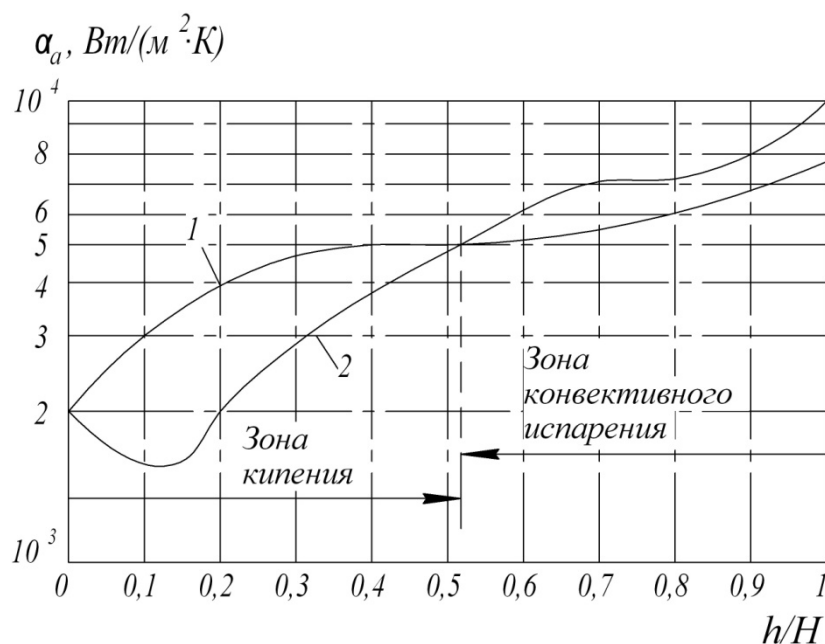


Рис. 4.6 Характер локальной теплоотдачи по высоте канала при кипении NH_3 для различных температур кипения ($\delta = 1,5$ мм, $H = 1,5$ мм, $q = 5 \cdot 10^3$ Вт/м²): 1 – $t_0 = -10^\circ\text{C}$; 2 – $t_0 = -30^\circ\text{C}$

Характер зависимости $\alpha_a = f(h/H)$ свидетельствует о различии механизмов теплообмена в зоне кипения (пузырьковый режим) и зоне конвективного испарения (снарядный, кольцевой режимы). Для пузырькового кипения теплоотдача растет с ростом температуры

насыщения. Это понятно, поскольку с ростом температуры возрастает число центров парообразования и усиливается турбулизация пограничного слоя (глава II).

Для зоны конвективного испарения механизм теплоотдачи коренным образом меняется. С понижением температуры насыщения теплоотдача возрастает. Это связано с тем, что с понижением T_0 увеличивается удельные объемы пара, а, следовательно, возрастает скорость парового потока, соответственно, усиливается конвективная составляющая потока, подавляющее пузырьковое пристенное кипение. Этот вывод согласуется с ранее сделанным заключением о степени влияния плотности теплового потока согласно рис. 4.5, а и 4.5, б.

Влияние скорости циркуляции w_0 на теплоотдачу в зонах с различным механизмом теплообмена можно проанализировать по данным, приведенным на рис. 4.7 [7].

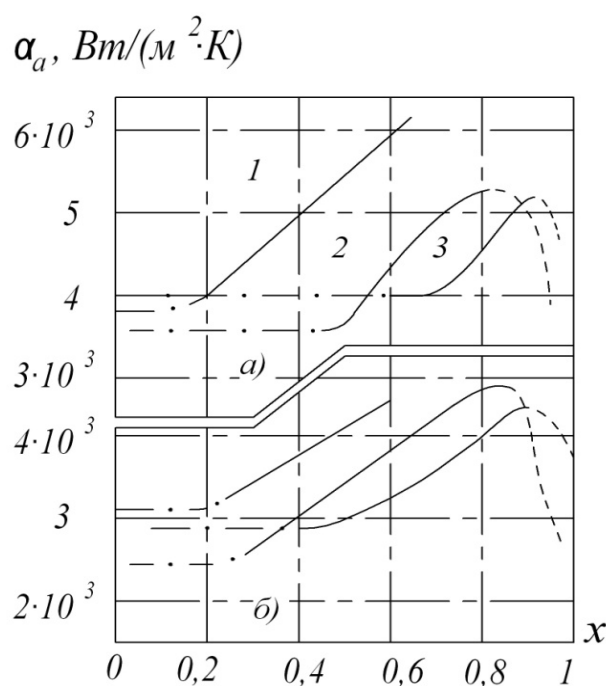


Рис. 4.7 Влияние массового паросодержания на локальную теплоотдачу при кипении R22 в плоском канале ($\delta = 1$ мм, $t_0 = 10$ °C): а – $q = 10^4$ Вт/м²; б – $q = 5 \cdot 10^3$ Вт/м²; 1 – $w_0 = 0,25$ м/с; 2 – $w_0 = 0,14$ м/с; 3 – $w_0 = 0,07$ м/с; 4 – $w_0 = 0,04$ м/с. - - - - зона кипения; — зона конвективного теплообмена; - - - - участок ухудшения теплообмена.

В зоне конвективного испарения рост скорости циркуляции при одинаковых значениях x приводит к росту локальных значений коэффициентов теплоотдачи. Это связано с тем, что большая скорость на входе в канал соответствует большим значениям скольжения ϕ и скорости парового ядра, которая в области конвективного испарения является определяющей.

В зоне пузырькового кипения взаимодействуют два фактора при увеличении w_0 . Во-первых, вынужденной конвекцией подавляется пузырьковое кипение. Иначе говоря, вклад $q_{\text{кип}}$ снижается. Одновременно с этим возрастает конвективная составляющая $q_{\text{конв}}$ в общем балансе теплообмена. В целом же очевидно, что с ростом w_0 зона поверхности кипения сокращается, уступая теплообменную поверхность конвективному кипению $q_{\text{исп}}$.

Для расчета теплоотдачи в щелевом канале пластинчатого испарителя рекомендуются зависимости [7]:

- для $0,025 < \text{Re}_* < 0,25$

$$\overline{\text{Nu}} = 3,0 \cdot (\text{Re}_0'')^{0,3} \cdot \text{Bo}^{0,33}; \quad (4.40)$$

- для $0,25 < \text{Re}_* < 2,5$

$$\overline{\text{Nu}} = 4,2 \cdot (\text{Re}_0'')^{0,3} \cdot \text{Bo}^{0,33} \cdot \text{Re}_*^{0,2}, \quad (4.41)$$

где

$$\overline{\text{Nu}} = \frac{\bar{\alpha}_a \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\lambda'}; \quad \text{Re}_0'' = \frac{w_0'' \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\nu''}; \quad \text{Bo} = \frac{g \cdot \rho' \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\sigma}; \quad \text{Re}_* = \frac{q \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{(r \cdot \rho' \cdot \nu')};$$

$$w_0'' = w_{\text{см}} \cdot \beta; \quad w_{\text{см}} = w_0 \left\{ 1 + \bar{x} \left[\left(\frac{\rho'}{\rho''} \right) - 1 \right] \right\}; \quad \beta = \frac{1}{\left\{ 1 + \left[\frac{(1 - \bar{x})}{\bar{x}} \right] \cdot \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right) \right\}};$$

$$\bar{x} = \frac{(x_{\text{вх}} + x_{\text{вых}})}{2}; \quad x_{\text{вых}} = x_{\text{вх}} + \frac{4q \cdot H}{(\rho \cdot w_0 \cdot \rho' \cdot d_{\text{ЭКВ}})}$$

Уравнения включают расходные параметры, т.е. не учитывают скольжение фаз и дают возможность рассчитать только средние значения α_a не связывая их с режимами течения. Эти формулы получены для $q = (10^3 \div 2 \cdot 10^4) \text{ Вт/м}^2$, при $w_0 = 0,01 \div 0,7 \text{ м/с}$ и $H = 0,4 \div 0,8$.

С учетом изложенного следует отметить, что полученные значения коэффициентов теплоотдачи при использовании в условиях, отличных от исходных экспериментальных, следует рассматривать как приближенные и требующие дополнительного обоснования или уточнения.

Важным ограничивающим фактором является то, что данные уравнения получены для хладагентов R12 и R22, которые в настоящее время признаны экологически опасными и поэтапно выводятся из эксплуатации. Надежные экспериментальные данные для широко применяемого сегодня хладагента R134a, а также для современных смесей (таких как R448A, R449A и др.), в доступных авторам источниках отсутствуют.

Тем не менее, учитывая близость теплофизических свойств, в частности, R134a и R12, зависимости (4.40) и (4.41) могут быть использованы для ориентировочного (прикидочного) расчета в первом

приближении, с обязательной последующей проверкой результатов по более актуальным источникам или корреляциям.

Этот вариант делает акцент на предварительном характере расчетов и призывает к осторожности при использовании устаревших данных.

При кипении аммиака в плоском щелевом канале в первом приближении могут быть рекомендованы зависимости, полученные в [7]:

$$\overline{Nu} = 0,43 \cdot Re_*^{0,45} \cdot Pr'^{0,69} \cdot Kp^{0,3} \cdot [(\rho' - \rho'') - 1], \quad (4.42)$$

где

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha}_a \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\lambda'}; Re_* = \frac{q \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{(r \cdot \rho' \cdot \nu')}; Kp = \frac{P_0 \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\sigma}$$

В размерном виде уравнение 4.42 имеет вид:

$$\bar{\alpha}_a = (20,3 + 0,03t_0) \cdot q^{0,45} \cdot d_{\text{ЭКВ}}^{-0,24} \quad (4.43)$$

При работе испарителей в составе холодильной машины появляется ряд специфических особенностей, оказывающих влияние на их эффективность [2]. Наиболее существенное воздействие на тепло-гидродинамические характеристики двухфазного потока оказывает присутствие масла в хладагенте.

В аммиачных испарителях, где масло, как правило, не растворяется в хладагенте, происходит замасливание поверхности теплообмена. Образующийся масляный слой создает значительное дополнительное термическое сопротивление, что приводит к резкому снижению коэффициента теплоотдачи. Согласно данным [2], при кипении чистого аммиака средние коэффициенты теплоотдачи могут в 3–5 раз превышать значения, полученные в присутствии масла. Отметим, что в последние годы ведутся разработки по созданию масел, растворимых в аммиаке, однако данные о тепло-гидродинамических характеристиках таких смесей в открытой литературе пока ограничены.

При кипении фреоно-масляных смесей степень негативного влияния на теплообмен зависит, в первую очередь, от концентрации масла в хладагенте. Экспериментальная зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от концентрации масла представлена на рисунке 4.8.

Во всем исследованном диапазоне плотностей теплового потока, при значениях концентрации масла $\xi < 5\%$ теплоотдача фреоно-масляной смеси выше, чем чистого хладагента. Так, при $\xi = 5\% \rightarrow \alpha_{\text{см}}/\alpha_{\text{чист}} \approx 1,75$. Во-первых, это связано с переходом от поверхностного пузырькового кипения к вспененному режиму, при котором значительная часть теплоты отводится испарением на границе раздела фаз. Во-вторых, образование пены способствует турбулизации потока и соответственно интенсификация теплообмена.

По мере движения двухфазного потока по высоте канала концентрация масла увеличивается и ухудшаются условия парообразования, следовательно, теплоотдача снижается. При значении $\xi > 35\%$ при всех значениях q коэффициенты теплоотдачи фреоно-масляных смесей оказываются ниже, чем чистого хладагента.

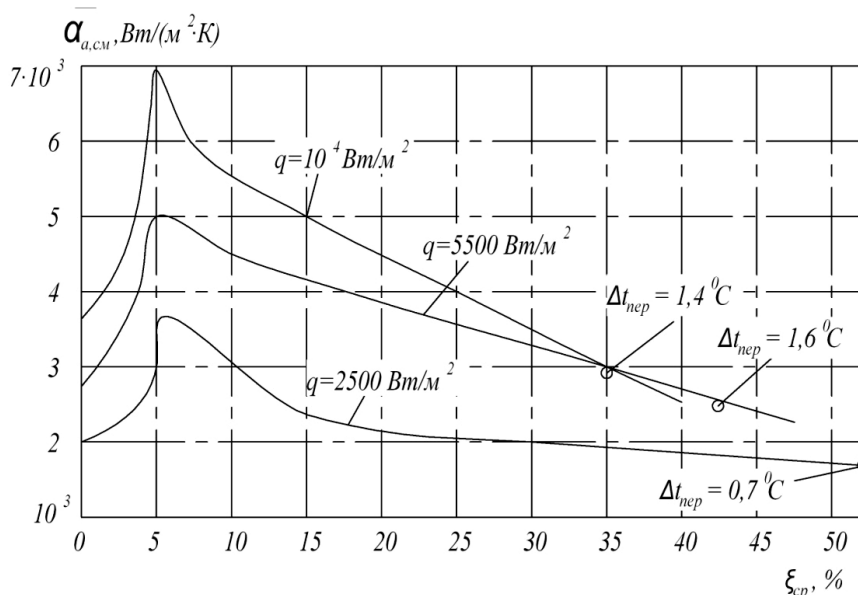


Рис. 4.8 Влияние примеси масла на теплоотдачу R22 при кипении в ленточно-поточном канале при $t_0 = -10\text{ °C}$

Практически в пластинчатых испарителях режим работы близок к полному испарению жидкости. Влияние масла на теплоотдачу в целом носит негативный характер.

4.3.4. Теплообмен при кипении хладагента R134a в микканале

В [27] приведены соотношения для расчета локальной теплоотдачи при кипении R134a в плоском канале $D_h = 538\text{ }\mu\text{m}$.

Для $x < 0,1$:

$$\alpha = 1,55 \cdot \text{Re}_{\text{ж}}^{0,15} \cdot \text{Co}^{0,85} \cdot \text{Pr}_{\text{ж}}^{0,4} \cdot \text{Bo}^{0,01} \cdot \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0,01} \cdot \frac{1}{(1-x)^{3,2}} \cdot \frac{\lambda_{\text{ж}}}{D_h}. \quad (4.44)$$

Для $0,1 < x < 0,5$:

$$\alpha = 1,13 \cdot \text{Re}_{\text{ж}}^{0,23} \cdot \text{Co}^{0,85} \cdot \text{Pr}_{\text{ж}}^{0,4} \cdot \text{Bo}^{0,01} \cdot \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0,1} \cdot \frac{1}{(1-x)^{0,84}} \cdot \frac{\lambda_{\text{ж}}}{D_h}. \quad (4.45)$$

C_0 – параметр стесненности, безразмерная величина, характеризующая влияние капиллярных сил и геометрии канала на структуру потока:

$$Co = \frac{1}{D_h} \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}.$$

$Ео$ – критерий Этвеша, безразмерная величина, выражающая отношение гравитационных сил к силам поверхностного натяжения для пузыря или капли характерного размера.

$$Ео = \frac{g(\rho' - \rho'') \cdot D_h^2}{8 \cdot \sigma}$$

Здесь величины критериев $Re_{ж}$ и $Pr_{ж}$ определяются по физическим свойствам насыщенной жидкости. Приведенные расчетные зависимости связаны с режимами течения. Так, при $x < 0,1$ основным режимом является пузырьковый, а при $x = 0,1 \div 0,5$ – кольцевой.

Следует отметить, что при малых значениях x в уравнении (4.45) присутствует величина критерия кипения Bo . Это свидетельствует о том, что при пузырьковом режиме плотность теплового потока оказывает некоторое влияние на теплообмен, правда, в очень небольшой степени $q^{0,01}$. При больших значениях x доминирует механизм конвективного испарения, при котором коэффициент теплоотдачи расчет с утонением пристенной пленки жидкости. Интересен коэффициент стесненности Co , который учитывает влияние и геометрического параметра и соотношение коэффициента поверхностного натяжения и сил гравитации.

4.3.5. Комплексная модель кипения в каналах различных форм

Для детального исследования теплообмена при кипении жидкости в каналах (трубах, щелях) наиболее эффективным считается комплексный метод. Его главное преимущество – использование истинных параметров потока, что позволяет:

- анализировать локальный теплообмен в разных сечениях канала;
- определять режимы течения двухфазной смеси;
- получать точные тепло-гидродинамические характеристики в процессе парообразования.

Такой подход полезен для инженерных расчетов, анализа и оптимизации систем с кипящими потоками (испарителей, котлов), так как практически не имеет ограничений по диапазону температур, давлений и геометрии каналов.

Физическая основа метода и комплексный подход включают три ключевых шага:

- 1) Изучение относительного движения фаз (пара и жидкости).
- 2) Определение режима течения на основе реальных характеристик фаз.

3) Расчет интенсивности теплообмена через поиск локального конвективного теплообмена с учетом истинных скоростей фаз.

Ключевым инструментом для реализации этого подхода является карта режимов течения, которая позволяет определить структуру двухфазного потока (более подробно карта рассматривалась в главе III, рис. 3.1).

Использование истинных параметров (таких как φ , реальные скорости и температуры фаз) вместо усредненных дает более полное и точное понимание физики процесса. Это позволяет учесть реальные условия: изменение параметров по длине канала, свойства хладагента и его геометрию.

Данный подход, получивший дальнейшее развитие в работах [26, 55], остается актуальным и перспективным направлением для моделирования кипения, особенно в стесненных пространствах (миниканалах и щелях), где традиционные методы часто дают значительные погрешности.

Модель, предлагаемая в работе [55], разработана для расчета тепло-гидродинамических характеристик при кипении хладагентов в условиях вынужденного движения нестационарного парожидкостного потока. Она учитывает:

- изменение теплофизических и гидродинамических параметров в каждом из последовательных участков канала;
- все составляющие теплового потока, входящие в (4.26);
- нестационарную по времени составляющую, позволяющую оценить динамику кипящей жидкости.

В качестве основных исследуемых форм были выбраны каналы круглого сечения с внутренним диаметром $D_{\text{вн}}$, равным 4–20 мм, и каналы прямоугольного сечения с размером щелевого зазора $D_{\text{щ}}$, равным 1,5–2,5 мм (рисунок 4.9 а и б).

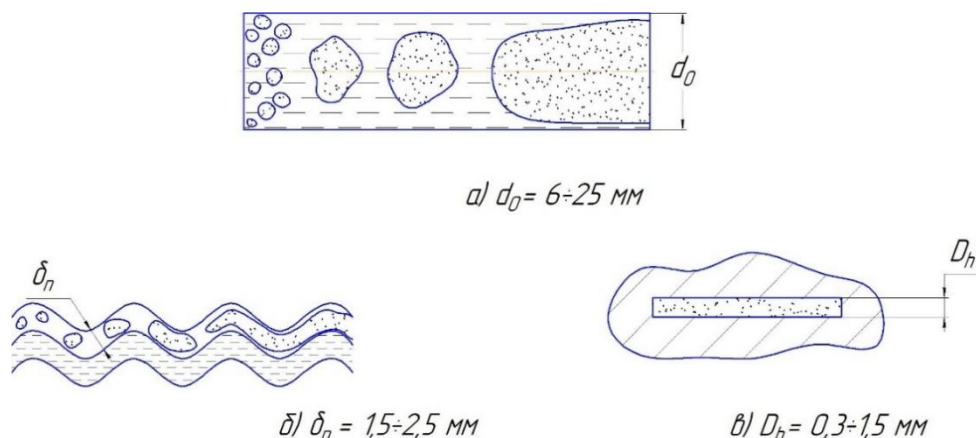


Рис. 4.9 Внутриканальное кипение в аппаратах различных типов:
а) кипение в трубе; б) кипение в щелевом канале; в) кипение в миниканале

В основании модели лежат три уже подробно рассмотренных уравнения:

- 1) одномерное дифференциальное уравнение сохранения массы (уравнение неразрывности), утверждающее неизменность массы вещества во времени и пространстве;
- 2) одномерное нестационарное уравнение энергии;
- 3) уравнение теплопередачи от потока к окружающей среде.

Для реализации поставленной задачи длина канала разбивается на бесконечно малые равные участки от $i = 1$ до $i = n$ с помощью сечений от $j = 1$ до $j = n + 1$. Количество участков $n = L/dz$, где L – длина канала, а dz – длина участка. Объем каждого бесконечно малого элемента равен dV . Строение канала представлено на рисунке 4.10.

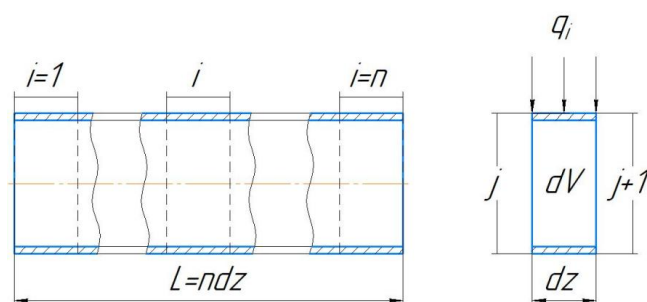


Рис. 4.10. Строение канала в разрезе

Объем паровой фазы в каждом элементе канала определяется истинным паросодержанием ϕ и равен ϕdV . Для численного решения дифференциальных уравнений нестационарного течения кипящего потока используется метод конечных объемов, который заменяет бесконечно малые участки на конечные отрезки длиной Δz .

В основу модели положен кольцевой режим течения как базовая структура двухфазного потока, что обеспечивает принцип изоморфного преобразования. В этом режиме пар движется в ядре канала, а жидкость – в виде пленки у стенок. Для учета реальной гидродинамики поверхность раздела фаз уточняется в соответствии с фактическим режимом течения, наблюдаемым в канале. Расчет проводится по приведенным радиусам паровой фазы, характерным для кольцевой структуры, и вычисляется как объем усеченного конуса между соседними сечениями, но сама граница раздела фаз моделируется в соответствии с реальной картиной течения:

$$V_{g,i} = \frac{1}{3} \pi (R_{g,j+1}^2 + R_{g,j} R_{g,j+1} + R_{g,j}^2) \Delta z,$$

а весь оставшийся объем занимает жидкость:

$$V_{l,i} = V - V_{g,i}.$$

В уравнение материального баланса заложено следующее положение: общее количество пара в i -м элементе канала равно сумме количества пара,

образовавшегося за время $\Delta\tau$ в этом элементе в результате испарения, и пара, поступившего из предшествовавшего элемента $(i-1)$, за вычетом количества пара, уносимого в следующий элемент. В результате суммирования объемов пара увеличивается паросодержание и может измениться режим течения.

$$\Delta V_{g,i} = G_{g,j}\Delta\tau + \Delta V_{g,iv} - G_{g,j+1}\Delta\tau,$$

$$\Delta V_{l,i} = G_{l,j}\Delta\tau - \Delta V_{l,iv} - G_{l,j+1}\Delta\tau.$$

Переходя к конечным величинам, уравнение теплового баланса включает в себя три составляющие. Теплота Q_i , полученная i -м участком за время $\Delta\tau$, в общем случае расходуется на нагрев $Q_{l,i}$ и испарение Q_{iv} жидкости, а также перегрев $Q_{g,i}$ пара:

$$Q_i = Q_{l,i} + Q_{i,v} + Q_{g,i}.$$

Уравнение теплопередачи от потока к окружающей среде, в роли которой выступает внешний хладоноситель, в конечных величинах имеет вид

$$Q_{s,i} = (t_{s,i} - \bar{t}_{p,i}) \left(\alpha_{s,i}^{-1} + \frac{\delta}{\lambda_p} \frac{F_{out}}{F_{in}} \right)^{-1}.$$

В рамках теплового баланса должно соблюдаться условие

$$Q_i = Q_{s,i}.$$

Для вычисления истинного объемного паросодержания в каналах круглой формы на выходе из i -го элемента в сечении $j+1$ используется выражение, основанное на соотношении инерционных сил, а также сил внутреннего взаимодействия потока:

$$\varphi_{j+1} = \beta_{j+1} - 0,06\beta_{j+1}(1 - \beta_{j+1})^{0,5} \left[\frac{Fr_{j+1}}{Re_{m,j+1}} \right]^{-0,23} \cdot (p_0 p_c^{-1})^{-0,15}.$$

В случае исследования щелевых и миниканалов предлагается использовать уравнение

$$\varphi_{j+1} = \left[1 + \left(X_{j+1} + \frac{1}{We_{j+1}^{-1,3}} \right) \cdot \left(\frac{\rho'_i}{\rho''_i} \right)^{0,9} \right]^{-0,06}.$$

При определении границ режимов течения кипящей жидкости применяется модифицированная карта режимов течения (рис. 4.11). Переход от одного режима течения двухфазной смеси к другому в соответствии с конкретной картой режимов течения при известных φ и Fr_m рассчитывается путем аппроксимации зависимостей смены режимов течения.

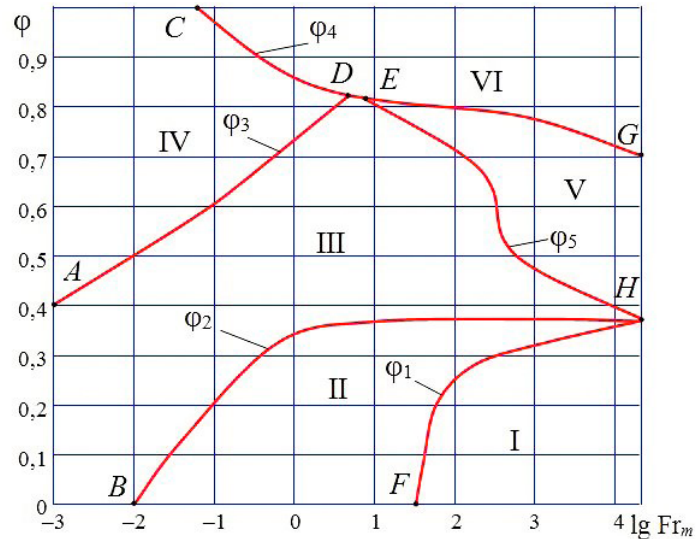


Рис. 4.11 Карта режимов течения (кипения) R134a, R12, R22, NH3 в канале:

I — пузырьковый; II — снарядный; III — волновой; IV — расслоенный;
V — переходный; VI — кольцевой

Площадь межфазовой поверхности и гидравлический радиус паровых пузырей определяется с помощью геометрической интерпретации режимов (рис. 4.12). Представленная модель учитывает все основные простые геометрические формы паросодержания, соответствующие как горизонтальному, так и вертикальному расположению канала.

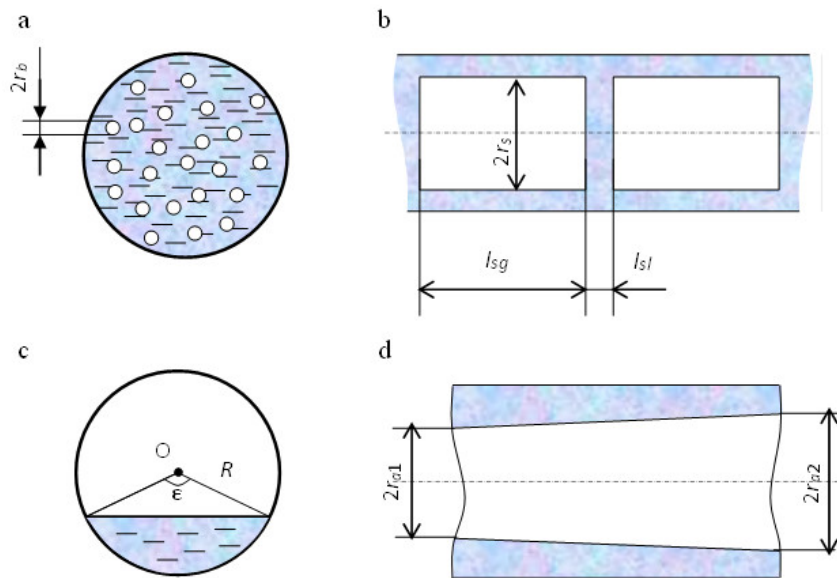


Рис. 4.12. Режимы течения двухфазного потока: пузырьковый (a); снарядный (b); расслоенный (c); кольцевой (d)

Дополнительно вычисляются основные параметры, характеризующие динамику потока. Температура пара на выходе из элемента t_{j+1} находится по уравнению состояния на линии насыщения в зависимости от давления:

$$p_{j+1} = p_j - \Delta p_i.$$

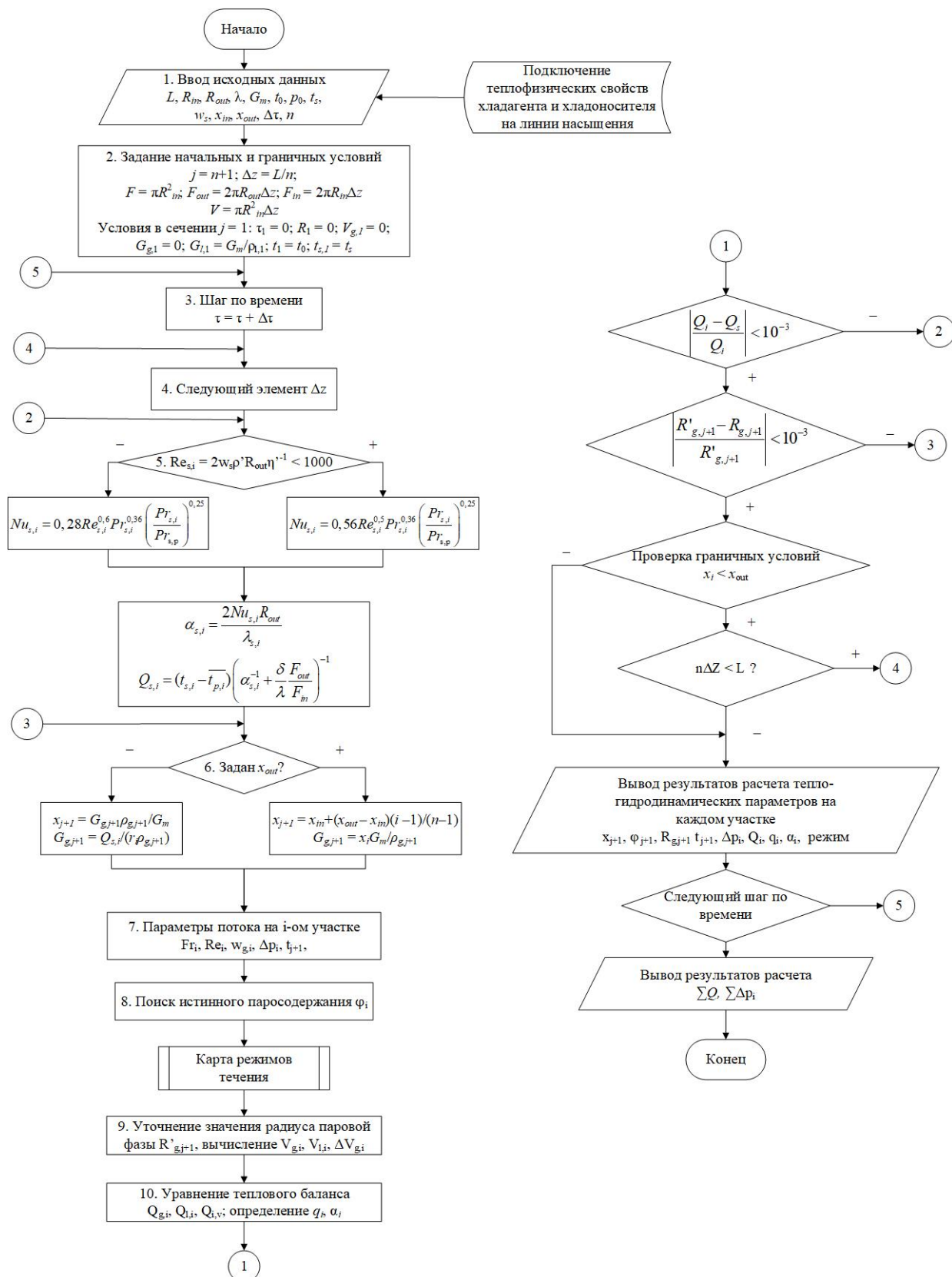


Рис. 4.13. Обобщенная блок-схема модели расчета процессов кипения в канале круглого сечения с внешним обогревом

Представленная система уравнений на каждом временном шаге решается итеративным методом последовательных приближений до достижения заданной сходимости по ключевым параметрам (давлению, температуре, паросодержанию).

Для практической реализации обобщенной модели были разработаны специализированные программы, каждая из которых адаптирована для определенного класса задач (частных ситуаций).

Для наглядного представления логики работы алгоритма и упрощения его восприятия разработаны упрощенные блок-схемы, описывающие последовательность вычислительных операций. В качестве примера на рисунке 4.13 приведена блок-схема алгоритма расчета процесса кипения в круглом канале (трубе) с подводом теплоты от внешнего источника с переменной температурой. При разработке модели была использована программа MATLAB [80]

Разработанная математическая модель [55] прошла валидацию на опубликованных экспериментальных данных. Сравнение результатов расчетов с экспериментами по кипению хладагентов в каналах круглого и прямоугольного сечения показало удовлетворительное согласование: погрешность не превышает 20%. Полученные результаты подтверждают корректность представленного подхода и демонстрируют возможность его применения для моделирования тепло-гидродинамических процессов в кипящих потоках

Контрольные вопросы

1. Как зависит теплоотдача при кипении в большом объеме от температурного напора?
2. Какие критерии являются определяющими при расчете теплоотдачи при кипении в большом объеме?
3. Какой вид имеет уравнение Г. Н. Кружилина для расчета теплоотдачи в большом объеме?
4. Что такое теория термодинамического подобия? и
5. Какие положения были использованы при выводе уравнения Г.Н. Даниловой для теплоотдачи при кипении фреонов в большом объеме?
6. Какие выводы следуют из анализа математического описания теплообмена при кипении в большом объеме?
7. Каково влияние пучка труб на теплообмен при кипении?
8. Какие значения имеют коэффициенты рядности при кипении на пучке труб?
9. Что такое кипение в стеснённом пространстве?
10. Каков общий вид уравнения, описывающего процесс кипения в стесненном пространстве

11. Какие принципиальные отличия имеет теплообмен при внутритрубном кипении от теплообмена при кипении в большом объеме?
12. Какие основные исходные данные использованы в методиках расчета средних коэффициентов теплоотдачи?
13. Влияние каких составляющих теплообмена использованы в уравнении С.С. Кутателадзе?
14. Какие закономерности течения двухфазных потоков учитываются в методиках расчета локальной теплоотдачи?
15. Какой вид имеет зависимость для расчета локального теплообмена при использовании истинных параметров фаз?
16. Какова специфика процесса теплообмена при кипении в щелевых каналах?
17. Как влияет массовое расходное паросодержание на локальную теплоотдачу при кипении?
18. Какие критерии учитываются при расчете теплоотдачи в каналах пластинчатого испарителя?
19. Как влияет масло на локальную теплоотдачу при кипении в ленточно-поточном канале?
20. Какие критерии учитываются при кипении в миниканпале?
21. Какая физическая основа использована при комплексном подходе к анализу двухфазного течения в канале?

Глава V. Гидравлические сопротивления при течении двухфазных потоков в стесненном пространстве

Расчет гидравлического сопротивления при движении двухфазных потоков в каналах имеет чрезвычайно важное значение для инженерной практики. Как показано в главе IV, уменьшение диаметра канала способствует повышению теплоотдачи при кипении. Однако одновременно с этим сокращается проходное сечение, что приводит к росту гидравлического сопротивления и, как следствие, к увеличению падения давления по длине канала. Чрезмерно высокое гидравлическое сопротивление вызывает снижение давления всасывания, что, в свою очередь, ведет к понижению температуры кипения. Это негативно сказывается на экономичности работы установки в целом. Кроме того, расчет гидравлического сопротивления необходим для корректного подбора насоса в системах с принудительной циркуляцией потока.

Общее гидравлическое сопротивление определяется по уравнению [2]:

$$P^{дф} = \Delta P_{тр}^{дф} + \Delta P_{м}^{дф} + \Delta P_{у}^{дф} \pm \Delta P_{ст}^{дф}, \quad (5.1)$$

где: $\Delta P_{тр}^{дф}$ – потери на трение;

$\Delta P_{м}^{дф}$ – местные сопротивления;

$\Delta P_{у}^{дф}$ – потери, связанные с ускорением потока;

$\Delta P_{ст}^{дф}$ – понижение либо повышение давления, обусловленное влиянием гидравлического столба жидкости.

Местные сопротивления $\Delta P_{м}$ связаны с преодолением диафрагм, вентилях, местных сужений и расширений канала, поворотов и т.д. В случае рассмотрения прямого участка трубы местными сопротивлениями можно пренебречь $\Delta P_{м} = 0$.

Для расчета местных сопротивлений в двухфазном потоке часто используют гомогенную модель, так как изменения скорости и структуры потока в элементах происходят практически мгновенно, и фазы не успевают существенно перераспределиться. Тогда принимается равенство $\varphi = \beta$.

$$\Delta P_{м}^{дф} = \xi_{м} \cdot \frac{0,5(w\rho)^2}{[\rho'' \cdot \varphi + \rho'(1 - \varphi)]} \quad (5.2)$$

где: $\xi_{м}$ – местный коэффициент сопротивления для однофазного потока.

Понижение либо повышение давления, обусловленное влиянием гидравлического столба жидкости, появляется при наличии разности высот между входным и выходным сечениями канала. Поскольку $\Delta P_{ст}^{дф}$ напрямую связана с гравитационными силами, то ее значение существенно при

исследованиях вертикальных или наклонных каналов и может быть равно нулю в случае горизонтального расположения.

$$\Delta P_{\text{ст}}^{\text{дф}} = H \cdot g \cdot [\rho' \cdot (1 - \varphi) + \rho'' \cdot \varphi] \approx H \cdot g \cdot \rho' \cdot (1 - \varphi), \quad (5.3)$$

здесь φ – истинное объемное паросодержание, вычисляемое как среднее по поверхности согласно методике, изложенной в главе III.

Правая часть уравнения (5.3) справедлива, только если плотность пара ρ'' пренебрежимо мала по сравнению с плотностью жидкости ρ' ($\rho'' \ll \rho'$), что характерно для давлений значительно ниже критических. В общем случае следует использовать полную формулу.

Для практических расчетов вычисление φ может производиться по упрощенной формуле [27], связывающей истинное объемное паросодержание φ и массовое расходное паросодержание x :

$$\varphi = \frac{x}{x + a(1 - x)} \cdot \left[1 - A \cdot \left(\frac{a(1 - x)}{x + a(1 - x)} \right)^{0,36} \right], \quad (5.4)$$

где $a = \frac{\rho''}{\rho'}$; $A = 2,55(\text{Fr}_0 \cdot \text{Ga})^{-0,11}$ – для горизонтальных труб; $A = 2,37\text{Fr}_0^{-0,14} \cdot \text{Ga}^{-0,123}$ – для вертикальных труб.

$$\text{Fr}_0 = \frac{w_0^2}{d_{\text{вн}} \cdot g}; \quad \text{Ga} = \frac{g \cdot \nu^2}{\{\sigma/[g \cdot (\rho' - \rho'')^{1,5}]\}}; \quad w_0 = \frac{w\rho}{\rho'}.$$

Потери давления на ускорение $\Delta P_y^{\text{дф}}$ равны разности кинетических энергий пара и жидкости в конце и начале канала:

$$\Delta P_{\text{ст}}^{\text{дф}} = 0,5[(w_2'')^2 - (w_1'')^2] \cdot \rho'' + [(w_2')^2 - (w_1')^2] \cdot \rho', \quad (5.5)$$

здесь w'' и w' – истинные скорости пара и жидкости; индекс «1» относится к сечению на входе в трубу, индекс «2» – на выходе.

Падение давления, связанное с ускорением потока $\Delta P_y^{\text{дф}}$, возникает вследствие увеличения паросодержания в неизменном сечении канала, которое обусловлено подводом теплоты. Также оно связано с уменьшением давления насыщенной парожидкостной смеси под воздействием сил трения $\Delta P_{\text{тр}}^{\text{дф}}$ и гравитационных сил $\Delta P_{\text{ст}}^{\text{дф}}$ при наличии разности высот между входным и выходным сечениями канала. Тем не менее, вклад данной составляющей в общее падение давления кипящей парожидкостной смеси незначителен. и ее необходимо учитывать при существенных изменениях средней плотности по длине канала [4]:

$$\Delta P_y^{\text{дф}} = \frac{(w\rho)^2}{2\rho''} \cdot \left\{ \left(\frac{x_2}{\varphi_2} \right)^2 - \left(\frac{x_1}{\varphi_1} \right)^2 + \left[\frac{\rho''}{\rho' \cdot \left(\frac{1 - x_2}{1 - \varphi_2} \right)^2 - \left(\frac{1 - x_1}{1 - \varphi_1} \right)^2} \right] \right\}. \quad (5.6)$$

При подаче хладагента в аппарат после ТРВ, когда $x_1 = 0,1 \div 0,2$, величина $\Delta P_y^{\text{дф}}$ рассчитывается по уравнению (5.6). Если подача хладагента осуществляется через отделитель жидкости, то $x_1 = \varphi = 0$, тогда уравнение (5.6) преобразуется:

$$\Delta P_y^{\text{дф}} = \frac{(w\rho)^2}{2} \cdot \left\{ \left(\frac{x_2}{\varphi_2} \right)^2 + \left[\frac{\rho''}{\rho' \cdot \left(\frac{1-x_2}{1-\varphi_2} \right)^2 - 1} \right] \right\}. \quad (5.7)$$

Если происходит полное испарение жидкости, то $x_2 = \varphi_2 = 1$, и уравнение упрощается:

$$\Delta P_y^{\text{дф}} = \frac{(w\rho)^2}{2\rho''} \cdot \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \approx \frac{(w\rho)^2}{2\rho''}. \quad (5.8)$$

Таким образом, величина $\Delta P_y^{\text{дф}}$, вычисленная по упрощенной зависимости (5.8), является величиной кинетической энергии пара, выходящего из трубы. Более трудоемкой является задача вычисления потерь на трение кипящего хладагента $\Delta P_{\text{тр}}^{\text{дф}}$.

Наиболее простым решением является принятие гомогенной модели, которая подразумевает равенство скоростей пара и жидкости. Иначе говоря, в этом случае можно говорить в основном о пузырьковом режиме. В этом случае применимы зависимости, рассмотренные в главе III:

$$\rho_{\text{см}} = \rho'' \cdot \varphi + \rho' (1 - \varphi).$$

Так как при гомогенной модели $w\varphi'' = w'$, то $\varphi = \beta$. В этом случае расчет $\Delta P_{\text{тр}}^{\text{дф}}$ ведется так же, как и для однофазного потока, по классическому уравнению Дарси [2]:

$$\Delta P_{\text{тр}}^{\text{дф}} = \xi \cdot \left(\frac{L}{d_3} \right) \cdot \frac{w^2 \cdot \rho}{2}, \quad (5.9)$$

где ξ – коэффициент гидравлического сопротивления потока.

При расчете потерь давления на трение двухфазных потоков используются зависимости для однофазных течений. Однако возникает сложность с выбором определяющих параметров для числа Рейнольдса Re , так как необходимо использовать теплофизические свойства неоднородной смеси.

Для упрощения инженерных расчетов часто применяют число Рейнольдса, рассчитанное по свойствам однофазной жидкости, что, однако, не позволяет адекватно учесть влияние динамики парообразования на гидравлическое сопротивление [4]. Подобное упрощение может быть оправдано лишь для потоков с малым массовым паросодержанием x , когда

скорости движения жидкой и паровой фаз близки и свойства потока приближаются к свойствам однородной среды.

Для ламинарного потока в круглой трубе $Re = \frac{w_0 \cdot d_3}{\nu'} < 3000$:

$$\xi = \frac{64}{Re}. \quad (5.10)$$

Для турбулентного течения $Re = 3000 \div 10^5$:

$$\xi = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}. \quad (5.11)$$

Гомогенная модель далеко не всегда соответствует условиям холодильной техники, поскольку в большинстве случаев в испарителях имеет место расслоенный либо кольцевой режимы. Для этих режимов необходимо руководствоваться моделями, учитывающими неравенство скоростей пара и жидкости.

Наиболее простым является подход, основанный на внесении корректирующих множителей в уравнение для расчета потерь от трения для однофазного потока. С различными методиками расчета $\Delta P_{тр}^{дф}$ можно ознакомиться в [2].

В качестве примера можно привести известное уравнение И. Хавлы, обобщающее экспериментальные данные для различных хладагентов:

$$\Delta P_{тр}^{дф} = \xi \left(\frac{L}{d_3} \right) \cdot \frac{(w\rho)^2}{2\rho''} \cdot \psi_{тр}, \quad (5.11)$$

где ψ – эмпирический коэффициент, учитывающий паросодержание потока [2], ξ – коэффициент трения в свободном потоке пара:

$$\xi = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} = \frac{0,3164}{[(w\rho \cdot d_{вн}) \cdot \mu'']^{0,25}}.$$

Контрольные вопросы:

1. Каков общий вид уравнения для расчета гидравлического сопротивления двухфазного потока.
2. Каковы значения и физический смысл величин, входящих в уравнение для расчета общего гидравлического сопротивления?
3. Как определяются местные сопротивления в двухфазном потоке. ?
4. В каких случаях и как учитывается влияние гидростатического столба при расчете гидравлического сопротивления?
5. Как учитывается ускорение потока при расчете потерь давления?
6. В каких случаях применяется гомогенная модель для их расчета потерь давления.?

Глава VI. Теплообмен при конденсации

6.1. Условия осуществления конденсации. Виды конденсации

Конденсация – это процесс фазового перехода первого рода, при котором пар (газ) переходит в жидкое или твердое состояние. Процесс сопровождается выделением скрытой теплоты парообразования, поэтому конденсация всегда неразрывно связана с интенсивным теплообменом.

Конденсация возможна только в докритической области состояния вещества. Она может быть реализована двумя путями:

- 1) охлаждением пара ниже температуры насыщения при данном давлении;
- 2) сжатием пара до давления, при котором для данной температуры жидкая фаза становится термодинамически более устойчивой, чем паровая.

Состояние конденсата определяется тройной точкой вещества:

- если температура и давление в системе выше параметров тройной точки, образуется жидкость;
- если температура и давление ниже параметров тройной точки, происходит сублимация (осаждение) – переход пара непосредственно в твердое состояние.

Термодинамические процессы сублимации и десублимации положены в основу ряда химических технологий (например производства гексафторида урана из газового потока) или сублимационной сушки пищевых продуктов (например, для питания космонавтов).

Конденсация может происходить как в объеме пара, так и на охлаждаемой поверхности теплообмена. В зависимости от условий конденсации рассматриваемый процесс имеет свои особенности и описывается различными законами.

В энергетике и холодильной технике чаще всего приходится иметь дело с конденсацией паров в жидкое состояние на охлаждаемых поверхностях теплообмена. При этом в первом приближении будем полагать, что конденсирующийся пар не содержит примесей других паров или газов, т.е. является чистым. В дальнейшем будут рассмотрены вопросы конденсации смеси газов.

Конденсация насыщенного или перегретого пара на твердой поверхности теплообмена происходит, если температура поверхности меньше температуры насыщения при данном давлении. При первичном соприкосновении охлаждаемой стенки с паром поверхность тела покрывается адсорбированным мономолекулярным слоем пара, который затем уплотняется в тонкую жидкую пленку. Обычно образовавшаяся пленка конденсата стекает непрерывно в течение процесса конденсации.

Известно, что процесс конденсации может усложниться неустойчивостью пленки в некотором интервале ее толщин. При некоторой критической толщине очень тонкая пленка (порядка микрона) может самопроизвольно расщепиться на большое количество капелек.

После своего образования капли продолжают расти и, достигнув определенных размеров, складываются под действием силы тяжести. Одновременно продолжается процесс утолщения пленки между каплями и образование новых капелек.

Первый вид конденсации, когда жидкая конденсированная фаза образуется на поверхности теплообмена в виде сплошной устойчивой пленки, называется *пленочной конденсацией*, а второй, когда происходит образование капель, – *капельной*.

Пленочная конденсация имеет место, если конденсат смачивает данную поверхность теплообмена. Если же конденсат не смачивает поверхность, то происходит капельная конденсация.

Эффект смачивания или несмачивания связан с действием сил поверхностного натяжения. Состояние вещества в поверхностном (или переходном, капиллярном) слое с толщиной, равной радиусу действия межмолекулярных сил, зависит от действия окружающих молекул данной фазы и от действия близлежащих молекул другой фазы. В точках, достаточно удаленных от поверхности раздела фаз, состояние вещества определяется только взаимодействием молекул данной фазы.

В капиллярном слое действуют силы, стремящиеся сократить его поверхность. Сила, отнесенная к единице длины какого-либо контура на границе раздела фаз и направленная по касательной к межфазовой поверхности и нормальному контуру, называется коэффициентом поверхностного натяжения σ (Н/м).

Наличие поверхностного натяжения приводит к искривлению поверхности жидкости при соприкосновении трех тел: твердого тела, жидкости и газа (или твердого тела и двух жидких). Жидкий конденсат, расположенный на поверхности твердого тела и граничащий с паром того же вещества, образует вполне определенный краевой угол θ (см. главу I). На рис. 6.1 приведен рисунок, поясняющий определение краевого угла.

В зависимости от соотношения действующих по периметру $ABCD$ поверхностных сил $\sigma_{с,ж}$, $\sigma_{ж,г}$ и $\sigma_{с,г}$ капля или растекается по поверхности, или стягивается, или остается в равновесии.

Состояние равновесия определяется уравнением:

$$\sigma_{с,г} = \sigma_{с,ж} + \sigma_{ж,г} \cdot \cos \theta, \quad (6.1)$$

откуда

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{с,г} - \sigma_{с,ж}}{\sigma_{ж,г}}. \quad (6.2)$$

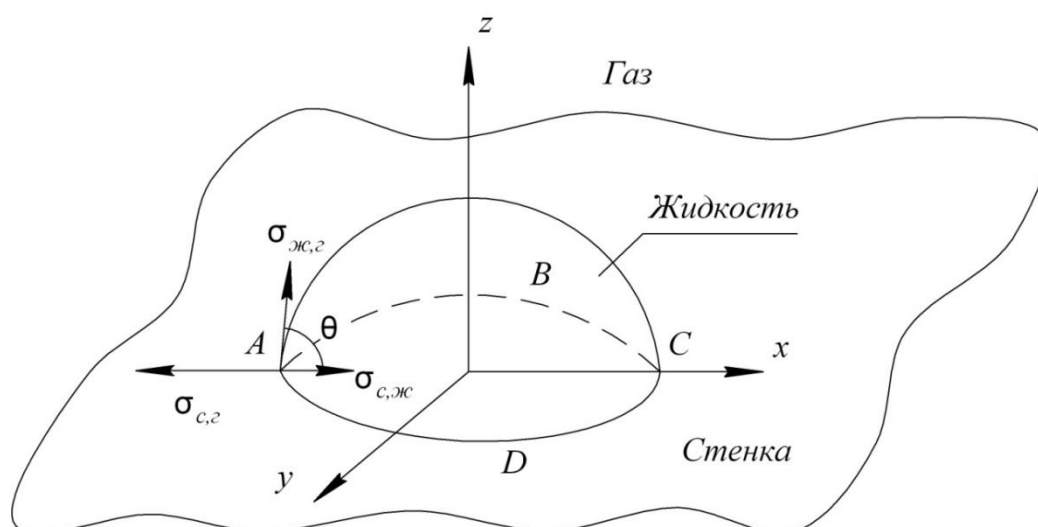


Рис. 6.1 Определение краевого угла

Из уравнения (6.1) следует, что $\sigma_{с,г} > \sigma_{с,ж}$ т.е., если поверхностное натяжение между газом и стенкой больше, чем между жидкостью и стенкой, то краевой угол $\theta < 90^\circ$. В этом случае жидкость смачивает твердую поверхность. При $\sigma_{с,г} < \sigma_{с,ж}$ краевой угол $\theta > 90^\circ$, жидкость не смачивает твердую поверхность.

Если $\sigma_{с,г} > \sigma_{с,ж} + \sigma_{ж,г}$, то жидкость полностью смачивает твердую поверхность, неограниченно растекаясь по ней. В этом случае газ соприкасается только с жидким веществом, и краевой угол $\theta = 0$. При этом равновесие, определяемое уравнением (6.1), никогда не устанавливается.

При $\theta = 180^\circ$ имеет место абсолютная несмачиваемость жидкости твердой поверхности, и на твердой поверхности образуется тонкая пленка адсорбированного газа. Большей частью проявляются промежуточные случаи частичного смачивания ($\theta < 90^\circ$) или частичного несмачивания ($\theta > 90^\circ$).

Как показывают наблюдения, при установившейся работе теплообменных аппаратов конденсат, как правило, смачивает поверхность теплообмена, и в них происходит пленочная конденсация пара.

Капельная конденсация может быть обусловлена особыми свойствами веществ, например при конденсации ртутного пара и в некоторых других случаях. Также капельная конденсация может быть вызвана искусственно с помощью специальных поверхностно-активных веществ. Эти вещества наносятся на поверхность теплообмена или вводятся в пар (или питательную жидкость).

При капельной конденсации пара теплоотдача в 5–10 раз больше, чем при пленочной. Это объясняется тем, что пленка конденсата создает значительное термическое сопротивление при передаче освобождающегося тепла фазового перехода от поверхности конденсации к стенке. При

капельной конденсации в силу разрыва пленки это термическое сопротивление гораздо меньше.

Исходя из этого, *создание искусственных условий конденсации является одним из направлений интенсификации теплообмена.*

Интенсивность конденсации пара и происходящего при этом переноса тепла зависит от скорости протекания отдельных процессов:

- а) собственно, процесса конденсации;
- б) отвода выделившейся теплоты парообразования от твердой поверхности конденсации через слой жидкого конденсата.

Будем полагать в дальнейших рассуждениях, что поверхность конденсации плоская (или достаточно близка к плоской) и толщина слоя конденсата, находящегося на стенке, намного больше радиуса действия межмолекулярных сил (рис. 6.2).

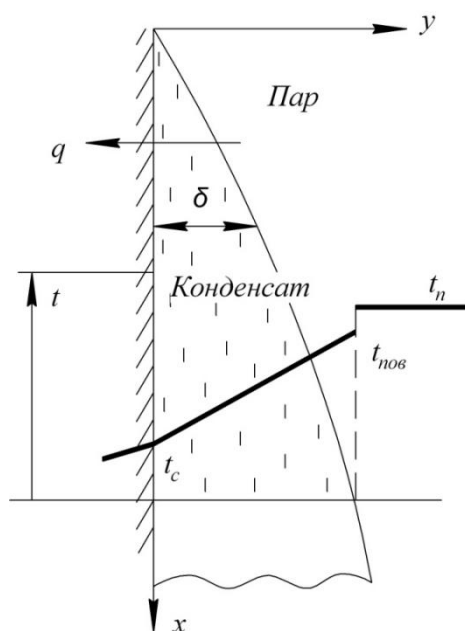


Рис. 6.2 Толщина слоя конденсата, находящегося на стенке трубы (канала)

Термическое сопротивление передачи тепла от пара к стенке можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$R \equiv \frac{t_n - t_c}{q} \equiv \frac{1}{\alpha} = R_\delta + R_\phi, \quad (6.3)$$

где t_n и t_c – соответственно температуры пара и поверхности стенки; q – плотность теплового потока; α – коэффициент теплоотдачи от пара к стенке; R_δ – термическое сопротивление пленки конденсата; R_ϕ – термическое сопротивление фазового перехода.

R_δ определяется результирующей скоростью притока пара к поверхности конденсации. R_ϕ не является термическим сопротивлением в его обычном понимании.

Согласно кинетической теории, на поверхности раздела фаз имеет место скачок температуры. Этот скачок является следствием того, что количество молекул пара, ударяющихся о поверхность жидкости и захватываемых ею (конденсирующихся), превосходит количество молекул, отрывающихся (испаряющихся) за то же время от поверхности жидкости вследствие теплового движения. Превышение количества захватываемых молекул над количеством испускаемых и приводит к «видимому» процессу конденсации.

Не все молекулы пара, достигающие поверхность жидкости, захватываются ею. Часть молекул может отразиться от поверхности и возвратиться в пар. Это обстоятельство учитывается коэффициентом конденсации k . Коэффициент конденсации представляет собой отношение числа захватываемых молекул к общему числу молекул пара, ударяющихся о поверхность конденсата. Термическое сопротивление фазового перехода R_ϕ существенно зависит, в частности, от коэффициента конденсации.

Исходя из представлений кинетической теории, можно получить следующее уравнение, описывающее интенсивность «видимой» конденсации:

$$j = \frac{2k}{2-k} \left(\frac{p''}{\sqrt{2\pi R_\pi T''}} - \frac{p_{\text{пов}}}{\sqrt{2\pi R_\pi T_{\text{пов}}}} \right), \quad (6.4)$$

где T'' и $T_{\text{пов}}$ – температуры пара и поверхности конденсата соответственно; p'' – давление насыщенного пара при температуре T'' ; $p_{\text{пов}}$ – давление насыщенного пара при температуре $T_{\text{пов}}$; R_π – газовая постоянная для пара; k – коэффициент конденсации.

Формула (6.4) получена в предположении, что пар ведет себя как идеальный газ. Также предполагалось, что процессы захвата молекул пара поверхностью жидкости и движение молекул от поверхности в паровую полость являются независимыми и не влияют друг на друга.

Полагая, что переносимое при видимой конденсации тепло есть теплота фазового перехода, т.е. $q = r \cdot j$ (Вт/м²), и что $R_\phi = \frac{T'' - T_{\text{пов}}}{q}$, получим:

$$R_\phi = \sqrt{2\pi} \cdot \frac{(T'' - T_{\text{пов}}) \sqrt{R_\pi}}{r \cdot \left(\frac{p''}{\sqrt{T''}} - \frac{p_{\text{пов}}}{\sqrt{T_{\text{пов}}}} \right)} \cdot \frac{2-k}{2k}. \quad (6.5)$$

Из формулы (6.5) следует, что сопротивление на границе раздела фаз зависит от давления, конденсирующегося пара p'' , коэффициента конденсации k и плотности теплового потока на поверхности конденсата q , так как с изменением q меняется скачок температуры $T'' - T_{\text{пов}}$.

Формулу (6.5) можно представить в следующем виде:

$$\frac{p_{\text{пов}}}{\sqrt{T_{\text{пов}}}} = \frac{p''}{\sqrt{T''}} - \frac{q \cdot \sqrt{2\pi R_{\text{п}}}}{r} \cdot \frac{2-k}{2k}.$$

Подсчеты по этой формуле показывают, что чем меньше давление пара и коэффициента конденсации и чем больше q , тем значительнее скачок температуры и разность давлений $p'' - p_{\text{пов}}$.

На рис. 6.3 приведены значения скачка температуры $T'' - T_{\text{пов}}$ в зависимости от давления конденсирующегося водяного пара и величины коэффициента конденсации k при $q \sim 29 \text{ кВт/м}^2$ [56].

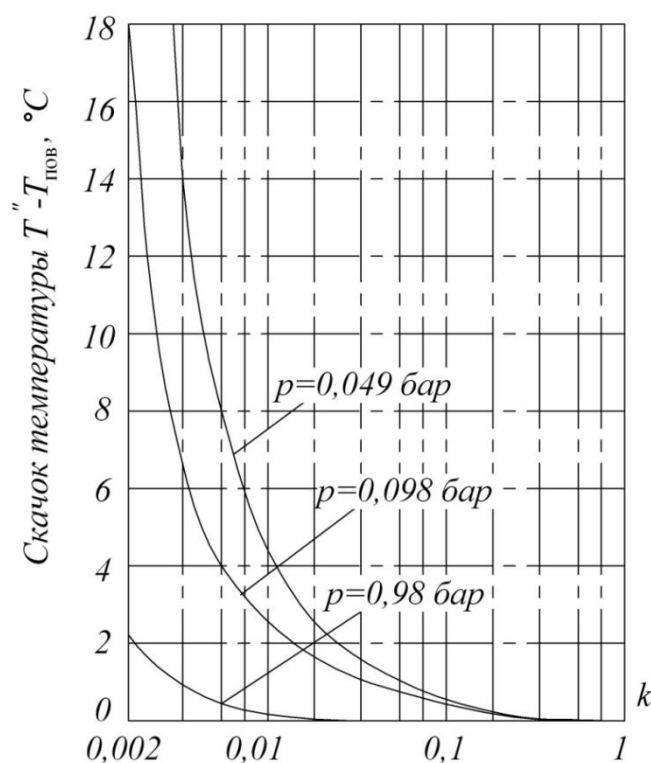


Рис. 6.3 Влияние величины коэффициента конденсации и давления пара на скачок температур $T'' - T_{\text{пов}}$

Как следует из графиков на рис. 6.3, при коэффициенте конденсации, равном или близком к единице, скачок температуры сравнительно невелик. При малом же коэффициенте конденсации скачок может быть значительным, особенно при низких давлениях. В последнем случае сопротивление $R_{\text{ф}}$ может быть сопоставимо с термическим сопротивлением пленки конденсата R_{δ} и даже значительно превышать последнее. Поэтому для правильной оценки влияния сопротивления на границе раздела фаз необходимо располагать данными о коэффициенте конденсации.

В литературе имеется много противоречивых сведений о величине коэффициента конденсации различных веществ. Наиболее современные данные представлены в [2].

Опыты по пленочной конденсации чистого водяного пара при давлениях $p'' \geq 0,1$ бар, проведенные во Всесоюзном теплотехническом институте, показали, что коэффициент конденсации близок к единице. В этом случае с достаточным приближением можно считать, что температурный скачок на границе раздела фаз отсутствует, и, как следует из уравнения (6.3),

$$R \equiv \frac{t_n - t_c}{q} \equiv \frac{1}{\alpha} \approx R_\delta. \quad (6.6)$$

Для условий холодильной техники можно принять значение $k=1$.

Термическое сопротивление пленки конденсата R_δ зависит от режима течения. Поперек ламинарно-текущей пленки теплота переносится за счет теплопроводности, при турбулентном режиме дополнительно к этому – конвекцией. Сопротивление R_δ прямо пропорционально толщине слоя конденсата и обратно пропорционально его коэффициенту теплопроводности. При турбулентном течении следует учитывать и коэффициент теплопроводности переноса тепла λ_t .

Переход от ламинарного течения пленки к турбулентному определяют по величине критерия Рейнольдса пленки.

Для пленки

$$Re = \frac{\bar{w} \cdot \delta}{\nu'},$$

где $\bar{w}$ – средняя скорость течения пленки в рассматриваемом сечении; δ – толщина пленки конденсата в этом же сечении; ν' – коэффициент кинематической вязкости конденсата в соответствии жидкости.

Вычисленный таким образом критерий Рейнольдса является локальным критерием. Опытные данные различных авторов показывают, что критическое число критерия Рейнольдса может изменяться в пределах примерно от 60 до 500. Наиболее вероятным значением $Re_{кр}$ для случая конденсации практически неподвижного пара на вертикальной поверхности полагают величину $Re_{кр} = 400$.

Ламинарное течение жидкой пленки может сопровождаться волновым движением, благодаря действию случайных возмущений.

Процесс волнового движения ламинарного движения пленки является достаточно сложным. Волновые движения, возникающие одновременно в различных местах от случайных возмущений, налагаются друг на друга, что приводит к сложной трехмерной картине процесса. Поэтому строгое теоретическое описание волнового течения трудно осуществимо. При анализе процесса приходится ограничиваться ее частичной моделью.

Как было показано П. Л. Капицей, основное отличие волнового течения пленки от строго ламинарного состоит в том, что распределение скоростей в пленке в случае волнового режима существенно зависит от сил поверхностного натяжения. Он аналитически рассмотрел двумерную

свободно стекающую пленку без фазовых переходов в предположении, что волновое движение имеет установившийся периодический характер. При этом предполагалось также, что длина волны намного превосходит толщину пленки, а амплитуда колебаний волновой поверхности, наоборот, всегда меньше средней толщины слоя δ_0 (рис. 6.4).

Было получено, что при волновом режиме средняя толщина слоя δ_0 меньше, чем при строго ламинарном.

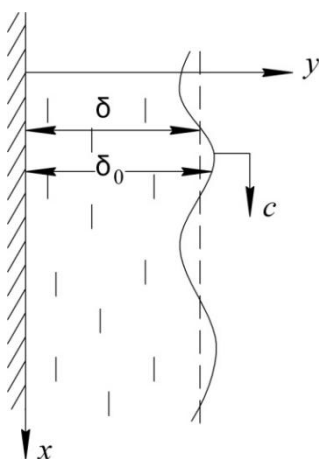


Рис.6.4 Волновое течение конденсата на вертикальной поверхности

Как следует из экспериментальных исследований, волновой режим обычно наблюдается в опытах при примерно $Re > Re_{\text{волн}} \approx 5$.

Одной из последних работ, посвященных исследованию волновых процессов, в том числе и при конденсации, является работа [57].

Можно считать, что при периодическом волновом движении пленки, стекающей по вертикальной поверхности под действием сил тяжести [4],

$$Re_{\text{волн}} = 0,56 \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho' \cdot g^{\frac{1}{3}} \cdot \nu'^{\frac{4}{3}}} \right)^{3/11}.$$

Отсюда следует, например, что для воды при $t = 15^\circ\text{C}$, $Re_{\text{волн}} \approx 5$, для аммиака $Re_{\text{волн}} \approx 7$, для фреонов $Re_{\text{волн}} \approx 4,7$.

В процессе конденсации расход конденсата тесно связан с тепловым потоком. При конденсации сухого насыщенного пара отдается теплота фазового перехода r (Дж/кг). Кроме того, поскольку температура поверхности стенки меньше температуры поверхности конденсата, соприкасающейся с паром, стенке конвекцией отдается и часть тепла конденсата. Происходит переохлаждение конденсата в среднем до температуры, значение которой лежит между значениями температур поверхностей пленки (со стороны пара) и стенки.

Во многих практически важных случаях теплота переохлаждения пренебрежимо мала по сравнению с теплотой фазового перехода. Пренебрегая теплотой переохлаждения конденсата, можно написать:

$$Q = r \cdot G, \quad (6.7)$$

где: Q – тепловой поток, G – количество конденсата, образовавшегося в единицу времени, или массовый расход, кг/сек.

Взаимосвязь между расходом конденсата и тепловым потоком является одной из характерных особенностей процесса конденсации. Расход конденсата в каком-либо произвольно выбранном сечении x движущейся пленки есть

$$G = \rho' \cdot \bar{w} \cdot f = \rho' \cdot \bar{w} \cdot \delta \cdot l_z,$$

где l_z – размер стенки в направлении, нормальном к плоскости чертежа рис. 6.2. Следовательно:

$$\bar{w} \cdot \delta = \frac{G}{\rho' \cdot l_z}.$$

На участке от $x = 0$ до x , лежащем выше рассматриваемого сечения, образовалось G (кг/сек) конденсата и в единицу времени была передана теплота:

$$Q = \bar{q} \cdot F = \bar{\alpha} \cdot \Delta \bar{t} \cdot x \cdot l_z \approx r \cdot G.$$

Отсюда

$$\bar{w} \cdot \delta = \frac{G}{\rho' \cdot l_z} = \frac{\bar{q} \cdot x}{r \cdot \rho'},$$

и

$$\text{Re} = \frac{\bar{w} \cdot \delta}{\nu'} = \frac{G}{\rho' \cdot \nu' \cdot l_z} = \frac{\bar{q} \cdot x}{r \cdot \rho' \cdot \nu'} = \frac{\bar{\alpha} \cdot \Delta \bar{t} \cdot x}{r \cdot \rho' \cdot \nu'}. \quad (6.8)$$

Таким образом, при названных условиях критерий Рейнольдса, помимо своей обычной роли гидродинамического критерия, является еще и величиной, определяющей интенсивность теплообмена [4].

Уравнение (6.7) может быть записано в интегральной форме. Так как $Q = \bar{q} \cdot F = \bar{q} \cdot x \cdot l_z \approx r \cdot G = r \cdot \rho' \cdot \bar{w} \cdot \delta \cdot l_z$, то, учитывая, что

$$\bar{q} = \frac{1}{x} \int_0^x q dx \text{ и } \bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w_x dy,$$

можно написать

$$\frac{Q}{l_z} = \int_0^x q dx \text{ и } \frac{r \cdot G}{l_z} = r \cdot \rho' \int_0^\delta w_x dy,$$

при этом r и $\rho_{ж}$ считаем постоянными.

Приравняв правые части последних соотношений и проинтегрировав левую и правую части полученного уравнения по x , окончательно получим следующее уравнение для локальной плотности теплового потока:

$$q = r \cdot \rho' \frac{d}{dx} \left(\int_0^{\delta} w_x dy \right). \quad (6.9)$$

Уравнение (6.9) позволяет вычислить плотность теплового потока, если известно распределение скоростей в пленке.

В дальнейшем при рассмотрении конкретных задач теплообмена мы будем различать случаи конденсации движущегося и неподвижного пара. При движении пара силы трения, возникающие на границе раздела фаз, могут как подтормаживать, так и ускорять пленку конденсата в зависимости от взаимного направления движения конденсата и пара. В результате может измениться толщина пленки и, как следствие, термическое сопротивление и теплоотдача.

При конденсации пар не может быть абсолютно неподвижным, учитывая, что плотность жидкой фазы ρ' отличается от плотности паровой фазы ρ'' . Объемы пара, конденсирующихся у стенки, сейчас же пополняются новыми порциями пара, притекающими из основной массы последнего. Поэтому, строго говоря, пар всегда находится в движении. При конденсации неограниченного объема пара на плоской стенке (см. рис. 6.2) пар перемещается со средней скоростью

$$\bar{w}'' = \frac{\bar{q}}{r \cdot \rho''}.$$

6.2. Конденсация неподвижного пара на вертикальной стенке

Конденсация насыщенного или слабо перегретого пара у холодной вертикальной стенки представляет собой классический случай пленочного режима. Этот процесс характеризуется формированием на поверхности сплошной жидкой пленки, толщина которой увеличивается по мере стекания вниз под действием силы тяжести. Теплота фазового перехода отводится через эту пленку преимущественно за счет теплопроводности, а гидродинамика потока конденсата определяется балансом сил вязкого трения и гравитации [4].

а) Ламинарное движение пленки

На вертикальной стенке, температура которой равна $t_c = \text{const}$, конденсируется сухой насыщенный пар. Течение пленки имеет ламинарный характер. Будем рассматривать стационарную задачу и полагать, что размер стенки в направлении оси z бесконечно велик (см. рис. 6.2).

При рассмотрении этой задачи примем следующие допущения:

- силы инерции, возникающие в пленке конденсата, пренебрежимо малы по сравнению с силами вязкости и силами тяжести;
- конвективный перенос тепла в пленке, а также теплопроводность вдоль нее не учитываются; учитывается только теплопроводность поперек пленки;
- трение на границе раздела фаз отсутствует;
- температура внешней поверхности пленки конденсата постоянна и равна температуре насыщения t_n ;
- физические параметры конденсата не зависят от температуры;
- силы поверхностного натяжения на свободной поверхности пленки не влияют на характер ее течения;
- плотность пара мала по сравнению с плотностью конденсата.

Принятые допущения позволяют существенно упростить математическую формулировку задачи. Известное уравнение энергии имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right).$$

Так как процесс стационарен и конвективный перенос тепла не учитывается, а также не учитывается перенос тепла теплопроводностью вдоль пленки не учитывается, то будут равны нулю производные $\partial^2 t / \partial x^2$ и $\partial^2 t / \partial z^2$. В результате получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{d^2 t}{dy^2} = 0$$

и

$$\mu' \frac{d^2 w_x}{dy} = -\rho_{\text{ж}} \cdot g.$$

Граничные условия:

- при $y = 0$ $t = t_c$ и $w_x = 0$;
- при $y = \delta$ $t = t_n$ и $\frac{\partial w_x}{dy} = 0$.

Равенство нулю производной $\partial w_x / dy$ следует из условия, что трением на границе раздела фаз пренебрегаем. Так как $s_y = \delta = 0$, а $\mu \neq 0$, то из уравнения $s = \mu(\partial w_x / dy)$ следует, что при $y = \delta$, $dw_x / dy = 0$.

Если принять величину коэффициента конденсации равной $k = 1$, т.е. признать отсутствие скачка температур на поверхности раздела фаз, то очевидна правомерность допущений $t_n = t_0$.

Интегрирование уравнения энергии при записанных граничных условиях дает

$$\frac{dt}{dy} = \frac{t_0 - t_c}{\delta}.$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha \equiv \frac{|q|}{t_0 - t_c} = \frac{\lambda' \frac{dt}{dy}}{t_0 - t_c} = \frac{\lambda'(t_0 - t_c)}{\delta(t_0 - t_c)} = \frac{\lambda'}{\delta}.$$

Таким образом, если поперек пленки теплота переносится только теплопроводностью, то

$$\alpha = \frac{\lambda'}{\delta}. \quad (6.10)$$

Однако рассчитать теплоотдачу по уравнению (6.10) нельзя, так как нам не известен закон изменения толщины пленки по высоте стенки. Толщина пленки конденсата будет зависеть от количества образовавшегося конденсата в определенном сечении. Количество конденсата, протекающего в единицу времени через поперечное сечение пленки с шириной, равной единице, определяется следующим выражением:

$$G = \rho' \cdot \bar{w} \cdot \delta \cdot 1.$$

Через сечение, лежащее ниже на величину dx , жидкости протекает больше на

$$dG = d(\rho' \cdot \bar{w} \cdot \delta). \quad (a)$$

Это прирост расхода происходит за счет конденсации. Если полагать, что тепло, отданное стенке, есть теплота фазового перехода, т.е. если пренебречь теплотой переохлаждения конденсата, будем иметь:

$$dG = \frac{q}{r} dx \cdot 1,$$

где q/r – количество конденсата, образующегося на единице поверхности теплообмена за единицу времени.

С другой стороны,

$$q = \lambda' \frac{dt}{dy} = \frac{\lambda'}{\delta} (t_0 - t_c)$$

и

$$dG = \frac{\lambda'}{\delta} \cdot \frac{1}{r} (t_0 - t_c), \quad (б)$$

Приравняв правые части уравнения (a) и (б), получим

$$d(\rho' \bar{w} \delta) = \frac{\lambda'}{\delta} \cdot \frac{1}{r} (t_0 - t_c) dx. \quad (в)$$

Для того чтобы проинтегрировать последующее уравнение, предварительно нужно определить функцию $\bar{w}(x)$.

В уравнении движения $\frac{d^2 w_x}{dy^2} = -\frac{\rho' g}{\mu'}$ комплекс $\frac{\rho' g}{\mu'}$ является постоянной величиной. В этом случае интегрирование дает:

$$\frac{dw_x}{dy} = -\frac{\rho' g}{\mu'} y + c_1 \text{ и } w_x = -\frac{\rho' g}{\mu'} y^2 + c_1 y + c_2.$$

Используя граничные условия, получаем:

$$c_1 = \frac{\rho' g}{\mu'} \delta \text{ и } c_2 = 0.$$

Распределение скоростей тогда будет:

$$w_x = -\frac{\rho' g}{2\mu'} y^2 + \frac{\rho' g}{\mu'} \delta y \quad (6.11)$$

Средняя скорость течения $\bar{w}$ в сечении x будет равна

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w_x dy = -\frac{1}{\delta} \int_0^\delta \frac{\rho' g}{2\mu'} y^2 dy + \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \frac{\rho' g}{\mu'} \delta y dy = \frac{\rho' g}{3\mu'} \delta^2$$

Подстановка полученного значения $\bar{w}$ в уравнение (в) дает:

$$d\left(\frac{\rho'^2 \cdot g \cdot \delta^3}{3\mu'}\right) = \frac{\lambda'}{\delta} \cdot \frac{1}{r} (t_0 - t_c) dx$$

или

$$\frac{r \cdot \rho'^2 \cdot g}{\lambda' \cdot \mu'} \cdot \delta^3 d\delta = (t_0 - t_c) dx.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим:

$$\frac{r \cdot \rho'^2 \cdot g}{4\lambda' \cdot \mu'} \cdot \delta^4 = (t_0 - t_c)x + c.$$

Из условия, что при $x = 0$, $\delta = 0$, следует, что $c = 0$. Решив последнее уравнение относительно δ и учитывая значение постоянной интегрирования, получим:

$$\delta = \sqrt[4]{\frac{4\lambda' \cdot \mu' (t_0 - t_c)x}{r \cdot \rho'^2 \cdot g}}. \quad (6.12)$$

Подставив значение δ в выражение $\alpha = \lambda'/\delta$, получим следующее уравнение для местного коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{r \cdot \rho'^2 \cdot g \cdot \lambda'^2}{4\mu' \cdot (t_0 - t_c)x}}. \quad (6.13)$$

Заметим, что формулу (6.13) можно легко получить, если в уравнение (6.9) подставить значение скорости согласно (6.10) и произвести интегрирование.

В рассматриваемой нами задаче температурный напор $t_0 - t_c$ не изменяется по x .

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{h} \int_0^h \alpha dx,$$

где h – высота стенки или участка осреднения, отсчитываемая от сечения $x = 0$.

После интегрирования получим

$$\bar{\alpha} = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{r \cdot \rho'^2 \cdot g \cdot \lambda'^2}{4\mu' \cdot (t_0 - t_c)h}}. \quad (6.14)$$

Из сравнения уравнений (6.13) и (6.14) следует, что

$$\bar{\alpha} = \frac{4}{3} \alpha_{x=h}.$$

Уравнение (6.14) обычно записывают в следующем виде:

$$\bar{\alpha} = 0,943 \sqrt[4]{\frac{r \cdot \rho'^2 \cdot g \cdot \lambda'^2}{4\mu' \cdot (t_0 - t_c)h}}. \quad (6.15)$$

Уравнение (6.15) впервые было получено Нуссельтом (1916 г.).

Характер $\alpha = f(h)$ зависимостей изображен на рис. 6.5. Коэффициенты теплоотдачи уменьшаются с увеличением x или h , а толщина пленки, наоборот, увеличивается. Именно увеличением толщины пленки объясняется уменьшение коэффициентов теплоотдачи, так как термическое сопротивление при этом увеличивается.

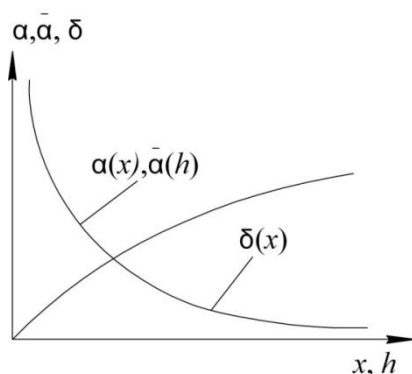


Рис. 6.5 Изменение коэффициентов теплоотдачи и толщины пленки конденсата вдоль вертикальной стенки [4]

Вследствие принятых упрощающих задачу допущений решение Нуссельта следует рассматривать как приближенное. В дальнейшем в расчетную зависимость были внесены поправки, учитывающие силы инерции и конвективный перенос теплоты, переменность физических свойств конденсата, влияние волнообразования на поверхности раздела фаз, турбулизация слоя конденсата. Влияние этих факторов на теплообмен при конденсации подробно рассмотрено в [2].

Решение Нуссельта не учитывает переменности физических параметров конденсата. Согласно данным Д.А. Лабунцова [10], для учета зависимости коэффициентов теплопроводности λ' и вязкости μ' от температуры правую часть формул (6.13) или (6.14) нужно умножить на величину

$$\varepsilon_t = [(\lambda_c/\lambda_0)'^3 \cdot (\mu_0/\mu_c)']^{1/8},$$

где индексы «с» и «0» означают, что данный коэффициент нужно выбирать соответственно по температуре поверхности стенки или температуре насыщения. При этом физические параметры, входящие в формулы (6.12) и (6.13), следует брать по температуре насыщения.

Поправка ε_t получена при $0,5 \leq \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \leq 2$ и $0,1 \leq \frac{\mu_0}{\mu_c} \leq 1,0$; по своим числовым значениям она близка к поправке $(Pr_0/Pr_c)'^{0,25}$.

При выводе формул (6.13) и (6.14) предполагалась также, что трение на границе раздела фаз отсутствует и плотность пара очень мала по сравнению с плотностью конденсата. Обычно эти факторы сказываются лишь при значительных скоростях пара и высоких давлениях.

При выводе уравнений (6.13) и (6.14) не учитывалась возможность возникновения волнового движения пленки. В случае волнового течения местная толщина пленки изменяется не только по длине, но и во времени. Ее средняя толщина будет меньше, чем при строго ламинарном течении, а, следовательно, уменьшается и термическое сопротивление жидкого слоя. Средний коэффициент теплоотдачи возрастает при этом на 21 % по сравнению с α , вычисленным по формуле (6.14).

б) Горизонтальная труба

Полученные ранее в этом параграфе формулы справедливы при конденсации пара на вертикальных плоских поверхностях. В случае наклонной стенки в уравнении движения необходимо ввести проекцию вектора ускорения силы тяжести на ось x :

$$g_x = g \cdot \cos \varphi,$$

где φ – угол, образованный направлением силы тяжести и осью координат x ; ось x ориентирована по ходу течения пленки.

В результате для наклонных стенок получается следующая формула:

$$\alpha_{\text{накл}} = \alpha_{\text{верт}} \cdot \sqrt[4]{\cos \varphi}. \quad (6.16)$$

Для горизонтального цилиндра диаметром d , угол ϕ будет переменной величиной. Принимая, что $\delta \leq d$, уравнение Нуссельта для расчета среднего коэффициента теплоотдачи для наружной поверхности трубы при условии ламинарного течения приобретает следующий вид:

$$\bar{\alpha} = 0,725 \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda'^3 \cdot \rho'^2 \cdot g \cdot r}{\mu'(t_0 - t_c) \cdot d}}. \quad (6.17)$$

Уравнение (6.17) получено при тех же упрощающих задачу допущениях, что и формула (6.15).

6.3. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб

Процесс теплообмена при конденсации пара внутри трубы является более сложным по сравнению с теплообменом при конденсации неподвижного объема пара в неограниченном пространстве.

Пар поступает в трубу из внешней среды и, продвигаясь вдоль трубы, конденсируется. Возникает направленное движение пара со скоростями в ряде случаев до 100 м/сек и более. При этом возникают значительные силы трения на поверхности пар–жидкость.

Если направление движения пара совпадает с направлением течения конденсата под действием сил тяжести, то вследствие трения течение скорости пленки возрастает, толщина ее уменьшается и коэффициент теплоотдачи увеличивается. Если направление движения пара противоположно направлению течения конденсата, то пленка может замедляться; толщина ее при этом увеличивается, а теплоотдача уменьшается. Повышение скорости пара может привести к тому, что пленка жидкости может быть сорвана паром с поверхности стенки. Теплоотдача при этом увеличивается.

В зависимости от величин сил тяжести и сил инерции можно различать три основных случая:

- силы тяжести существенно преобладают над динамическим воздействием пара, и последний, можно считать практически неподвижным; подобного рода задачи были рассмотрены в предыдущем параграфе;
- силы тяжести и силы динамического воздействия пара на пленку соизмеримы;
- динамическое воздействие пара на пленку конденсата преобладает над силами тяжести; при этом конденсат движется, увлекаемый паром, и теплоотдача практически не зависит от положения трубы в пространстве.

При конденсации в трубах скорость пара не остается постоянной, так как вдоль течения происходит убывание расхода пара и возрастание расхода конденсата. Наибольшую величину скорость пара имеет на входе в трубу. Ее среднее значение на входе может быть достаточно просто вычислено, если в трубу втекает сухой насыщенный пар, который полностью конденсируется в ней. Как следует из соотношения

$$Q = \bar{q}\pi dl = rG_{\pi} = r\rho''\bar{w}_{\pi_0} \frac{\pi d^2}{4}$$

(теплота переохлаждения конденсата не учитывается), в этом случае средняя скорость пара на входе $\bar{w}_{\pi_0}$ будет

$$\bar{w}_{\pi_0} = \frac{4G_{\pi}}{\rho''\pi d^2} = \frac{4Q}{r\rho''\pi d^2}, \quad (6.18)$$

здесь d и l – внутренний диаметр и длина трубы.

По мере конденсации пара часть поперечного сечения трубы заполняется конденсатом, причем средние скорости пара и жидкой фазы различны. В этом случае одних балансовых соотношений недостаточно для определения средних местных скоростей пара и конденсата.

В расчетах удобно оперировать постоянными и заданными значениями скорости. Такой величиной может являться так называемая скорость циркуляции w_0 , определяемая из следующего соотношения:

$$w_0 = \frac{G_{\text{см}}}{\rho'f} = \frac{4G_{\text{см}}}{\rho'\pi d^2}, \quad (6.19)$$

здесь $G_{\text{см}} = G_{\pi} + G_{\text{ж}}$ – суммарный массовый расход пара и конденсата.

Как в случае кипения в трубах, скорость w_0 , является условной величиной. Она равна действительной скорости потока только в том сечении, где конденсат полностью заполняет поперечное сечение трубы, т.е. где $G_{\text{см}} = G_{\text{ж}}$ и $G_{\pi} = 0$.

В зависимости от условий процесса пар может конденсироваться в трубе как полностью, так и частично. При полной конденсации скорость пара на выходе из трубы равна нулю. При интенсивной конденсации и значительной длине трубы конденсат может заполнять все сечение, и теплообмен в этом случае подчиняется законам однофазной конвекции

6.4. Теплообмен при капельной конденсации пара

Толщина слоя жидкости между каплями может достигать до 1 мк (для водяного пара при атмосферном давлении). При пленочной конденсации толщина слоя может быть больше 1–3 мм [4].

Стягивание конденсата в капли приводит к увеличению скорости конденсации на участках между каплями. Здесь термическое сопротивление невелико. Этим и объясняются высокие коэффициенты теплоотдачи при капельной форме конденсации пара.

Капельная конденсация, строго говоря, является нестационарным процессом. Однако если осредненные во времени характеристики процесса не изменяются, то такой процесс можно рассматривать как квазистационарный.

Как известно из термодинамики, равновесное давление насыщенного пара над выпуклой поверхностью раздела фаз больше, чем над плоской. Конденсация пара на сферической капле с радиусом R может происходить только при условии, что $R > R_k$, где R_k – критический (минимально возможный) радиус кривизны поверхности раздела фаз (поверхности конденсации).

Критический радиус сферической капли определяется уравнением Томсона:

$$R_k = \frac{2\sigma \cdot T_0}{r \cdot \rho' \cdot (T_0 - T_{пов})}, \quad (6.20)$$

где T_0 и $T_{пов}$ – соответственно абсолютные температуры насыщенного пара при заданном давлении пара и жидкого зародыша (его поверхности); σ , r и ρ' – соответственно коэффициент поверхностного натяжения, удельная теплота фазового перехода и плотность жидкой фазы.

Из формулы (6.20) следует, что чем меньше радиус капли, тем больше должен быть переохлажден (перенасыщен) пар относительно температуры насыщения при заданном давлении. В пределе при $R \rightarrow \infty$ (плоская поверхность) $t_{пов} \rightarrow t_0$ (предполагаем, что скачок температур на границе раздела фаз отсутствует).

Перенасыщение пара требуется и для роста тонкой пленки, если жидкость не смачивает стенку. В этом случае толщина пленки играет роль, аналогичную роли радиуса кривизны R в теории Томсона.

Как известно, на криволинейной поверхности раздела фаз капля находится под дополнительным давлением, обусловленным силами поверхностного натяжения.

Уравнение Лапласа, определяющее давление в жидкости, для сферической поверхности раздела фаз принимает вид:

$$\rho' = p' + \frac{2\sigma}{R}. \quad (6.21)$$

Конденсированная фаза находится в своеобразном движении. Это движение является следствием переменности поверхностного натяжения. Если поверхностное натяжение изменяется от точки к точке, то наряду с нормальным давлением на поверхности жидкости появляется

дополнительная сила, направленная тангенциально. Изменение поверхностного натяжения может быть вызвано, например, непостоянством температуры и кривизной границы раздела фаз, наличием градиента концентрации поверхностно-активных веществ, переменным электрическим зарядом на поверхности жидкости.

Увеличение температуры жидкости приводит к уменьшению σ . Таким образом, если температура поверхности жидкости переменна, то в капиллярном слое должно возникнуть движение, направленное в сторону уменьшения температуры. Это движение называют термокапиллярным.

Термокапиллярная движущая сила p_t определяется следующим образом:

$$p_t = grad(\sigma) = \frac{\partial \sigma}{\partial t_{пов}} grad(t_{пов}). \quad (6.22)$$

Учитывая, что температурный коэффициент поверхностного натяжения определяется соотношением

$$\xi = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t}. \quad (6.23)$$

уравнение (6.22) можно записать в следующем виде:

$$p_t = \xi \cdot \sigma \cdot grad(t_{пов}). \quad (6.24)$$

Капиллярная сила p_t имеет размерность давления; она направлена тангенциально к поверхности жидкости.

Как показывают измерения, при капельной конденсации температура стенки изменяется во времени и по поверхности. Пульсации температуры объясняются переменным термическим сопротивлением конденсированной фазы, неравномерно расположенной по поверхности стенки. Можно думать, что переменность толщины стенки и кривизны границы раздела фаз будет обуславливать и переменность температуры поверхности жидкой фазы и, следовательно, появление термокапиллярной движущей силы.

Изложенные представления о процессе капельной конденсации были использованы в [58] для получения математической формулировки задачи о теплообмене при капельной конденсации неподвижного чистого пара. Критерии подобия, полученные из математической формулировки, были использованы для обобщения опытных данных по капельной конденсации водяного пара.

Согласно [58], средний коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации неподвижного пара описывается следующими уравнениями:

$$\text{при } Re_* = 8 \cdot 10^{-4} \div 3,3 \cdot 10^{-3}$$

$$\overline{Nu} = 3,2 \cdot 10^{-4} \cdot Re_*^{-0,84} \cdot \Pi_K^{1,16} \cdot Pr^{\frac{1}{3}}; \quad (6.25)$$

$$\text{при } Re_* = 3,3 \cdot 10^{-3} \div 1,8 \cdot 10^{-2}$$

$$\overline{Nu} = 5,0 \cdot 10^{-6} \cdot Re_*^{-1,57} \cdot \Pi_K^{1,16} \cdot Pr^{\frac{1}{3}}. \quad (6.26)$$

Здесь

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot R_k}{\lambda'} = \frac{\bar{\alpha} \cdot 2\sigma \cdot T_0}{\lambda' \cdot r \cdot \rho' \cdot (t_0 - t_c)};$$

$$Re_* = \frac{w_* \cdot R_k}{\nu'} = \frac{\lambda' (t_0 - t_c)}{\nu' \cdot r \cdot \rho'}; \quad \Pi_k = \frac{\xi \cdot \sigma \cdot R_k \cdot (t_0 - t_c)}{\rho' \cdot \nu'^2} = \frac{2\xi \cdot \sigma^2 \cdot T_0}{r \cdot \rho'^2 \cdot \nu'^2}; \quad Pr = \frac{\nu'}{a'}$$

Физические параметры конденсата в формулах (6.25) и (6.26) выбираются по температуре насыщения.

Масштабами линейных размеров и скорости являются критический радиус R_k , определяемый формулой (6.20), и условная скорость роста конденсированной фазы при отводе тепла фазового перехода путем теплопроводности:

$$w_* = \frac{\lambda' \cdot \Delta t}{r \cdot \rho' \cdot R_k}$$

Критерий Π_k учитывает влияние термокапиллярного движения на рост и теплоотдачу конденсированной фазы. Его можно трактовать как отношение термокапиллярных сил к силам вязкости.

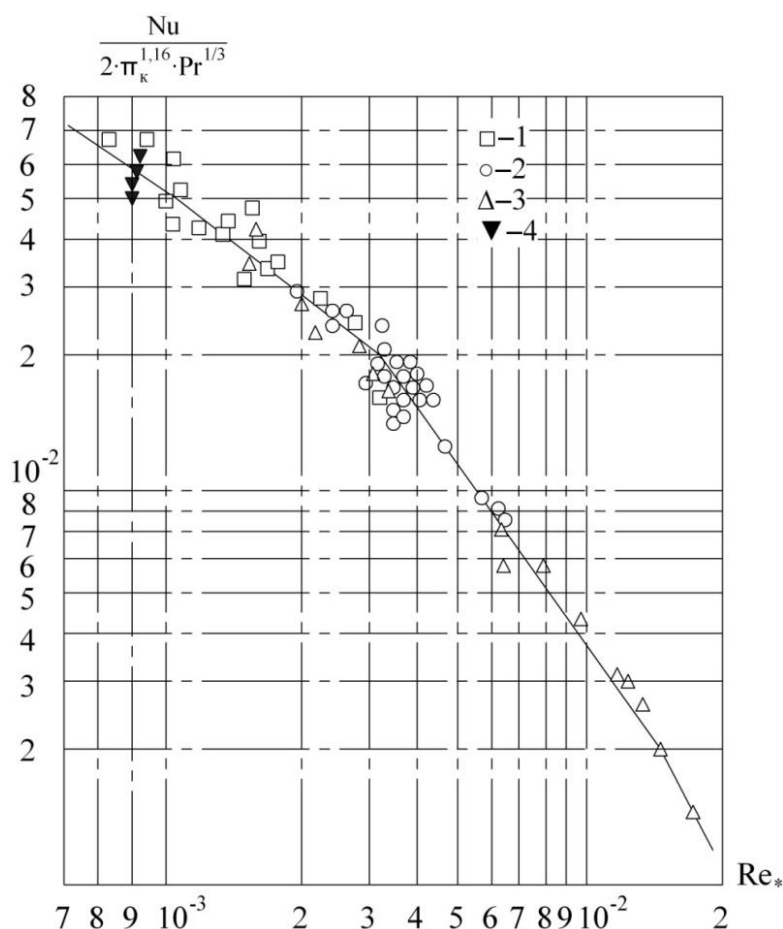


Рис. 6.6 Теплоотдача при капельной конденсации пара:

На рис. 6.6 формулы (6.25) и (6.26) сопоставлены с опытными данными. Опытные данные получены при конденсации насыщенного

водяного пара на вертикальных стенках высотой 0,12–0,61 м и горизонтальных пучках труб. Это обстоятельство позволяет считать, что интенсивность теплоотдачи при капельной конденсации практически не зависит от положения поверхности теплообмена в пространстве, если капли имеют возможность скатываться под действием силы тяжести. Значения критерия Pe_k в использованных опытных данных изменились от $0,98 \cdot 10^{-2}$ до $4,5 \cdot 10^{-2}$; критерий Pr изменялся от 1,75 до 3,65; давление пара $p'' \approx 0,12 \div 1$ бар.

Согласно формулам (6.25) и (6.26):

- при $Re_* < 3,3 \cdot 10^{-3}$, $\alpha \sim \Delta t^{0,16}$, $q \sim \Delta t^{1,16}$;
- при $Re_* > 3,3 \cdot 10^{-3}$, $\alpha \sim \Delta t^{-0,57}$, $q \sim \Delta t^{0,43}$.

Как следует из формул (6.25) и (6.26), для расчета коэффициента теплоотдачи достаточно знать температуру насыщения и температурный напор. На рис.6.7 представлена номограмма, с помощью которой можно определить коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации неподвижного насыщенного водяного пара. Номограмма получена путем соответствующего пересчета и графического представления формул (6.25) и (6.26).

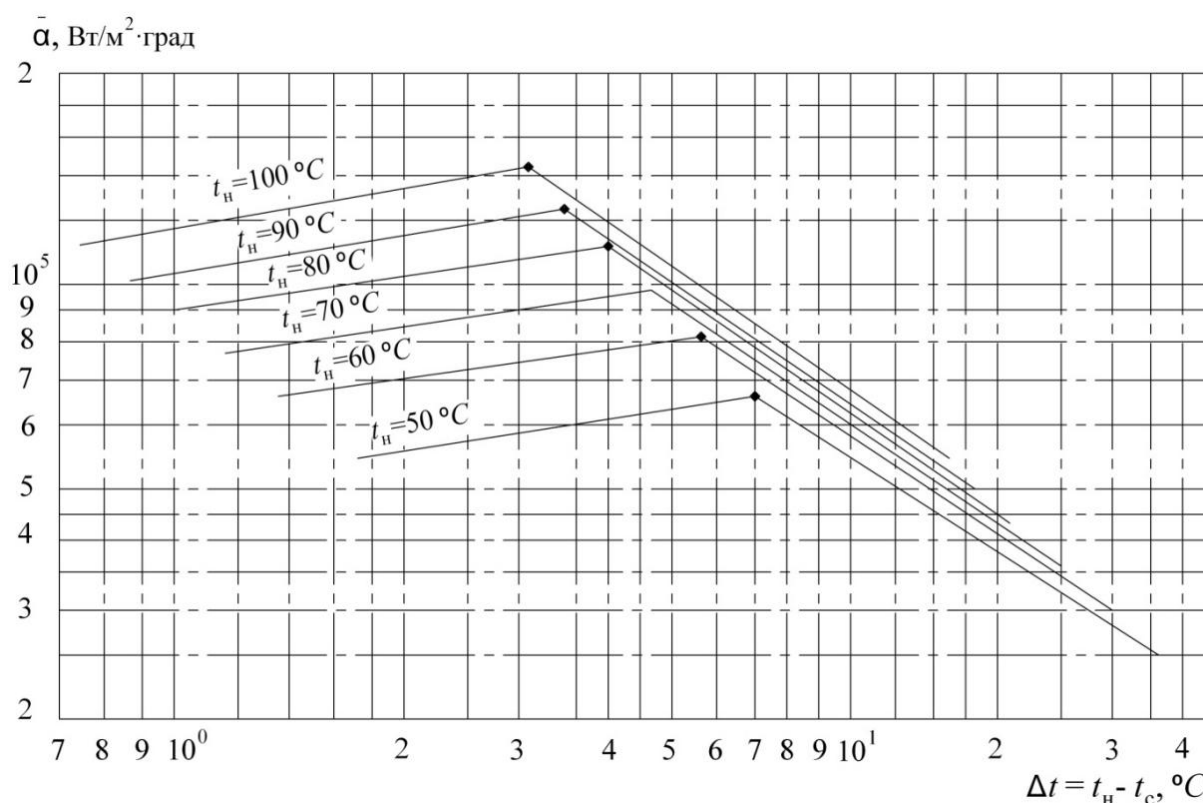


Рис.6.7 Коэффициенты теплоотдачи при капельной конденсации водяного пара в зависимости от температуры насыщения и температурного напора. При положительной зависимости α от Δt : $\bar{\alpha} = 2,61 \cdot 10^2 \cdot t_n^{4/3} \cdot \Delta t^{0,16}$; при отрицательной – $\bar{\alpha} = 2,79 \cdot 10^4 \cdot t_n^{1/2} \cdot \Delta t^{-0,57}$.

6.5. Отдельные задачи теплообмена при конденсации пара

Конденсация перегретого пара будет иметь место, если температура поверхности стенки меньше температуры насыщения. Если же $t_c > t_0$, то конденсация отсутствует, и происходит теплообмен однофазной жидкости (пара).

При конденсации перегретого пара температура его у стенки постепенно снижается, и пар конденсируется. Перегретый пар передает конденсату теплоту фазового перехода и теплоту перегрева. Кроме того, пар, не сконденсировавшийся в теплообменнике, отдает часть своего тепла перегрева путем обычного конвективного теплообмена; при этом температура пара снижается.

В случае полной конденсации перегретого пара каждый его килограмм отдает теплоту:

$$r_{\text{пер}} = r + c_{p_{\text{пер}}} \cdot \delta \cdot t_{\text{пер}},$$

где $\delta \cdot t_{\text{пер}} = t_{\text{пер}} - t_0$; $t_{\text{пер}}$ – температура перегретого пара.

Вопрос о теплообмене при конденсации перегретого пара исследован еще не в полной мере. Однако некоторые имеющиеся опытные данные [58] по пленочной и капельной конденсации неподвижного пара позволяют считать, что при полной конденсации с достаточной для практических целей точностью коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по формулам для сухого насыщенного пара. При этом вместо r в формулы подставляется $r_{\text{пер}}$.

Конденсация влажного пара. Если пар является влажным, то часть влаги будет выпадать вместе с конденсирующимся паром. Приближенные оценки показывают, что при влажности в пределах до 10–20% (по массе) ее влиянием можно пренебречь. Вопрос о влиянии влажности исследован еще недостаточно.

Контрольные вопросы:

1. Каковы условия осуществления процесса конденсации. Виды конденсации?
2. Дать определение краевого угла смачиваемости. Каков баланс сил при конденсации на горизонтальной поверхности?
3. Каковы условия смачивания поверхности конденсации?
4. Какое направление интенсификации перспективно для конденсаторов холодильных машин?
5. Какова специфика капельной конденсации хладагентов?
6. Что такое коэффициент конденсации?
7. Каковы условия приняты при выводе уравнения П. Л. Капицы?
8. Какой вид имеют уравнения при конденсации пара на вертикальных поверхностях и на горизонтальных трубах?

9. Как учитывается процесс волнообразования при конденсации на вертикальной поверхности?
10. Какова специфика теплоотдачи при конденсации внутри трубы?
11. Какие положения использованы в методике расчета теплообмена при капельной конденсации?

Глава VII. Анализ эффективности теплообменных аппаратов

7.1. Методика технико-экономического анализа

Технико-экономический анализ теплообменных аппаратов представляет собой комплексный метод обоснования проектных и эксплуатационных решений. Его цель – выбор оптимальных вариантов, обеспечивающих баланс между технической эффективностью и экономической целесообразностью.

Основными задачами технико-экономического анализа являются:

1. *Сравнительная оценка аппаратов различного типа*, предназначенных для выполнения одних и тех же задач (например, кожухотрубных и пластинчатых). Анализ проводится по комплексу критериев, включая энергоэффективность, материалоемкость, габариты, надежность, стоимость и эксплуатационные затраты.

2. *Определение оптимальных режимных параметров работы* аппарата в составе конкретной технологической схемы (например, холодильной установки). Целью является нахождение такого сочетания температур, давлений и расходов теплоносителей, которое обеспечивает минимум приведенных затрат при заданной тепловой производительности.

3. *Обоснованный подбор теплообменного оборудования*, наилучшим образом отвечающего установленным технико-экономическим критериям для конкретных условий эксплуатации. Это включает выбор конструктивного типа, материалов, площади поверхности теплообмена и определение резервов производительности.

В основе методики лежит сопоставление *капитальных затрат* (стоимость аппарата, монтаж) и *эксплуатационных расходов* (стоимость энергии на прокачку теплоносителей, затраты на обслуживание и ремонт, а также потери, связанные с возможными простоями). Результатом анализа является выбор варианта, обеспечивающего минимум приведенных затрат или максимум экономического эффекта в течение жизненного цикла оборудования.

7.2. Методика сопоставления различных типов аппаратов

Технико-экономическое сопоставление аппаратов различного типа проводится на основе комплексного сравнения следующих ключевых показателей [2]:

- а) приведенные затраты (П), руб./год (7.1);
- б) энергетическая эффективность (сопоставление по энергопотреблению, коэффициентам полезного действия);
- в) массогабаритные характеристики.

Важное условие корректного сопоставления по *приведенным затратам*: сравнение должно проводиться при одинаковых тепловых и режимных параметрах Q , θ_m , t_1 и t_2 .

Сопоставление по приведенным затратам

Сопоставление по приведенным затратам является классическим методом технико-экономического анализа, хотя в условиях инфляции имеет в большей степени методическое значение. Тем не менее, в отдельных случаях этот метод может представлять и практический интерес.

При оценке технико-экономической эффективности интегральной схемы, включающей теплообменное оборудование, используются две основные группы затрат: *капитальные и эксплуатационные*.

Расчетная площадь теплопередающей поверхности, определяемая по формуле (1.14) для заданных температурных параметров и тепловой производительности, является ключевым фактором, влияющим на величину капитальных затрат. В результате интенсификации теплообмена и соответствующего уменьшения требуемой поверхности капитальные затраты на аппарат снижаются. Однако это может привести к росту гидравлического сопротивления и, как следствие, к необходимости увеличения мощности насосов или компрессоров, что повышает эксплуатационные расходы.

Для сравнительной экономической оценки различных технических решений в подобных условиях используются приведенные затраты, учитывающие обе группы расходов с помощью нормативного коэффициента эффективности капитальных вложений. Приведенные затраты на приобретение и эксплуатацию теплообменного аппарата

$$\Pi = C_1 + E_n K_i = \min, \quad (7.1)$$

где i – порядковый номер рассматриваемого варианта, C_i – эксплуатационные затраты, E_n – нормативный коэффициент, K_i – капитальные затраты.

Годовой экономический эффект, полученный от реализации экономически целесообразного варианта, равен

$$\Delta \Phi = \pm E_n (K_1 - K_2) \pm (C_2 - C_1). \quad (7.2)$$

Основные годовые эксплуатационные затраты

$$C = \pm \Delta + P_t + P_k + B \dots, \quad (7.3)$$

где Δ – затраты на электроэнергию, P_t – затраты на текущий ремонт, P_k – затраты на капитальный ремонт, B – затраты на воду.

Стоимость теплообменного аппарата (приближенно)

$$S_{\text{ап}} = a + bF. \quad (7.4)$$

Масса аппарата

$$M_{\text{ап}} = c + dF, \quad (7.5)$$

где a , c , d – нормативные коэффициенты, определяются по действующим нормативным документам (ГОСТ, отраслевые стандарты).

Приведенная методика относится к оценке оптимальной стоимости и массы аппаратов известных конструкций, выпускаемых промышленностью. При разработке новых типов аппаратов действует специальная уточненная методика.

Сопоставление по тепловой эффективности [57]

Для оценки тепловой эффективности используется энергетический коэффициент E :

$$E = \frac{Q}{\sum N}, \quad (7.6)$$

где Q – тепловая производительность аппарата. $\sum N$ – сумма мощностей насосов и иных элементов установки, связанных с обеспечением эксплуатационных параметров теплообменного аппарата.

С помощью уравнений (1.11)–(1.15) выражение (7.6) может быть приведено к следующему виду:

$$E = \frac{k\theta_m}{\sum N_F}, \quad (7.7)$$

где $\sum N_F$ – суммарная мощность, затрачиваемая на перекачку хладоносителей и приведенная к единице площади теплопередающей поверхности (кВт/м²)

Для кожухотрубных теплообменных аппаратов мощность N включает составляющие на преодоление сопротивления в трубном пространстве и местных сопротивлений. В этом случае выражение для $\sum N_F$ приобретает вид

$$N_F = \frac{wd}{4\eta \sum P_{\text{вн}}}, \quad (7.8)$$

где w – скорость потока (воды или рассола), $d_{\text{вн}}$ – внутренний диаметр труб, η – КПД насоса.

С учетом преобразований [2], для расчета мощности, затраченной для прокачки жидкостей внутри труб и трубных пучков, используется уравнение

$$N_{F_{\text{вн}}} = 0,125 \left(\xi + \frac{\sum \xi}{l/d_{\text{вн}}} \right) \frac{w^3 \rho}{\eta}. \quad (7.9)$$

Сопоставление по массогабаритным характеристикам

При сопоставлении по массогабаритным характеристикам используется уравнение (1.14) для нахождения теплопередающей поверхности F . При этом соблюдается равенство Q , N , E , G_a , G_s , а также

температурных условий. Главным условием сопоставления является постоянство энергетического коэффициента E .

Из этого условия вытекает ряд соотношений.

1. Соотношение сопоставляемых поверхностей

$$\frac{F_1}{F_0} = \frac{q_{F0}}{q_{F1}} = \frac{N_{F0}}{N_{F1}}, \quad (7.10)$$

где индексы F_0 и F_1 свидетельствуют о том, что рассматриваемая величина приводится к единице площади.

2. Соотношение объемов, занимаемых аппаратами

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{F_1 \omega_0}{F_0 \omega_1} = \frac{N_{F0} \omega_0}{N_{F1} \omega_1}, \quad (7.11)$$

где ω – коэффициент компактности, характеризующий расчетную площадь поверхности теплообмена (м^2), заключенную в единице пространства (м^3)

3. Соотношение масс аппаратов

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{m_1 F_1}{m_0 F_0} = \frac{m_1 N_{F0}}{m_0 N_{F1}}, \quad (7.12)$$

где m – масса единицы поверхности аппарата ($\text{кг}/\text{м}^2$)

4. Соотношение стоимостей поверхностей аппаратов

$$\frac{S_{01}}{S_{02}} = \frac{s_1 N_{F0}}{s_2 N_{F1}}, \quad (7.13)$$

где s – стоимость единицы массы теплообменной поверхности.

Контрольные вопросы:

1. Какую цель имеет технико-экономический анализ теплообменных аппаратов?
2. Какие основные задачи решаются при технико-экономическом анализе?
3. Каковы условия сопоставления аппаратов по приведенным затратам?
4. Каковы условия сопоставления аппаратов по тепловой эффективности?
5. Каковы условия сопоставления по массогабаритным характеристикам?

Глава VIII. Методика определения оптимальных режимов и основных параметров аппаратов

Перед началом оптимизации необходимо задаться целевой функцией (критерием оптимизации), параметрами оптимизации и ограничениями режимных и конструктивных характеристик [56].

В качестве целевой функции (искомой величины) могут быть использованы:

- энергетический коэффициент;
- приведенные затраты;
- стоимость;
- масса или габаритный объем аппарата.

Параметрами оптимизации (варьируемыми величинами) часто являются:

- скорость потока;
- геометрические размеры аппарата;
- температурные напоры.

Система ограничений обычно включает:

- допустимый диапазон рабочих скоростей;
- эксплуатационный диапазон температур теплоносителей;
- ограничения по габаритам, давлению или гидравлическому сопротивлению.

8.1. Оптимизация на основе тепловой эффективности

8.1.1. Оптимизация скоростей теплоносителя

В работе [56] предложена методика выбора оптимальных скоростей теплоносителей для рекуперативного однофазного теплообменника. В качестве целевой функции был использован энергетический коэффициент (7.7). В случае двухстороннего обогрева это выражение принимает вид

$$E = \frac{q}{N_{o1} + N_{o2}}, \quad (8.1)$$

где q – плотность теплового потока, N_{o1} , N_{o2} – затраты мощности на греющей и охлаждаемой поверхностях, отнесенные к единице теплопередающей поверхности (Вт/м^2).

Оптимальное соотношение скоростей $\varphi = W_2/W_1$ достигается при максимальном значении энергетического коэффициента. На рисунке 8.1 представлена зависимость $E = f(W_2/W_1)$ для обтекания трубного пучка [56].

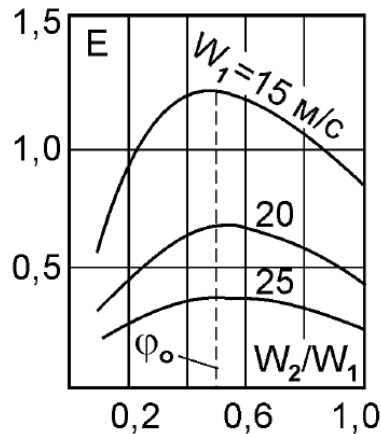


Рис 8.1 Зависимость энергетического коэффициента от соотношения скоростей

8.1.2. Оценка эффективности поверхности теплообмена, объемных и массовых характеристик

Величина энергетического коэффициента является важной характеристикой эффективности теплообменного аппарата. Повышение величины E является главной задачей интенсификации.

Использование удельных показателей теплосъема и энергозатрат позволил развить метод, снованный на анализе энергетического коэффициента.

Вариант 1. Одностороннее обтекание поверхностей теплообмена.

Рассмотрим методику сравнения эффективности двух теплообменных поверхностей F_1 и F_2 . Анализ проводится для стороны теплоносителя, интенсификация теплоотдачи которой наиболее целесообразна. В качестве примера можно привести испаритель: со стороны кипящего хладагента коэффициент теплоотдачи весьма велик ($\alpha_{\text{хлад}} \approx 3000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$), поэтому основное сопротивление сосредоточено в потоке рассола. Сравниваются два варианта поверхности, омываемой рассолом:

а) поверхность F_1 с коэффициентом теплоотдачи $\alpha_{p1} \approx 600 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

б) поверхность F_2 с коэффициентом теплоотдачи $\alpha_{p2} \approx 300 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Для этого случая

$$E = \frac{\alpha F \Delta t}{\Delta P W f_{\text{пр.с}}}, \quad (8.2)$$

где α – коэффициент теплоотдачи со стороны рассола, F – поверхность теплообмена, Δt – изменение температур одной из рабочих жидкостей, ΔP – потери давления (Па), $f_{\text{сеч}}$ – площадь проходного сечения.

В результате деления знаменателя на величину площади теплопереноса получаем величину удельных энергозатрат:

$$N_0 = \frac{\Delta PW f_{\text{пр.с}}}{F}. \quad (8.3)$$

Выражение (8.2) приобретает вид

$$E = \frac{\alpha \Delta t}{N_0}. \quad (8.4)$$

Принимая изменение температур текучей среды Δt равным одному градусу, имеем:

$$E_0 = \frac{\alpha}{N_0}, \quad (8.5)$$

В таком виде энергетический коэффициент приобретает смысл универсальной величины, представляющей собой *количество теплоты, передаваемой при изменении температур жидкости температур в один градус через метр квадратный теплопередающей поверхности при затрате энергии в один Ватт.*

Сопоставление энергоэффективности двух поверхностей теплообмена при одностороннем подводе теплоты представлено на рисунке 8.2.

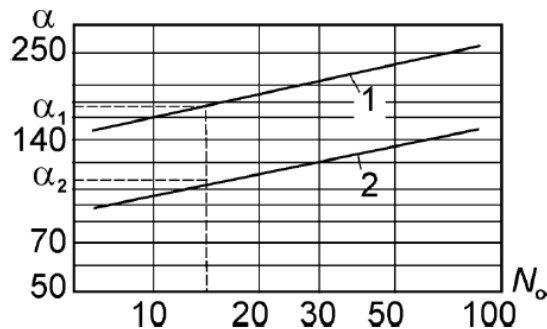


Рис. 8.2 Сопоставление энергоэффективности двух поверхностей теплообмена при одностороннем подводе теплоты

При $N_0 = \text{const}$ отношение $\alpha_1/\alpha_2 = \psi$ характеризует преимущество поверхности F_1 над поверхностью F_2 , таким образом, соотношение поверхностей может быть выражено зависимостью:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1}{\psi}. \quad (8.6)$$

Соотношение объемов, занятых поверхностями теплообмена F_1 и F_2 , может быть выражено через коэффициент компактности $\Pi_i = F_i/V_i$. С учетом коэффициента компактности получаем соотношение объемов, занятых поверхностями теплообмена:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\Pi_2}{\Pi_1 \psi}. \quad (8.7)$$

Аналогично может быть выражено соотношение масс поверхностей теплообмена G_1 и G_2 :

$$\frac{G_1}{G_2} = \frac{b_2}{b_1 \psi}, \quad (8.8)$$

где b_1 и b_2 – массы единиц поверхности.

Вариант 2. Двухстороннее отмывание поверхности.

По аналогии с 8.5, но с учетом коэффициента теплопередачи через сопоставляемые поверхности,

$$E = \frac{k}{\Sigma P}, \quad (8.9)$$

где ΣP – общие потери давления на обеих сторонах теплообменного аппарата.

Контрольные вопросы

1. Что такое энергетический коэффициент?
2. Какое условие должно быть соблюдено при выборе оптимальных скоростей рабочих сред?
3. Какой вид имеет величина энергетического коэффициента при одностороннем обтекании поверхности теплообмена?
4. Какой результат может быть получен при сопоставлении эффективностей двух теплообменных поверхностей аппаратов

Глава IX. Интенсификация теплообменных аппаратов

9.1. Методы интенсификации однофазных потоков

Возможности интенсификации теплообменных аппаратов базируются на основном уравнении теплопередачи (1.11).

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$$

Задачами интенсификации являются:

1. **Сокращение теплопередающей поверхности** аппарата при сохранении его производительности.
2. **Снижение необратимых потерь** (гидравлических, термических).
3. **Повышение тепловой производительности** существующих аппаратов без увеличения их габаритов.
4. **Внедрение новых технологий и материалов** для повышения эффективности и надежности.

В [59] методы интенсификации разделены на *активные и пассивные*:

- *активные* предполагают внешнее воздействие на теплообменную поверхность, включая механическое, электролитическое или акустическое воздействие;
- *пассивные* методы подразумевают воздействие на поток геометрическими параметрами поверхности теплообмена.

Принимая данную классификацию, становится очевидным, что для теплообменных аппаратов низкотемпературных машин интерес представляют пассивные методы интенсификации, включая:

- придание потоку вращательно-поступательного движения;
- разрушение пристенных слоев жидкости;
- увеличение поверхности теплообмена.

Первый способ заключается в воздействии завихрителей различной формы на весь поток, что приводит к его закрутке и интенсивному перемешиванию. Например, это реализуется в аппаратах со скрученными (витыми) трубами. Подобные трубы изготавливаются методом деформации гладкой трубы на специальных трубогибочных станках или станках холодной прокатки. Трубе придают винтовую форму за счет одновременного воздействия осевого растяжения, крутящего момента и радиального обжатия для формирования желаемой геометрии (рис. 9.1). Эти идеи нашли развитие в аппаратах конструкции SPIN SELL.

Если говорить про внутриканальное воздействие, то тут активное применение нашли ленточные и винтовые вставки в трубчатых аппаратах.

а)



б)



Рис. 9.1. Скрученная (витая) трубка

Второй способ подразумевает разрушение пристенного пограничного слоя за счет искусственной шероховатости теплообменной поверхности. Для этого используются рифленые, перфорированные или спеченные пористые поверхности, а также нанесение покрытий с определенной микроструктурой.

Третий способ связан с оребрением теплообменной поверхности, что позволяет многократно увеличить площадь контакта с потоком. Ребра могут быть продольными (для направленных потоков) или поперечными (для турбулизации), а также игольчатыми или прерывистыми для дополнительного нарушения пограничного слоя.

9.2. Интенсификация теплообмена в кожухотрубных аппаратах с течением хладоносителя внутри труб

Испытания теплообменных аппаратов с гладкими трубами показывают следующую закономерность. В аммиачных испарителях при низких температурах кипения ($t_0 < -20\text{ °C}$) теплоотдача со стороны хладоносителя и кипящего хладагента почти одинакова. Но если температура кипения выше 0 °C , основное сопротивление переносу тепла возникает именно со стороны аммиака [2].

В конденсаторах ситуация иная: для аммиака сопротивление со стороны воды и конденсата равны, а для фреона теплоотдача при конденсации ниже, чем со стороны охлаждающей воды. Следовательно, во фреоновых аппаратах объектом интенсификации является в первую очередь процесс конденсации.

В связи с этим для повышения эффективности аппаратов применяются различные технические решения, направленные конкретно на преодоление термического сопротивления лимитирующей стороны. Их конструкция принципиально различается в зависимости от того,

воздействуют ли они на поток хладоносителя или на процесс фазового перехода хладагента.

Сторона хладоносителя

Эффективным методом интенсификации теплоотдачи со стороны хладоносителя является *уменьшение внутреннего диаметра труб $d_{\text{вн}}$* . Например, снижение диаметра с 20 до 13 мм приводит к росту коэффициента теплоотдачи на 15% в ламинарном режиме и на 9% – в турбулентном. Это улучшает массогабаритные показатели аппарата за счет снижения металлоемкости. Однако уменьшение диаметра имеет и негативные последствия: возрастают технологические сложности при заделке труб в трубной решетке, а также значительно увеличивается гидравлическое сопротивление, что ведет к росту энергозатрат на прокачку. Таким образом, выбор диаметра становится задачей оптимизации, в которой выгода от интенсификации и уменьшения габаритов сопоставляется с увеличением потерь давления. Для решения этой задачи применяется методика оптимизации режимных параметров, представленная в 8.1

Другим распространенным методом интенсификации является искусственная турбулизация потока хладоносителя за счет применения *внутритрубных турбулизаторов*. К турбулизаторам периферийного типа в первую очередь относятся кольцевые и проволочно-спиральные вставки. В этих случаях захватывается только пристенная область течения и разрушается пограничный слой, являющейся основным термическим сопротивлением при однофазном течении. Большая же часть потока (центральная) не взаимодействует с периферийными турбулизаторами, что позволяет снизить потери давления и избежать излишнего перерасхода энергии. Самый простой пример подобных турбулизаторов – пружина, устанавливаемая внутри труб.

Согласно данным [2], применение периферийных турбулизаторов наиболее эффективно при турбулентном и переходных режимах. В этих условиях именно пристенный ламинарный подслой определяет теплообмен. Разрушая его, турбулизатор обеспечивает интенсивное перемешивание ядра потока с периферийной областью, что и приводит к резкому росту коэффициента теплоотдачи.

Однако при температурах менее $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ при течении хладоносителя (например раствора хлористого кальция) может существовать ламинарный режим течения. В этом случае для эффективной интенсификации турбулизация должна распространяться на все сечение потока, а не только на пристенную область. Для этих случаев эффективными являются ленточные (спиральные) турбулизаторы, которые закручивают весь поток, обеспечивая его полное перемешивание. Наилучшие результаты были получены на турбулизаторах в виде завитой ленты с шагом $(6\div 10)d_{\text{вн}}$.

В [2] указывается, что использование спиральных турбулизаторов при температурах хлористого кальция до $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ позволяет сократить

теплопередающую поверхность до 70 % или уменьшить энергопотребление на 6–8 %. Оптимальная скорость при этом снижается от 1,0–1,2 м/с до 0,5–0,6 м/с.

При ламинарном течении эффект интенсификации может быть достигнут с помощью проволочных спиральных турбулизаторов с шагом спирали $l_{\text{сп}} \approx 3d_{\text{вн}}$.

Определенный интерес представляют исследования, направленные на интенсификацию кожухотрубных теплообменных аппаратов, предназначенных для разогрева смазочного масла дымовыми газами [59]. Поскольку величина кинематического коэффициента вязкости масла (вязкой, ньютоновской жидкости) – одного порядка с вязкостью раствора хлористого кальция при температуре -20°C , приведенные в [59] данные интересны и для аппаратов техники низких температур.

Считается, что теплоотдача со стороны жидкости, движущейся внутри труб, значительно ниже теплоотдачи со стороны газа в межтрубном пространстве. Следовательно, объектом интенсификации является теплоотдача при течении внутри труб.

Известно, что применение турбулизаторов, с одной стороны, способствует интенсификации теплообмена, а с другой – повышению гидравлического сопротивления. С учетом этого в основу анализа заложены два известных уравнения:

$$Q = \alpha F |\bar{T}_c - \bar{T}_ж| = k F \Delta \bar{T},$$

$$\Delta p = A \xi Re^2 \frac{l}{d}.$$

Вводя в рассмотрение геометрические характеристики турбулизаторов, выводится зависимость, связывающая снижение теплопередающей поверхности в результате интенсификации с теплогидродинамическими параметрами потоков.

$$\frac{F}{F_0} = \frac{\xi}{\xi_0} \left(\frac{Nu_0}{Nu} \right)^2 \frac{(\bar{T}_c - \bar{T}_{ж})_0^2}{(\bar{T}_c - \bar{T}_ж)^2} \left(\frac{Re}{Re_0} \right)^3, \quad (9.1)$$

где параметры с индексом (0) относятся к гладкой трубе, а индекс (2) обозначает межтрубное пространство.

Для вычисления теплопередачи от внутритрубного вязкого течения (низкая теплоотдача) к межтрубному потоку $\alpha < \alpha_2$ используется упрощенное выражение коэффициента теплопередачи $k = (\alpha \cdot \alpha_2)/(\alpha + \alpha_2)$.

Тогда эффективность внутритрубных турбулизаторов определяется выражением.

$$\left(\frac{Nu}{Nu_0} \right)^2 > \frac{F}{F_0} \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)_1 \left(\frac{Re}{Re_0} \right)^{1,2} \left(\frac{Nu_0}{Nu_{20}} \right)^2 \left(\frac{\alpha + \alpha_2}{\alpha_0 + \alpha_{20}} \right). \quad (9.2)$$

Из уравнения 9.2 следует важный вывод. Интенсификация теплообменного аппарата определяется не только повышением эффективности со стороны низкого коэффициента теплоотдачи α , но и интенсификацией теплообмена на стороне более высокой интенсивности α_2 .

Сторона хладагента

Интенсификация на стороне хладагента в испарителях связана в первую очередь с процессом кипения. В кожухотрубных аппаратах кипение происходит на поверхности пучка труб, где взаимное влияние соседних труб, подвод тепла и циркуляция двухфазной среды создают уникальные условия для теплообмена.

Как следует из анализа методов расчета теплообмена при кипении на пучке труб (глава IV), уравнение для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении на пучке труб имеет вид:

$$\alpha = Aq^n \left(\frac{S}{d} \right)^{-m}. \quad (9.3)$$

Величина теплового потока, входящего в (9.3), определяется двумя составляющими согласно известному уравнению $q = q_{\text{кип}} + q_{\text{конв}}$.

Величина q^n характеризует величину теплоотдачи при кипении в «большом объеме», или вклад пузырькового кипения на поверхности теплообмена, величина $(S/d)^{-m}$ определяет конвективную составляющую при парообразовании на трубном пучке. Таким образом, интенсификация процесса теплоотдачи определяется воздействием как на теплоотдачу при пузырьковом парообразовании на теплопередающей поверхности, так и на конвекцию.

Теплоотдачу при парообразовании на трубном пучке можно рассматривать как кипение в стесненном объеме, при котором уменьшение проходного сечения влечет за собой рост теплоотдачи, что отражено в уравнении (4.30). Исходя из зависимости (9.3), при значении $m = -0,45$ уменьшение значения S/d от 2,0 до 1,2 приводит к возрастанию коэффициента теплоотдачи на 26 %.

Таким образом, повышение плотности трубного пучка (уменьшение относительного шага труб) является эффективным конструктивным методом интенсификации кожухотрубных испарителей.

Помимо этого, повышение конвективной составляющей теплообмена при кипении на пучке труб достигается следующими мерами:

1. Поддержание начального массового паросодержания в диапазоне $x = 0,1-0,2$. Данный диапазон соответствует оптимальному балансу между двумя факторами: достаточной турбулизацией потока за счет парообразования и сохранением устойчивого режима пузырькового кипения с эффективным смачиванием всей теплообменной поверхности.

2. Увеличение массовой скорости потока. Повышение скорости приводит к усилению вынужденной конвекции, более эффективному

отрыву пузырьков пара от поверхности и улучшению перемешивания ядра потока, что в совокупности увеличивает коэффициент теплоотдачи.

3. Установка перегородок в обечайке испарителя. Перегородки выполняют несколько функций: увеличивают жесткость конструкции, организуют поперечное обтекание трубного пучка, увеличивают реальную скорость потока в межтрубном пространстве и уменьшают паразитные байпасные течения. Все это способствует интенсификации теплообмена.

Конструкция перегородок в кожухе теплообменника существенно влияет на организацию потока и интенсивность теплообмена. Наиболее распространенными типами являются (рис. 9.2):

а) односторонние сегментные перегородки – сегменты вырезаны по одной стороне кожуха (например, сверху и снизу со смещением). Поток движется зигзагообразно, попеременно омывая пучок в разных секциях;

б) перегородки типа «диск-кольцо» – состоят из чередующихся центральных дисков и периферийных колец, где поток попеременно направляется к стенке кожуха и к его центру, что обеспечивает интенсивное перемешивание;

в) двусторонние (чередующиеся) сегментные перегородки – сегменты вырезаны попеременно с разных сторон, что обеспечивает преимущественно поперечное (но зигзагообразное) обтекание пучка с высокой интенсивностью теплообмена.

Выбор типа перегородки является компромиссом между требованиями к эффективности теплообмена, допустимым перепадом давления и технологичностью изготовления.

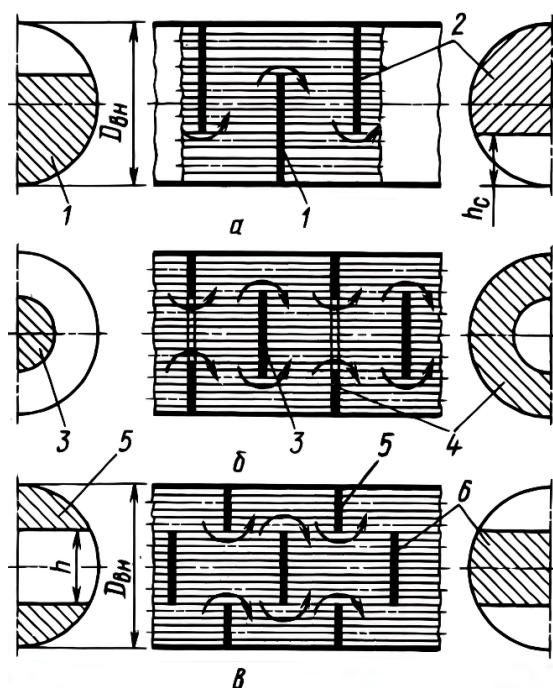


Рис. 9.2. Типы поперечных перегородок: а) односторонние сегментные; б) диск-кольцо; в) двусторонние сегментные перегородки

Поскольку активными центрами парообразования являются шероховатости поверхности, одним из ключевых способов интенсификации кипения становится целенаправленное увеличение количества и стабильности этих центров. На практике это реализуется за счет создания специальной микрошероховатости или нанесения пористых покрытий на теплообменную поверхность.

Таким образом, оптимальным условием для образования парового пузыря на поверхности является сопоставимость его минимального радиуса с величиной шероховатости (размером выпуклостей или впадин). Обеспечение этого условия и является основной задачей интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении. Иными словами, интенсификация теплообмена при кипении в «большом объеме» достигается созданием искусственных центров парообразования

Таблица 9.1. Оценка эффективности различных методов интенсификации теплообмена при кипении хладагента на трубном пучке кожухотрубного испарителя [2]

Характеристика	Рассол CaCl_2 $t_s = -15^\circ\text{C}$				Вода $t_w = 5^\circ\text{C}$			
	Пористое покрытие	Пористое покрытие и турбулизация	Оребрение (наружное)	Оребрение и турбулизация	Пористое покрытие	Пористое покрытие и турбулизация	Оребрение (наружное)	Оребрение и турбулизация
Относительный коэффициент теплопередачи $k/k_{\text{глад}}$ при $q_{\text{вн}} = 2 \text{ кВт/м}^2$	1,72	2,34	1,47	1,91	2,7	3,27	1,93	2,02
Возможное снижение при $\theta = 5^\circ\text{C}$:								
площади теплообменной поверхности $F/F_{\text{глад}}$	0,567	0,414	0,65	0,48	0,483	0,400	0,55	0,43
массы поверхности $G/G_{\text{глад}}$	0,675	0,561	1,54	1,20	0,575	0,542	1,30	1,075
Возможное снижение удельного расхода электроэнергии $N_{\text{уд}}/N_{\text{уд.глад}}$ при $q_{\text{вн}} = 2 \text{ кВт/м}^2$	0,940	0,920	0,945	0,930	0,952	0,948	0,960	0,955

Из сопоставления теплофизических свойств R717 и R134a при -20°C следует, что $R_{\text{min}}(\text{R717}) = 0,21 \text{ мм}$, а $R_{\text{min}}(\text{R134a}) = 0,9 \text{ мм}$. Если минимальный радиус пузыря при кипении аммиака обеспечивается естественной шероховатостью стальных труб промышленного

изготовления, то для создания оптимальных условий при кипении R134a требуется создание искусственных центров парообразования.

Как свидетельствуют данные [60], интенсификация может быть достигнута созданием капиллярного пористого слоя на поверхности трубы, применением оребрения с малым шагом ребер, наложении на поверхность трубы неметаллических покрытий (стеклоткани, фторопласта). Наиболее перспективным был признан метод нанесения капиллярно-пористого металлического покрытия. Материалами для покрытия служат алюминий, медь, сталь, различные сплавы. Методы нанесения – электрохимическое осаждение, напыление, спекание.

Согласно [32], применение металлизированного пористого покрытия при кипении фреонов способствует повышению коэффициентов теплоотдачи до 4–5 раз.

В таблице 9.1 представлены примерные значения различных методов интенсификации кипения R22 на пучке труб для двух типов хладоносителей: хлористого кальция и воды (водоохладитель) [2].

Из представленных данных следует, что наиболее эффективным является пористое покрытие для области как отрицательных, так и положительных температур.

9.3. Интенсификация конденсаторов

Как известно (см. Главу V), конденсация пара на поверхности может протекать в двух основных формах – пленочной и капельной.

При капельной конденсации коэффициент теплоотдачи может на порядок превышать значения, характерные для пленочного режима [2]. Это обусловлено принципиальным различием в механизме формирования конденсата: при капельной форме отдельные капли, стекая, обнажают значительную часть сухой поверхности, в то время как при пленочной режим все тепло должно преодолевать сплошной слой жидкости, создающий основное термическое сопротивление.

Капельная конденсация как метод интенсификации требует создания на поверхности условий несмачиваемости (гидрофобности). Для этого на теплообменную поверхность наносят ультратонкие покрытия – например, слой поверхностно-активного вещества, лиофилизатора, толщиной около 1 мкм, или специальные полимерные пленки. Такие покрытия предотвращают растекание конденсата, способствуя формированию и стеканию отдельных капель, что и обеспечивает высокий коэффициент теплоотдачи. Недостатком метода является неустойчивость пленки лиофилизатора и, соответственно, необходимость ее периодического восстановления.

Метод создания искусственной гидрофобности поверхности хорошо отработан для интенсификации конденсации водяного пара, где применение

специальных лиофилизаторов или полимерных покрытий позволяет стабильно поддерживать капельный режим. Однако для конденсации паров хладагентов (фреонов, аммиака) эффективные и технологичные типы покрытий-лиофилизаторов пока не найдены, что связано с агрессивностью сред, сложностью адгезии покрытия к металлическим поверхностям в условиях эксплуатации и высокими требованиями к долговечности.

Наиболее важным направлением интенсификации конденсаторов является повышение эффективности именно пленочной конденсации как наиболее распространенного режима. Поскольку основное термическое сопротивление в этом процессе создает слой жидкого конденсата (рис. 5.2, уравнение (5.3)), ключевой задачей становится максимально быстрое и полное удаление этой жидкости с теплопередающей поверхности.

Практическим воплощением этого принципа является, например, применение в горизонтальных конденсаторах труб со спиральной канавкой на внешней поверхности [58]. Такая геометрия способствует стеканию конденсата под действием сил поверхностного натяжения, что приводит к локальному уменьшению толщины пленки и обнажению сухой поверхности. Внешний вид трубы с такой канавкой и характер стекания конденсата показаны на рисунке 9.3.

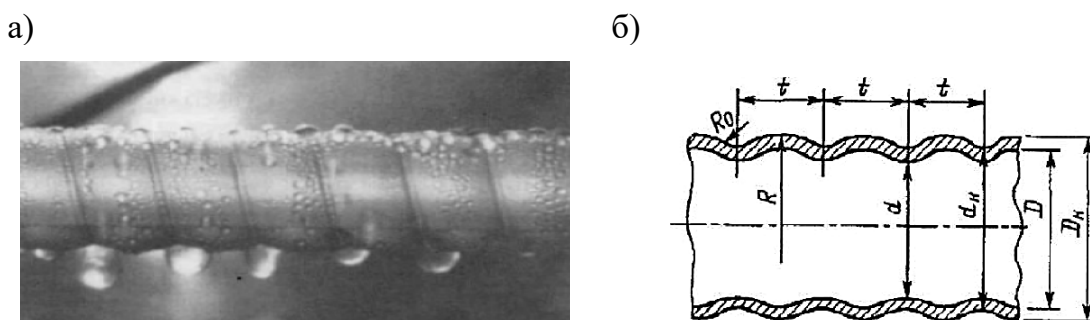


Рис. 9.3. Конденсация водяного пара на трубе со спиральной канавкой

а) Конденсация водяного пара на трубе со спиральной канавкой; б) эскиз трубы со спиральной канавкой на теплообменной поверхности

Наличие канавок переменного сечения обуславливает эффект стягивания конденсата в узкий поток за счет сил поверхностного натяжения. В результате уменьшается толщина пленки конденсата на основной поверхности теплообмена.

Эффект стягивания проявляется при значении числа Вебера более 10 [2]:

$$We = 2\sigma/(\rho'gh\delta) > 10.$$

Этот же эффект проявляется во фреоновых конденсаторах путем использования труб с накатным оребрением с шагом 0,8–1 мм. Как свидетельствуют данные [29], применение такого оребрения повышает коэффициент теплоотдачи при конденсации почти в 2 раза

Эффект стягивания способствует увеличению на 25–50 % коэффициента теплоотдачи при конденсации на вертикальных трубах аммиачных конденсаторов. Для этой цели на трубу навивается проволока диаметром 1–1,5 мм с шагом 18 мм.

Схожим методом является использование труб с поперечными выступами для различных типов аппаратов (рис. 9.4). В работе [62] имеются рекомендации по их использованию как при течении однофазных сред, так и при кипении и конденсации потоков.



Рис. 9.4. Трубы с кольцевыми выступами [62]

В некоторых горизонтальных фреоновых конденсаторах на пучках труб устанавливают наклонные перегородки для отвода стекающего конденсата из зоны теплообмена и снижения термического сопротивления пленки. Наклонные козырьки-отводчики конденсата используются также и в аммиачных кожухотрубных конденсаторах. Козырьки способствуют, помимо этого, увеличению скорости пара, что также увеличивает теплоотдачу.

9.4. Течение хладагента внутри труб

Наиболее характерным типом теплообменного аппарата, в котором хладагент кипит внутри труб, является испаритель-водоохладитель (или рассолоохладитель). В таких аппаратах хладоноситель (вода или рассол) движется в межтрубном пространстве, отдавая тепло хладагенту, который кипит внутри трубного пучка. Такая схема широко распространена, так как позволяет эффективно организовать отвод образующегося пара, обеспечивает удобство обслуживания и сравнительно простую чистку труб со стороны хладоносителя.

Температура охлаждаемой воды обычно не превышает +5°, а температура кипения несколько ниже нуля. Использование традиционного типа испарителей, когда охлаждаемая среда движется внутри труб, создает опасность замерзания воды, что чревато разрывом труб.

В этих случаях используются испарители с внутритрубным кипением хладагента – фреон. Тогда замерзание воды на поверхности трубы не

приводит к аварийным ситуациям, однако при кипении хладагента внутри труб коэффициенты теплоотдачи в несколько раз ниже, чем при конвекции воды в межтрубном пространстве (рис. 1.6) [2].

Одним из методов интенсификации кипения внутри труб служит применение внутренних ребристых вставок типа «звездочка» (рис. 9.5). Вставка представляет собой алюминиевый профиль с 8 или 10 продольными ребрами. Монтаж заключается в ее установке внутрь медной трубы и последующем обжиге для создания плотного механического и теплового контакта между материалами.

Согласно [13], применение 10-канального оребрения позволяет сэкономить порядка 10 % электроэнергии при сохранении расчетной разности температур, уменьшить теплопередающую поверхность в 2–3 раза (по сравнению с гладкими трубами).

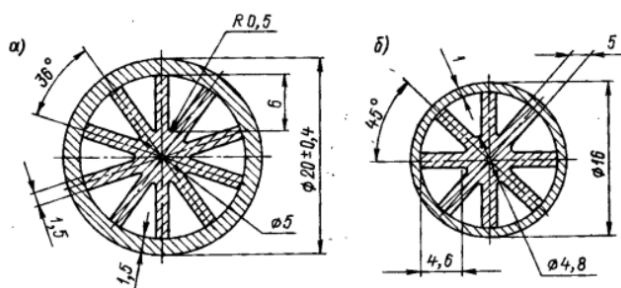


Рис 9.5. Труба с внутренним оребрением:

а) десять каналов; б) восемь каналов

Известен метод интенсификации с использованием проволочных турбулизаторов диаметром проволоки 0,8 мм и шагом 19 мм. Главным преимуществом метода является простота, хотя интенсивность теплоотдачи при кипении на 40% ниже, чем в трубах со вставками-«звездочками» [13].

Отдельно можно выделить среди проволочных интенсификаторов специализированную конструкцию типа HiTRAN (рис. 9.6). Она была разработана для применения в аппаратах, работающих с высоковязкими жидкостями. Как и другие проволочные турбулизаторы, элемент HiTRAN активно разрушает пристенный слой, обеспечивая высокий рост теплоотдачи, но при этом создает значительно большее гидравлическое сопротивление.

К методом интенсификации относится также подача хладагента на вход в испаритель с начальным паросодержанием $x = 0,2–0,25$, что позволяет сформировать кольцевой режим течения в трубе и повысить коэффициент теплоотдачи в 1,5–2 раза.

Увеличение скорости циркуляции также является методом интенсификации теплообмена при внутритрубном кипении. Однако в этом случае возрастают потери давления и становится весьма актуальной задача

оптимизации теплогидродинамических процессов и массогабаритных характеристик.

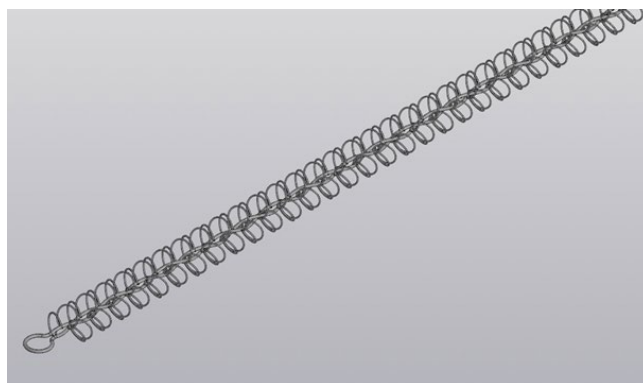


Рис. 9.6. Внутритрубный проволочный интенсификатор типа HiTRAN

В таблице 9.2, составленной по данным [13], сопоставлена эффективность различных методов интенсификации для испарителей с кипением внутри труб. В качестве примера рассмотрена труба 20×2,5 мм с десятиканальной внутренней вставкой и наружным оребрением (степень оребрения 2,9).

Таблица 9.2. Сопоставление различных методов интенсификации испарителей с внутритрубным кипением хладагентов

Характеристика	Рассол $\text{CaCl}_2, t_s = -20\text{ }^\circ\text{C}$			Вода $t_w = 5\text{ }^\circ\text{C}$		
	Наружное оребрение	Внутреннее оребрение	Наружное и внутреннее оребрение	Наружное оребрение	Внутреннее оребрение	Наружное и внутреннее оребрение
Относительный коэффициент теплопередачи $k/k_{\text{глад}}$ при $q_{\text{вн}} = 2\text{ кВт/м}^2$	1,20	1,84	2,72	1,16	2,15	3,05
Возможное снижение площади теплопередающей поверхности $F/F_{\text{глад}}$ при $\theta = 5\text{ }^\circ\text{C}$	0,825	0,54	0,365	0,89	0,465	0,33
Возможное снижение удельного расхода электроэнергии $N_{\text{уд}}/N_{\text{уд.глад}}$ при $q_{\text{вн}} = 2\text{ кВт/м}^2$	0,96	0,88	0,85	0,97	0,92	0,90

Как видно из данных, основной прирост эффективности обеспечивает внутреннее оребрение. Это прямое следствие того, что в данном случае внутреннее термическое сопротивление (со стороны кипящего хладагента) преобладает над внешним (со стороны хладоносителя).

9.5. Оребрение как метод интенсификации

В воздушных испарителях и конденсаторах основное термическое сопротивление сосредоточено на стороне воздуха. Однако при высокой степени оребрения и интенсификации внешнего теплообмена термические сопротивления могут сближаться, и возрастает актуальность интенсификации теплообмена при кипении.

Основным направлением интенсификации является повышение эффективности оребрения, увеличение скорости и турбулизация воздуха, а также сокращение периодов между оттайками.

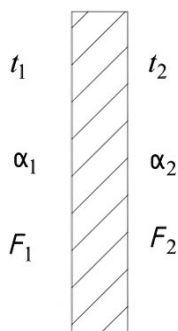
Количество теплоты, передаваемое через любую гладкую поверхность F , равно:

$$Q = (t_1 - t_2)/R,$$

где t_1 и t_2 – температуры сред; R – общее термическое сопротивление, равное сумме сопротивлений первой (R_1) и второй (R_2) среды и термического сопротивления стенки $R_{ст}$ в соответствии с формулой (1.14). Если стенки выполнены из металла высокой теплопроводности (медь, алюминий), то сопротивлением R можно пренебречь.

Сопротивления R_1 и R_2 зависят не только от коэффициентов теплоотдачи $1/\alpha_1$ и $1/\alpha_2$, но и от формы и размеров поверхности теплообмена (рис 9.7).

а)



б)

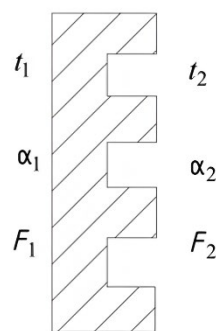


Рис. 9.7. Теплопередача через: а) плоскую ($F_1 = F_2$), б) оребренную ($F_1 < F_2$) поверхности

В частности, для цилиндрической поверхности:

$$R_1 = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1 l}; \quad R_2 = \frac{1}{\alpha_2 \pi d_2 l},$$

или для плоской:

$$R_1 = \frac{1}{\alpha_1 F_1}; R_2 = \frac{1}{\alpha_2 F_2}.$$

Полное термическое сопротивление в случае плоской стенки равно:

$$R = \frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}.$$

Коэффициент теплопередачи:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}. \quad (9.4)$$

При этом количество переданной теплоты

$$Q = \frac{(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}. \quad (9.5)$$

Если принять равенство площадей $F_1 = F_2$ и пренебречь термическим сопротивлением стенки, то количество передаваемой теплоты зависит только от величины коэффициентов теплоотдачи с обеих сторон. При этом коэффициент теплопередачи оказывается меньше меньшего значения α . Например, если $\alpha_1 = 1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $\alpha_2 = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, то $k = 9,9 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ (уравнение (1.11)). Иначе говоря, интенсивность теплопередачи через поверхность определяется величиной меньшего коэффициента теплоотдачи.

Уменьшение термического сопротивления R_2 и, соответственно, увеличение теплопередачи k при неизменном α_2 можно обеспечить за счет увеличения поверхности F_2 (рис. 9.7, б). Максимальная теплопередача достигается, когда сравниваются значения термических сопротивлений R_1 и R_2 .

Отношение большей поверхности теплообмена к меньшей называется коэффициентом оребрения β . Из условий равенства R_1 и R_2 следует соотношение $\beta = F_2/F_1 = \alpha_1/\alpha_2$ или $R_1 = R_2$. Общее термическое сопротивление для вышерассмотренного случая $\beta = 100$, а $k = 500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Величина коэффициента оребрения β определяется не только соотношением α_1/α_2 , но и материалом ребра, его формой, размерами.

Для расчета теплообменных аппаратов удобнее иметь дело не с истинными значениями коэффициента теплоотдачи α_1 и α_2 , а с приведенным коэффициентом теплоотдачи.

Величина приведенного коэффициента теплоотдачи может быть получена при условии, если теплота, передаваемая всей оребренной поверхностью, будет отнесена к разности температур между температурой

у основания ребра t_0 и температурой жидкости со стороны гладкой поверхности $t_{\text{ж}}$ (рис.9.8).

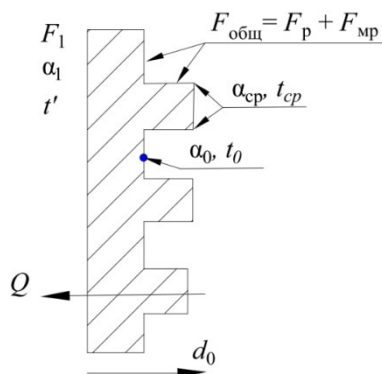


Рис.9.8. К определению приведенного коэффициента теплоотдачи

Полная оребренная поверхность $F_{\text{ореб.}}$ равная сумме поверхности ребер F_p и межреберных участков $F_{\text{м.р.}}$:

$$F_{\text{ореб}} = F_p + F_{\text{м.р.}}$$

При $t_0 > t_{\text{ж}}$ – общее количество передаваемой теплоты будет равно

$$Q = Q_p + Q_{\text{м.р.}} = \alpha(t_{\text{cp}} - t_{\text{ж}}) F_p + \alpha_0(t_0 - t_{\text{ж}}) F_{\text{м.р.}}, \quad (9.6)$$

где t_{cp} и α – средняя температура поверхности ребра и коэффициент теплоотдачи к поверхности ребра, t_0 и α_0 – температура и коэффициент теплоотдачи на наружной поверхности трубы.

Принимаем $\alpha = \alpha_0$ и заменяем разности температур избыточными температурами, тогда:

$$Q = \alpha \theta_{\text{cp}} F_p + \alpha \theta_0 F_{\text{м.р.}} \quad (9.7)$$

Вводим в анализ коэффициент эффективности ребра $E = \theta_{\text{cp}} / \theta_0$, тогда, если в качестве расчетной поверхности принята общая оребренная поверхность $F_{\text{ореб.}}$, то (9.7) преобразуется с учетом эффективности ребра:

$$Q = \alpha \left(\frac{F_p}{F_{\text{ореб}}} E + F_{\text{м.р.}} \right). \quad (9.8)$$

В качестве расчетной поверхности может быть принята не $F_{\text{ореб.}}$, а поверхность у основания ребра F_0 , тогда уравнение (9.8) будет иметь вид

$$Q = \alpha \left(\frac{F_p}{F_0} E + F_{\text{м.р.}} \right). \quad (9.10)$$

Тогда приведенный коэффициент теплоотдачи для уравнения имеет вид

$$\alpha_{\text{пр1}} = \alpha \left(\frac{F_p}{F_{\text{общ}}} E + F_{\text{м.р.}} \right) \quad (9.11)$$

или

$$\alpha_{\text{пр2}} = \alpha \left(\frac{F_p}{F_0} E + F_{\text{м.р.}} \right). \quad (9.12)$$

9.6. Изменение температуры по высоте ребра

Отношение оребренной поверхности $F_{\text{общ}}$ к поверхности у основания ребер F_0 называется *коэффициентом оребрения* β , что является одним из показателей интенсификации за счет оребрения. Однако этот показатель не является единственно объективным при анализе интенсификации.

Коэффициент оребрения является чисто геометрическим параметром и не учитывает неравномерность распределения температуры и теплового потока по поверхности ребра. Фактическая эффективность оребрения зависит от комплекса факторов, определяющих температурный режим ребра:

1. Теплопроводность материала ребра λ . При низкой теплопроводности тепло не успевает распространиться по всей длине ребра из-за высокого термического сопротивления. В этом случае теплоотдача происходит лишь у основания, и оребрение становится малоэффективным.

2. Геометрия ребра (форма, толщина, длина). Оптимальная форма обеспечивает баланс между увеличением поверхности и сохранением приемлемого температурного градиента.

3. Качество теплового контакта на границе «ребро – основная поверхность». Наличие даже малого термического сопротивления в этом месте резко снижает эффективность всей оребренной конструкции.

4. Условия теплообмена с окружающей средой:

- коэффициент теплоотдачи (α);
- температурный напор (Δt) между поверхностью ребра и средой.

Вся совокупность факторов, влияющих на теплообмен между оребренной поверхностью и средой, учитывается обобщающим параметром – эффективностью ребра. Этот критерий количественно оценивает, насколько реальная теплоотдача ребра меньше максимально возможной (при условии, что температура по всей его поверхности равна температуре основания). Для понимания физического смысла эффективности рассмотрим распределение температуры в простейшем случае – прямом ребре постоянной толщины (рис. 9.9) [6].

Полагаем, что температура изменяется только по высоте ребра h (координата x). Допускаем, что при $x = 0$ температура у основания ребра t_o , температура окружающей среды $t_{\text{ж}}$, коэффициент теплоотдачи от ребра к окружающей среде α_r . Все эти параметры постоянны во времени.

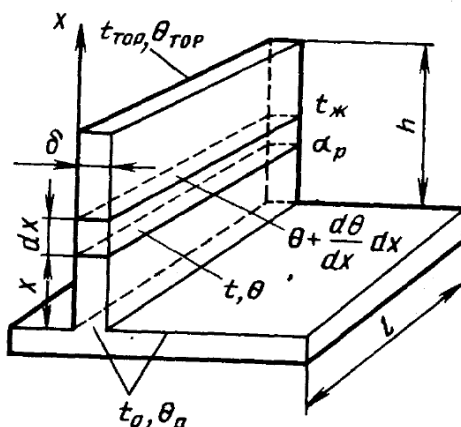


Рис. 9.9. Прямое ребро постоянной толщины

Коэффициент теплопроводности ребра λ и все прочие свойства материала ребра не зависят от температуры.

Обозначаем:

- избыточная температура у основания ребра $\theta_0 = t_0 - t_{ж}$.
- избыточная температура на поверхности ребра $\theta_{op} = t_p - t_{ж}$.
- избыточная температура в любом сечении с координатой x $\theta = t - t_{ж}$.
- площадь сечения $f = \delta L$
- периметр сечения $u = 2l + 2\delta$.

Количество теплоты, передаваемое в единицу времени через сечение, находящееся на расстоянии x от основания (закон Фурье):

$$Q_x = -\lambda \frac{d\theta}{dx} f.$$

Количество теплоты, проходящее через сечение на расстоянии dx от предыдущего:

$$Q_{x+dx} = -\lambda \frac{d}{dx} \left(\theta + \frac{d\theta}{dx} dx \right). \quad (9.13)$$

Разность Q_x и Q_{x+dx} – количество теплоты, которым обменивается с окружающей средой параллелепипед $\delta \times l \times dx$.

Площадь теплопередающей поверхности этого элементарного объема равна $u \times x$.

Таким образом, тепло, переданное теплопроводностью от сечения x до сечения dx , будет равно

$$\begin{aligned} dQ &= Q_x - Q_{x+dx} = -\lambda \frac{d\theta}{dx} f + \lambda \frac{d\theta}{dx} f + \lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} f dx; \\ dQ &= \lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} f dx. \end{aligned} \quad (9.14)$$

Эта же теплота по закону Ньютона-Рихмана передается конвекцией окружающей среде:

$$dQ = \alpha_p \theta u dx. \quad (9.15)$$

Приравнивая правые части уравнений (9.14) и (9.15), получаем:

$$\frac{d^2 \theta}{dx^2} = \frac{\alpha_p u}{\lambda f} \theta = m^2 \theta. \quad (9.16)$$

Получено уравнение, характеризующее распределение температур по высоте ребра, в котором

$$m = \sqrt{\frac{\alpha_p u}{\lambda f}}. \quad (9.17)$$

При постоянных значениях α и λ , величина параметра m тоже постоянна, и решение уравнения (9.16) имеет вид

$$\theta = C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx}. \quad (9.18)$$

Для определения темпа их изменения температуры по высоте ребра уравнение (2.56) дважды дифференцируется:

$$\frac{d\theta}{dx} = m(C_1 e^{mx} - C_2 e^{-mx}); \quad (9.19)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dx^2} = m^2(C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx}) = m^2 \theta. \quad (9.20)$$

В результате интегрирования уравнений (9.19) и (9.20) после преобразований получаем зависимость, выражающую закономерность изменения температуры по высоте ребра.

$$\theta = \theta_0 \frac{\text{ch}[m(h-x)]}{\text{ch}(mh)}. \quad (9.21)$$

Из выражения 9.21 следует, что изменение температуры по высоте рассматриваемого ребра подчиняется закону гиперболического косинуса.

Для избыточной температуры торца ребра при $x = h$ уравнение (9.21) преобразуется к виду:

$$\theta_{\text{тор}} = \frac{\theta_0}{\text{ch}(mh)}. \quad (9.22)$$

На рисунке 9.10 представлены графики распределения избыточных температур по высоте двух ребер высотой 100 мм, толщиной 1 мм, изготовленных из меди ($\lambda = 380$ Вт/(м · К)) и стали ($\lambda = 45$ Вт/(м · К)) при значении $\alpha = 10$ Вт/(м²К). Из представленных графиков следует, что степень изменения температур возрастает с понижением теплопроводности материала ребра.

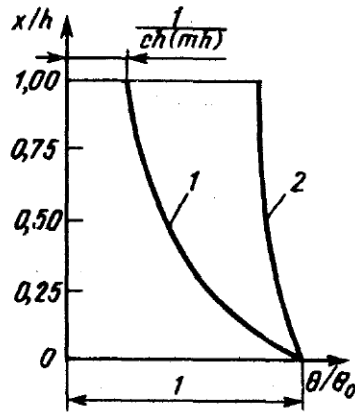


Рис.9.10. Изменение относительной температуры ребра:
1 – стального; 2 – медного

9.7. Эффективность ребра

Полное количество теплоты, проходящей через ребро в совокупности с теплотой, отданной в окружающую среду по высоте ребра, будет равно количеству теплоты, прошедшему через основание ребра. Это выражается уравнением:

$$Q = Q_{x=0} = -\lambda \left(\frac{d\theta}{dx} \right)_{x=0} f. \quad (9.23)$$

С использованием выражений (9.19), (9.20) и гиперболических функций преобразуем (9.23) и получаем в итоге выражение для полного количества теплоты, проходящего через ребро:

$$Q = \lambda f m \theta_0 t h(mh). \quad (9.24)$$

Учитывая, что при вычислении периметра $u = 2l + 2\delta$ в формуле (9.24) величина $\delta < l$, параметр m можно представить как

$$m = \sqrt{\frac{2\alpha_p}{\lambda\delta}}. \quad (9.25)$$

Количество теплоты, которым ребро обменивается со средой, в соответствии с законом Ньютона-Рихмана будет иметь вид:

$$Q = \alpha_p \theta_{cp} F_p, \quad (9.26)$$

где $\theta_{cp} = \frac{1}{h} \int_0^h \theta dx$ – средняя избыточная температура; $F_p = uh$ – поверхность теплообмена.

Отношение избыточной температуры ребра к избыточной температуре у основания ребра называется эффективностью ребра и обозначается E_p .

$$E_p = \theta_{cp} / \theta_o. \quad (9.27)$$

С учетом эффективности ребра величина общего количества теплоты, которым обменивается ребро с окружающей средой, будет равно:

$$Q = \alpha_p \theta_o E F_p. \quad (9.28)$$

Очевидно, что количество передаваемой теплоты, которым обменивается оребренная поверхность с окружающей средой, прямо пропорционально эффективности ребра

Для ребра прямоугольного сечения выражение эффективности имеет вид [6]

$$E = \frac{th(mh)}{mh}. \quad (9.29)$$

Формулы для определения эффективности различных типов оребрения представлены в таблице 9.2

Таблица 9.2. Эффективность ребер [6]

Ребра	Формула	Обозначения
Прямые	$E = \frac{th(mh)}{mh}$	$m = \sqrt{\frac{2\alpha_p}{\lambda\delta}}$; h – высота ребра
Круглые	$E = \frac{th(mh')}{mh}$	$h' = h(1 + 0,35 \ln \rho)$; $\rho = R/r_0$; $h = R - r_0$.
Прямоугольные и квадратные	$E = \frac{th(mh')}{mh'}$	$h' = r_0(\rho' - 1)(1 + 0,35 \ln \rho')$; $\rho' = 1,28 \rho \sqrt{L/R - 0,2}$; $\rho = R/r_0$ 2L – большая сторона прямоугольника; 2R – меньшая сторона
Пластинчатые		
коридорный пучок	$E = \frac{th(mh')}{mh'}$	Как для прямоугольного ребра
шахматный пучок	$E = \frac{th(mh')}{mh'}$	То же, но $\rho' = 1,27 \rho \sqrt{L/R - 0,3}$; $L = s_6/2$; $L = s_m/2$; s_6 – большее расстояние между трубами; s_m – меньшее расстояние между трубами

Из 9.29 следует, что чем больше коэффициент теплоотдачи α_p и меньше значение теплопроводности ребра λ , тем в большей степени изменяется температура по высоте ребра и соответственно ниже эффективность.

Эффективность ребра E снижается с увеличением его высоты h , несмотря на рост общей поверхности и коэффициента оребрения β . Для

высоких и тонких ребер температура у торца может приблизиться к температуре окружающей среды, и эта часть поверхности практически перестает участвовать в теплообмене. Иначе говоря, при $h \rightarrow \infty E \rightarrow 0$.

На практике оребрение целесообразно при эффективности $E \geq 0,6-0,7$. У нарезных (накатных) ребер из теплопроводных материалов (медь, латунь) эффективность стремится к единице ($\eta \rightarrow 1$), что обусловлено их цельнотянутой конструкцией и идеальным тепловым контактом с основной трубой. Характерные формы таких ребер показаны на рисунке 9.26. При этом достигаемый коэффициент оребрения обычно находится в диапазоне $\beta = 2,5-3,5$.

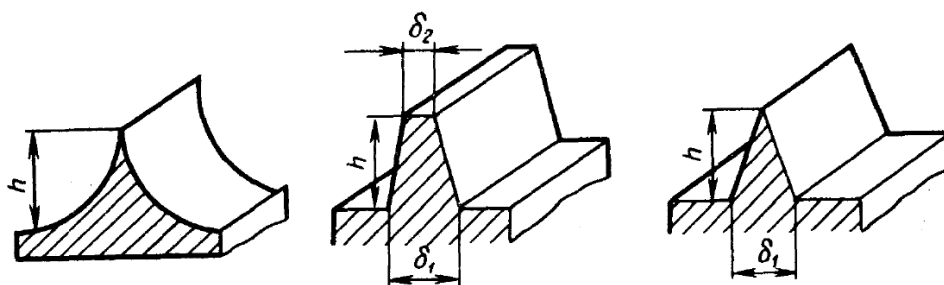


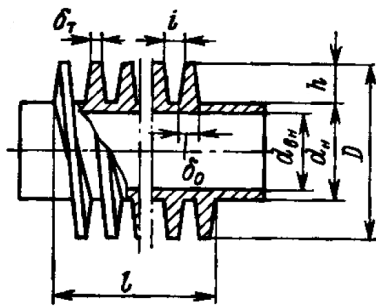
Рис. 9.11. Формы нарезных ребер

В воздухоохладителях холодильных машин часто применяются спирально-накатные (рис. 9.12, а) и пластинчатые ребра (рис. 9.12, г). Спирально-накатные (ленточные) ребра, представляющие собой металлическую ленту, плотно навитую на трубу, отличаются низкой стоимостью и обеспечивают хороший механический контакт по всей длине, что минимизирует термическое сопротивление. Они эффективны, когда не требуется максимальная компактность. Пластинчатые ребра изготавливаются в виде отдельных пластин, надеваемых на пучок труб с последующей развальцовкой. Их основное преимущество — возможность достижения большей компактности и лучшей организации воздушного потока благодаря гладкой поверхности, что делает их предпочтительными для аппаратов с высокими тепловыми нагрузками и жесткими ограничениями по габаритам.

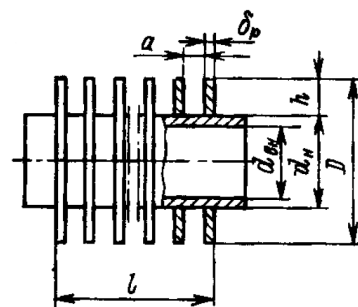
Значения коэффициентов оребрения у навивных ребер (9.12, в) находятся в пределах 6–12, а у пластинчатых $\beta = 10-25$, но эффективность ребер может оказаться ниже 0,6, в основном за счет плохого контакта ребра с поверхностью трубы.

В случае использования пластичных медных труб улучшение контакта достигается за счет принудительного расширения труб после насадки ребер, например с помощью протягивания стального шарика внутри трубы либо подачи масла под давлением до 20 МПа во внутреннюю полость. При использовании стальных труб для улучшения контакта аппарат подвергается горячей оцинковке после сборки.

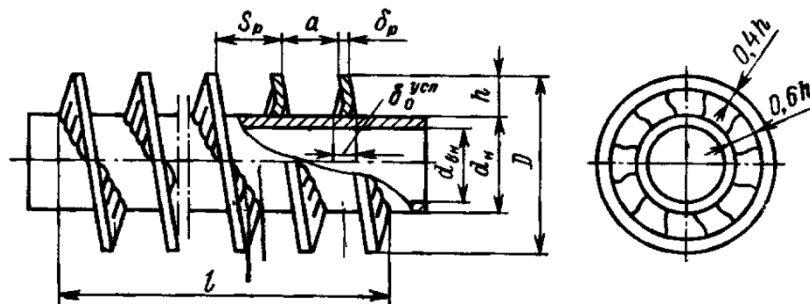
а)



б)



в)



г)

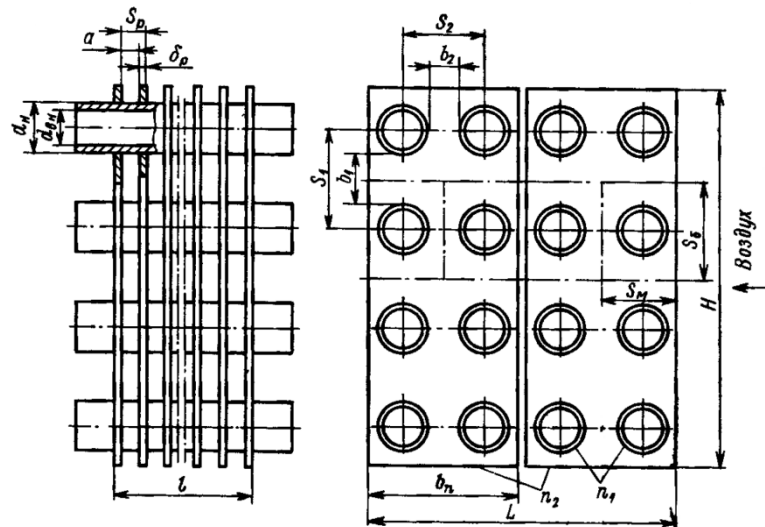


Рис. 9.12. Типы ребристых поверхностей [2]: а – спирально-накатные;
 б – отдельные насадные ребра; в – спирально-навивные ребра;
 г – пластинчатые ребра (ламели)

В холодильной технике также могут быть применены перспективные типы оребрения, уже зарекомендовавшие себя в смежных отраслях – нефтехимии, вентиляции, охлаждении двигателей и энергетике. Их адаптация позволяет использовать готовые, технологически отработанные решения для повышения эффективности аппаратов.

Примером может служить просечное (разрезное) спирально-ленточное оребрение (рис. 2.18) [63]. Разрезные ребра разрушают пограничный слой газовых потоков у поверхности теплообмена, что приводит к увеличению коэффициентов теплоотдачи до 30% по сравнению со сплошными ребрами. Данная технология уже апробирована в экономайзерах, и ее потенциал для использования в воздухоохладителях или конденсаторах с воздушным охлаждением представляется весьма значительным.



Рис. 9.13. Просечное спирально-ленточное оребрение

Спирально-проволочное оребрение применяется в воздушных масляных и топливных нагревателях и в энергетике для охлаждения пара и воды. Такое оребрение можно рассматривать применительно к низкотемпературным установкам небольшой производительности. По мнению [63], оребрение значительно турбулизует поток, имеет развитую поверхность теплообмена и с учетом хорошего контакта с поверхностью трубы обеспечивает достаточно высокую эффективность (рис. 2.19).



Рис. 9.14. Спирально-проволочное оребрение

Направлениями повышения эффективности теплообменных аппаратов на основе использования оребренных поверхностей являются:

- увеличение коэффициента теплоотдачи со стороны внешней среды α_p ;
- увеличение степени оребрения β ;
- обеспечение оптимальной эффективности оребрения при условии $E > 0$.

9.8. Новые технологии аппаратостроения

Задача повышения эффективности интегральных тепло-хладэнергетических комплексов требует комплексного подхода, где внедрение новых типов теплообменных аппаратов является одним из ключевых направлений. Применение современных конструкций и технологий позволяет существенно повысить энергоэффективность всего комплекса за счет:

- увеличения интенсивности теплообмена;
- снижения гидравлических потерь;
- уменьшения массогабаритных показателей;
- расширения диапазона рабочих параметров.

Таким образом, разработка и внедрение перспективных теплообменников выступает важным резервом интенсификации процессов в современных ТХЭК.

9.8.1. Пластинчатые теплообменные аппараты

Наиболее известным и широко распространенным типом теплообменных аппаратов, в которых кипение хладагентов осуществляется в щелевых каналах, являются пластинчатые испарители. Размер щелевого зазора в теплообменниках этого типа составляет 1,5–4,5 мм. На рисунке 9.15 представлены типы щелевых каналов и схематичное изображение конструкции пластинчатых теплообменников, применяемых в технике низких температур.

Существуют различные конструкции аппаратов – разборные, полуразборные, сварные блочные и сварные неразборные. В 1980–90 гг. наиболее распространенными были разборные конструкции, выполненные из нержавеющей стали.

Основным элементом таких аппаратов являются гофрированные пластины с резиновыми прокладками. Из пластины собирается теплообменная поверхность. Теплообменник такой конструкции без труда разбирается в случае засорения либо замасливания каналов. Гофрированные пластины образуют волнистые каналы ленточно-поточного типа, либо сетчато-поточного типа. В первом случае образуется канал постоянного течения, по форме дублирующий форму гофры, во втором – гофры располагаются друг относительно друга на 90° или 180°. При наложении соседних пластин гофры пересекаются, образуя равномерную сетку каналов переменного сечения. Такое пересечение гофр способствует турбулизации потока и создает точки опоры между пластинами, повышая жесткость потока пластин.

В последние годы широкое распространение приобрели неразборные алюминиевые пластинчатые теплообменники, собранные в пакет с помощью пайки. Конструкции пластинчатых теплообменников подробно описаны в [7].

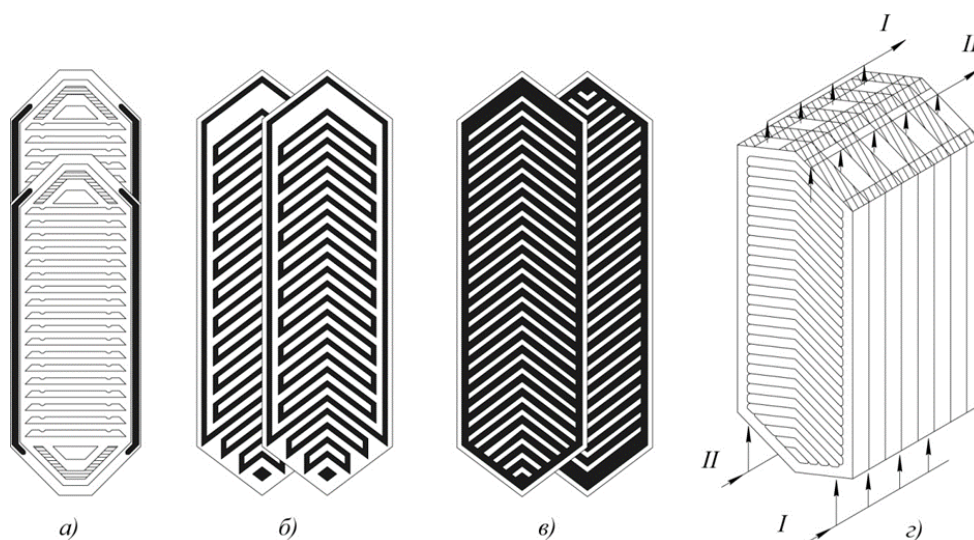


Рис. 9.15 Типы каналов пластинчатых теплообменников: а – ленточно-поточный канал с направлением гофр перпендикулярно потоку;
 б – ленточно-поточный канал с направлением гофр под углом 60° к потоку;
 в – сетчато-поточный тип; г – схема движения теплоносителей в аппарате

Рассмотрим влияние масла на эффективность теплообмена. Существенным фактором, снижающим эффективность пластинчатых аппаратов, является присутствие масла в хладагенте [2].

В аммиачных испарителях масло, как правило, не растворяется в аммиаке, что приводит к его накоплению и «замасливанию» теплопередающей поверхности. Образующийся масляный слой создает значительное дополнительное термическое сопротивление, резко снижая теплоотдачу. Согласно данным [2], при кипении чистого аммиака средние коэффициенты теплоотдачи в 3–5 раз выше, чем при наличии масла. В последние годы появились исследования о маслах, растворимых в аммиаке, однако данные об их тепло-гидродинамических характеристиках в литературе ограничены.

В фреоновых системах влияние масла на процесс кипения носит более сложный характер и в первую очередь зависит от его концентрации. Экспериментальная зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от концентрации масла в хладагенте представлена на рис. 9.16.

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать ряд важных выводов.

Во всем исследованном диапазоне плотностей теплового потока, при значениях концентрации масла $\xi < 5\%$ теплоотдача фреоно-масляной смеси выше, чем чистого хладагента. Так, при $\xi = 5\% \rightarrow \alpha_{см}/\alpha_{чист} \sim 1,75$.

Во-первых, это связано с переходом от поверхностного пузырькового кипения к вспененному режиму, при котором значительная часть теплоты отводится испарением на границе раздела фаз. Во-вторых, образование пены способствует турбулизации потока и соответственно интенсификация теплообмена.

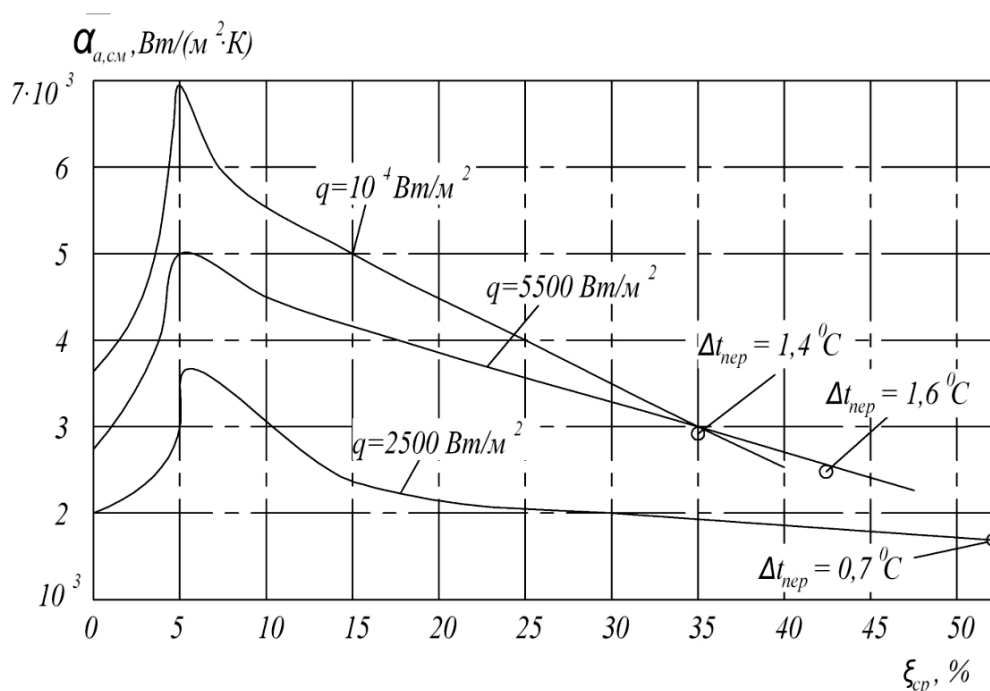


Рис. 9.16 Влияние примеси масла на теплоотдачу R22 при кипении в ленточно-поточном канале ($t_0 = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$)

По мере движения двухфазного потока по высоте канала концентрация масла увеличивается и ухудшаются условия парообразования, следовательно, теплоотдача снижается. При значении $\xi > 35\%$ при всех значениях q коэффициенты теплоотдачи фреоно-масляных смесей оказываются ниже, чем чистого хладагента.

Практически в пластинчатых испарителях режим работы близок к полному испарению жидкости. Следовательно, на большей длине канала имеет либо высокая концентрация масла. Вследствие этого влияние масла на теплоотдачу в целом носит негативный характер

Миниканальные испарители

В развитии пластинчатого аппаратостроения в 2000-е годы появились миниканальные теплообменные аппараты. В миниканальных реализуются фазовые переходы в щелевых каналах с величиной $D_n < 0,5\text{ мм}$.

Физические основы кипения в миниканалах и методы расчета теплообмена рассмотрены в гл. IV.

Пока применение таких испарителей ограничивается тепловыми насосами малой производительности, системами автомобильного кондиционирования и охлаждающими устройствами малых химических реакторов и электронном оборудовании.

Известно, что миниканальные теплообменники обладают улучшенными теплообменными, массогабаритными и прочностными характеристиками. Одним из наиболее очевидных преимуществ теплообменников с миниканалами является более высокая теплоотдача при фазовых переходах по сравнению с макроканалами (трубы и щелевые каналы $D_h > 3$ мм).

На сегодняшний день много зарубежных производителей (Guentner, Carrier, Johnson Controls, Danfoss, Delphi, Modine, Goodman, Nordyne, Climetal и др.) производят микроканальные воздухоохладители и конденсаторы.

На рис. 9.17 представлена конструкция секции миниканального теплообменника, выполненного из алюминия.

В [28] отмечается следующие преимущества миниканальных воздухоохладителей по сравнению с традиционными:

- массогабаритные характеристики выше на 25–50 %;
- норма заправки рабочим веществом снижается до 20–40 %;
- коррозионная стойкость в 3,5 раза выше из-за монометаллической конструкции;
- значительно увеличивается механическая прочность.

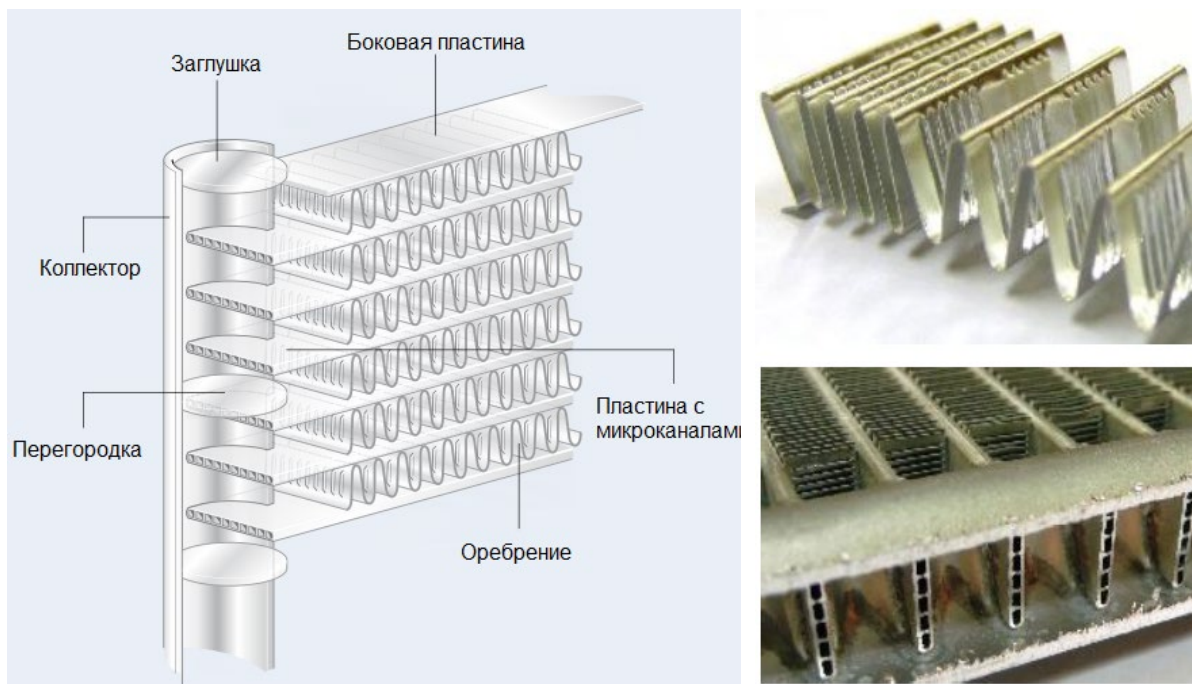


Рис. 9.17. Конструкция миниканального теплообменника

Следует обратить внимание на следующее обстоятельство: все известные конструкции миниканальных теплообменников с кипением рабочего вещества являются воздухоохладителями. В этих типах аппаратов охлаждаемая среда имеет коэффициенты теплоотдачи на несколько порядков ниже, чем теплоотдача при кипении. Даже при высоких степенях оребрения приведенные по внутренней поверхности коэффициенты теплоотдачи со стороны воздуха оказываются намного ниже, чем интенсивность теплообмена при кипении.

Учитывая, что величина коэффициента теплопередачи оказывается всегда ниже минимального значения коэффициента теплоотдачи, интенсивность теплообмена при кипении в миниканалах, воздухоохладителях (либо в воздушных конденсаторах) не является определяющим параметром. Тепловая эффективность миниканальных испарителей будет определяющей при охлаждении жидких хладоносителей. Но в этом случае имеются конструктивные проблемы, связанные с распределением фаз по смежным каналам.

Тем не менее, идея создания миниканальных испарителей для охлаждения хладоносителей представляется весьма перспективной.

9.8.2. Аппараты со скрученными потоками (Spin Cell)

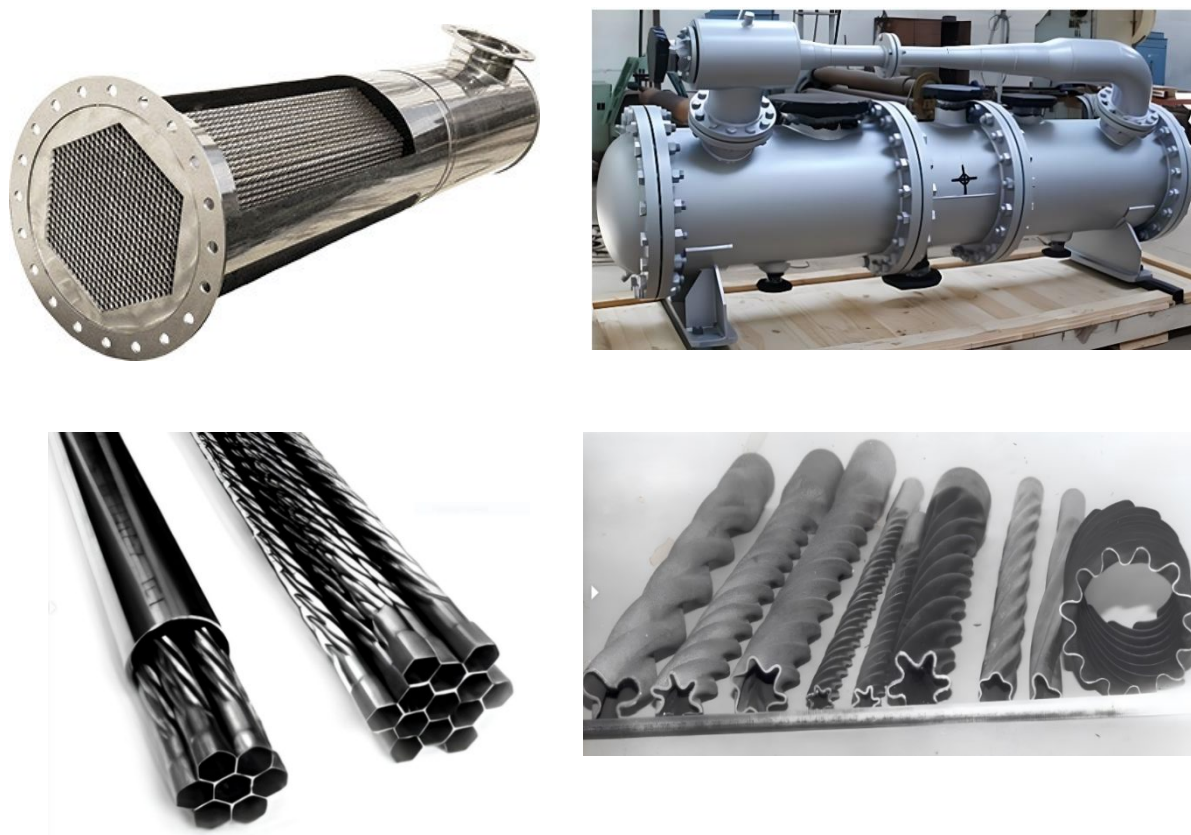


Рис. 9.18 Аппараты Spin cell

Технология аппаратов со «скрученными потоками» объединяет в себе элементы конструкции кожухотрубных и пластинчатых теплообменников (рис. 9.18). По данным разработчиков, закрутка потоков увеличивает теплопередачу от 1,5 до 4 раз по сравнению с кожухотрубными аппаратами при сопоставимых потерях давления и усиливает эффект «самоочистки» поверхностей за счет образования вихрей.

Данный тип аппаратов в качестве испарителей и конденсаторов до настоящего времени не использовался, отсутствуют также достоверные данные о теплообмене при фазовых переходах в аппаратах со скрученными потоками. Между тем использование этих типов аппаратов в технике низких температур представляется важнейшим направлением энергосбережения.

9.8.3. Пластинчатые аппараты Micro Plate

Турбулизация потока с помощью технологии Micro Plate [76] достигается с помощью искусственной шероховатости в виде сферических углублений (рис. 9.19).

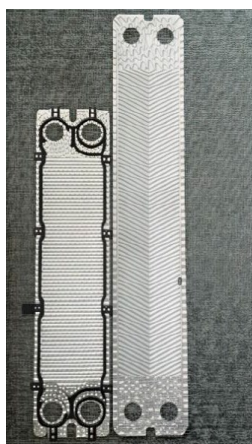
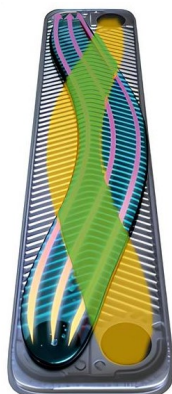


Рис. 9.19 Пластинчатый теплообменник и теплообменник Micro Plate



а) Поверхность теплообменника Mikro-Plate



б) Поверхность пластинчатого теплообменника

Рис.9.20 Сравнение активных площадей теплообмена испарителя Micro Plate (а) и пластинчатого испарителя (б)

Технология Micro Plate обеспечивает увеличение активной площади теплообмена за счет сокращения застойных зон и повышение коэффициента теплопередачи до 80% по сравнению с пластинчатым теплообменником (рис. 9.20)

Контрольные вопросы

1. Какое уравнение является базовым при решении задач интенсификации теплообмена?
2. Каковы задачи интенсификации теплообменных аппаратов?
3. Как повышается эффективность теплообменного аппарата за счет интенсификации теплообмена на стороне теплоносителя?
4. Как повышается эффективность теплообменного аппарата за счет интенсификации теплообмена на стороне хладагента в испарителях холодильных машин?
5. Каковы направления интенсификации теплообмена в конденсаторах холодильных машин?
6. В каких случаях целесообразна интенсификация теплообмена при внутритрубном кипении?
7. Каковы основные методы интенсификации внутритрубного кипения?
8. В каких случаях эффективно оребрение. как метод интенсификации теплообменных аппаратов?
9. Что такое коэффициент оребрения теплообменной поверхности?
10. Что такое приведенный коэффициент теплоотдачи?
11. Что такое эффективность ребра?
12. Каков вид уравнения эффективности ребра прямоугольного сечения?
13. Какие факторы влияют на эффективность ребра?
14. Каковы основные типы оребренных поверхностей?
15. Какие новые технологии аппаратостроения перспективны для холодильной техники?
16. Какие преимущества и недостатки имеют миниканальные испарители?
17. Какой общий принцип заложен в конструкции теплообменных аппаратах со скрученными потоками?
18. Каковы преимущества технологии Micro Plate?

Глава X. Абсорбционные холодильные машины

10.1. Применение поверхностно-активных веществ для интенсификации тепломассопереноса при абсорбции и конденсации

Следует привести определения поверхностно-активных веществ (ПАВ) и процесса абсорбции, а также разъяснить природу поведения ПАВ и физической картины абсорбции.

Поверхностно-активные вещества – это химические соединения, способные накапливаться на поверхности соприкосновения двух тел или двух термодинамических фаз (называемых поверхностью раздела фаз) и вызывающие снижение поверхностного натяжения веществ, образующих эти фазы. В их молекуле четко выражены две части: одна – гидрофильная, т.е. хорошо взаимодействующая с водой или водным раствором, а вторая – гидрофобная, не взаимодействующая с водой или водным раствором, стремящаяся уйти из них. Гидрофобной частью являются углеводородные радикалы из 10–18 атомов углерода (неполярные группы $-\text{CH}_2$). К гидрофильным относятся $-\text{COOH}$, $-\text{COONa}$, $-\text{OH}$, $-\text{NH}$, и др. (полярные группы). ПАВ, адсорбированные на поверхности твердого тела, способны изменять характер взаимодействия с жидкостью (смачивание). В зависимости от того, как ориентируются молекулы ПАВ по отношению к твердой поверхности, последняя может смачиваться хорошо (гидрофильная) или плохо (гидрофобная поверхность).

Абсорбцией называется процесс поглощение газа жидким поглотителем, в котором газ растворим в той или иной степени. По своей природе абсорбционные процессы являются неравновесными. Движущей силой процесса переноса вещества при абсорбции является отсутствие равновесия в системе жидкость – пар, выражающееся в разных значениях химического потенциала вещества в каждой фазе и между фазами. При абсорбции процесс переноса массы происходит в большинстве случаев с одновременным отводом теплоты. Перенос вещества происходит в паровой фазе, через границу раздела фаз пар – жидкость и в жидкой фазе. Для того чтобы процесс переноса массы вещества через границу раздела фаз пар – жидкость протекал интенсивно, поверхность соприкосновения фаз должна быть как можно большей. В конструкциях абсорбционных аппаратов создается развитая поверхность контакта абсорбента с абсорбируемым паром. Чем больше площадь поверхности абсорбента в единице объема аппарата, тем он эффективнее.

В холодильной технике в абсорбционных холодильных машинах (АХМ) в качестве рабочих веществ преимущественно используют водный раствор бромида лития ($\text{H}_2\text{O} - \text{LiBr}$) и водный раствор аммиака ($\text{H}_2\text{O} - \text{NH}_3$). В первом растворе абсорбентом является водный раствор бромида лития,

хладагентом – вода. Во втором растворе абсорбент – водный раствор аммиака, хладагент – аммиак.

На рисунке 10.1 приведена схематическая модель процесса абсорбции водяного пара пленкой водного раствора бромид лития, стекающего по плоской вертикальной поверхности [64].

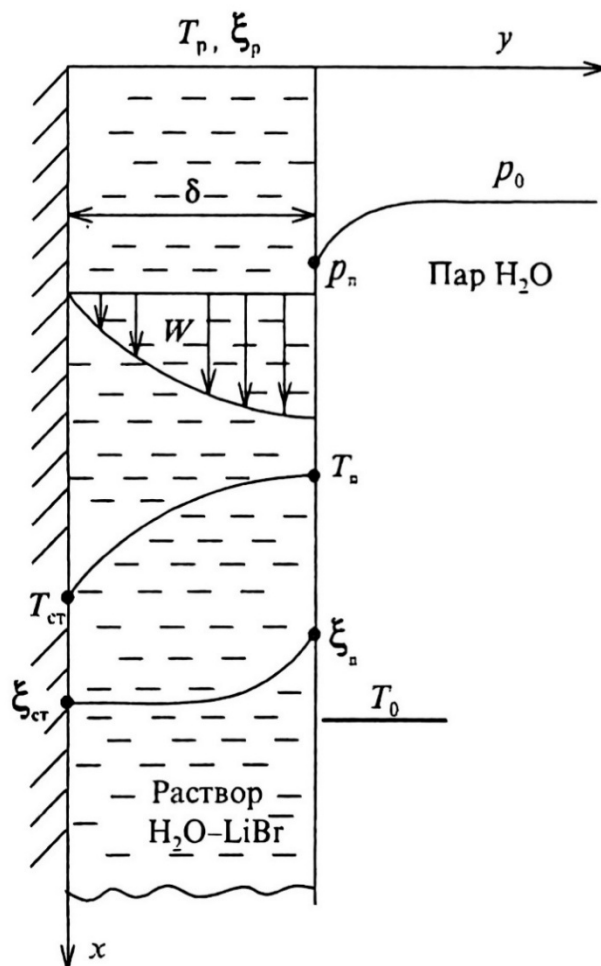


Рисунок 10.1. Абсорбция водяного пара пленкой водного раствора бромид лития, стекающего по вертикальной поверхности

На рисунке 10.1:

- температуры: T_p – водного раствора бромид лития (абсорбента), $T_п$ – раствора на поверхности пленки, $T_{ст}$ – плоской стенки, по которой стекает абсорбент, T_0 – кипения хладагента;
- концентрации водного раствора бромид лития: ξ_p – раствора, $\xi_п$ – раствора на поверхности стекающей пленки, $\xi_{ст}$ – раствора на плоской стенке;
- давления: P_0 – кипения хладагента, $P_п$ – пара хладагента у поверхности стекающей пленки абсорбента;
- δ – толщина стекающей пленки раствора (абсорбента);
- w – скорость течения пленки раствора (абсорбента).

В паровой фазе градиент химического потенциала водяного пара выражается разностью давлений $P_0 - P_{\text{п}}$, в жидкой фазе – разностью концентраций $\xi_{\text{ст}} - \xi_{\text{п}}$. Вследствие разности давлений молекулы пара приближаются к поверхности водного раствора бромида лития (абсорбента) и захватываются раствором. Это происходит в силу того, что в неидеальных растворах, к которым относятся абсорбенты, имеет место определенное физико-химическое взаимодействие между молекулами компонентов, проявляющееся в их взаимном притяжении. На поверхности абсорбента молекулы водяного пара переходят в жидкое состояние с выделением теплоты конденсации. Далее вода вследствие наличия градиента концентраций в растворе $\xi_{\text{ст}} - \xi_{\text{п}}$ растворяется с поверхности по всему объему раствора с выделением теплоты растворения. Удельная теплота абсорбции (на 1 кг хладагента) в основном включает в себя удельную теплоту конденсации хладагента и дифференциальную теплоту растворения 1 кг хладагента в абсорбенте.

При равных давлениях пара над поверхностью раствора и чистого пара хладагента температура раствора (абсорбента) всегда будет выше температуры хладагента. Это важное свойство обусловлено тем, что в состав абсорбентов входят высококипящие, в сравнении с хладагентами, компоненты (бромид лития, вода). Данный параметр абсорбентов позволяет отводить теплоту абсорбции окружающей средой, применительно к АХМ – преимущественно водой. В абсорбционных процессах АХМ давление $P_{\text{п}}$ чуть меньше P_0 , что обеспечивает перемещение пара хладагента к поверхности абсорбента. При этом температура абсорбента на его поверхности $T_{\text{п}}$ существенно превышает температуру хладагента T_0 . Например при кипении воды с температурой 5°C образующийся водяной пар абсорбируется водным раствором бромида лития концентрацией 56–58 % при его температуре порядка 35°C .

В абсорбционных бромистолитиевых холодильных машинах (АБХМ) в качестве ПАВ предложено применять спирты с относительно большой молярной массой, гептанол-2, 2-этилгексанол-1, фторсодержащие спирты – 1,1,1-трифтор-2-октанол, 1,1,1-трифтор-2-нонанол и другие.

В абсорбере АБХМ абсорбция ПАВ на поверхности стекающей пленки водного раствора бромида лития изменяет гидродинамику поверхностного слоя. Поверхностное натяжение ПАВ в несколько раз меньше, чем у водного раствора бромида лития (рис. 10.2).

По рисунку 10.2 видно, что поверхностное натяжение спиртовых ПАВ примерно в 3–4 раза ниже поверхностного натяжения водного раствора бромида лития.

Спиртовые ПАВ с большой молярной массой практически не растворимы в водном растворе бромида лития и воде. При небольших концентрациях в растворе (0,01–0,05 масс%) ПАВ находится на поверхности раствора в виде небольших включений, что создает на

поверхности локальные градиенты поверхностного натяжения ($\Delta\sigma$). Они приводят к гидродинамической неустойчивости межфазной поверхности, выражающейся в появлении мелкомасштабной поверхностной конвекции. При больших значениях $\Delta\sigma$ может возникать поверхностная турбулентность. Данное явление получило название эффекта Марангони, характеризующееся числом Марангони (Ma).

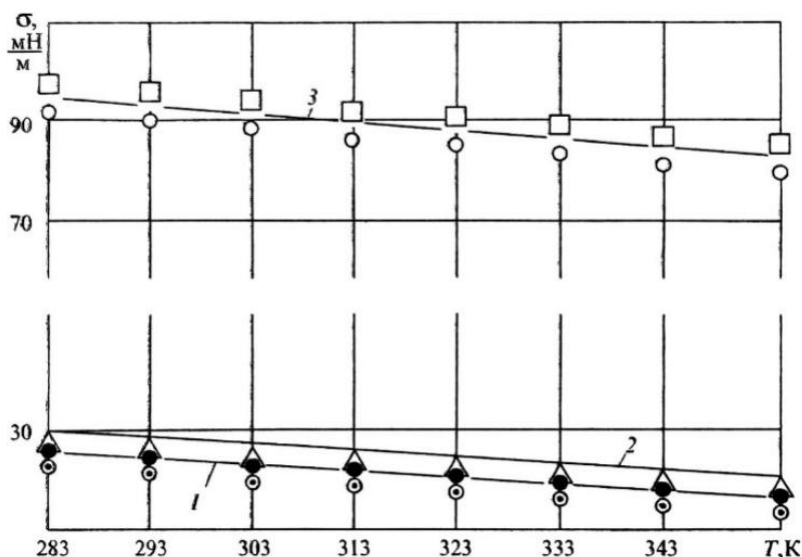


Рис. 10.2. Зависимость поверхностного натяжения от температуры [64]:
1 – 2-метилгексанол-2, 2 – 2-этилгексанол-1, 3 – 59,7 %-й водный раствор бромид лития

При применении нерастворимых ПАВ число Ma может быть определено по формуле

$$Ma = \frac{1}{(\mu w)} \frac{d\sigma}{d\xi_{\text{пав}}}.$$

Поверхность абсорбента может иметь два критических числа Марангони ($Ma_{\text{кр}}$). $Ma_{\text{кр}1}$ характеризует переход поверхностного слоя к мелкомасштабной конвекции, скорости теплообмена при этом возрастают. При $Ma_{\text{кр}2}$ поверхность переходит в состояние межфазной турбулентности, которая характеризуется весьма высокими скоростями межфазного обмена.

Гидродинамическая поверхностная неустойчивость при пленочной абсорбции приводит к увеличению поверхности контакта фаз и более быстрому обновлению поверхности, что также способствует ускорению диффузии абсорбируемого вещества в глубь раствора. Наличие градиентов поверхностного натяжения и снижение его средней интегральной величины обуславливает также увеличение скорости движения пленки абсорбента.

На рисунке 10.3 приведены зависимости коэффициентов теплоотдачи от плотности орошения при пленочной абсорбции водяного пара водным раствором бромид лития [64].

По рисунку 10.3 наглядно видно, что наличие спиртовых ПАВ на поверхности водного раствора бромида лития при абсорбции водяного пара существенно интенсифицирует теплообмен. В области ламинарного течения пленки раствора ($Re \leq 15$, $\Gamma \leq 0,045$ кг/(м·с)) при концентрации ПАВ в растворе 0,03 масс% коэффициент теплоотдачи возрастает в семь раз. При этом коэффициент теплопередачи в абсорбере АБХМ может увеличиваться на 90 %.

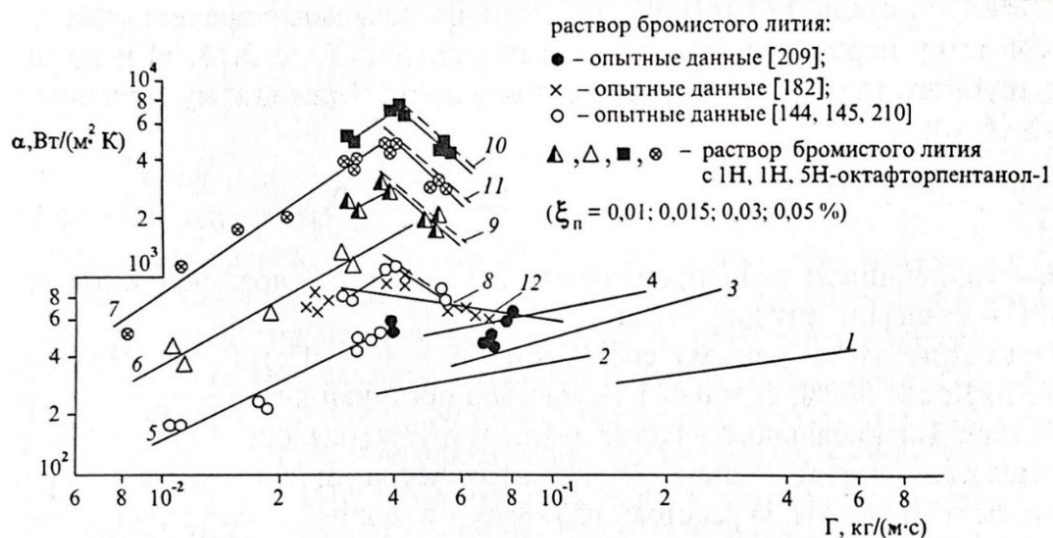


Рис. 10.3. Зависимость коэффициентов теплоотдачи от плотности орошения при пленочной абсорбции водяного пара водным раствором бромида лития

В конденсаторах АБХМ спиртовые ПАВ адсорбируются на теплообменной поверхности своей гидрофильной частью. При этом гидрофобные (несмачиваемые) части молекул ПАВ обращены к конденсирующемуся водяному пару. При определенных концентрациях ПАВ вся теплообменная поверхность оказывается покрыта мономолекулярным слоем ПАВ и становится гидрофобной, то есть не смачивается водой. Вследствие этого режим конденсации водяного пара переходит из пленочной формы в капельную, которая протекает значительно интенсивнее.

В процессе капельной конденсации происходит непрерывное возникновение, естественный рост за счет конденсации, слияние и удаление капель воды с поверхности конденсации. Отрывной диаметр капель составляет порядка 2–2,5 мм. Коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации может быть в 10–20 раз выше, чем при пленочной. Однако на практике он оказывается выше только в 2–3 раза. Это связано с тем, что на теплообменном пучке труб капли конденсата сливаются в стекающие струи, образующие на нижних рядах труб пленку конденсата. Струи и пленка конденсата создают термическое сопротивление, снижающее интенсивность теплообмена.

На рисунке 10.4 представлены экспериментальные результаты исследований капельной конденсации водяного пара на пучке горизонтальных труб в условиях работы конденсаторов АБХМ [64]. Теплообменный пучок представлял собой вертикальный ряд из четырех одиночных труб из стали Ст.3 диаметром 25×2,5 мм.

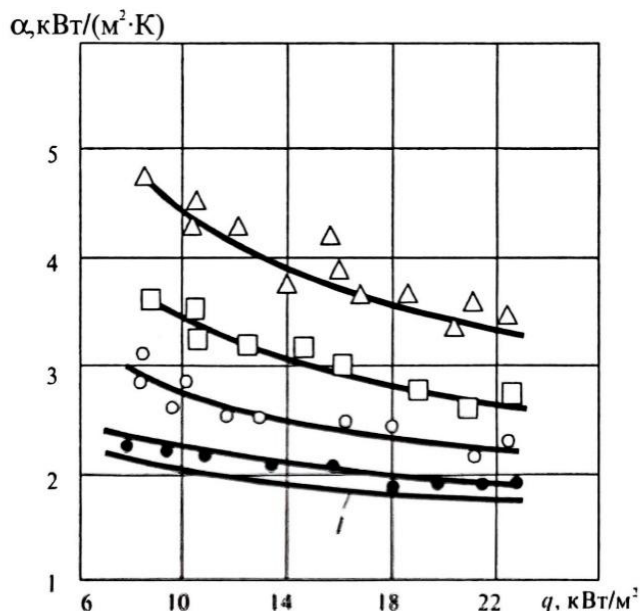


Рис. 10.4. Зависимость опытных значений коэффициентов теплоотдачи от плотности теплового потока при капельной конденсации водяного пара на пучке горизонтальных труб: ●, Δ, □, ○ – $\xi_{\text{ПАВ}} = 0; 0,01; 0,03; 0,05$ масс%;
1 – расчет по формуле Нуссельта ●, 1 – пленочная форма конденсации водяного пара

Исследования выполнены при использовании в качестве ПАВ фторсодержащего спирта 1Н,1Н,5Н-октафторпентанол-1 ($\text{C}_5\text{H}_4\text{OF}_8$). По графикам на рисунке 10.4 видно, что наибольшая интенсивность теплообмена имеет место при концентрации ПАВ 0,01 масс%. Это может быть объяснено несколькими факторами. Возможно, при $\xi_{\text{ПАВ}} = 0,01\text{--}0,015$ масс% исследованный ПАВ обеспечивает для воды минимальную степень смачивания стальной поверхности труб.

При увеличении концентрации ПАВ возрастает термическое сопротивление адсорбционного слоя ПАВ. При этом ПАВ также может адсорбироваться на поверхности капель конденсата, что также снижает интенсивность теплообмена.

При увеличении плотности теплового потока интенсивность теплообмена снижается. Как было отмечено ранее, при относительно высоких значениях q возрастает количество конденсата, стекающего в виде струй и пленки, и соответственно увеличивается его термическое сопротивление.

В конденсаторах АБХМ в случае применения ПАВ коэффициент теплопередачи увеличивается на 20–25 %.

Использование рассмотренной технологии интенсификации тепломассообмена при абсорбции и конденсации обеспечивает увеличение холодопроизводительности АБХМ на 15–20 %. Это означает, что при равной холодопроизводительности и одинаковых параметрах материалоемкость машины может быть существенно снижена.

Более подробно с рассмотренной в этом параграфе технологией можно ознакомиться в монографии [64]. В ней изложены сведения о свойствах спиртовых ПАВ, их применении в АБХМ, выпускаемых различными фирмами. В издании достаточно детально рассмотрены механизмы действия ПАВ при абсорбции и конденсации, а также методики расчета коэффициентов теплоотдачи при капельной конденсации водяного пара и со стороны пленки водного раствора бромида лития при абсорбции.

Результаты экспериментов по исследованию интенсифицированных поверхностей в аппаратах абсорбционной холодильной машины представлены в [65].

10.2. Цикл абсорбционной холодильной машины

Из-за возросших требований, связанных с созданием безотходной технологии различных производств и экономией топливно-энергетических ресурсов, абсорбционные холодильные машины (АХМ) стали широко применять в промышленности на тех объектах, которые располагают источниками дешевой теплоты. АХМ можно классифицировать следующим образом [66].

По температурному уровню охлаждаемого источника – АХМ для области положительных и АХМ для области отрицательных температур охлаждения (некоторые типы АХМ могут применяться как в области отрицательных, так и в области положительных температур охлаждения).

В зависимости от используемых в промышленных АХМ рабочих веществ – водоаммиачные (АВХМ) и бромистолитиевые (АБХМ).

По типу циклов – АХМ с одно- и многоступенчатыми циклами. АХМ с одноступенчатыми циклами в основном используют для выработки холода в области положительных и отрицательных температур охлаждения (до -45°C), для получения холода с температурой ниже -45°C применяют двухступенчатые и трехступенчатые АХМ, а также машины с двумя и более температурными уровнями охлаждения. Одноступенчатые и многоступенчатые циклы АХМ разделяют на циклы с простыми и сложными процессами тепломассопереноса в основных аппаратах. Простыми процессами являются одноступенчатые с совмещенным и раздельным тепломассопереносом в аппаратах; к сложным процессам

относятся процессы со ступенчатой абсорбцией, десорбцией, конденсацией, кипением, материальной регенерацией рабочих веществ [66].

Процессы абсорбционных холодильных машин осуществляются с помощью рабочих веществ – растворов, состоящих, как правило, из двух компонентов: хладагента и абсорбента. При работе машины хладагент периодически находится как в жидком, так и в парообразном состояниях, а абсорбент – только в жидком состоянии.

На рисунке 10.5 (а, б) представлены схема и действительный цикл абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины.

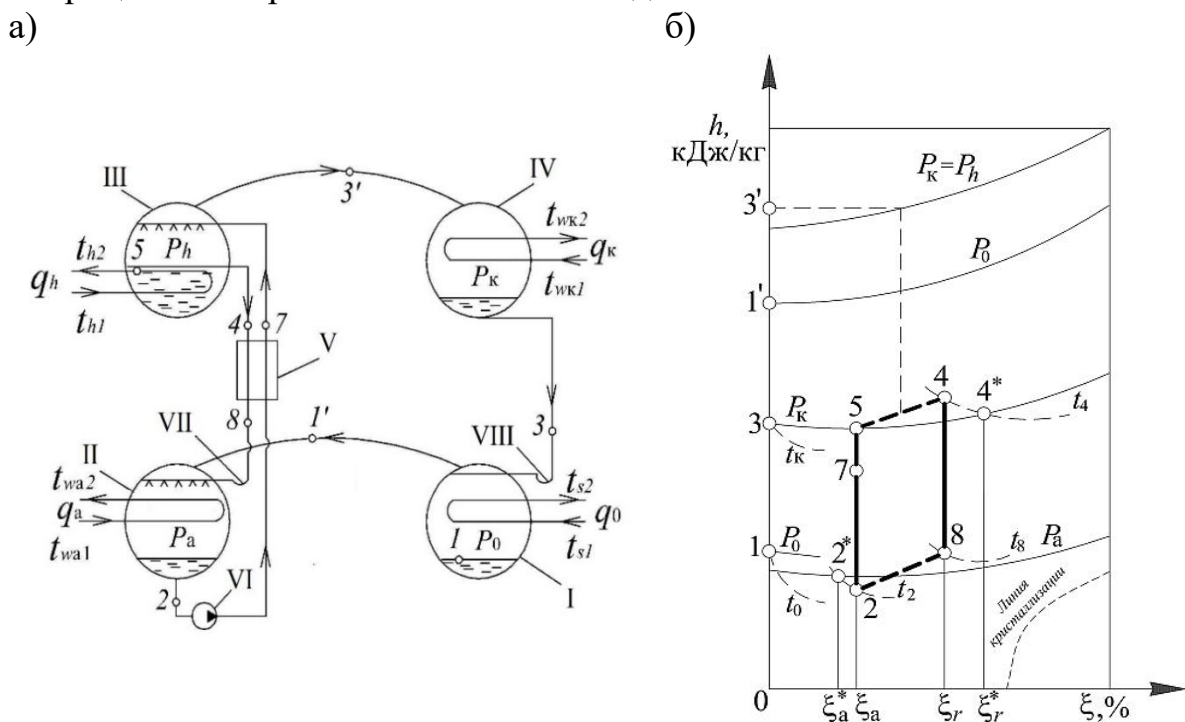


Рис. 10.5 Абсорбционная бромистолитиевая холодильная машина: а – схема машины; б – процессы на $\xi - i$ диаграмме

В испарителе I (рис. 10.5 а) за счет подвода теплоты от охлаждаемого источника в количестве q_0 кипит вода при давлении p_0 . При этом источник охлаждается до температуры t_{s2} . Водяной пар, образовавшийся в испарителе, поступает в абсорбер II, где он абсорбируется крепким раствором, стекающим из генератора III через растворный теплообменник V и гидравлический затвор VII в абсорбер. Вследствие абсорбции пара раствором концентрация последнего снижается. Теплота, выделяющаяся в процессе абсорбции, отводится к окружающей среде в количестве q_a при температуре t_{wa2} . Слабый раствор из абсорбера насосом VI подается через растворный теплообменник в генератор, где он кипит при давлении p_h вследствие подвода теплоты от греющего источника в количестве q_h при температуре t_{h1} . Водяной пар, образовавшийся в генераторе, поступает в конденсатор III, где конденсируется при давлении p_k . Теплота перегрева конденсации пара отводится к окружающей среде в количестве q_k при

температуре t_{wk2} . Конденсат из конденсатора стекает в испаритель через гидравлический затвор VIII.

Основные процессы цикла (рисунок 10.5, б) следующие: 2 – 7 – нагрев слабого раствора в теплообменнике растворов; 7 – 5 – адиабатно-изобарная десорбция пара рабочего вещества; 5 – 4 – кипение раствора в генераторе при совмещенном тепломассопереносе; 4 – 8 – охлаждение крепкого раствора в теплообменнике растворов; 8 – 2 – абсорбция пара рабочего вещества; 3' – 3 – отвод теплоты перегрева и конденсация пара рабочего вещества в конденсаторе; 1 – 1' – кипение рабочего вещества в испарителе.

10.2.1. Методика расчета действительного цикла абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины

Исходные данные:

Температура греющей среды	$t_{h1}, ^\circ\text{C}$
Температура охлаждаемой среды	$t_{s1}, ^\circ\text{C}$
Температура охлаждающей среды	$t_{wa1} = t_{wk1}, ^\circ\text{C}$
Рабочая пара	$\text{H}_2\text{O} + \text{LiBr}$

Основные соотношения для расчета одноступенчатых абсорбционных бромистолитиевых холодильных машин приведены в литературе [66–68].

Температура охлажденной среды, $^\circ\text{C}$,

$$t_{s2} = t_{s1} - \Delta t_s, \quad (10.1)$$

где $\Delta t_s = 5 ^\circ\text{C}$ – перепад температур в аппарате.

Температура кипения воды в испарителе, $^\circ\text{C}$,

$$t_0 = t_{s2} - \Delta t_{и}, \quad (10.2)$$

где $\Delta t_{и} = 3 ^\circ\text{C}$ – недорекуперация теплоты на холодной стороне испарителя.

Давление кипения воды в испарителе, кПа,

$$p_0 = f(t_0). \quad (10.3)$$

Давление в абсорбере, кПа,

$$p_a = p_0 - \Sigma \Delta p_{и-а}, \quad (10.4)$$

где $\Sigma \Delta p_{и-а} = 0,133$ кПа – гидравлическое сопротивление прохождению пара из испарителя в абсорбер.

Температура охлаждающей воды на выходе из конденсатора, $^\circ\text{C}$,

$$t_{wk2} = t_{wk1} + \Delta t_{wk}, \quad (10.5)$$

где $\Delta t_{wk} = 5 ^\circ\text{C}$ – перепад температур в аппарате, $^\circ\text{C}$,

Температура конденсации, $^\circ\text{C}$

$$t_k = t_{wk2} + \Delta t_k, \quad (10.6)$$

где $\Delta t_k = 3-6$ °C – недорекуперация теплоты на теплой стороне конденсатора.

Давление конденсации, кПа,

$$p_k = f(t_k). \quad (10.7)$$

Давление в генераторе, кПа,

$$p_h = p_k. \quad (10.8)$$

Низшая температура раствора в конце процесса абсорбции пара в абсорбере, °C,

$$t_2 = t_{wa1} + \Delta t_a, \quad (10.9)$$

где $\Delta t_a = 3 \div 6$ °C – недорекуперация теплоты на холодной стороне абсорбера.

Теоретическая концентрация слабого раствора, %,

$$\xi_a^* = f(p_a; t_2). \quad (10.10)$$

Действительная концентрация слабого раствора, %,

$$\xi_a = \xi_a^* + \Delta \xi_a, \quad (10.11)$$

где $\Delta \xi_a = 0,5-2,5$ % – недонасыщение раствора в абсорбере.

Энтальпия раствора на выходе из абсорбера, °C,

$$i_2 = f(\xi_a; t_2). \quad (10.12)$$

Температура греющей среды на выходе из генератора, °C,

$$t_{h2} = t_{h1} - \Delta t_h, \quad (10.13)$$

где $\Delta t_h = 5$ °C – перепад температур в аппарате.

Высшая температура раствора в конце его кипения в генераторе, °C,

$$t_4 = t_{h1} - \Delta t_r, \quad (10.14)$$

где $\Delta t_r > 5$ °C – недорекуперация теплоты на теплой стороне генератора.

Теоретическая концентрация крепкого раствора, %,

$$\xi_r^* = f(p_h; t_4). \quad (10.15)$$

Действительная концентрация крепкого раствора, %,

$$\xi_r = \xi_r^* - \Delta \xi_r, \quad (10.16)$$

где $\Delta \xi_r = 2,5-3,5$ % – недовыпаривание раствора в генераторе.

Энтальпия раствора на выходе из генератора, °C,

$$i_4 = f(\xi_r; t_4). \quad (10.17)$$

Зона дегазации, %,

$$\Delta \xi = \xi_r - \xi_a. \quad (10.18)$$

Кратность циркуляции раствора

$$a = \frac{\xi_r}{\Delta\xi}. \quad (11.19)$$

Температура крепкого раствора на выходе из теплообменника, °С,

$$t_8 = t_2 + \Delta t_{t.o}, \quad (10.20)$$

где $\Delta t_{t.o} = 15\text{--}20$ °С – недорекуперация теплоты на холодной стороне теплообменника растворов.

Энтальпия крепкого раствора на выходе из теплообменника, кДж/кг,

$$i_8 = f(\xi_r; t_8). \quad (10.21)$$

Тепловой поток теплообменника, кДж/кг,

$$q_T = (a - 1) \cdot (i_4 - i_8). \quad (11.22)$$

Энтальпия слабого раствора на выходе из теплообменника, кДж/кг,

$$i_7 = i_2 + \frac{q_T}{a}. \quad (10.23)$$

Температура слабого раствора на выходе из теплообменника, °С,

$$t_7 = f(\xi_a; i_7). \quad (10.24)$$

Средняя температура кипения раствора в генераторе, °С,

$$t_{cp} = \frac{t_4 + t_5}{2}. \quad (10.25)$$

Энтальпия пара на выходе из генератора, кДж/кг,

$$i_{3'} = f(p_h; t_{cp}). \quad (10.26)$$

Удельный тепловой поток генератора, кДж/кг,

$$q_h = i_{3'} + (a - 1) \cdot i_4 - a i_7. \quad (10.27)$$

Энтальпия пара на выходе из испарителя, кДж/кг,

$$i_{1'} = f(t_0). \quad (10.28)$$

Энтальпия рабочего вещества на выходе из конденсатора, кДж/кг,

$$i_3 = f(p_k). \quad (10.29)$$

Удельная массовая холодопроизводительность, кДж/кг,

$$q_0 = i_{1'} - i_3. \quad (10.30)$$

Удельный тепловой поток конденсатора, кДж/кг,

$$q_k = i_{3'} - i_3. \quad (10.31)$$

Удельный тепловой поток абсорбера, кДж/кг,

$$q_a = i_{1'} + (a - 1)i_8 - ai_2. \quad (10.32)$$

Теплота, подведенная к АБХМ, кДж/кг,

$$q_{\text{подв}} = q_h + q_0. \quad (10.33)$$

Теплота, отведенная от АБХМ, кДж/кг,

$$q_{\text{отв}} = q_k + q_a. \quad (10.34)$$

Тепловой коэффициент

$$\zeta = \frac{q_0}{q_h}. \quad (10.35)$$

Массовый поток рабочего вещества, кг/с,

$$D = \frac{Q_0}{q_0}. \quad (10.36)$$

Полный тепловой поток абсорбера, кВт,

$$Q_a = D \cdot q_a. \quad (10.37)$$

Полный тепловой поток конденсатора, кВт,

$$Q_k = D \cdot q_k. \quad (10.38)$$

Полный тепловой поток генератора, кВт,

$$Q_h = D \cdot q_h. \quad (10.39)$$

Полный тепловой поток теплообменника растворов, кВт,

$$Q_T = D \cdot q_T. \quad (10.40)$$

Массовый расход слабого раствора, кг/с,

$$G_a = a \cdot D. \quad (10.41)$$

Массовый расход крепкого раствора, кг/с,

$$G_r = (a - 1) \cdot D. \quad (10.42)$$

10.2.2. Методика расчета аппаратов абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины

В результате теплового расчета аппаратов определяется коэффициент теплопередачи или плотность теплового тока [66]. Основными исходными данными для расчета являются: тепловой поток, температура веществ, участвующих в процессе теплообмена (раствора, рабочего вещества, внешнего источника теплоты), геометрические размеры элементов теплопередающей поверхности, теплофизические свойства веществ. При конструктивном расчете определяют число теплообменных труб, рабочую длину и число ходов аппарата.

По принципу действия и конструкции наиболее широко распространены следующие типы аппаратов [66] для бромистолитиевых АБХМ: генераторы – горизонтальный трубный затопленного типа; абсорбер – горизонтальный трубный пленочный; конденсатор – горизонтальный трубный; испаритель – горизонтальный трубный пленочный; теплообменник растворов – горизонтальный трубный.

Основные соотношения для расчета процессов тепломассопереноса в аппаратах абсорбционных бромистолитиевых холодильных машин приведены в литературе [2, 64, 66, 68,82].

Расчёт горизонтального пленочного испарителя

Исходные данные:

Холодопроизводительность Q_0 , кВт

Температура воды на входе в испаритель t_{s1} , °C

Температура воды на выходе из испаритель t_{s2} , °C

Температура кипения t_0 , °C

Наружный диаметр трубы d_n , м

Внутренний диаметр трубы $d_{вн}$, м

Длина одной трубы l , м

Определение коэффициента теплоотдачи со стороны охлаждаемой воды

Средний логарифмический температурный напор, °C,

$$\theta_s = \frac{t_{s1} - t_{s2}}{\ln \frac{t_{s1} - t_0}{t_{s2} - t_0}}. \quad (10.43)$$

Средняя температура охлаждаемой воды, °C,

$$t_{s\text{cp}} = \frac{t_{s1} + t_{s2}}{2}. \quad (10.44)$$

Теплофизические параметры воды на линии насыщения при средней температуре в аппарате [69] (Приложение 1):

плотность ρ_s ;

кинематический коэффициент вязкости ν_s , м²/с;

коэффициент теплопроводности λ_s , Вт/(м·K);

число Прандтля Pr_s ;

удельная изобарная теплоемкость c_{ps} , кДж/(кг·K)

Массовый расход охлаждаемой воды, кг/с,

$$G_s = \frac{Q_0}{c_{ps} \cdot (t_{s1} - t_{s2})}. \quad (10.45)$$

Число труб в одном ходе, шт.,

$$n_1 = \frac{4 \cdot G_s}{\pi \cdot d_{BH}^2 \cdot w_s \cdot \rho_s}, \quad (10.46)$$

где $w_s = 1,0–1,5$ м/с – скорость охлаждаемой воды в трубах аппарата.

Число Нуссельта охлаждаемой воды вычисляется по расчетной зависимости [64, 66, 68]

$$Nu_s = 0,021 \cdot Re_s^{0,8} \cdot Pr_s^{0,43} \cdot \varepsilon_l, \quad (10.47)$$

где коэффициент ε_l учитывает режим течения.

Число Рейнольдса охлаждаемой воды

$$Re_s = \frac{w_s \cdot d_{BH}}{\nu_s}. \quad (10.48)$$

Коэффициент теплоотдачи от воды к стенке трубы, Вт/(м²·К) определяется по выражению [64, 66, 68]

$$\alpha_s = \frac{Nu_s \cdot \lambda_s}{d_{BH}}. \quad (10.49)$$

Определение коэффициента теплоотдачи при кипении рабочего вещества

Теплофизические параметры воды на линии насыщения определяются при температуре кипения [69] (Приложение 1):

плотность	ρ_w , кг/м ³ ;
кинематический коэффициент вязкости	ν_w , м ² /с;
динамический коэффициент вязкости	μ_w , Па·с;
коэффициент теплопроводности	λ_w , Вт/(м·К);
удельная изобарная теплоемкость	c_{pw} , кДж/(кг·К)
Число Рейнольдса	

$$Re_w = \frac{\Gamma}{\mu_w}, \quad (10.50)$$

где Γ – плотность орошения, кг/(м·с).

Число Прандтля

$$Pr_w = \frac{\nu_w}{a_w}, \quad (10.51)$$

где a_w – коэффициент температуропроводности, м²/с.

Число Пекле

$$Pe_w = Re_w Pr_w. \quad (10.52)$$

Число Нуссельта воды, стекающей пленкой по наружной поверхности труб, вычисляется по расчетной зависимости [64, 66]

$$Nu_w = 0,522 \cdot \left(\frac{Pe_w \cdot \delta_0}{L} \right)^{0,26}, \quad (10.53)$$

где L – характерный размер, м,

$$L = \frac{\pi \cdot d_H}{2}. \quad (10.54)$$

Толщина стекающей пленки воды, м,

$$\delta_0 = \left(\frac{3 \cdot \nu_w \cdot \Gamma}{2 \cdot g \cdot \rho_w} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (10.55)$$

Коэффициент теплоотдачи к пленке воды, кипящей в вакууме на наружной поверхности горизонтальных труб, Вт/(м²·К), определяется по выражению [64, 66]

$$\alpha_w = \frac{\text{Nu}_w \cdot \lambda_w}{\delta_0}. \quad (10.56)$$

Коэффициент теплопередачи, отнесенный к внутренней теплообменной поверхности испарителя, Вт/(м²·К),

$$k_{\text{вн}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_s} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_w} \cdot \frac{d_{\text{вн}}}{d_H}}, \quad (10.57)$$

где $\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} = 2 \cdot 10^{-4}$ (м²·К)/Вт – суммарное сопротивление стенки трубы и загрязнений.

Площадь внутренней теплообменной поверхности испарителя, м²,

$$F_{\text{вн}_u} = \frac{Q_0}{k_{\text{вн}_u} \cdot \Theta_u}. \quad (10.58)$$

Общая длина труб, м,

$$L_0 = \frac{F_{\text{вн}_u}}{\pi \cdot d_H}. \quad (10.59)$$

Число ходов в аппарате

$$z = \frac{L_0}{n_1 \cdot l}. \quad (10.60)$$

Общее число труб

$$n = n_1 \cdot z. \quad (10.61)$$

Расчет горизонтального пленочного абсорбера

Исходные данные:

Полный тепловой поток абсорбера

Q_a , кВт

Температура воды на входе в абсорбер

t_{wa1} , °С

Температура воды на выходе из абсорбера

t_{wa2} , °С

Температура раствора на выходе из абсорбера	$t_2, ^\circ\text{C}$
Температура раствора на входе в абсорбер	$t_8, ^\circ\text{C}$
Наружный диаметр трубы	$d_{\text{н}}, \text{м}$
Внутренний диаметр трубы	$d_{\text{вн}}, \text{м}$
Длина одной трубы	$l, \text{м}$

Определение коэффициента теплоотдачи со стороны охлаждающей воды

Средний логарифмический температурный напор, $^\circ\text{C}$,

$$\theta_a = \frac{(t_8 - t_{w2a}) - (t_2 - t_{w1a})}{\ln \frac{(t_8 - t_{w2a})}{(t_8 - t_{w1a})}}. \quad (10.62)$$

Средняя температура охлаждающей воды в аппарате, $^\circ\text{C}$,

$$t_{wa\text{cp}} = \frac{t_{wa1} + t_{wa2}}{2}. \quad (10.63)$$

Теплофизические параметры охлаждающей воды на линии насыщения при средней температуре в аппарате [69] (Приложение 1):

плотность	$\rho_{wa};$
кинематический коэффициент вязкости	$\nu_{wa}, \text{м}^2/\text{с};$
коэффициент теплопроводности	$\lambda_{wa}, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$
число Прандтля	$Pr_{wa};$
удельная изобарная теплоемкость	$c_{pwa}, \text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$
Массовый расход охлаждающей воды через абсорбер, кг/с,	

$$G_{wa} = \frac{Q_a}{c_{pwa} \cdot (t_{wa1} - t_{wa2})}. \quad (10.64)$$

Число труб в одном ходе, шт.,

$$n_1 = \frac{4 \cdot G_{wa}}{\pi \cdot d_{\text{вн}}^2 \cdot w_{wa} \cdot \rho_{wa}}, \quad (10.65)$$

где $w_{wa} = 1,1 \div 1,5 \text{ м/с}$ – скорость охлаждающей воды в трубах аппарата.

Число Рейнольдса охлаждающей воды

$$Re_{wa} = \frac{w_{wa} \cdot d_{\text{вн}}}{\nu_{wa}}. \quad (10.66)$$

Число Нуссельта охлаждающей воды вычисляется по расчетной зависимости [64, 66, 68]

$$Nu_{wa} = 0,021 \cdot Re_{wa}^{0,8} \cdot Pr_{wa}^{0,43} \cdot \varepsilon_l, \quad (10.67)$$

где коэффициент ε_l учитывает режим течения.

Коэффициент теплоотдачи от воды к стенке трубы, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$, определяется по выражению [64, 66, 68]

$$\alpha_{wa} = \frac{Nu_{wa} \cdot \lambda_{wa}}{d_{BH}}. \quad (10.68)$$

Расчет коэффициента теплоотдачи со стороны раствора при абсорбции

Теплофизические параметры водного раствора бромистого лития при средней температуре процесса абсорбции и средней концентрации [69] (Приложения 3–7):

плотность	ρ_p , кг/м ³ ;
кинематический коэффициент вязкости	ν_p , м ² /с;
динамический коэффициент вязкости	μ_p , Па·с;
коэффициент теплопроводности	λ_p , Вт/(м·К);
удельная изобарная теплоемкость	c_{pp} , кДж/(кг·К)
Число Рейнольдса раствора	

$$Re_p = \frac{\Gamma}{\mu_p}, \quad (10.69)$$

где Γ – плотность орошения, кг/(м·с).

Число Прандтля раствора

$$Pr_p = \frac{\nu_p}{a_p}, \quad (10.70)$$

где a_p – коэффициент температуропроводности, м²/с

Число Пекле раствора

$$Pe_p = Re_p Pr_p. \quad (10.71)$$

Толщина пленки раствора, м,

$$\delta_0 = \left(\frac{3 \cdot \nu_p \cdot \Gamma}{2 \cdot g \cdot \rho_p} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (10.72)$$

Число Нуссельта раствора вычисляется по расчетной зависимости [64, 66]

$$Nu_p = 1,03 \cdot \left(\frac{Pe_p \cdot \delta_0}{L} \right)^{0,46}, \quad (10.73)$$

где характерный размер, м,

$$L = \frac{\pi \cdot d_H}{2}. \quad (10.74)$$

Коэффициент теплоотдачи от наружной стенки трубы к пленке раствора, Вт/(м²·К) определяется по выражению [64, 66]

$$\alpha_p = \frac{Nu_p \cdot \lambda_p}{\delta_0}. \quad (10.75)$$

Коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К),

$$k_{\text{вн}a} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{wa}}} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_p} \cdot \frac{d_{\text{вн}}}{d_{\text{н}}}}, \quad (10.76)$$

где $\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} = 2 \cdot 10^{-4}$ (м²·К)/Вт – суммарное сопротивление стенки трубы и загрязнений.

Площадь внутренней теплообменной поверхности абсорбера, м²,

$$F_{\text{вн}a} = \frac{Q_a}{k_{\text{вн}a} \cdot \theta_a}. \quad (10.77)$$

Общая длина труб, м,

$$L_0 = \frac{F_{\text{вн}a}}{\pi \cdot d_{\text{н}}}. \quad (10.78)$$

Число ходов в аппарате

$$z = \frac{L_0}{n_1 \cdot l}. \quad (10.79)$$

Общее число труб

$$n = n_1 \cdot z. \quad (10.80)$$

Расчет горизонтального трубного конденсатора

Исходные данные

Полный тепловой поток конденсатора $Q_{\text{к}}$, кВт

Температура воды на входе в конденсатор t_{wk1} , °С

Температура воды на выходе из конденсатора t_{wk2} , °С

Температура конденсации $t_{\text{к}}$, °С

Наружный диаметр трубы $d_{\text{н}}$, м

Внутренний диаметр трубы $d_{\text{вн}}$, м

Длина одной трубы l , м

Расчет коэффициента теплоотдачи со стороны охлаждающей среды

Средний логарифмический температурный напор, °С,

$$\theta_{\text{wk}} = \frac{t_{\text{wk1}} - t_{\text{wk2}}}{\ln \frac{t_{\text{к}} - t_{\text{wk1}}}{t_{\text{к}} - t_{\text{wk2}}}}. \quad (10.81)$$

Средняя температура охлаждающей воды в аппарате, °С,

$$t_{\text{вксп}} = \frac{t_{\text{вк1}} + t_{\text{вк2}}}{2}. \quad (10.82)$$

Теплофизические параметры охлаждающей воды на линии насыщения при средней температуре в аппарате [69] (Приложение 1):

плотность	$\rho_{\text{вк}}$;
кинематическая вязкость	$\nu_{\text{вк}}$, м ² /с;
коэффициент теплопроводности	$\lambda_{\text{вк}}$, Вт/(м·К);
число Прандтля	$Pr_{\text{вк}}$;
удельная изобарная теплоемкость	$c_{p\text{вк}}$, кДж/(кг·К)
Массовый расход охлаждающей воды через конденсатор, кг/с,	

$$G_{\text{вк}} = \frac{Q_{\text{к}}}{c_{\text{вк}} \cdot (t_{\text{вк1}} - t_{\text{вк2}})}. \quad (10.81)$$

Число труб в одном ходе, шт.,

$$n_1 = \frac{4 \cdot G_{\text{вк}}}{\pi \cdot d_{\text{вн}}^2 \cdot w_{\text{вк}} \cdot \rho_{\text{вк}}}, \quad (10.84)$$

где $w_{\text{вк}} = 1,1-1,5$ м/с – скорость охлаждающей воды в трубах аппарата.

Число Рейнольдса охлаждающей воды

$$Re_{\text{вк}} = \frac{w_{\text{вк}} \cdot d_{\text{вн}}}{\nu_{\text{вк}}}. \quad (10.85)$$

Число Нуссельта охлаждающей воды вычисляется по расчетной зависимости [64, 66, 68]

$$Nu_{\text{вк}} = 0,021 \cdot Re_{\text{вк}}^{0,8} \cdot Pr_{\text{вк}}^{0,43} \cdot \varepsilon_l, \quad (10.86)$$

где коэффициент ε_l учитывает режим течения.

Коэффициент теплоотдачи от воды к стенке трубы, Вт/(м²·К), определяется по выражению [64, 66, 68]

$$\alpha_{\text{вк}} = \frac{Nu_{\text{вк}} \cdot \lambda_{\text{вк}}}{d_{\text{вн}}}. \quad (10.87)$$

Плотность теплового потока со стороны охлаждающей воды, Вт/м²,

$$q_{\text{вк}} = \frac{\theta_{\text{к}} - \theta_{\text{а}}}{\frac{1}{\alpha_{\text{вк}}} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \quad (10.88)$$

Расчет коэффициента теплоотдачи при конденсации рабочего вещества

Теплофизические параметры воды на линии насыщения определяются при температуре конденсации [6] (Приложение 1):

плотность	$\rho_{\text{в}}$, кг/м ³ ;
-----------	---

кинематический коэффициент вязкости	$\nu_w, \text{м}^2/\text{с};$
динамический коэффициент вязкости	$\mu_w, \text{Па} \cdot \text{с};$
коэффициент теплопроводности	$\lambda_w, \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$
удельная изобарная теплоемкость	$c_{pw}, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$

Коэффициент теплоотдачи со стороны конденсирующегося водяного пара, отнесенный к внутренней поверхности труб, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, рассчитывается по формуле [64, 66, 68]

$$\alpha_w = 0,72 \cdot \sqrt[4]{\frac{r \cdot \rho_w^2 \cdot \lambda_w^3 \cdot g}{\mu_w \cdot d_H}} \cdot \Theta_a^{-0,25} \cdot \frac{d_H^{-0,25}}{d_{BH}}, \quad (10.89)$$

где r – теплота парообразования, $\text{кДж}/\text{кг}$; g – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$; Θ_a – разность температур конденсации и стенки трубы, $^\circ\text{C}$.

Плотность теплового потока со стороны конденсирующегося водяного пара, $\text{Вт}/\text{м}^2$,

$$q_w = \alpha_w \cdot \Theta_a^{0,75}. \quad (10.90)$$

Данную систему уравнений можно решить графоаналитическим методом.

$$\begin{cases} q_{wk} = \frac{\Theta_k - \Theta_a}{\frac{1}{\alpha_{wk}} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \\ q_w = \alpha_w \cdot \Theta_a^{0,75} \end{cases} \quad (10.91)$$

Площадь внутренней теплообменной поверхности конденсатора, м^2 ,

$$F_{BHk} = \frac{Q_k}{q_F}. \quad (10.92)$$

Коэффициент теплопередачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$,

$$k_k = \frac{q_F}{\Theta_k}. \quad (10.93)$$

Общая длина труб, м ,

$$L_0 = \frac{F_{BHk}}{\pi \cdot d_H}. \quad (10.94)$$

Число ходов в аппарате

$$z = \frac{L_0}{n_1 \cdot l}. \quad (10.95)$$

Общее число труб

$$n = n_1 \cdot z. \quad (10.96)$$

Расчет горизонтального генератора затопленного типа

Исходные данные

Полный тепловой поток генератора	Q_h , кВт
Температура воды на входе в генератор	t_{h1} , °C
Температура воды на выходе из генератора	t_{h2} , °C
Температура раствора в начале процесса кипения	t_5 , °C
Высшая температура кипения раствора в генераторе	t_4 , °C
Наружный диаметр трубы	d_h , м
Внутренний диаметр трубы	d_{bh} , м
Длина одной трубы	l , м
<i>Расчете коэффициента теплоотдачи со стороны греющей среды</i>	
Средний логарифмический температурный напор, °C,	

$$\theta_h = \frac{(t_{h2} - t_5) - (t_{h1} - t_4)}{\ln \frac{(t_{h2} - t_5)}{(t_{h1} - t_4)}}. \quad (10.97)$$

Средняя температура греющей воды в аппарате, °C,

$$t_{hcp} = \frac{t_{h1} + t_{h2}}{2}. \quad (10.98)$$

Теплофизические параметры воды на линии насыщения при средней температуре в аппарате [69] (Приложение 1):

плотность	ρ_h ;
кинематическая вязкость	ν_h , м ² /с;
коэффициент теплопроводности	λ_h , Вт/(м·К);
число Прандтля	Pr_h ;
удельная изобарная теплоемкость	c_{ph} , кДж/(кг·К)
Массовый расход греющей воды через генератор, кг/с,	

$$G_h = \frac{Q_h}{c_{ph} \cdot (t_{h1} - t_{h2})}. \quad (10.99)$$

Число труб в одном ходе, шт.,

$$n_1 = \frac{4 \cdot G_h}{\pi \cdot d_{bh}^2 \cdot w_h \cdot \rho_h}, \quad (10.100)$$

где $w_{wh} = 1,1 \div 1,5$ м/с – скорость охлаждающей воды в трубах аппарата.

Число Рейнольдса греющей воды

$$Re_h = \frac{w_h \cdot d_{bh}}{\nu_h}. \quad (10.101)$$

Число Нуссельта греющей воды вычисляется по расчетной зависимости [64, 66, 68]

$$Nu_h = 0,021 \cdot Re_h^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \varepsilon_l, \quad (10.102)$$

где коэффициент ε_l учитывает режим течения.

Коэффициент теплоотдачи от греющей воды к стенке трубы, Вт/(м²·К) определяется по выражению [64, 66, 68]

$$\alpha_h = \frac{Nu_h \cdot \lambda_h}{d_{BH}}. \quad (10.103)$$

Плотность теплового потока со стороны греющей воды, Вт/м²,

$$q_h = \frac{\Theta_h - \Theta_a}{\frac{1}{\alpha_h} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \quad (10.104)$$

Коэффициент теплоотдачи со стороны водного раствора бромистого лития при его кипении в большом объеме, Вт/(м²·К), рассчитывается по формуле [64, 66]

$$\alpha_p = A \cdot q_p^n. \quad (10.105)$$

Плотность теплового потока со стороны водного раствора бромистого лития, Вт/м²,

$$q_p = A \cdot q_p^n \cdot \frac{d_H}{d_{BH}} \cdot \Theta_a. \quad (10.106)$$

Значения коэффициентов A и n приведены в таблице 10.1 [64, 66].

Таблица 10.1. Значения коэффициентов A , n в зависимости от давления p и концентрации ξ водного раствора бромистого лития

Давление p , кПа	Концентрация раствора бромистого лития ξ , %					
	40		50		60	
	A	n	A	n	A	n
4,9	1,59	0,7	1,63	0,7	2,68	0,64
9,8	5,71	0,6	5,25	0,6	4,46	0,6

Данную систему уравнений можно решить графоаналитическим методом.

$$\begin{cases} q_h = \frac{\Theta_h - \Theta_a}{\frac{1}{\alpha_h} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \\ q_p = A \cdot q_p^n \cdot \frac{d_H}{d_{BH}} \cdot \Theta_a \end{cases} \quad (10.107)$$

Площадь внутренней теплообменной поверхности генератора, м²,

$$F_{\text{вн}h} = \frac{Q_h}{q_F}. \quad (10.108)$$

Коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К),

$$k_h = \frac{q_F}{\Theta_h}. \quad (10.109)$$

Общая длина труб, м,

$$L_0 = \frac{F_{\text{вн}h}}{\pi \cdot d_{\text{н}}}. \quad (10.110)$$

Число ходов в аппарате

$$z = \frac{L_0}{n_1 \cdot l}. \quad (10.111)$$

Общее число труб

$$n = n_1 \cdot z. \quad (10.112)$$

Расчет кожухотрубного растворного теплообменника

Исходные данные

Полный тепловой поток теплообменника $Q_{\text{т}}$, кВт

Температура слабого раствора
на входе в теплообменник t_2 , °С

Температура слабого раствора
на выходе из теплообменника t_7 , °С

Температура крепкого раствора
на входе в теплообменник t_4 , °С

Температура крепкого раствора
на выходе из теплообменника t_8 , °С

Наружный диаметр трубы $d_{\text{н}}$, м

Внутренний диаметр трубы $d_{\text{вн}}$, м

Длина одной трубы l , м

Расчет коэффициента теплоотдачи со стороны раствора, протекающего в трубах

Средний логарифмический температурный напор, °С,

$$\theta_{\text{т}} = \frac{(t_4 - t_7) - (t_8 - t_2)}{\ln \frac{t_4 - t_7}{t_8 - t_2}}. \quad (10.113)$$

Средняя температура слабого раствора, °С,

$$t_a = \frac{t_2 + t_7}{2}. \quad (10.114)$$

Теплофизические параметры слабого раствора принимаются по средней температуре и концентрации [69] (Приложения 3–7):

плотность	ρ_a ;
кинематическая вязкость	ν_a , м ² /с;
коэффициент теплопроводности	λ_a , Вт/(м·К);
число Прандтля	Pr_a ;
удельная изобарная теплоемкость	c_{pa} , кДж/(кг·К)
Число труб в одном ходе, шт.	

$$n_1 = \frac{4 \cdot G_a}{\pi \cdot d_{BH}^2 \cdot w_a \cdot \rho_a}. \quad (10.115)$$

Число Рейнольдса слабого раствора

$$Re_a = \frac{w_a \cdot d_{BH}}{\nu_a}. \quad (10.116)$$

Число Нуссельта слабого раствора вычисляется по расчетной зависимости [64, 66]

$$Nu_a = 0,021 \cdot Re_a^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \varepsilon_{пер}. \quad (10.117)$$

Коэффициент теплоотдачи слабого раствора к стенке трубы, Вт/(м²·К) определяется по выражению [64, 66]

$$\alpha_a = \frac{Nu_a \cdot \lambda_a}{d_{BH}}. \quad (10.118)$$

Средняя температура крепкого раствора, °С,

$$t_r = \frac{t_4 + t_8}{2}. \quad (10.119)$$

Теплофизические параметры крепкого раствора принимаются по средней температуре и концентрации [69] (Приложения 3–7):

плотность	ρ_r ;
кинематическая вязкость	ν_r , м ² /с;
коэффициент теплопроводности	λ_r , Вт/(м·К);
число Прандтля	Pr_r ;
удельная изобарная теплоемкость	c_{pr} , кДж/(кг·К)

Число Рейнольдса крепкого раствора

$$Re_r = \frac{w_r \cdot d_H}{\nu_r}. \quad (10.120)$$

Число Нуссельта крепкого раствора при поперечном смешанном обтекании теплообменного пучка вычисляется по расчетной зависимости [64, 66]

$$Nu_r = 0,4 \cdot Re_r^{0,6} \cdot Pr^{0,36} \cdot \varepsilon_{\text{пер}}. \quad (10.121)$$

Коэффициент теплоотдачи от крепкого раствора к стенке трубы, Вт/(м²·К) определяется по выражению [64, 66]

$$\alpha_r = \frac{Nu_r \cdot \lambda_r}{d_H}. \quad (10.122)$$

Коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К)

$$k_{\text{BH}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_a} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_r} \cdot \frac{d_{\text{BH}}}{d_H}}. \quad (10.123)$$

Площадь внутренней теплообменной поверхности кожухотрубного растворного теплообменника, м²,

$$F_{\text{BH}_T} = \frac{Q_T}{k_{\text{BH}_T} \cdot \Theta_T}. \quad (10.124)$$

Общая длина труб, м,

$$L_0 = \frac{F_{\text{BH}_h}}{\pi \cdot d_H}. \quad (10.125)$$

Число ходов в аппарате

$$z = \frac{L_0}{n_1 \cdot l}. \quad (10.126)$$

Общее число труб

$$n = n_1 \cdot z. \quad (10.127)$$

Контрольные вопросы

1. Что такое поверхностно-активные вещества (ПАВ)?
2. Что такое абсорбция?
3. Какие рабочие вещества применяются в абсорбционных холодильных машинах (АБХМ)?
4. Как происходит абсорбция водяного пара раствором бромистого лития?
5. Как используются поверхностно-активные вещества (ПАВ) в абсорбционных холодильных машинах?

6. Что такое гидродинамическая поверхностная неустойчивость при пленочной абсорбции?
7. Какое влияние оказывают ПАВ на интенсивность теплоотдачи в конденсаторе?
8. Как классифицируются АБХМ?
9. Какие процессы происходят в АБХМ?
10. Как производится расчет цикла АБХМ?
11. Какие основные аппараты входят в АБХМ?
12. Какие основные этапы расчета аппаратов АБХМ используются в конструкторской практике?

Глава XI. Методика теплофизических исследований двухфазных потоков

Как было отмечено ранее, физические основы и потенциал новых технологий аппаратостроения изучены далеко не полностью. Значительный интерес для техники низких температур, в частности, представляют аппараты со скрученными потоками и аппараты Micro Plate, которые до сих пор не находили применения в качестве испарителей. Вопросы фазовых переходов в миниканалах в условиях, характерных для эксплуатации холодильной техники, также требуют дополнительного углубленного изучения. Таким образом, решение актуальной задачи интенсификации теплообмена напрямую связано с необходимостью проведения фундаментальных экспериментальных исследований тепло-гидродинамических процессов, сопровождающих фазовые переходы в подобных перспективных конструкциях.

В главе IV было указано, что наиболее физически обоснованным методом расчета и анализа тепло-гидродинамических процессов является комплексный подход, связывающий локальную теплоотдачу, истинное объемное паросодержание и режимы течения. Такой подход обеспечивает наиболее полное описание физической картины явления и служит основой для инженерных расчетов и анализа эффективности теплообменных аппаратов.

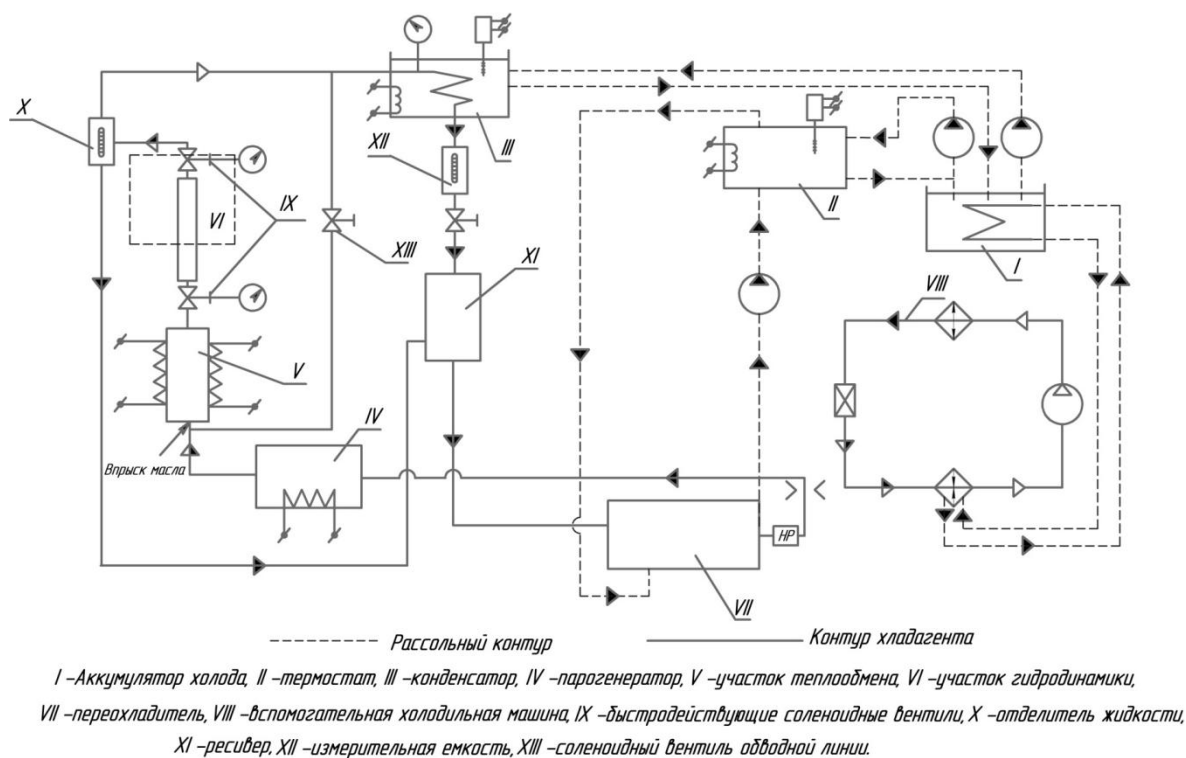


Рис. 11.1. Схема экспериментального стенда

На рисунке 11.1 представлена схема стенда, на котором с незначительными конструктивными изменениями могут производиться исследования тепло-гидродинамических процессов в одиночных трубах и каналах различных гидравлических диаметров, а также испарителей с внутритрубным кипением и кипением в «большом объеме».

Стенд состоит из двух контуров: основной – контур хладагента (сплошные линии), вспомогательный контур – рассольный (пунктирные линии).

Основной контур включает экспериментальный блок (участок гидродинамики VI и участок теплообмена V), конденсатор III, ресивер XI, переохладитель VII, насос (НР), парогенератор IV, мерную емкость XII, мерную емкость – отделитель жидкости X.

Вспомогательный контур включает холодильную машину VIII, аккумулятор холода I, термостат II.

Работа стенда происходит следующим образом. Из переохладителя VII, жидкий хладагент подается в парогенератор IV с помощью насоса (НР). Производительность насоса регулируется. Перед парогенератором IV с помощью расходомера измеряется расход жидкости G (расходомер на схеме не показан).

В парогенераторе IV за счет подвода теплоты от электронагревателя происходит кипение жидкости и образуется двухфазный поток с паросодержанием $x_{вх}$ ($x_{вх}$ меняется от 0,1 до 0,9). Двухфазный поток с паросодержанием $x_{вх}$ подается на участок теплообмена V. На участке теплообмена за счет подвода теплоты от электронагревателя мощностью N (мощность N регулируется с целью достижения необходимой величины теплового потока) создается тепловой поток Q .

Поскольку целью экспериментов является определение локальных коэффициентов теплоотдачи, необходимо, чтобы экспериментальное значение $\alpha_{экс}$ было бы максимально приближено к локальному значению $\alpha_{лок}$ при разных значениях входного паросодержания $x_{вх}$. Т.е. $\alpha_{экс} \rightarrow \alpha_{лок}$.

Условием для этого является обеспечение как можно более низкого значения относительного прироста паросодержания Δx на участке теплообмена (рис. 11.2)

$$\frac{\Delta x}{x_{вх}} < 0,05. \quad (11.1)$$

Условие (11.1) может быть выполнено при минимальном значении длины участка теплообмена l . Но при этом длина участка l должна обеспечивать необходимую плотность теплового потока. (форма участка может быть разной)

На участке теплообмена измеряются следующие величины: давление насыщения P_0 , средняя температура стенки по сечению канала $t_{ст}$ (рис.11.3), температура в центре канала $t_{ц}$, мощность нагревателя N .

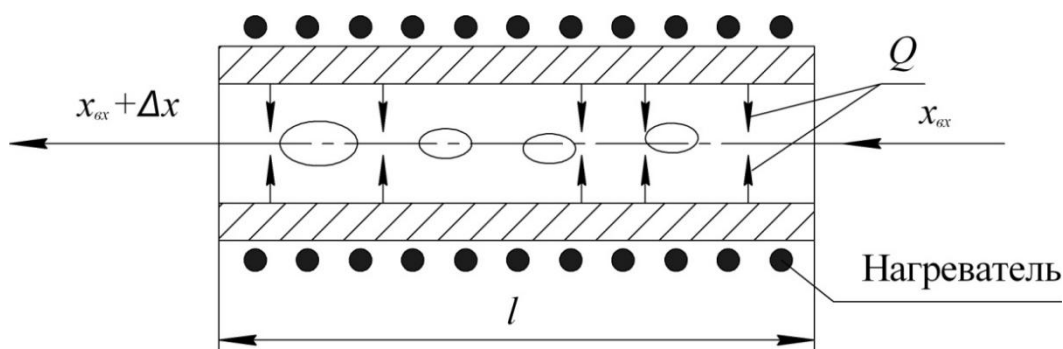


Рис. 11.2 Схема подвода теплоты на экспериментальном участке: $x_{вх}$ – паросодержание на входе в участок теплообмена; $x_{вх} + \Delta x$ – паросодержание на выходе; Q – тепловой поток от электронагревателя, (Вт); l – длина участка теплообмена

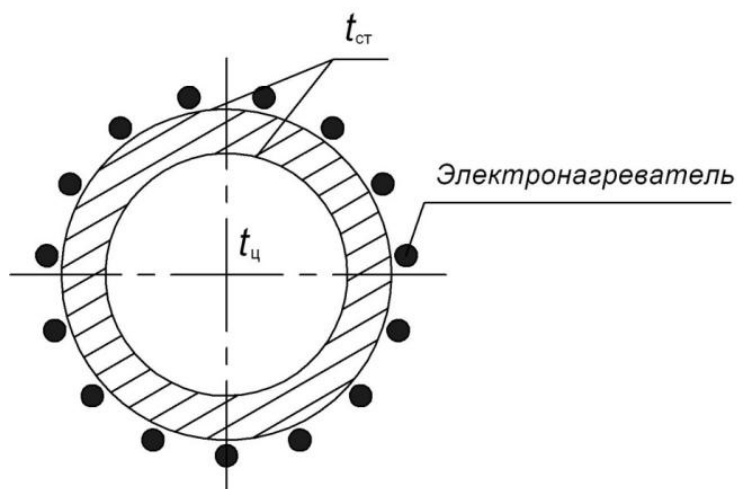


Рис.11.3 Схема измерения температур на участке теплообмена
 $t_{ст}$ – температура стенки, $t_{ц}$ – температура двухфазного потока в центре участка теплообмена

Пройдя участок теплообмена, двухфазный поток проходит через адиабатный участок гидродинамики VI. На этом участке визуально наблюдаются режимы течения и проводится скоростная киносъемка. На участке гидродинамики также экспериментально определяется истинное паросодержание и перепад давления ΔP . После этого двухфазная смесь попадает в отделитель жидкости – расходомер X. Расходомер снабжен клинкерным стеклом, позволяющим определять расход жидкости объемным методом.

В X жидкая фаза отделяется от паровой, изменяется ее расход G' , и она стекает вниз – в ресивер XI. Пар поднимается в конденсатор – термостат III, где конденсируется, а жидкий конденсат стекает через расходомер XII также в ресивер XI.

Расход сконденсировавшейся паровой фазы G'' также измеряется объемным методом. Из ресивера XI суммарный поток жидкости с расходом, равным $G = G' + G''$, поступает на вход насоса НР и далее в переохладитель жидкости VII. В переохладителе VII жидкость слегка (на 0,5–1 °С) переохлаждается относительно температуры насыщения, что необходимо с целью предотвращения подкипания в трубопроводах на участке от насоса (НР) до парогенератора IV. Состояние насыщения контролируется с помощью манометров на конденсаторе P_k и за участком теплообмена P_0 .

Основным критерием установившегося режима является равенство P_0 и P_k . Контроль установившегося процесса осуществляется также на основе измеренной величины температуры потока в центре трубы $t_{ц}$ (рис.11.3). Необходимым условием является равенство

$$t_{ц} = t_k = t_0, \quad (11.2)$$

здесь t_k и t_0 определяются по показаниям манометров на конденсаторе P_k и в экспериментальном блоке P_0 .

Поскольку при проведении экспериментов ставится задача исследования влияния температуры насыщения на тепло-гидродинамические характеристики, в конденсаторе устанавливаются различные температуры конденсации.

Для этой цели в схеме предусмотрен аккумулятор холода I, в котором с помощью холодильной машины VIII «захлаживается» хладоноситель (этиленгликоль, либо растворы хлористого натрия или калия). Температура в I должна быть на 20–25°С ниже минимальной температуры конденсации (или кипения на экспериментальном участке). Хладоноситель из аккумулятора I перекачивается в конденсатор III. Конденсатор III снабжен электронагревателем, включенным в цепь контактного термометра, с помощью которого осуществляется ступенчатое регулирование температуры конденсации (включение и выключение нагревателя).

В схеме стенда предусмотрен также термостат II, также снабжаемый хладоносителем из аккумулятора I. Термостатирование хладоносителя в II осуществляется по образу и подобию термостатирования в конденсаторе. Хладоноситель из II поступает в переохладитель VII. Контроль за переохлаждением осуществляется с помощью термопары, установленной в трубопроводах на выходе из переохладителя.

Измеряемые параметры

- а) Давление конденсации P_k (на конденсаторе);
- б) Давление кипения P_0 (после участка теплообмена);
- в) Расход конденсата G'' (по показаниям расходомера XII);
- г) Мощность нагревателя N_n в парогенераторе IV;
- д) Мощность нагревателя N на участке теплообмена;
- е) Расход жидкости на выходе из участка гидродинамики G' ;

ж) Определение режимов течения на основании скоростной киносъемки и визуального наблюдения на участке гидродинамики;

з) Измерение температур стенки трубы канала $t_{ст}$ (не менее четырех термопар в поперечном сечении);

и) Измерение температуры потока в центре канала $t_{ц}$;

к) Измерение истинного паросодержания;

Давление перед и за участком гидродинамики P_1 и P_2 .

Методика обработки экспериментальных данных

Массовая скорость потока, $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$,

$$w\rho = \frac{G}{f_{сеч}}, \quad (11.3)$$

где G – расход хладоносителя по показателям расходомера и по показателям расходомеров $G=G'+G''$; $f_{сеч}$ – поперечное сечение канала.

Скорость циркуляции, $\text{м}/\text{с}$,

$$w_0 = \frac{w\rho}{\rho'}. \quad (12.4)$$

Массовое расходное паросодержание, $\text{кг}/\text{с}$,

$$x = \frac{G''}{G' + G''}, \quad (11.5)$$

где G' , G'' – расходы фаз по показаниям расходомеров.

Массовое объемное паросодержание

$$\beta = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \cdot \frac{\rho''}{\rho'}}, \quad (11.6)$$

Плотность теплового потока на участке теплообмена

$$q = \frac{N}{F_{т.о.}}, \quad (11.7)$$

где N – мощность электронагревателя на участке теплообмена;
 $F_{т.о.}$ – поверхность теплообмена.

$$F_{т.о.} = \pi \cdot d_n \cdot l,$$

где d_n – наружная поверхность трубы (канала); l – длина участка теплообмена.

Локальные значения коэффициента теплоотдачи

$$\alpha_{лок,ср} = \frac{q}{t_{ж} - \sum t_{cm}^i}, \quad (11.8)$$

где $\sum t_{\text{ст}}^i$ – среднее значение температур стенки в сечении трубы или канала; $\alpha_{\text{лок,ср}}$ – локальный коэффициент теплоотдачи при симметричном распределении фаз по сечению (кольцевой, пузырьковый режимы в горизонтальных трубах и все режимы в вертикальных трубах).

$$\alpha_{\text{лок},i} = \frac{q}{t_{\text{ж}} - t_i}, \quad (11.9)$$

где $\alpha_{\text{лок},i}$ – локальный коэффициент теплоотдачи при несимметричном распределении фаз (расслоенный и снарядный режимы в горизонтальных трубах); $t_{\text{ж}}$ – температура жидкости в центре трубы (канала). Значение $t_{\text{ж}}$ определяется по показаниям термопары в центре, дублируется по показаниям манометров $P_{\text{к}}$ и P_0 .

При $P_{\text{к}} = P_0$ перепад давления на гидродинамическом участке, Па, составляет

$$\Delta p = p_1 - p_2 \quad (11.10)$$

Экспериментальное определение истинного паросодержания

Как уже было отмечено, определение истинного паросодержания представляет собой самостоятельную, достаточно сложную теплофизическую задачу. Между тем только истинные параметры дают наиболее достоверную информацию о двухфазных потоках, и только на их основе могут быть разработаны современные модели и алгоритмы расчетов.

Лазерный метод

Лазерное просвечивание потока широко применяется в настоящее время в лабораторной практике. Схема метода представлена на рис. 11.4.

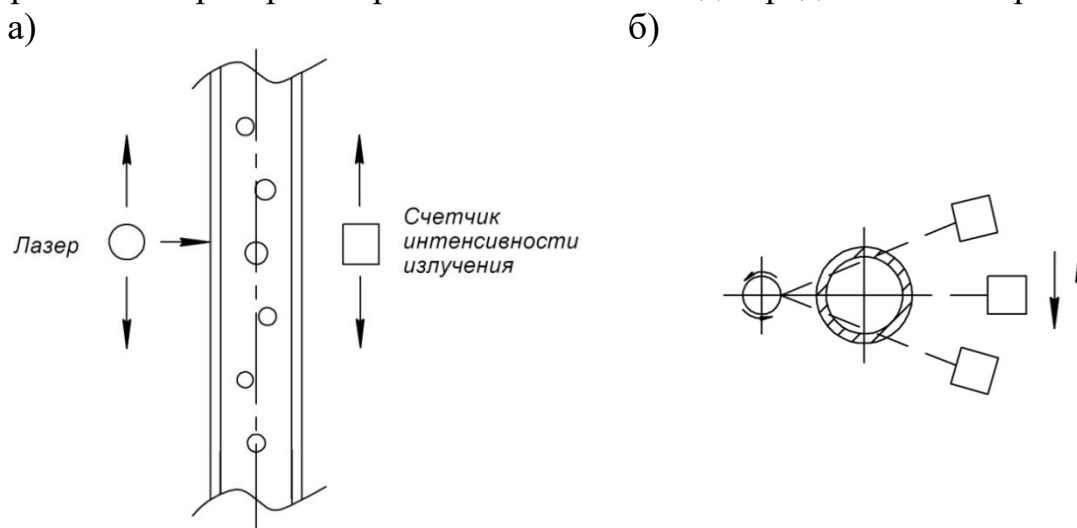


Рис. 11.4 Схема лазерного метода

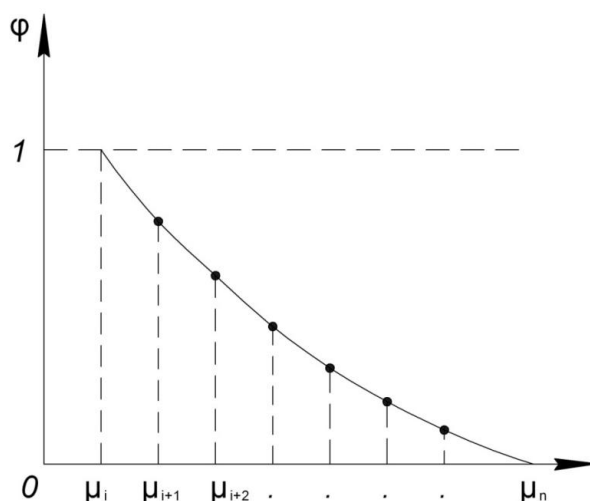


Рис. 11.5 Экспериментальная зависимость истинного паросодержания от интенсивности лазерного излучения μ

Двухфазный поток просвечивается лазером определенной интенсивности излучения, которая фиксируется счетчиком. В процессе тарировки проводится просвечивание однофазного потока жидкости и однофазного потока пара, что дает возможность получить две крайние точки интенсивности излучения, соответствующие паросодержаниям $\varphi_1 = 0$ и $\varphi_2 = 1$. В процессе дальнейшего исследования определяются промежуточные точки, соответствующие значениям $0 < \varphi < 1$.

Результаты эксперимента предоставляются в виде зависимости истинного паросодержания от интенсивности лазерного излучения (рис.11.5).

Помимо измерения паросодержания по длине измерительного участка. Лазерный метод дает возможность просвечивания по хордам трубы, что особенно интересно, так как дает информацию о распределении φ по сечению канала, а, следовательно, и о распределении истинных скоростей.

Контрольные вопросы

1. Какие основные элементы входят в состав экспериментального стенда?
2. Какое условие необходимо обеспечить для при исследовании локального теплообмена?
3. Как подводится теплота на экспериментальном участке?
4. Как измеряются температуры на экспериментальном участке?
5. Что является критерием установившегося режима?
6. Какие величины измеряются в процессе эксперимента?
7. Что включает методика обработки экспериментальных данных?
8. Что из себя представляет лазерный метод определения истинного паросодержания?

Глава XII. Термодинамический анализ циклов

12.1. Полезная работа термодинамической системы

Многие подходы к интенсификации тепло-холодильных энергетических комплексов основаны на методах термодинамического анализа циклов. В отличие от ранее рассмотренных методов, фокусирующихся на отдельных аппаратах, термодинамический анализ позволяет оценить эффективность всей системы в целом. Он выявляет «слабые звенья» (элементы с наибольшими необратимыми потерями) и количественно определяет степень их влияния на общую производительность. Это дает основание для целевой (приоритетной) интенсификации именно этих элементов [70], что обеспечивает максимальный эффект при минимальных затратах.

Ниже рассмотрены ключевые методы такого анализа. Основные определения и подходы приведены в [71].

Термодинамическая система — совокупность материальных тел, отделённых от окружающей среды (ОС) некоторой границей раздела.

В зависимости от свойств поверхности раздела термодинамические системы делятся на:

- изолированные – не могут обмениваться с ОС ни веществом, ни энергией;
- закрытые – обмениваются с ОС только энергией;
- открытые – обмениваются с ОС и веществом и энергией.

Рассматривается закрытая система, состоящая из рабочего тела (РТ) и ОС. Необходимым условием для производства работы такой системой является ее *термодинамическое неравновесие с ОС*, которое может выражаться как:

- механическое неравновесие – неравенство давлений в различных частях системы;
- тепловое неравновесие – неравенство температур.

При наличии этих условий система может совершать полезную работу (например, двигать поршень за счет расширения газа) *до момента выравнивания параметров с ОС, то есть до наступления равновесия*. Для неоднократного производства работы необходимо организовать циклический процесс, возвращающий систему в исходное неравновесное состояние.

Установлено, что для получения максимальной работы при переходе из состояния неравновесия к состоянию равновесия с ОС все процессы, происходящие в системе, должны быть обратимыми.

Существуют понятия *полезной работы (часть произведенной работы, пригодной для произвольного использования), максимальной работы и максимально полезной работы*.

Рассматривается закрытая система, состоящая из одного или нескольких тел, параметры которых (температура, давление или иные) отличаются от параметров ОС. Такая система называется *источником работы*.

При переходе системы из неравновесного состояния в равновесное с ОС совершается работа L . Поскольку система по определению закрытая, ее общий объем постоянен. Следовательно, если источник работы (например, газ в цилиндре) расширяется на величину ΔV , то окружающая среда должна быть сжата на ту же величину ($-\Delta V$) под внешним давлением P_0 .

Работа L_0 , затраченная на сжатие ОС, не может быть использована для практических нужд и является по сути дела потерянной. Полезная же работа определяется величиной

$$L_{\text{полезн}} = L - L_0. \quad (12.1)$$

При наличии только обратимых процессов при расширении источника работы вся произведенная работа является максимальной $L^{\max}$.

В этом случае максимально полезная работа (работоспособность) по аналогии с 12.1 определяется уравнением

$$L_{\text{полезн}}^{\max} = L^{\max} - L_0. \quad (12.2)$$

Принимаем:

- U, V – внутренняя энергия и объем источника работы в начальном неравновесном состоянии.
- U_0, V_0 – внутренняя энергия и объем источника работы в конечном состоянии равновесия с ОС.
- P, T – давление и температура источника работы в начальном состоянии.
- P_0, T_0 – давление и температура источника работы в конечном равновесном состоянии (равны давлению и температуре ОС).
- U'_0 – начальная внутренняя энергия ОС.
- U''_0 – конечная внутренняя энергия ОС.

Важно отметить, что в соответствии с уравнением теплового баланса энергия от источника работы передается ОС и тем самым увеличивает ее внутреннюю энергию. Но с учетом бесконечно большой теплоемкости ОС увеличение ее внутренней энергии не влечет за собой изменения давления и температуры.

Поэтому общая внутренняя энергия в начальном состоянии (неравновесия) равна

$$U'_{\text{сист}} = U + U'_0. \quad (12.3)$$

В конечном равновесном состоянии

$$U''_{\text{сист}} = U_0 + U''_0. \quad (12.4)$$

Уравнение первого закона термодинамики имеет вид $dQ = dU + dL$, но, поскольку система изолированная и $dQ = 0$, то соответственно $-dU = dL$. Иначе говоря, работа может быть произведена за счет уменьшения внутренней энергии:

$$L = U'_{\text{сист}} + U''_{\text{сист}}. \quad (12.5)$$

С учетом (12.3) и (12.4) получаем:

$$L = (U + U_0) + (U'_0 - U''_0). \quad (12.6)$$

Помимо совершения работы, между источником работы и ОС может осуществляться теплообмен (кроме механического, присутствует и тепловое неравновесие). Давление ОС может оказаться выше конечного давления источника работы давления (неравновесность на этапе расширения), тогда для достижения полного равновесного состояния источник работы должен совершить работу против давления ОС.

Вводим обозначения: Q_0 – теплота, переданная ОС; L_0 – работа, совершенная против давления ОС.

В соответствии с первым законом термодинамики

$$U''_0 - U'_0 = Q_0 + L_0. \quad (12.7)$$

Так как давление ОС $p_0 = \text{const}$, то

$$L_0 = p_0(V_0 - V), \quad (12.8)$$

или

$$U'_0 - U''_0 = -Q_0 - p_0(V_0 - V). \quad (12.9)$$

Используя (12.6) и (12.8), получаем:

$$L = (U - U_0) - Q_0 - p_0(V_0 - V). \quad (12.10)$$

Теплота, переданная от источника работы к ОС, равна

$$Q_0 = T_0(S''_0 - S'_0). \quad (12.11)$$

Преобразуя с учетом этого уравнение (12.10), получаем:

$$L = (U - U_0) - T_0(S''_0 - S'_0) - p_0(V_0 - V). \quad (12.12)$$

Полученное уравнение определяет величину *полезной работы*, так как из этой величины вычитается работа против сил давления ОС $p_0(V_0 - V)$, которая не может быть использована практически.

Величина полезной работы не является *максимально полезной*, поскольку при проведении анализа не оговаривалась и не учитывалась обратимость процессов.

12.2. Максимально полезная работа термодинамической системы (работоспособность)

Условием обратимости процессов рассматриваемой закрытой системы является *неизменность энтропии системы*. Иначе говоря, изменение энтропии источника работы на определенную величину сопровождается изменением энтропии ОС на такую же величину:

$$S_0'' - S_0'' = S - S_0. \quad (12.13)$$

С учетом (12.12) выражение для максимально полезной работы имеет следующий вид:

$$L_{\text{полезн}}^{\text{max}} = (U - U_0) - T_0(S - S_0) - p_0(V_0 - V). \quad (12.14)$$

Максимально полезная работа или работоспособность именуется эксергией. Эксергия источника работы с начальным объемом V обозначается как

$$E_V = (U - U_0) - T_0(S - S_0) - p_0(V_0 - V). \quad (12.15)$$

Рассматривается изолированная система, состоящая из источника работы, обладающего свойствами идеального газа, и ОС. Графическая интерпретация эксергии представлена на рисунке 12.1.

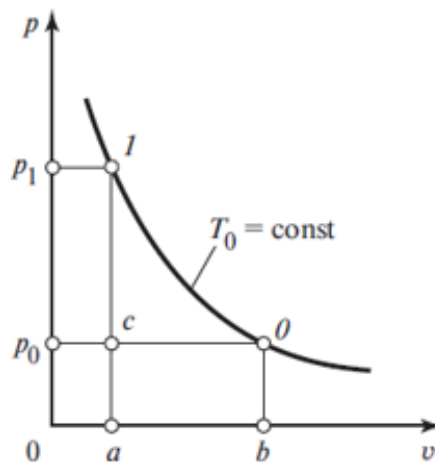


Рис. 12.1. Графическая интерпретация эксергии

Точка 1 — начальное состояние источника работы, точка 0 соответствует параметрам окружающей среды P_0 и T_0 . Точки 1 и 0 находятся в термическом равновесии и в механическом неравновесии $p_1 > p_0$. Переход из неравновесного состояния 1 в равновесное состояние 0 проходит по изотерме. В точке 0 работоспособность становится исчерпанной, и эксергия равна нулю.

Процесс обратимого перехода из точки 1 в точку 0 может быть достигнут изотермическим процессом 1–0. Работа расширения будет эквивалентна площади 1–0–b–a–1. Эта работа не является максимально

полезной, поскольку для ее осуществления необходимо обеспечить обратимый переход 0–1.

Это может быть процесс обратимого сжатия 0–с (за счет внешнего источника). При этом затрачивается работа $l_{\text{сж}} = p_0(V_0 - V)$, эквивалентная площади 0–b–a–с.

Максимально полезная работа эквивалентна площади 1–0–с–1. Аналогичный результат может быть получен из уравнения (12.15).

12.3. Эксергия теплоты

Эксергия теплоты представляет наибольший интерес при рассмотрении вопросов интенсификации холодильных машин. Холодильная техника, основанная на обратных циклах, работу не производит, а потребляет, и интенсификация холодильных установок в основном связана с вопросами теплопереноса в отдельных элементах.

В отличие от рассмотрения максимально полезной работы, когда единственным источником теплоты являлась окружающая среда, анализ эксергии теплоты требует соблюдения следующих условий:

- рассматривается изолированная система, состоящая из горячего и холодного источников теплоты и рабочего тела, совершающего цикл;
- холодным источником является ОС с неизменными параметрами T_0, p_0 ;
- эксергией теплоты E_q , отбираемой от горячего источника с температурой T_1 , называется максимально полезная работа, получаемая за счет этой теплоты при наличии холодного источника в виде ОС;
- рабочее вещество совершает замкнутый круговой процесс, следовательно, внутренняя энергия остается неизменной, и работа совершается только за счет теплоты Q_1 , подведенной к рабочему телу от горячего источника;
- окружающая среда не подвергается ни сжатию, ни расширению со стороны рабочего тела, и вся произведенная работа является полезной.

Поскольку максимальный термический к.п.д. имеет цикл Карно, то эффективность теплоты Q_1 в диапазоне температур T_1-T_0 будет определяться по следующему уравнению через эксергию теплоты:

$$E_q = Q_1 \eta_{\text{т}}^{\text{о.ц.К}} = Q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right). \quad (12.16)$$

Очевидно, что при уменьшении T_0 / T_1 эксергия теплоты возрастает.

Величина E_q снижается в случае использования любого цикла, отличного от цикла Карно, поскольку, как известно, цикл Карно имеет максимальный термический к.п.д.

12.4. Потеря работоспособности

При анализе процессов (разделы 12.1–12.3) рассматривались только обратимые процессы, при наличии которых возможно получение максимально полезной работы, производимой изолированной системой или теплотой от горячего источника.

Появление необратимости влечет за собой снижение полезной работы и полезной теплоты. Увеличение необратимости характеризуется возрастанием энтропии изолированной системы. Таким образом, снижение полезной работы (потеря эксергии) и возрастание энтропии однозначно связаны между собой

Важными зависимостями для анализа потери работоспособности являются ранее рассмотренные выражения для полезной (12.12) и максимально полезной (12.14) работы.

Для обратимых процессов изменение энтропии равно

$$S_0'' - S_0' = S - S_0, \quad (12.17)$$

а для необратимых процессов

$$(S_0'' - S_0') > (S - S_0). \quad (12.18)$$

Таким образом,

$$E_V - L_{\text{полезн}} = T_0[(S_0'' - S_0') - (S - S_0)] = T_0\Delta S_{\text{сист}}, \quad (12.19)$$

где E_V – максимально возможная полезная работа, которая может быть получена изолированной системой при условии протекания только обратимых процессов; $L_{\text{полезн}}$ – работа, которая может быть получена изолированной системой в случае протекания необратимых процессов; $\Delta S_{\text{сист}}$ – потеря работоспособности системы.

Уравнение (12.19) является универсальным. Оно отражает сущность процессов, происходящих как в изолированной системе с источником работы, так и в системе с двумя источниками теплоты, объединенным циклом.

При рассмотрении эксергии теплоты следует руководствоваться следующей логикой. Полезная работа теплоты Q_1 , отбираемой от горячего источника, может быть представлена как разность:

$$L'_{\text{полезн}} = Q_1 - Q_2, \quad (12.20)$$

где Q_2 – теплота, передаваемая холодному источнику, которым является ОС, температура которой $T_{\text{ос}}$ неизменна.

Тогда

$$Q_2 = T_0\Delta S_{\text{хол}}, \quad (12.21)$$

или

$$L'_{\text{полезн}} = Q_1 - T_0\Delta S_{\text{хол}}. \quad (12.22)$$

Поскольку рабочее тело совершает замкнутый цикл, его энтропия остается постоянной вне зависимости от наличия обратимости происходящих процессов. Энтропия горячего источника уменьшается, поскольку источник отдает тепло, а энтропия холодного источника соответственно возрастает.

В случае обратимости процессов изолированной системы изменения энтропий горячего и холодного источников равны $\Delta S_{\text{гор}} = \Delta S_{\text{хол}}$.

Тогда выражение для эксергии теплоты имеет вид

$$E_q = Q_1 - T_0 \Delta S_{\text{гор}}. \quad (12.23)$$

Проводя некоторые преобразования, получаем:

$$E_q - L'_{\text{полезн}} = T_0 (\Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}}). \quad (12.24)$$

Поскольку E_q соответствует случаю максимально полезной работы, то уравнение (12.24) учитывает наличие необратимости в закрытой системе. Как указывалось выше, энтропия замкнутого цикла постоянна, тогда $\Delta S_{\text{гор}}$ и $\Delta S_{\text{хол}}$ представляют собой изменение энтропии всей системы:

$$\Delta S_{\text{сист}} = \Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}}.$$

Потеря энтропии горячего источника может быть выражено уравнением

$$\Delta S_{\text{гор}} = \frac{Q_1}{T_1}, \quad (12.25)$$

или

$$D = T_0 \Delta S_{\text{сист}}, \quad (12.26)$$

где D – обозначение потерь эксергии.

Уравнение (12.26) именуется *уравнением Гюи–Стодоллы* и имеет важное значение в теплотехнических расчетах.

12.5. Эксергетический метод анализа тепловых установок

Уравнение (12.15) справедливо для любых термодинамически закрытых систем.

Уравнение получено для случая перехода закрытой системы из неравновесного состояния в равновесное. Однако для анализа эффективности паросиловых и холодильных установок необходимо *рассматривать поток рабочего вещества* – например, сжатие газа в компрессоре, парожидкостной смеси в испарителе и конденсаторе, дросселирование потока конденсата и т.д.

Для лучшего понимания анализа следует повторить некоторые положения, изложенные в разделе 12.1.

Исследуется закрытая система, состоящая из источника работы в виде потока рабочего вещества с параметрами p_1 , T_1 и окружающей среды с параметрами p_0 , T_0 .

Рассматриваются условия получения максимально полезной работы (определение работоспособности). Система находится в неравновесном состоянии, и для ее перехода в состояние равновесия с ОС, т.е. для получения максимально полезной работы необходимо обеспечение обратимости всех процессов.

На рисунке 12.2 представлен процесс получения максимально полезной работы для принятых условий.

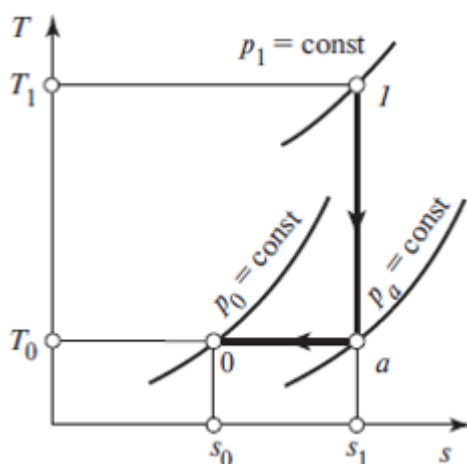


Рис. 12.2 Процесс получения максимально полезной работы в диаграмме T – S

В точке 1 имеет место термическое и механическое неравновесие с ОС. При адиабатном расширении поток (источник работы) переходит в состояние термического равновесия с ОС (точка а). Процесс 1–а – процесс обратимый, но источник работы в точке а находится в состоянии механического неравновесия с ОС, поскольку $p_a < p_0$. Для достижения полного равновесия источника работы с ОС необходимо осуществить изотермическое сжатие а–0.

Процесс изотермического сжатия также является обратимым.

Работа расширения в адиабатном расширении потока 1–а равна

$$l_{1-a}^{\text{обp}} = h_1 - h_a. \quad (12.27)$$

Разность энтальпий может быть превращена в кинетическую энергию в процессе расширения, и в соответствии с первым законом термодинамики для потока имеем уравнение:

$$q_{1-a} = (h_a - h_1) + \frac{w_a^2 - w_1^2}{2}. \quad (12.28)$$

В адиабатном процессе при $q_{1-a} = 0$

$$l_{1-a}^{\text{обp}} = \frac{w_a^2 - w_1^2}{2} = h_1 - h_a. \quad (12.29)$$

Работа, затраченная в изотермическом процессе, а–0,

$$l_{a-0}^{\text{обр}} = (h_a - h_0) + q_{a-0}. \quad (12.30)$$

Для поддержания постоянной температуры в изотермическом процессе $a-0$ отводится теплота q_{a-0} , равная

$$q_{a-0} = T_0(s_0 - s_a). \quad (12.31)$$

С учетом этого

$$l_{a-0}^{\text{обр}} = (h_a - h_0) + T_0(s_0 - s_a). \quad (12.32)$$

Работа, совершаемая в процессе обратимого перехода потока неравновесного состояния 1 в состояние равновесия 0, равна сумме обратимых процессов 1- a и $a-0$:

$$l_{1-0}^{\text{обр}} = l_{1-a}^{\text{обр}} + l_{a-0}^{\text{обр}}, \quad (12.33)$$

или

$$l_{1-0}^{\text{обр}} = (h_1 - h_a) + (h_a - h_0) + T_0(s_0 - s_1). \quad (12.34)$$

Таким образом, поскольку процесс перехода потока из состояния 1 в состояние 0 состоит только из обратимых процессов, то работа, полученная в результате этого перехода, является *максимально полезной работой*:

$$l_{\text{полезн}}^{\text{макс}} = (h_1 - h_0) + T_0(s_0 - s_1) \quad 12.35$$

Удельная работоспособность потока *называется эксергией потока*:

$$e = (h - h_0) + T_0(s_0 - s) \quad (12.36)$$

Очевидно, что эксергия потока определяется параметрами потока p и T и параметрами ОС P_0 и T_0 .

Эксергия широко используется при оценке степени термодинамического совершенства системы в целом, а также ее отдельных элементов. Если в аппарат входит поток с параметрами p_1 и T_1 , а выходит с параметрами p_2 и T_2 , и в аппарате в результате необратимых процессов совершается полезная работа $l_{\text{полезн}}$, то потери работоспособности – эксергии на единицу массы рабочего вещества будут равны

$$d = (e_1 - e_2) - l_{\text{полезн}}. \quad (12.37)$$

Если все процессы обратимые, то

$$l_{\text{полезн } 1-2}^{\text{max}} = e_1 - e_2. \quad (12.38)$$

Уравнение (12.38) является основной зависимостью, позволяющей оценить степень термодинамического совершенства отдельного элемента установки по вычисленной величине полезной работы и внешним характеристикам потока на входе и выходе из аппарата.

Для анализа эффективности теплообменных аппаратов, не совершающих работу, особый интерес представляет эксергия теплоты,

теряемая потоком. В соответствии с ранее рассмотренным определением, эксергия теплоты будет равна

$$e_q = q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right). \quad (12.39)$$

Если в аппарат входит поток с параметрами P_1 и T_1 и к потоку в аппарате подводится теплота q_1 , то параметры потока на выходе будут p_2 , T_2 . При этом потеря эксергии в аппарате будет равна

$$d = (e_{\text{вх}} - e_{q_{\text{вх}}}) - e_{\text{вых}}. \quad (12.40)$$

В величину потерь эксергии входят потери как от внутренней, так и от внешней необратимости: потери от трения потока и потери, обусловленные необратимостью между потоком и внешними средами (кипящий хладагент и охлаждаемый объект, конденсат и охлаждающая среда).

Для количественной оценки того или иного аппарата вводятся понятия экзегетического к.п.д.

Для элементов, совершающих или потребляющих работу (турбина, компрессор):

$$\eta_{\text{экс}} = \frac{l_{\text{полезн}}}{e_{\text{вх}} - e_{\text{вых}}}. \quad (12.41)$$

Для аппаратов, не производящих работу:

$$\eta_{\text{экс}} = \frac{e_{\text{вых}}}{e_{\text{вх}}}. \quad (12.42)$$

12.6. Эксергетический анализ паровой холодильной машины

Цикл паровой холодильной машины представлен на рисунке 12.3. Рассматривается цикл 1-2-3-4-5-6-1 [72].

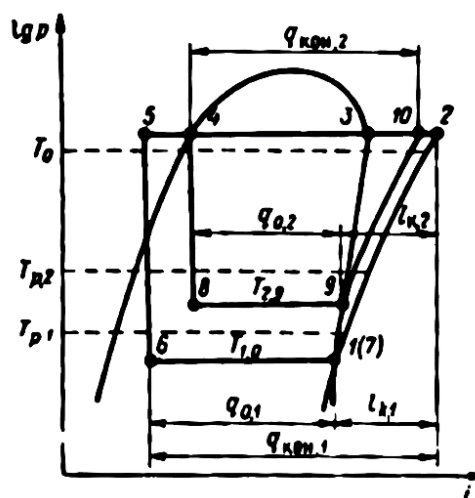


Рис. 12.3. Сопоставление термодинамической эффективности паровых холодильных машин.

На привод компрессора затрачивается электроэнергия $N_э$. Удельное количество эксергии, вводимой в установку при расходе хладагента M ,

$$e_{хол} = N_э / M. \quad (12.43)$$

Внутренние потери в компрессоре

$$e_x^k = e_{x,вх} + e_{x1} - e_{x2}. \quad (12.44)$$

Потери в конденсаторе:

1) Эксергия, отводимая водой,

$$e_{x1}^{кон} = q_{кон} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right). \quad (12.45)$$

2) Эксергия, теряемая из-за необратимости процесса отвода теплоты конденсат-вода,

$$e_{x2}^{кон} = e_{x2} - e_{x4} - e_{x1}^{кон}. \quad (12.46)$$

Если теплота, отводимая в конденсаторе, используется (например, для технологических нужд), то $e_{x1}^{кон} = 0$

Потери эксергии в переохладителе

$$\Delta e_x^п = e_{x4} - e_{x5}. \quad (12.47)$$

Потеря эксергии в регулирующем вентиле

$$\Delta e_x^{рв} = e_{x5} - e_{x6}. \quad (12.48)$$

Потеря эксергии в испарителе

$$\Delta e_x^и = e_{x4} - e_{x1}. \quad (12.49)$$

Приведенная холодопроизводительность-эксергия, затраченная для охлаждения рассола при T_p

$$e_{xo} = -q \left(1 - \frac{T_0}{T_p} \right). \quad (12.50)$$

Потеря эксергии из-за необратимости процесса теплообмена: рассол-кипящее рабочее вещество

$$\Delta e_x^и = \Delta e_x^и - e_{xo}. \quad (12.51)$$

Эксергетический к.п.д. холодильной машины

$$\eta_{экс} = e_{xo} / e_{x,вх} \quad (12.52)$$

В [72] проведено сопоставление двух циклов холодильных машин: 1-2-3-4-5-6-1 и 9-10-3-4-8-9 (рис.12.3). Результаты сопоставления представлены в таблице 12.1.

Таблица 12.1. Сопоставление параметров холодильных машин

Величина	Цикл 1-2-3-4-5-6-1	Цикл 9-10-3-4-8-9
Температура рассола T_p , К	258	273
Давление всасывания $P_{вс}$	190000	291000
Температура конденсации $T_{кон}$, К	303	303
Температура кипения $T_{кип}$, К	263	303
Температура окружающей среды T_o , К	293	293
Адиабатный к.п.д.	0,9	0,9
Эксергетический к.п.д.	0,487	0,358
Холодильный коэффициент $\epsilon = q_o/l_u$	4,24	5,24

Из представленных данных следует, что в цикле с более низкой температурой кипения холодильный коэффициент на 23% ниже, а эксергетический к.п.д. на 36 % выше. Этим объясняется влияние относительных необратимых потерь, которые холодильный коэффициент не учитывает.

Контрольные вопросы:

1. Что такое термодинамическая система?
2. Что такое полезная работа?
3. Какое необходимое условие для производства работы?
4. Что такое максимально полезная работа?
5. Как отображается эксергия в диаграмме pv ?
6. Что такое эксергия теплоты?
7. Как выражается потеря работоспособности?
8. Каков порядок эксергетического анализа тепловых установок?
9. Какое графическое отображение имеет максимально полезная работа в координатах TS .
10. Что такое эксергия потока?
11. Какое выражение имеет величина эксергетического к.п.д. для элемента, производящего работу?
12. Какой порядок эксергетического анализа холодильной машины?
13. Какой вид имеет величина эксергетического к.п.д. холодильной машины?

Глава XIII. Примеры расчетов

13.1. Эксергетический анализ теплового насоса

Исходные данные

1) Тепловой насос типа вода-вода мощностью 10 кВт. Требуемую теплопроизводительность на расчетном режиме обеспечивается применением бессальникового поршневого компрессора фирмы «Bitzer», работающего на хладагенте R134a (рисунок 14.1);

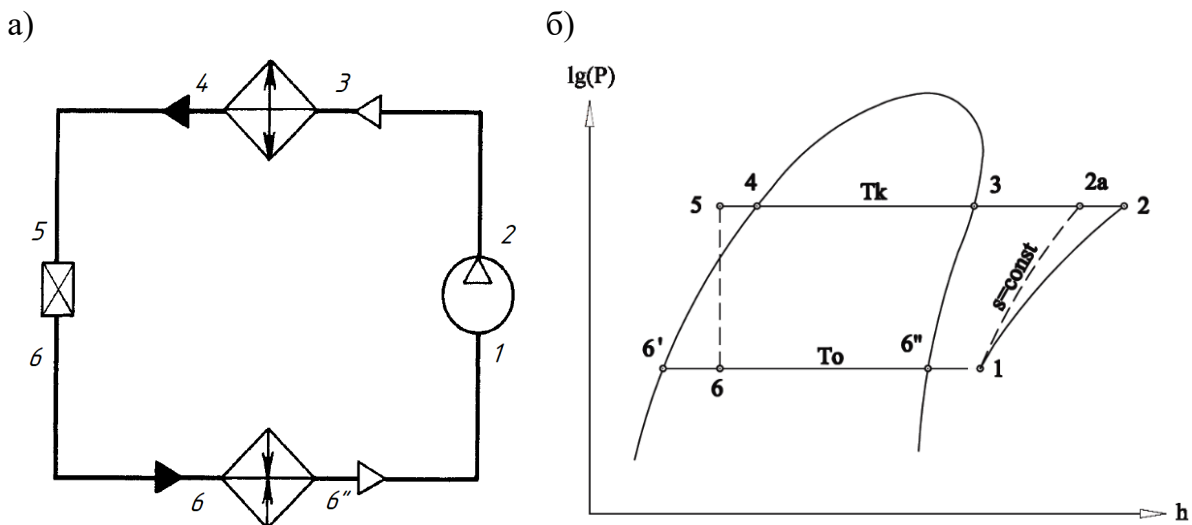


Рис. 13.1. Схема (а) и цикл (б) теплового насоса

2) В качестве низкопотенциального источника теплоты используется вода Финского залива с расчетной температурой $T_{s1} = +5^\circ\text{C}$;

3) Средняя температура воздуха в помещении при подводе теплоты через ограждения $T_{\pi} = 22^\circ\text{C}$;

4) Принять, что конструкция конденсатора, ограждений и принятый способ конвективного переноса обеспечивается при разности температур конденсации и воздуха в $\Delta T_w = T_k - T_w = 27\text{ K}$;

5) Температура наружного воздуха (окружающей среды) T_{oc} принимается в диапазоне от -25 до -5°C ;

6) Дополнительно принимается:

- Охлаждение воды в испарителе $\Delta T_s = T_{s1} - T_{s2} = 3\text{ K}$;
- Недорекупация в испарителе $\Delta T_{и} = T_{s2} - T_0 = 4\text{ K}$;
- Перегрев пара в испарителе $\Delta T_{пп} = T_1 - T_0 = 5\text{ K}$;
- Переохлаждение R134a в конденсаторе $\Delta T_{по} = T_4 - T_5 = 2\text{ K}$.

Тепловой расчет аппарата

Наиболее близок по требуемой тепловой мощности компрессор 4FES-3Y-40S. Для рассмотренных выше условий его основные показатели

при параметрах цикла, соответствующих приведенным в табл. 13.1, составят:

Производительность испарителя	$Q_0 = 6,80$ кВт;
Потребляемая мощность	$N_{эл} = 2,65$ кВт;
Производительность конденсатора	$Q_{кд} = 9,31$ кВт;
Температура нагнетания	$T_2 = 74,8$ °С;
Массовый расход хладагента	$Ma = 184,9$ кг/час;
Коэффициент трансформации	$\mu = \frac{Q_{кд}}{N_{эл}} = 3,51.$

Таблица 13.1. Параметры цикла теплового насоса с компрессором 4FES-3Y-40S

Точка на рис. 14.1	Массовый расход, кг/с	Давление, бар	Температура, °С	Паросодержание, х	Энтальпия, кДж/кг	Энтропия, кДж/(кг·К)
1	0,0514	2,72	3		400	1,739
2	0,0514	13,18	74,8		452	1,793
2а	0,0514	13,18	59,3		434	1,739
3	0,0514	13,18	50		422	1,704
4	0,0514	13,18	50		271	1,236
5	0,0514	13,18	48		268	1,227
6	0,0514	2,72	-2	0,357	268	1,252
6'		2,72	-2		197	0,990
6''		2,72	-2		396	1,723

Требуемая точность термодинамических расчетов обеспечена применением программы Cool Pack, использующей базу данных NIST USA. Характеристики компрессора с применением термодинамических свойств чистого хладагента определяются по массовому расходу хладагента. Их расчетные значения составили:

– для конденсатора

$$Ma_{кд} = \frac{Q_{кд}}{h_2 - h_5} = \frac{9,31}{452,4 - 268,32} 3600 = 182,07 \text{ кг/ч.}$$

– для испарителя

$$Ma_{и} = \frac{Q_0}{h_1 - h_6} = \frac{6,8}{400,6 - 268,32} 3600 = 185,09 \text{ кг/ч.}$$

Отклонения от данных фирмы Bitzer составили 1,5 % в первом и 0,1 % во втором, что вполне допустимо. Для исключения погрешности от внутреннего несоответствия принят для анализа расход хладагента $Ma_{кд} = 185$ кг/ч.

Выполним эксергетический расчет для всех элементов теплового насоса при температуре окружающей среды -5°C . В этом случае, составляя цикл работы ТН, мы выделим некоторые важные показатели для дальнейшего расчета:

- Температура кипения $t_0 = -2^{\circ}\text{C}$;
- Температура конденсации $t_k = 50^{\circ}\text{C}$;
- Производительность испарителя $Q_0 = Q_s = 6,8 \text{ кВт}$;
- Производительность конденсатора $Q_{\text{кд}} = 9,46 \text{ кВт}$;
- Мощность, потребляемая компрессором $N_{\text{эл}} = 2,65 \text{ кВт}$;
- Массовый расход хладагента, $Ma = 0,0514 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$;
- Температура воды на входе в испаритель $T_{s1} = 5 \text{ К}$;
- Температура воды на выходе из испарителя $T_{s2} = 2 \text{ К}$.

Расчет показателей испарителя

Массовый расход воды в испарителе:

$$Ms = \frac{Q_s}{Cs \cdot (T_{s1} - T_{s2})} = \frac{6,8}{4,2 \cdot (278 - 275)} = 0,539 \text{ кг/с},$$

где, Q_s – тепловой поток в испарителе, Cs – средняя теплоемкость хладоносителя, T_{s1}, T_{s2} – температура воды на входе и на выходе из испарителя.

Изменение эксергии потока воды:

$$\begin{aligned} \Delta Ex_s &= Ms \cdot Cs \cdot \left((T_{s2} - T_{s1}) - T_{\text{oc}} \cdot \ln \left(\frac{T_{s2}}{T_{s1}} \right) \right) = \\ &= 0,539 \cdot 4,2 \cdot \left((275 - 278) - 268 \cdot \ln \left(\frac{275}{278} \right) \right) = -0,2088 \text{ кВт}, \end{aligned}$$

Изменение эксергии потока хладагента:

$$\begin{aligned} \Delta Ex_{\text{и}} &= \Delta Ex_s = Ma \cdot ((h_1 - h_6) - T_{\text{oc}} \cdot (S_1 - S_6)) = \\ &= 0,0514 \cdot (400,6 - 268,32) - 268 \cdot (1,7397 - 1,252) = \\ &= 0,0764 \text{ кВт}, \end{aligned}$$

Потеря эксергии в испарителе:

$$Dex_{\text{и}} = |\Delta Ex_s| - \Delta Ex_{\text{и}} = 0,2088 - 0,0764 = 0,1325 \text{ кВт},$$

Эксергетический КПД испарителя:

$$\eta_{\text{и}} = \frac{\Delta Ex_{\text{и}}}{|\Delta Ex_s|} = \frac{0,0764}{0,2088} = 0,3656.$$

Подвод теплоты к испарителю осуществляется за счет теплоты низкопотенциального источника коим в нашем случае является вода.

Поэтому из-за отвода энергии от нее к потоку хладагента эксергия воды отрицательная.

Расчет показателей компрессора

Изменение эксергии потока хладагента:

$$\begin{aligned} Ex_{\text{км}} &= Ma \cdot ((h_2 - h_1) - T_{\text{ос}} \cdot (S_2 - S_1)) = \\ &= 0,0514 \cdot (452,4 - 400,6) - 268,15 \cdot (1,7935 - 1,7397) = 1,922 \text{ кВт}. \end{aligned}$$

Потеря эксергии в компрессоре:

$$DEx_{\text{км}} = N_{\text{эл}} - \Delta Ex_{\text{км}} = 2,65 - 1,922 = 0,728 \text{ кВт}.$$

Эксергетический КПД компрессора:

$$\eta_{\text{км}} = \frac{\Delta Ex_{\text{км}}}{N_{\text{эл}}} = \frac{1,922}{2,65} = 0,725.$$

Расчет показателей терморегулирующего вентиля

Изменение эксергии потока хладагента:

$$\begin{aligned} \Delta Ex_{\text{рв}} &= Ma \cdot ((h_6 - h_5) - T_{\text{ос}} \cdot (S_6 - S_5)) = Ma \cdot (-T_{\text{ос}} \cdot (S_6 - S_5)) = \\ &= 0,0514 \cdot (-268,15 \cdot (1,2520 - 1,2273)) = -0,341 \text{ кВт}. \end{aligned}$$

Потеря эксергии в терморегулирующем вентиле:

$$DEx_{\text{рв}} = |\Delta Ex_{\text{рв}}| = |-0,341| = 0,341 \text{ кВт}.$$

Расчет показателей конденсатора

Изменение эксергии потока хладагента:

$$\begin{aligned} \Delta Ex_{\text{кд}} &= Ma \cdot ((h_5 - h_2) - T_{\text{ос}} \cdot (S_5 - S_2)) = \\ &= 0,0514 \cdot (268,32 - 452,4) - 268,15 \cdot (1,2273 - 1,7935) = \\ &= -1,658 \text{ кВт}. \end{aligned}$$

Поток эксергии, передаваемой в помещение:

$$\Delta Ex_{\text{кп}} = Q_{\text{кд}} \cdot \left(1 - \frac{T_{\text{ос}}}{T_{\text{п}}}\right) = 9,46 \cdot \left(1 - \frac{268,15}{295,15}\right) = 0,865 \text{ кВт}.$$

Потеря эксергии в конденсаторе:

$$DEx_{\text{кд}} = |\Delta Ex_{\text{кд}}| - \Delta Ex_{\text{кп}} = |-1,658| - 0,865 = 0,793 \text{ кВт}.$$

Эксергетический КПД конденсатора:

$$\eta_{\text{кд}} = \frac{\Delta Ex_{\text{кп}}}{\Delta Ex_{\text{кд}}} = \frac{0,865}{1,658} = 0,522.$$

Расчет общих показателей

Общая подведенная эксергия:

$$\Delta Ex_{\text{общ}} = N_{\text{эл}} + |\Delta Ex_{\text{с}}| = 2,65 + 0,2086 = 2,859 \text{ кВт}.$$

Эксергетический КПД системы:

$$\eta_{\text{общ}} = \frac{\Delta Ex_{\text{кп}}}{\Delta Ex_{\text{общ}}} = \frac{0,865}{2,859} = 0,303.$$

Общие термодинамические потери:

$$DEx_{\text{общ}} = \Delta Ex_{\text{общ}} - \Delta Ex_{\text{кп}} = 2,859 - 0,865 = 1,993 \text{ кВт}.$$

Расчет относительных составляющие термодинамических потерь

Доля потерь в испарителе:

$$\Omega_{\text{и}} = \frac{Dex_{\text{и}}}{DEx_{\text{общ}}} = \frac{0,1325}{1,993} = 0,066.$$

Доля потерь в компрессоре:

$$\Omega_{\text{км}} = \frac{Dex_{\text{км}}}{Dex_{\text{общ}}} = \frac{0,728}{1,993} = 0,365.$$

Доля потерь в терморегулирующем вентиле:

$$\Omega_{\text{рв}} = \frac{Dex_{\text{рв}}}{Dex_{\text{общ}}} = \frac{0,341}{1,993} = 0,171.$$

Доля потерь в конденсаторе:

$$\Omega_{\text{кд}} = \frac{Dex_{\text{кд}}}{Dex_{\text{общ}}} = \frac{0,793}{1,993} = 0,398.$$

Задание

Провести эксергетический анализ теплового насоса при температурах окружающей среды $T_{\text{о.с.}} = -20; -10; +5 \text{ }^{\circ}\text{C}$

13.2. Расчет экспериментального стенда по исследованию пластинчатых испарителей

Исходные данные

Заданные величины:

- Нагрузка на испаритель $Q_{\text{о}} = 20 \text{ кВт}$
- Нагрузка на конденсатор $Q_{\text{к}} = Q_{\text{о}} + 10 \text{ кВт} = 30 \text{ кВт}$

Измеряемые величины:

- Давление насыщения $P_{\text{о}}$ (температура насыщения $t_{\text{о}}$);
- Температура хладоносителя на входе в испаритель $t_{\text{s,и1}}$;
- Температура хладоносителя на выходе из испарителя $t_{\text{s,и2}}$;
- Скорость хладоносителя на вход в испаритель $W_{\text{s,и}}$;
- Скорость хладоносителя на вход в конденсатор $W_{\text{s,к}}$
- Скорость хладагента $w_{\text{о}}$

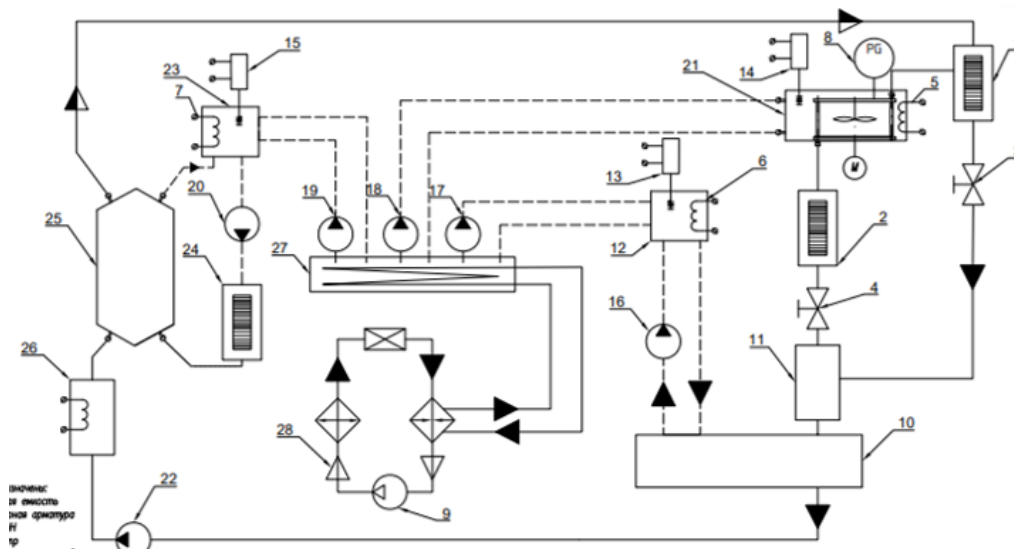


Рис. 13.2. Схема экспериментального стенда

- 1, 2 — емкости; 3, 4 — запорная арматура; 5, 6, 7 — ТЭНы; 8 — манометр;
 10 — переохладитель; 11 — ресивер; 12 — термостат переохладителя;
 13, 14, 15 — контактные термометры; 16, 17, 18, 19, 20 — насосы; 21 — конденсатор;
 22 — насос экспериментального участка; 23 — термостат; 24 — расходомер;
 25 — экспериментальный испаритель; 26 — парогенератор;
 27 — термостат-аккумулятор; 28 — вспомогательная холодильная машина.

Расчет конденсатора

Температура конденсации $t_k = -20\text{ °C}$

Конструкция конденсатора — «белые колеса»

Нагрев охлаждающего рассола $\Delta t_s = 5\text{ °C}$ и разность температур $\Delta t = 5\text{ °C}$.

Конечная температура охлаждающего рассола:

$$t_k = t_{s2} + \Delta t,$$

$$t_{s2} = t_k - \Delta t = -20 - 5 = -25\text{ °C}.$$

Начальная температура охлаждающего рассола:

$$t_{s1} = t_{s2} - \Delta t_s = -25 - 5 = -30\text{ °C}.$$

Средняя логарифмическая разность температур:

$$\theta_m = \frac{\Delta t_s}{\ln \frac{t_k - t_{s1}}{t_k - t_{s2}}} = \frac{5}{\ln \frac{-20 + 30}{-20 + 25}} = 7,21\text{ °C}.$$

Средняя температура рассола:

$$\Delta t_s = 0,5(t_{s1} + t_{s2}).$$

Массовый расход рассола:

$$G_s = \frac{Q}{c_s \Delta t_s} = \frac{30}{2,303 \cdot 5} = 2,6 \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

В качестве теплопередающей поверхности принимаем стальную гладкую трубу длиной 1,5 м с наружным диаметром $d_n = 0,018$ м и внутренним диаметром $d_{вн} = 0,016$ м.

Определяем теплофизические свойства рассола при средней температуре пленки:

- плотность $\rho_s = 568,5$ кг/м³;
- кинематическая вязкость $\nu_s = 3,41 \cdot 10^{-7}$ м²/с;
- динамическая вязкость $\mu_s = 750$ Па·с;
- теплопроводность $\lambda_s = 0,123$;
- число Прандтля $Pr_s = 3,6$.

Принимаем скорость охлаждающего рассола $w = 0,5$ м/с

Число труб в одном ходе:

$$n_1 = \frac{4G_s}{\pi d_{вн}^2 w \rho_s} = \frac{4 \cdot 2,6}{3,14 \cdot 0,016^2 \cdot 0,5 \cdot 568,5} = 46 \text{ шт.}$$

Число Рейнольдса

$$Re = \frac{w d_{вн}}{\nu_s} = \frac{0,5 \cdot 0,016}{3,41 \cdot 10^{-7}} = 23460.$$

Число Нуссельта

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} = 0,021 \cdot 23460^{0,8} \cdot 3,6^{0,43} = 196,4.$$

Коэффициент теплоотдачи со стороны охлаждающего рассола

$$\alpha_s = \frac{Nu \cdot \lambda}{d_{вн}} = \frac{196,4 \cdot 0,574}{0,016} = 7045 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Уравнения для определения плотности теплового потока

$$q_s = \theta_s \cdot \alpha_s = 7045 \theta_s$$

$$q_s = 580 \theta_a^{1,667} \frac{0,018}{0,016} = 652,5 \theta_a^{1,667}.$$

Точка пересечения кривых определяет значение $q_{вн} = 9900$ Вт/м².

Площадь внутренней поверхности теплопередачи:

$$F_{вн} = \frac{Q}{q_{вн}} = \frac{30000}{9900} = 3,03 \text{ м}^2.$$

Число труб в аппарате:

$$n = \frac{F_{вн}}{\pi d_{вн} l} = \frac{1,53}{3,14 \cdot 0,016 \cdot 2} = 16 \text{ шт.}$$

Расчет экспериментального участка

Принимаем эквивалентный диаметр канала пластинчатого испарителя равным $d_{экв} = 9$ мм

- 1) Расчет теплоотдачи со стороны хладоносителя
Определяем среднюю логарифмическую разность температур

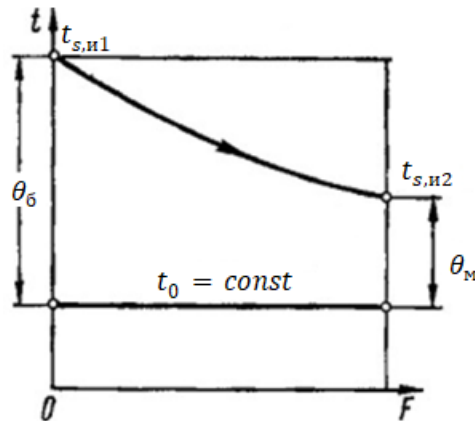


Рис. 13.3. Температурный график

$$\theta_m = \frac{\theta_b - \theta_m}{\ln \frac{\theta_b}{\theta_m}} \cdot t_{s,и2}$$

- 2) Расчет теплоотдачи со стороны рассола
Критерий Рейнольдса

$$Re_s = \frac{w_s \cdot d_{\text{экв}}}{\nu_s} = \frac{0,5 \cdot 0,009}{3,4 \cdot 10^{-7}} = 13235.$$

Критерий Нуссельта

$$Nu = 0,021 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} = 0,021 \cdot 13235^{0,8} \cdot 12,51^{0,43} = 123,4.$$

Коэффициент теплоотдачи со стороны рассола, отнесенный к внутренней поверхности теплообмена:

$$\alpha_s = \frac{Nu \cdot \lambda}{d_{\text{экв}}} = \frac{123,4 \cdot 0,574}{0,009} = 7872,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}.$$

Плотность теплового потока со стороны рассола:

$$q_s = \theta_s \cdot \alpha_s = 7872,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}.$$

Принимаем скорость хладагента $w_0 = 0,1$ м/с.

Определяем теплофизические свойства хладагента:

- насыщенной жидкости $\rho' = 568,5$ кг/м³;
- сухой насыщенный пар $\rho'' = 5,9$ кг/м³;
- удельная теплота парообразования $r = 400,75$ кДж/кг.

Для того чтобы найти скорость смеси, принимаем $x_{\text{ср}} = 0,5$.

Скорость смеси:

$$w_{\text{см}} = w_0 \left[1 + x_{\text{ср}} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] = 0,1 \left[1 + 0,5 \left(\frac{568,5}{5,9} - 1 \right) \right] = 4,86 \text{ м/с}$$

Находим среднее для канала расходное объемное паросодержание

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{1 + x_{\text{ср}}}{x_{\text{ср}}} \cdot \frac{\rho''}{\rho'}} = \frac{1}{1 + \frac{1 - 0,5}{0,5} \cdot \frac{5,9}{568,5}} = 0,9897.$$

Приведенная скорость пара:

$$w_0'' = w_{\text{см}} \beta = 4,86 \cdot 0,9897 = 4,81 \text{ м/с}.$$

Для определения критерия Нуссельта преобразуем формулу:

$$Nu = 4,2 Re_0''^{0,3} Bo^{0,33} Re_*^{0,2},$$

где $Re_0''^{0,3} Bo^{0,33} = A$; тогда $Nu = 4,2 A \cdot Re_*^{0,2}$.

$$Re_* = \left(\frac{q \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{r \cdot \rho' \cdot v'} \right)^{0,2},$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\lambda'},$$

$$\frac{Nu \cdot r^{0,2} \rho'^{0,2} v'^{0,2}}{d_{\text{ЭКВ}}^{0,2}} = 4,2 A \cdot q^{0,2}.$$

Заменим $\left(\frac{r \rho' v'}{d_{\text{ЭКВ}}} \right)^{0,2} = B$, тогда $Nu \cdot B = 4,2 \cdot A \cdot q^{0,2}$.

$$A = \left(\frac{4,82 \cdot 0,009}{11,52 \cdot 10^{-7}} \right)^{0,3} \cdot \left(\frac{9,8 \cdot 568,5 \cdot 0,009}{12,5 \cdot 10^{-3}} \right)^{0,33} = 23,59 \cdot 15,46 = 364,7,$$

$$B = \left(\frac{400,75 \cdot 568,5 \cdot 3,116 \cdot 10^{-7}}{0,009} \right)^{0,2} = 1,51,$$

$$\frac{\alpha \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\lambda'} \cdot 1,51 = 4,2 \cdot 364,7 \cdot q^{0,2},$$

$$\alpha = 34539,4 \theta^{0,25}.$$

Уравнения для определения плотности теплового потока:

$$q_s = \theta_s \cdot \alpha_s = 7872,1 \theta_s,$$

$$q_s = 34539 \theta_a^{1,25}.$$

Точка пересечения кривых определяет значение $q_{\text{вн}} = 18500 \text{ Вт/м}^2$

Площадь внутренней теплопередающей поверхности:

$$F_{\text{вн}} = \frac{Q}{q_{\text{вн}}} = \frac{20000}{18500} = 1,08 \text{ м}^2.$$

Выбираем стальные пластины для разборного теплообменника фирмы «Alfa Laval» марки T5-MFG, площадь поверхности 0,108 м². Общее число пластин:

$$n = \frac{F_{\text{вн}}}{F_{\text{пластины}}} = \frac{1,08}{0,108} = 10 \text{ шт},$$

$$Q_{\text{max}} = n \cdot F_{\text{пластины}} \cdot q_{\text{вн}} = 10 \cdot 0,108 \cdot 17800 = 19,22 \text{ кВт}.$$

13.3. Интенсификация кожухотрубного охладителя газового конденсата

Исходные данные

- Тип аппарата кожухотрубный. Диаметр труб $d_{\text{тр}} = 25 \times 2,5$ мм (в процессе интенсификации может быть изменен), материал труб сталь (рис. 13.4);
- Охлаждаемая среда – газовый конденсат (омывает трубный пучок);
- Охлаждающая среда – вода (течет по трубам);
- Температура входа охлаждающей среды $T_{\text{в1}} = +7$ °С;
- Температура выхода охлаждающей среды $T_{\text{в2}} = +12$ °С;
- Температура входа охлаждаемой среды $T_{\text{к1}} = +20$ °С;
- Температура выхода охлаждаемой среды $T_{\text{к2}} = +17$ °С;
- Количество охлаждаемой среды $G_{\text{к}} = 10$ кг/с;
- Количество теплоты, которое необходимо отвести от охлаждаемой среды:

$$Q_{\text{к}} = G_{\text{к}} \cdot c_{\text{к}} \cdot (T_{\text{к1}} - T_{\text{к2}}) \text{ кВт}.$$

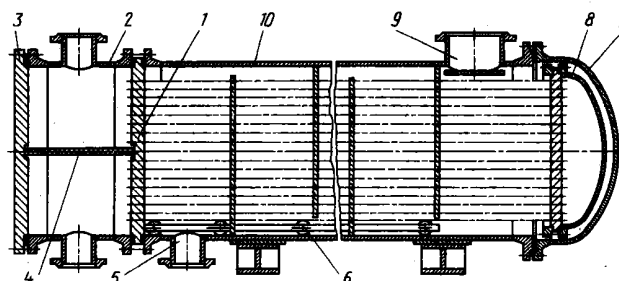


Рис. 13.4. Теплообменный аппарат с плавающей головкой

- 1 – неподвижная трубная решетка, 2 – распределительная камера, 3, 7 – крышки,
4 – продольная перегородка, 5, 9 – штуцера ввода-вывода для межтрубного пространства, 6 – опора для трубного пучка, 8 – плавающая головка, 10 – кожух.

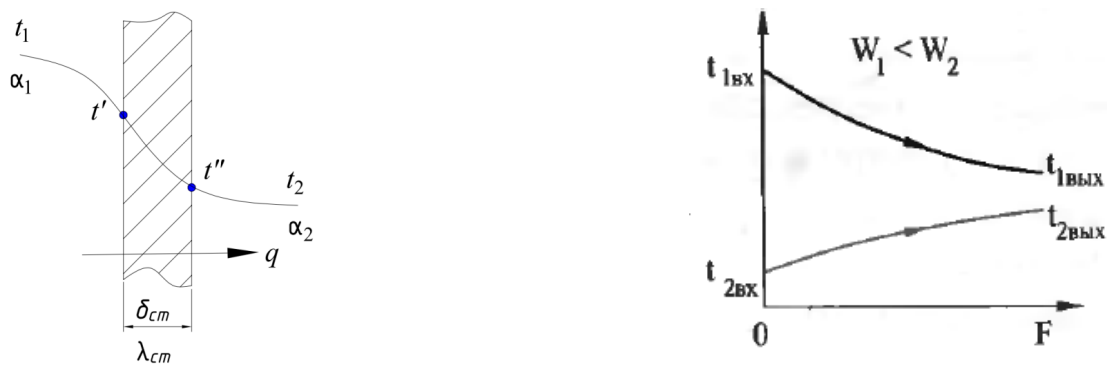


Рис. 13.5. Температурный график конденсатора

Тепловая нагрузка на охладитель конденсата:

$$Q_K = G_K \cdot c_K \cdot (T_{K1} - T_{K2}) = 10 \cdot 2,18 \cdot (20 - 17) = 65,4 \text{ кВт.}$$

Первое приближение

1) Расчет коэффициента теплоотдачи со стороны охлаждающей среды α_B (течение в трубах). Скорость воды в первом приближении:

$$w_B = 1,5 \text{ м/с.}$$

Критериальное уравнение:

$$Nu_g = 0,0296 \cdot Re_g^{0,8} \cdot Pr_g^{0,43}$$

Свойства воды при $t_B = 10^\circ \text{C}$:

- $c_p = 4,19 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$;
- $\nu = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;
- $Pr = 9,45$;
- $\lambda = 0,58 \text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$.

Число Рейнольдса:

$$Re_B = \frac{w_B \cdot d_{\text{тр}}}{\nu} = \frac{1,5 \cdot 0,02}{1,3 \cdot 10^{-6}} = 30000.$$

Число Нуссельта:

$$Nu_B = 0,0296 \cdot 30000^{0,8} \cdot 9,45^{0,43} = 296.$$

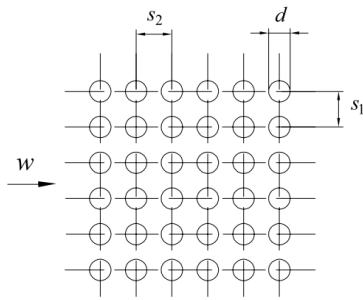
Коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha_B = \frac{Nu_g \cdot \lambda}{d} = \frac{296 \cdot 0,58}{0,02} = 8584 \text{ Вт/(м}^2\text{K)}$$

2) Расчет коэффициента теплоотдачи со стороны охлаждаемой среды α_{K1} (обтекание пучка труб). Скорость конденсата в первом приближении:

$$w_{K1} = 0,8 \text{ м/с.}$$

а)



б)

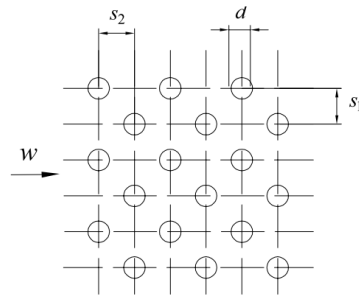


Рис..13.6. Схема расположения труб в пучках труб:

а) коридорном, б) в шахматном

Критериальное уравнение

$$Nu = c Re^m Pr^n \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25}$$

Для шахматных пучков: $c = 0,41; n = 0,60$ Для коридорных пучков: $c = 0,26; n = 0,65$

Определяющим размером является диаметр труб [2].

Свойства конденсата при $T_{\text{ср}} = 298 \text{ K}$:

- плотность $\rho = 691 \text{ кг/м}^3$;
- теплоемкость $c_p = 2,18 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$;
- коэффициент теплопроводности $\lambda = 0,11 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$;
- кинематический коэффициент вязкости $\nu = 0,69 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;
- критерий Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu \rho c_p}{\lambda}$.

Выбираем шахматный пучок.

$$Pr_{\text{к}} = \frac{0,69 \cdot 10^{-6} \cdot 2180 \cdot 691}{0,11} = 9,44;$$

$$Re_{\text{к}} = \frac{0,8 \cdot 0,025 \cdot 10^6}{0,69} = 28985;$$

$$Nu_{\text{к}} = 0,41 \cdot 28985^{0,6} \cdot 9,44^{0,33} = 417;$$

$$\alpha_{\text{к}} = \frac{Nu_{\text{к}} \cdot \lambda}{d_{\text{тр}}} = \frac{417 \cdot 0,11}{0,025} = 1834 \text{ Вт/(м}^2\text{K)}.$$

3) Расчет коэффициента теплопередачи аппарата (считаем стенку плоской):

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{г}}} + \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{к}}}};$$

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{8584} + \frac{0,0025}{50} + \frac{1}{1834}} = 1512 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}.$$

4) Теплопередающая поверхность

$$F_1 = \frac{Q_K}{k_1} = \frac{65000}{1512} = 42 \text{ м}^2$$

5) Выбор аппарата (по F_1) можно произвести по таблице 13.2 [2]
Таблица 13.2. Соотношение геометрических параметров теплообменного аппарата

Площадь поверхности F , м ²	Габаритные размеры, мм				Число труб $n_{тр}$	Длина труб $l_{тр}$, мм
	Диаметр D	Длина L	Ширина B	Высота H		
9	408	1880	535	760	99	1500
20	500	2930	810	910	144	2500
25	500	3430	810	910	144	3000
32	500	4430	810	910	144	4000
40	600	3520	910	1000	216	3000
50	600	4520	910	1000	216	4000
65	600	5520	910	1000	216	5000
90	800	4640	1110	1230	386	4000
110	800	5640	1110	1230	386	5000
140	1000	4750	1330	1670	614	4000
180	1000	5750	1330	1670	614	5000
250	1200	5845	1520	1940	870	5000
300	1200	6845	1520	1940	870	6000
556	1600	7190	2632	3230	797	6010
710	1800	7222	3695	3426	1023	6010
957	1800	9305	3695	3430	1023	8010
1370	2200	9890	3500	4175	1472	8030

6) Геометрические параметры проходного сечения при поперечном обтекании труб

Из конструктивных соображений принимаем число ходов и перегородок по ходу (b – расстояние от внутренней поверхности обечайки до перегородки):

$$S = (1,3 \dots 1,5) \cdot d_H$$

$$S = 1,3 \cdot 25 = 32 \text{ мм}$$

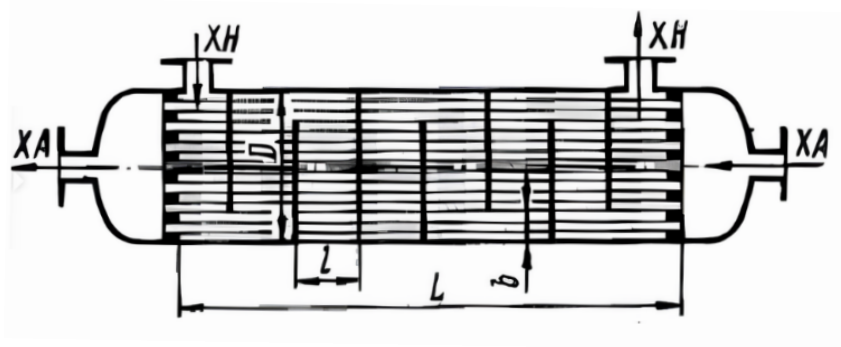


Рис.13.7. . Конфигурация теплообменного аппарата

7) Величина площади проходного сечения

$$f = D \cdot l \cdot \left[1 - \frac{d_n}{S}\right] \cdot \sqrt{\chi}$$

$$\chi = \frac{f_{\text{пр}}}{f_{\text{поп}}}$$

Таблица 13.3. Зависимость $\sqrt{\chi}$ от геометрических параметров аппарата

$l/D_{\text{вн}}$	$\sqrt{\chi}$ при $b/D_{\text{вн}}$			
	0,15	0,20	0,25	0,30
0,20	0,830	1,051	1,233	1,397
0,30	0,678	0,858	1,005	1,136
0,40	0,587	0,743	0,872	0,983
0,50	0,525	0,665	0,775	0,880

Задаемся в первом приближении:

– $l = 300 \text{ мм} = 0,3 \text{ м}$;

– $b = 180 \text{ мм}$;

– $\chi = 0,88$

Тогда

$$f = 0,6 \cdot 0,3 \cdot \left[1 - \frac{25}{32}\right] \cdot \sqrt{0,88} = 0,0348 \text{ м}^2$$

Второе приближение

8) Уточняем значение скорости конденсата

$$w_{\text{к2}} = \frac{G_{\text{к}}}{f \cdot \rho_{\text{к}}} = \frac{10}{0,0348 \cdot 691} = 0,41 \text{ м/с}$$

Значение α_w остается прежним, если не меняется диаметр трубы

9) Расчет теплоотдачи со стороны конденсата при уточненном значении скорости $w_{к2}$

$$Nu_{к2} = C \cdot Re_{к2}^m \cdot Pr_{к}^n,$$

$$Re_{к2} = \frac{0,41 \cdot 0,025 \cdot 10^6}{0,69} = 14855.$$

Режим смешанный

Принимаем $a/b = 2$, тогда: $C = 0,4$; $m = 0,6$; $n = 0,36$.

$$Nu_{к2} = 0,4 \cdot 14855^{0,6} \cdot 9,44^{0,36} = 285,$$

$$\alpha_{к2} = \frac{Nu_{к2} \cdot \lambda_{к}}{d} = \frac{285 \cdot 0,11}{0,025} = 1254 \text{ Вт/м}^2\text{К},$$

$$k_{к2} = \frac{1}{\frac{1}{8584} + \frac{0,0025}{50} + \frac{1}{1254}} = 1095 \text{ Вт/м}^2\text{К},$$

$$F_{к2} = \frac{65000}{1095} = 59 \text{ м}^2.$$

Методы интенсификации

Меняем конструкцию теплообменного аппарата:

Принимаем $l = 200$ мм; $b = 100$ мм; $S = 27,5$ мм $\rightarrow \sqrt{\chi} = 0,678$

10) Находим площадь проходного сечения f_3

$$f_{к3} = 0,6 \cdot 0,2 \cdot \left[1 - \frac{0,025}{0,0275}\right] \cdot 0,678 = 0,008136 \text{ м}^2.$$

11) Скорость конденсата в пучке труб

$$w_{к3} = \frac{10}{0,008136 \cdot 691} = 1,78 \text{ м/с}.$$

12) Расчет теплоотдачи при омывании конденсатом трубного пучка

$$Re_{к3} = \frac{1,78 \cdot 0,025 \cdot 10^6}{0,69} = 64492,$$

$$Nu_{к3} = 0,4 \cdot 64492^{0,8} \cdot 9,44^{0,4} = 6899,$$

$$\alpha_{к3} = \frac{6899 \cdot 0,11}{0,025} = 3035 \text{ Вт/м}^2\text{К},$$

$$k_{к3} = \frac{1}{\frac{1}{8584} + \frac{0,0025}{50} + \frac{1}{3035}} = 2242,$$

$$F_{к3} = \frac{65000}{2242} = 28 \text{ м}^2.$$

Вывод: принятые конструктивные изменения привели к снижению теплопередающей поверхности в два раза.

13.4. Оптимизация скоростей газоохладителя

Исходные данные

- кожухотрубный аппарат
- геометрические параметры: $F = 32 \text{ м}^2$; $D = 500 \text{ мм}$; $L = 4430 \text{ мм}$;
- $n_{\text{тр}} = 144$ $l_{\text{тр}} = 4000 \text{ мм}$; $d = 25/20$
- в трубах движется вода при $t = 10 \text{ }^\circ\text{C}$

Тепловой расчет

Свойства воды при $t = 10 \text{ }^\circ\text{C}$:

- $c_p = 4,19 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$;
- $\nu = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;
- $Pr = 9,45$;
- $\lambda = 0,58 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

$$Re = \frac{wd}{\nu}; Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}; Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43}.$$

Проводится расчет коэффициента теплоотдачи по нескольким скоростям

$w_i, \text{ м/с}$	Re_i	Nu_i	$\alpha_i, \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$
0,9	13846	160	4640
1,5	23076	241	6989
2,5	34615	338	9802

Гидродинамический расчет

Коэффициент трения для турбулентного режима [2]

$$\xi = 0,11 \left[\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{Re} \right]^{0,25}$$

где $\Delta = 0,5$ – шероховатость стальных труб, мм.

Потери давления по длине трубы

$$\Delta P_i = \xi \cdot \frac{l}{d} \cdot \left(\frac{\rho W_i^2}{2} \right)$$

Проводится расчет потерь давления по нескольким скоростям

$w_i, \text{ м/с}$	ξ	$\frac{\rho W_i^2}{2}$	$\frac{l}{d}$	$\Delta P_i, \text{ Па}$
0,9	0,239	405	221	21,4
1,5	0,235	1125	221	58,4
2,5	0,233	3125	221	160

Расчет удельных энергозатрат

Площадь проходного сечения

$$f_{\text{пс}} = 0,785 \cdot d^2 \cdot n_{\text{тр}},$$

$$N_{oi} = \frac{\Delta P_i \cdot w_i \cdot f_{\text{пс}}}{F}$$

Энергетический коэффициент

$$E_i = \frac{\alpha_i}{N_{oi}}$$

w_i , м/с	α_i , Вт/(м ² К)	ΔP_i , Па	N_{oi}	E_i
0,9	4640	21400	27	1718
1,5	6989	58400	122,6	57
2,5	9802	9802	560	175

Выводы:

- с возрастанием скорости энергетический коэффициент снижается и достигает минимума при $w_i = 1,5$ м/с;
- оптимальной скоростью, в рассмотренном диапазоне параметров является $w_i = 0,9$ м/с.

13.5. Сравнительный анализ испарителей холодильных машин

13.5.1. Пластинчатый испаритель

Исходные данные

- Пластинчатый испаритель;
- Температура CaCl₂ на входе в испаритель $t_{s,и1} = -20$ °С;
- Температура CaCl₂ на выходе из испарителя $t_{s,и2} = -25$ °С;
- Температура кипения R717 $t_o = -30$ °С;
- Холодопроизводительность $Q_o = 100$ кВт.

Скорости хладоносителя $w_{si} = 0,9; 1,2; 2,0$ м/с

Средняя логарифмическая разность температур

$$\theta_m = \frac{\theta_6 - \theta_m}{\ln(\theta_6/\theta_m)} = \frac{(-20 + 30) - (-25 + 30)}{\ln(10/5)} = 7,2.$$

Задачи: определить для каждого заданного значения скорости:

- коэффициенты теплоотдачи со стороны рассола и хладагента:
 $\alpha_{si} = f(W_{si})$ и $\alpha_a = \text{const}$;
- теплопередающие поверхности $F_{\text{пл},i}$;
- число пластин n_i ;
- проходное сечение по хладоносителю $f_{\text{сеч},i}$;
- потери давления по хладоносителю $\Delta P_{s,i}$;
- удельные энергозатраты N_{oi} .

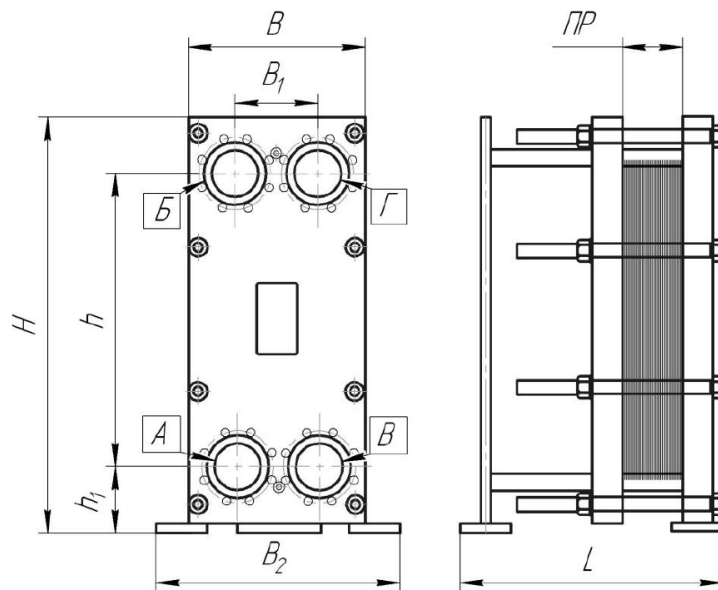


Рис. 13.8. Геометрические характеристики пластинчатого теплообменника завода «Орелхолодмаш»: А, Б – аммиачные патрубки; В, Г – патрубки для теплоносителя

Расчет коэффициента теплопередачи [29]

1) Расчет коэффициентов теплоотдачи со стороны хладоносителя α_{si} при заданных скоростях $w_{s,i}$

Свойства хладоносителя при $t_{s,ср} = -25\text{ }^{\circ}\text{C}$:

- $c_s = 2,889\text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$;
- $\rho_s = 1220\text{ кг}/\text{м}^3$;
- $\lambda_s = 0,511\text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$;
- $\nu_s = 8,52 \cdot 10^{-6}\text{ м}^2/\text{с}$;
- $\mu_s = 94 \cdot 10^{-3}\text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2$;
- $Pr_s = 53,8$.

Согласно таблице 13.4, выбираем аппарат ТПР-0,5.

Параметры пластины:

- $F_1 = 0,5\text{ м}^2$ — площадь пластины;
- $d_{\text{экв}} = 0,00585\text{ м}$ — эквивалентный диаметр канала;
- $f_1 = 0,00134\text{ м}^2$ — площадь проходного сечения;
- $L_n = 1,27\text{ м}$ — приведенная длина канала.

Расчет числа Рейнольдса:

$$Re_{si} = \frac{w_{si} \cdot d_{\text{экв}}}{\nu_{si}}$$

Для примера, при скорости хладоносителя $w_s = 0,9\text{ м}/\text{с}$:

$$Re_{s0,9} = \frac{0,9 \cdot 0,00585 \cdot 10^6}{8,52} = 686$$

Для этой скорости режим ламинарный, расчетное уравнение подбираем в соответствии с таблицей 13.5.

Таблица 13.4.

Технические данные пластины	Тип пластины						
	0,2	0,3	0,5	0,6	0,63	1,1	1,3
	Теплообменники разборные						
Поверхность теплообмена пластины F_1 , м ²	0,20	0,20	0,50	0,60	0,63	1,10	1,30
Эквивалентный диаметр канала $d_{экв}$, м	0,00880	0,00800	0,00585	0,00830	0,00740	0,01437	0,00960
Площадь поперечного сечения межпластинного канала f_1 , м ²	0,00176	0,00110	0,00134	0,00245	0,00262	0,00645	0,00425
Смачиваемый периметр в поперечном сечении канала Π , м	0,8100	0,5500	1,2500	2,8200	0,9080	1,3400	1,2800
Приведенная длина канала $L_{пр}$, м	0,800	0,700	1,2700	1,1880	1,4100	1,8240	1,7640
Толщина стенки пластины $\delta_{ст}$, м	0,0010	0,0010	0,0010	0,0010	0,0010	0,0010	0,0010
Масса пластины $m_{пл}$, кг	2,50	3,20	3,12	5,80	6,50	12,20	12,00
Габаритные размеры, м: длина L ширина B	0,960 0,46	1,370 0,30	1,370 0,50	1,375 0,60	1,375 0,66	1,950 0,95	1,915 0,92
Шаг гофра, м: вдоль потока S_{Π} по нормали к гофру S_H	0,0720 0,036	0,0208 0,018	0,0360 0,018	0,0208 0,018	0,0360 0,018	– 0,027– 0,045	0,0208 0,018
Высота гофра h_r , м	0,0045	0,004	0,004	0,0045	0,0045	0,0075	0,045
Количество гофров z , шт.	14	50	46	63	72	–	95
Ширина канала b_k , м	0,400	0,250	0,450	0,545	0,600	0,860	0,846
Зазор для прохода рабочей среды δ , мм	0,0045	0,0040	0,004	0,0045	0,0045	0,0075	0,0045
Угол наклона гофра к оси симметрии φ_r , град	120	60	30	60	30	45	60

Таблица 13.5.

Типо-размер пластины	Ламинарный режим			Re _{кр}	Турбулентный режим		
	$Nu_{\lambda} = c_{\lambda} Re^{0,33} Pr^{0,33} \left(\frac{Pr_f}{Pr_{cr}} \right)^{0,25};$ $\xi = \frac{B}{Re}; \Delta p = \frac{4K_V \bar{w} L_{\Pi} \mu}{d_3} X$				$Nu = c_r Re^n Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_{cr}} \right)^{0,25};$ $\xi = \left(\frac{A}{Re} \right)^{0,25}; \Delta p = \xi \frac{L_{\Pi} \rho \bar{w}^2}{d_3} \frac{X}{2}$		
	c_{λ}	B	K_V		c_r	n	A
ТПР:							
0,2	0,46	425	28,0	100	0,0650	0,73	19,6
0,3	0,60	425	54,3	50	0,1000	0,73	19,3
0,5	0,60	300	21,0	50	0,0978	0,73	6,3
0,6	0,60	320	—	50	0,1350	0,73	15,0
0,63	0,46	210	—	50	0,1000	0,73	4,0
1,3	0,46	400	—	50	0,1350	0,73	17,0
ТПП:							
0,1	0,46	485	—	50	0,0860	0,73	7,6
0,3	0,46	485	11,3	50	0,1000	0,73	12,0
0,5×2	0,6	324	—	50	0,1350	0,73	15,0
0,7	—	—	—	50	0,1000	0,73	30,0
ТПС:							
0,75	—	—	—	50	0,1000	0,73	6,0
0,8	0,6	210	—	50	0,1000	0,73	4,0
1,2	0,46	300	—	50	0,1000	0,73	6,0

Тогда расчетное уравнение для теплоотдачи имеет вид:

$$Nu_{si} = 0,6 \cdot Re_{si}^{0,33} \cdot Pr_{si}^{0,33},$$

$$\alpha_{si} = \frac{Nu_{si} \cdot \lambda_{si}}{d_{\text{ЭКВ}}}.$$

Выполняем расчеты для всех скоростей.

w_{si} , м/с	Re_{si}	Nu_{si}	α_{si} Вт/(м ² К)
0,9	617	18,6	1623
1,2	823	20,5	1789
2,0	1372	24,2	2121

2) Расчет коэффициента теплоотдачи со стороны кипящего хладагента

Принимаем:

- скорость циркуляции $w_0 = 0,1$ м/с;
- массовое расходное паросодержание на входе и выходе:
 $x_1 = 0$; $x_2 = 0,5$.

Общий вид расчетных уравнений:

При $0,025 < Re^* < 0,25$:

$$Nu = 3,0 \cdot (Re_0'')^{0,3} \cdot Bo^{0,33}.$$

При $0,25 < Re^* < 2,5$:

$$Nu = 4,2 \cdot (Re_0'')^{0,3} \cdot Bo^{0,33} \cdot (Re^*)^{0,2}.$$

где:

$$Nu_a = \frac{\alpha_a \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\lambda'}, Re_0'' = \frac{w_0'' \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{\nu''}, Re^* = \frac{q \cdot d_{\text{ЭКВ}}}{r \cdot \rho' \cdot \nu'}, Bo = \frac{g \cdot \rho' \cdot d_{\text{ЭКВ}}^2}{\sigma}.$$

Свойства рабочего вещества (аммиака) при $t_0 = -30$ °С:

- $\lambda' = 0,549$ Вт/(м · К),
- $\nu'' = 7,996 \cdot 10^{-6}$ м²/с,
- $\nu' = 0,358 \cdot 10^{-6}$ м²/с,
- $r = 1360$ кДж/кг,
- $\rho' = 678$ кг/м³,
- $\rho'' = 1,038$ кг/м³,
- $\sigma = 41,6 \cdot 10^{-3}$ Н/м,
- $Pr'' = 0,906$.

Скорость смеси:

$$w_{\text{см}} = 0,1 \left[1 + 0,5 \left(\frac{678}{1,038} - 1 \right) \right] = 17,25 \text{ м/с}.$$

Объемное расходное паросодержание:

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{1 - 0,5}{0,5} \cdot \frac{1,038}{678}} = 0,995.$$

Приведенная скорость пара:

$$w_0'' = w_{см} \cdot \beta = 17,25 \cdot 0,995 = 17,16 \text{ м/с.}$$

Задаемся $q = 20 \text{ кВт/м}^2$:

$$Re^* = \frac{q \cdot d_{экв}}{r \cdot \rho' \cdot \nu'} = \frac{20 \cdot 0,00585 \cdot 10^6}{1360 \cdot 678 \cdot 0,358} = 0,354;$$

$$Bo = \frac{g \cdot d_{экв}^2 \cdot (\rho' - \rho'')}{\sigma} = \frac{9,8 \cdot 0,00585^2 \cdot 678}{41,6 \cdot 10^{-3}} = 5,46;$$

$$Re_0'' = \frac{w_0'' \cdot d_{экв}}{\nu''} = \frac{17,16 \cdot 0,00585 \cdot 10^6}{7,996} = 12554;$$

$$Nu_a = 4,2 \cdot (Re_0'')^{0,3} \cdot Bo^{0,33} \cdot (Re^*)^{0,2} =$$

$$= 4,2 \cdot 12554^{0,3} \cdot 5,46^{0,33} \cdot 0,354^{0,2} = 101,3;$$

$$\alpha_a = \frac{Nu_a \cdot \lambda'}{d_{экв}} = \frac{101,3 \cdot 0,549}{0,00585} = 9506 \text{ Вт/м}^2\text{К.}$$

3) Плотность теплового потока аппарата (метод итераций)

Принимаем наименьшее значение скорости хладоносителя $w_s = 0,9 \text{ м/с}$, тогда $\alpha_s = 1623 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$.

Условия:

$$\alpha_a \cdot \theta_a = \alpha_s \cdot \theta_s, \theta_a + \theta_s = \theta_m = 7,2 \text{ }^\circ\text{С.}$$

Принимаем $\theta_a = 1 \text{ }^\circ\text{С}$, тогда $\theta_s = 6,2 \text{ }^\circ\text{С}$:

$$q_s = \alpha_s \cdot \theta_s = 1623 \cdot 6,2 = 10062 \text{ Вт/м}^2\text{К};$$

$$q_a = \alpha_a \cdot \theta_a = 9506 \cdot 1 = 9506 \text{ Вт/м}^2\text{К.}$$

Расхождение q_s и q_a составляет 5,8 %, что допустимо. В дальнейших расчетах принимаем $q = 10 \text{ кВт/м}^2$.

Теплопередающая поверхность (табл. 1):

$$F = \frac{Q_0}{q} = \frac{100}{10} = 10 \text{ м}^2$$

Общее число пластин:

$$N = \frac{F}{F_1} + 2 = \frac{10}{0,5} + 2 = 22$$

Число ходов:

– по хладоносителю: $X_1 = N/2 = 22/2 = 11$;

– по хладагенту: $X_2 = X_1 - 1 = 11 - 1 = 10$.

4) Расчет потерь давления

Потери давления по хладоносителю для каждой скорости w_{si} (результаты сводим в табл. 4).

Режим ламинарный:

$$\zeta = \frac{B}{Re_s} = \frac{300}{Re_s}$$

Общие потери давления:

$$\Delta P_s = \left(\frac{4 \cdot K \cdot w_s \cdot L_n \cdot \mu_s}{d_{экв}^2} \right) \cdot X_1$$

5) Расчет удельных энергозатрат на стороне хладоносителя

$$N_o = \frac{\Delta P_s \cdot w_{s,i} \cdot \Sigma f_1}{F}$$

Результаты сведены в одну таблицу:

w_s м/с	Re_s	ξ	ΔP_s кПа	N_o
0,9	617	0,48	180,6	0,236
1,2	823	0,364	240,7	0,42
2,0	1372	0,218	401,»	1,18

13.5.2. Кожухотрубный испаритель

Исходные данные

- Кожухотрубный испаритель;
- Температура CaCl_2 на входе в испаритель $t_{s,и1} = -20^\circ\text{C}$;
- Температура CaCl_2 на выходе из испарителя $t_{s,и2} = -25^\circ\text{C}$;
- Температура кипения R717 $t_o = -30^\circ\text{C}$;
- Трубы стальные $d_0 = 25 \times 2,5$ мм
- Холодопроизводительность $Q_o = 100$ кВт.
- Скорости рассола: $w_{s1} = 1,5$ м/с; $w_{s2} = 2,0$ м/с; $w_{s3} = 2,6$ м/с.

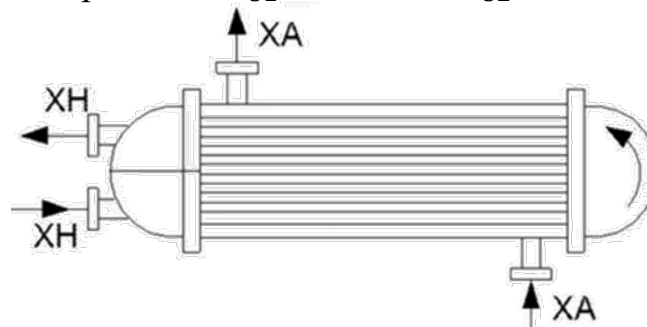


Рис 13.9 Кожухотрубный испаритель

Тепловой расчет

1) Теплоотдача при течении хладоносителя внутри труб

$$Nu_{s,кт} = f(Re_s, Pr_s) \rightarrow \alpha_{s,кт}$$

Теплофизические свойства CaCl_2 при $t_s = -25^\circ\text{C}$ ($t_{зам} = -31,2^\circ\text{C}$):

- $c = 2,8 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$,
- $\lambda = 0,5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$,
- $\mu = 12,9 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$,
- $\nu = 10,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$,
- $Pr = 72$

Число Рейнольдса:

$$Re_{si} = \frac{w_{si} \cdot d_{\text{BH}}}{\nu_s}.$$

При переходном режиме ($Re < 10^4$):

$$Nu_{si} = 0,021 \cdot Re_{si}^{0,8} \cdot Pr_s^{0,43} \cdot \varepsilon_{\text{пер}},$$

где $\varepsilon_{\text{пер}}$ – коэффициент перемежаемости [2].

Коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha_{si} = \frac{Nu_{si} \cdot \lambda_s}{d_{\text{BH}}}.$$

Результаты теплового расчета по хладоносителю сводим в таблицу.

$w_{si} \text{ м/с}$	Re_{si}	ξ	Nu_{si}	$\alpha_{si} \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$
1,5	2884	0,57	43,5	108,7
2,0	3846	0,72	69,0	172,5
2,6	5000	0,81	96,0	240,0

2) Тепловой поток со стороны рассола

$$q_{Fs} = \frac{\theta_s}{\frac{1}{\alpha_s} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}}.$$

Принимаем $\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} = 0,8 \cdot 10^{-3}$ [2].

Дальнейший расчет и выбор испарителя проводим при наименьшей скорости хладоносителя $w_{si} = 1,5 \text{ м/с}$. Тогда

$$q_{Fs} = \frac{\theta_s}{\frac{1}{108,7} + 0,8 \cdot 10^{-3}} = 100 \theta_s.$$

3) Тепловой поток со стороны хладагента R717

$$q_{Fa} = 580 \theta_a^{1,667}.$$

По аналогии с расчетом пластинчатого испарителя принимаем:

$$\theta_a + \theta_s = \theta_m = 7,2 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\alpha_a \theta_a = \alpha_s \theta_s;$$

$$q_a = q_s.$$

Достижение данного условия обеспечивается методом итераций.

- при $\theta_s = 6,2 \text{ }^\circ\text{C}$, $q_s = 620 \text{ Вт/м}^2$;
- при $\theta_a = 1 \text{ }^\circ\text{C}$, $q_s = 580 \text{ Вт/м}^2$.

Расхождения между значениями плотности теплового потока составляют примерно 7%, что допустимо. Для подбора кожухотрубного испарителя принимаем $q_F = 600 \text{ Вт/м}^2$.

4) Теплопередающая поверхность испарителя

$$F = \frac{Q_o}{q_F} = \frac{100000}{600} = 166 \text{ м}^2.$$

Из [2] выбираем испаритель марки 160 ИТГ.

- площадь поверхности – 152 м^2 ;
- длина $L = 5670 \text{ мм}$;
- ширина $B = 1310 \text{ мм}$;
- высота $H = 1950 \text{ мм}$;
- число труб $n_{\text{общ}} = 386$;
- длина труб – 5000 мм ;
- число ходов – 2;
- масса – 4329 кг ;
- число труб в одном ходу $n_1 = 193$.

Расчет потерь давления

1) Корректировка скоростей

Принимаем число ходов $X = 2$.

Скорость в трубах с учетом числа ходов X :

$$V_{si} = w_s \cdot X.$$

2) Общие потери давления:

$$\Delta P_{si} = \Delta P_{\text{тр}} + \Delta P_{\text{мест}}.$$

Потери давления на трение:

$$\Delta P_{\text{тр}} = \xi \cdot \frac{L}{d_{\text{вн}}} \cdot \frac{\rho V_{si}^2}{2}.$$

Коэффициент трения при турбулентном режиме [2]:

$$\xi = 0,11 \left(\frac{\Delta}{d_{\text{вн}}} + \frac{68}{Re_{si}} \right)^{0,25}.$$

где: $\Delta = 0,1 \dots 0,5 \text{ мм}$ – для стальных труб в рассольных системах; L – общая длина труб, мм.

Местные потери давления:

$$\Delta P_{\text{м}} = \Sigma \psi_z \cdot \frac{\rho V_{si}^2}{2},$$

$$\Sigma \psi_z = \Sigma \psi_{z,1} \cdot (X - 1),$$

где: $\Sigma \psi_{z,1}$ — единичное местное сопротивление при повороте потока (табл. 13.6) [57].

Таблица 13.6

Коэффициенты местных сопротивлений для отдельных элементов теплообменных аппаратов

№ п/п	Элемент	ψ
1.2	Входная или выходная камера (удар и поворот)	1,5
3.4	Вход в трубное пространство или выход из него	1,0
5	Поворот на 180° между ходами через промежуточную камеру	2,5
6	То же через колено в секционных подогревателях	2,0
7	Вход в межтрубное пространство под углом 90° к рабочему пространству	1,5
8	Переход из одной секции в другую (межтрубный поток)	2,5
9	Поворот на 180° через перегородку в межтрубном пространстве	1,5
10	Огибание перегородок, поддерживающих трубы	0,5
11	Поворот на 180° в U – образной трубке	0,5
12	Поворот на 90° в коллекторе	0,5
13	Круглые змеевики (спирали) при числе змеевиков (спиралей) n	0,5·n

Принимаем коэффициент местного сопротивления $\Psi = 1$.

3) Удельные энергозатраты

$$N_{oi} = \frac{\Delta P_{si} \cdot V_{si} \cdot \sum f_{сеч,i}}{F}$$

4) Площадь проходного сечения аппарата

$$f_{сеч,i} = n_1 \cdot \frac{\pi \cdot d_{BH}^2}{4} = 193 \cdot 0,785 \cdot 0,02^2 = 0,06 \text{ м}^2$$

Расчеты сводим в таблицу.

w_{si} , м/с	V_{si} , м/с	ξ	$\Delta P_{тр}$, кПа	ΔP_m , кПа	ΔP_{si} , кПа	N_{oi} , кВт/м ²
1,5	3,0	0,60	96,4	6,1	102,5	0,121
2,0	4,0	0,63	171,4	10,8	182,2	0,29
2,6	5,2	0,65	267,7	17,0	284,7	0,58

Сопоставление массогабаритных характеристик пластинчатого и кожухотрубных испарителей

На основании данных таблиц был построен график зависимости удельных энергозатрат N_0 от скорости хладоносителя W_{si} для пластинчатого и кожухотрубного испарителей, который наглядно

демонстрирует влияние скорости на энергетическую эффективность каждого типа аппарата.

Тип аппарата	F , м ²	M , кг	L , м	B , м	S , м
Пластинчатый	10	52	1,3	0,5	0,2
Кожухотрубный	152	4329	5,6	1,9	1,3

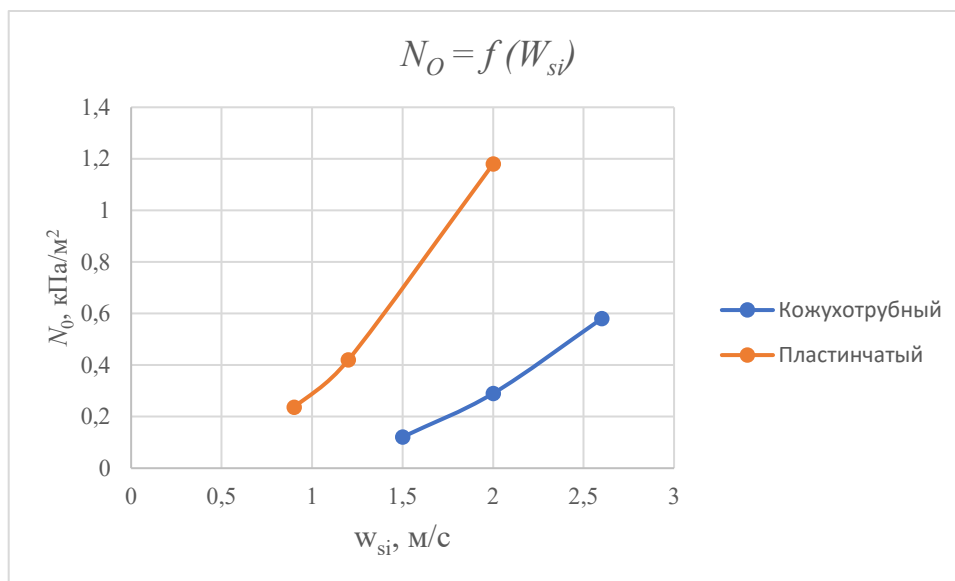


Рис 13.10 Сопоставление испарителей по энергетическим показателям

Библиографический список

1. Baha, M. *The Role of Refrigeration in Global Economy* [Электронный ресурс] / M. Baha, S. Hammami, J.-L. Dupont. – 3rd ed. // 60th Technical Brief on Refrigeration Technologies. – Paris : IIR, 2025. – URL: <http://dx.doi.org/10.18462/iir.TechBrief.04.2025> (дата обращения: 01.01.2025)
2. Данилова, Г. Н. *Теплообменные аппараты холодильных установок* / Г. Н. Данилова [и др.]. – Л. : Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1986. – 303 с.
3. Михеев, М. А. *Основы теплопередачи* / М. А. Михеев, И. М. Михеева. – 2-е изд., стереот. – М. : Энергия, 1977. – 344 с.
4. Исаченко, В. П. *Теплопередача : учебник для вузов* / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – М. : Энергия, 1975. – 488 с.
5. Юдаев, Б. Н. *Теплопередача : учебник для вузов* / Б. Н. Юдаев. – М. : Высшая школа, 1973. – 360 с.
6. *Теоретические основы хладотехники. Тепломассообмен* / под ред. Э. И. Гуйго. – М. : Агропромиздат, 1986. – 320 с. : ил.
7. Мамченко, В. О. *Пластинчатые теплообменники в низкотемпературной технике и биотехнологических процессах : учеб.-метод. пособие* / В. О. Мамченко, А. А. Малышев. – СПб. : НИУ ИТМО, ИХиБТ, 2014. – 116 с.
8. Приданцев, А. С. *Тепломассообменные аппараты низкотемпературных установок : учебно-методическое пособие* / А. С. Приданцев, Д. Д. Ахметлатыпова, А. А. Сагдеев. – Нижнекамск : Нижнекамский химико-технологический институт, 2013. – 88 с.
9. Дахин, С. В. *Расчет рекуперативных теплообменных аппаратов непрерывного действия : учеб. пособие* / С. В. Дахин. – Воронеж : Воронежский государственный технический университет, 2008. – 110 с.
10. Лабунцов, Д. А. *Механика двухфазных систем : учебное пособие для вузов* / Д. А. Лабунцов, В. В. Ягов. – М. : Изд-во МЭИ, 2000. – 374 с.
11. Кутепов, А. М. *Гидродинамика и теплообмен при парообразовании* / А. М. Кутепов, Л. С. Стерман, Н. Г. Стюшин. – М. : Высшая школа, 1986. – 448 с.
12. Spindler, K. *Flow Heat Transfer of R134a and R404A in a Micro-Fin Tube at Low Mass Fluxes and Heat Fluxes* / K. Spindler // Heat Mass Transfer. – 2009. – Vol. 45, no. 9. – Pp. 967–977.
13. Гоголин, А. А. *Интенсификация теплообмена в испарителях холодильных машин* / А. А. Гоголин, Г. Н. Данилова [и др.]. – М. : Легпромбытиздат, 1982. – 244 с.

- 14.Одишария, Г. Э. *Некоторые закономерности газожидкостных течений в трубах* / Г. Э. Одишария. – М. : Недра, 1978. – 270 с.
- 15.Малышев, А. А. *О расчете истинного паросодержания двухфазных потоков хладагентов в канале* / А. А. Малышев, Г. Н. Данилова // Машины и аппараты холодильной техники и кондиционирования воздуха : межвузовский сборник научных трудов / под ред. Г. Н. Даниловой. – Л. : ЛТИХН, 1981. – С. 100–108.
- 16.Малышев, А. А. *К вопросу определения режимов течения хладагентов в горизонтальных трубах* / А. А. Малышев, Б. Б. Земсков // Машины и аппараты холодильной техники и кондиционирования воздуха : межвузовский сборник научных трудов / под ред. Г. Н. Даниловой. – Л. : ЛТИХП, 1981. – С. 108–112.
- 17.Butterworth, D. A. *Comparison of Some Void Fraction Relationships for Co-current Gas-Liquid Flow* / D. A. Butterworth // International Journal of Multiphase Flow. – 1975. – Vol. 1, no. 6. – Pp. 845–850. DOI: 10.1016/0301-9322(75)90038-5.
- 18.Lockhart, R. W. *Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes* / R. W. Lockhart, R. C. Martinelli // Chemical Engineering Progress. – 1949. – Vol. 45. – Pp. 38–48.
- 19.Baroczy, C. J. *Correlation of Liquid Fraction in Two-Phase Flow with Application to Liquid Metals* / C. J. Baroczy // Atomics International. Division of North American Aviation, Inc., Canoga Park, CA, Report NAA-SR-8171, 1963.
- 20.Wallis, G. B. *One-Dimensional Two-Phase Flow* / G. B. Wallis // J. Fluid Mech. – 1970. – Vol. 42, no. 2. – Pp. 428–432. DOI: 10.1017/S0022112070211362.
- 21.Domanski, P. A. *Computer Modeling of the Vapor Compression Cycle with Constant Flow Area Expansion Device* / P. A. Domanski, D. Didion // NBS Building Science Series. – 1983. – Ser. 155. – 162 p.
- 22.Tandon, T. N. *Void Fraction Model for Annular Two-Phase Flow* / T. N. Tandon, H. K. Varma, C. P. Gupta // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1985. – Vol. 28, no. 1. – Pp. 191–198.
- 23.Zivi, S. M. *Estimation of Steady-State Steam Void Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production* / S. M. Zivi // Trans. ASME, Journal of Heat Transfer. – 1964. – Vol. 86. – Pp. 247–252.
- 24.Niño, V. G. *Characterization of Two-Phase Flow in Microchannels* / V. G. Niño, P. S. Hrnjak, T. A. Newell // ACRC TR-202, 2002. – 110 p.
- 25.Малышев, А. А. *О расчете истинного паросодержания двухфазных потоков хладагентов* / А. А. Малышев, Б. Б. Земсков // Машины и аппараты холодильной техники : межвузовский сборник научных трудов / под ред. Г. Н. Даниловой. – Л. : ЛТИХП, 1998. – С. 108–120.

26. Куадио, К. Ф. *Повышение энергоэффективности испарителей холодильных машин с внутриканальным кипением хладагентов* : дис. ... канд. техн. наук : 05.04.03 / Куадио Коффи Фабрис. – СПб. : Университет ИТМО, 2020. – 249 с.
27. Ховалыг, Д. М. *Теплоотдача при кипении хладагентов в малых каналах* / Д. М. Ховалыг, А. В. Бараненко // Вестник Международной академии холода. – 2013. – № 4. – С. 3–11.
28. Ховалыг, Д. М. *Закономерности динамики двухфазных потоков и теплообмена при кипении хладагента R134a в микроканалах* : дис. ... канд. техн. наук : 01.04.14 / Ховалыг Долаана Маадыр-ооловна. – СПб. : Университет ИТМО, 2013. – 148 с.
29. Малышев, А. А. *Теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков хладагентов* : учеб.-метод. пособие / А. А. Малышев, В. О. Мамченко, К. В. Киссер. – СПб. : Университет ИТМО, 2016. – 116 с.
30. Чиннов, Е. А. *Режимы двухфазного течения в микро- и мини-каналах* / Е. А. Чиннов, Ф. В. Роньшин, О. А. Кабов // Теплофизика и аэромеханика. – 2015. – Т. 22, № 3. – С. 275–297.
31. Шуршев, В. Ф. *Идентификация режимов течения двухфазных потоков холодильных агентов и их смесей с использованием фазовых диаграмм* / В. Ф. Шуршев, А. Н. Умеров // Вестник Астраханского гос. технического университета. – 2005. – № 2 (25). – С. 224–231.
32. Малышев, А. А. *Влияние режимов течения двухфазного потока хладагента R12 на теплоотдачу при кипении в горизонтальных трубах* / А. А. Малышев, Г. Н. Данилова, В. М. Азарсков, Б. Б. Земсков // Холодильная техника. – 1983. – № 11. – С. 35–38.
33. Baker, O. *Simultaneous Flow of Oil and Gas* / O. Baker // Oil & Gas Journal. – 1954. – Vol. 53. – Pp. 185–190.
34. Soliman, H. M. *Visual Studies of Flow Patterns During Condensation Inside Horizontal Tubes* / H. M. Soliman, N. Z. Azer // Heat Transfer. – 1974. – Vol. 3. – Pp. 241–245.
35. Бребер, Нейлен, Таборек. *Расчет конденсации чистых компонентов на стенке горизонтальной трубы с помощью критериев режимов течения* // Теплопередача. – 1980. – № 3. – С. 93.
36. Тандон, Варма, Гупта. *Режимы течения при конденсации бинарных смесей в горизонтальной трубе* // Теплопередача. – 1985. – Т. 107, № 2. – С. 161–166.
37. Ван дер Ягт, М. Ф. Г. *Двухфазный поток в испарителе* / М. Ф. Г. ван дер Ягт // Холодильная техника. – 1976. – № 7. – С. 42–43.
38. Mandhane, J. M. *Study of Flow Patterns During Condensation Inside Horizontal Tubes* / J. M. Mandhane, G. A. Gregory, K. Aziz // Intl. Journ. of Multiphase Flow. – 1974. – Vol. 1. – Pp. 533–537.

39. Taitel, Y. *Model for Predicting Flow Regime Transition in Horizontal and Near-Horizontal Gas-Liquid Flows* / Y. Taitel, A. E. Dukler // *AIChE Journal*. – 1976. – Vol. 22. – Pp. 47–55.
40. Малышев, А. А. *Локальные теплогидродинамические характеристики двухфазных потоков хладагентов в горизонтальных трубах* : автореф. дис. ... канд. техн. наук / А. А. Малышев. – Л. : ЛТИХП, 1980. – 20 с.
41. Малышев, А. А. *Новые методы прогнозирования режимов течения кипящих хладагентов в макро- и мини-каналах* / А. А. Малышев, К. В. Киссер, А. С. Филатов // *Вестник Международной академии холода*. – 2016. – № 2. – С. 67–70. DOI: 10.21047/1606-4313-2016-15-2-67-70.
42. Авдеев, Е. С. *Структурные диаграммы для двухфазного потока фреона-22 при кипении в горизонтальных трубах* / Е. С. Авдеев, В. С. Комаров, Л. М. Яременко // *Холодильная техника и технология : респ. межведомственный научный технический сборник*. – Киев : Техника, 1979. – Вып. 28. – С. 72–73.
43. Зан, В. *Визуальные исследования двухфазного потока при испарении в горизонтальных трубах* / В. Зан // *Теплопередача*. – 1964. – № 3. – С. 64–78.
44. Гардиенко, А. В. *Гидродинамика и теплообмен двухфазных потоков аммиака в горизонтальных трубах* / А. В. Гардиенко // *Вестник : Холодильная техника : республиканский межведомственный научный технический сборник*. – Киев : Техника, 1977. – № 25. – С. 56–58.
45. Костерин, С. И. *Исследование влияния диаметра и расположения трубы на гидродинамические сопротивления и структуру течения газожидкостной смеси* / С. И. Костерин // *Изв. АН СССР, ОТН*. – 1949. – № 12. – С. 1824–1832.
46. Данилова, Г. Н. *Интенсификация теплообмена в кожухотрубных испарителях* / Г. Н. Данилова, В. А. Дюндин, С. Н. Богданов // *Холодильная техника*. – 1981. – № 5. – С. 36–40.
47. Апицына, О. С. *Методика моделирования теплопереноса в испарителях теплохладоэнергетических комплексов при кипении рабочего вещества в мини- и макроканалах* / О. С. Апицына, А. А. Малышев, А. В. Зайцев, О. С. Малинина, В. Е. Игнатьев // *Вестник Международной академии холода*. – 2022. – № 4(85). – С. 52–59.
48. Апицына, О. С. *Моделирование тепло-гидродинамических параметров при кипении хладагентов в стесненном пространстве* / О. С. Апицына, А. А. Малышев, А. В. Зайцев, К. В. Киссер // *Техника и технология нефтехимического и нефтегазового производства : материалы 12-й международной научной технической конференции (Омск, Россия, 16–19 февраля 2022 г.)*. – 2022. – С. 116.

49. Rohsnow, W. M. *Heat Transfer Thermique à des Frigorigènes en Ébullition avec Accompagnement Forcé dans un Tube Horizontal* / W. M. Rohsnow // *Revue générale du froid*. – 1977. – Vol. 68. – Pp. 489–508.
50. Chen, J. C. *Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Liquids in Convective Flow* / J. C. Chen // *Industrial Engineering Chemistry Process Design and Development*. – 1966. – Vol. 5. – Pp. 322–337.
51. Dengler, S. A. *Study of Heat Transfer to Organic Liquids in Single-Tube Natural Circulation Vertical Tube Boilers* / S. A. Dengler, R. D. Talty // *Chemical Engineering Progress Symposium Series*. – 1956. – Vol. 52, no. 18. – Pp. 66–77.
52. Боришанский, В. М. *Теоретическое обоснование теплового расчета парогенератора в докритическом режиме* / В. М. Боришанский // *Состояние и перспективы проектирования парогенераторов АЭС с водо-воздушными реакторами : сборник научных трудов ЦКТИ*. – Л. : Машгиз, 1971. – Вып. 108. – С. 25–35.
53. Малышев, А. А. *Перспективные направления исследований теплогидродинамических характеристик кипящих хладагентов в стесненных пространствах* / А. А. Малышев, К. В. Киссер, С. Е. Омелечко // VII международная научно-техническая конференция «Низкотемпературные и пищевые технологии в XXI веке» : материалы конференции. – 2015. – № 1. – С. 159–161.
54. Малышев, А. А. *Исследования режимов течения двухфазных потоков хладагентов в горизонтальных трубах* / А. А. Малышев, А. С. Большакова, К. В. Киссер // *Научный журнал НИУ ИТМО. Серия: Холодильная техника и кондиционирование*. – 2014. – № 3(16). – С. 61–70.
55. Апицына, О. С. *Теплообмен при парообразовании хладагентов в ограниченном пространстве* : дис. ... канд. техн. наук : 01.03.14 / Апицына Ольга Сергеевна. – СПб. : Университет ИТМО, 2024. – 220 с.
56. *Метод оптимизации параметров теплообменных аппаратов ФЭС* / А. Н. Иосилиани, А. А. Михалевич, В. В. Нестеренко. – М. : Наука и техника, 1981. – 140 с.
57. Иванов, А. Н. *Теплообменное оборудование промышленных предприятий* : учебное пособие / А. Н. Иванов, В. Н. Белоусов, С. Н. Смородин. – СПб. : ВШТЭ СПбГУПТД, 2016. – 184 с.
58. Попов, И. А. *Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена* / И. А. Попов. – Казань : Центр инновационных технологий, 2009. – 560 с.
59. Белозерцев, В. Н. *Интенсификация теплообмена* : учебное пособие / В. Н. Белозерцев. – Самара : Изд-во Самарского университета, 2018. – 208 с. : ил.

60. Дюндин, В. А. *Теплообмен при кипении хладагента на поверхности с покрытиями* / В. А. Дюндин, Г. Н. Данилова // Теплообмен и гидродинамика. – 1977. – С. 15–30.
61. Чумак, И. Г. *Интенсификация теплообмена при кипении хладонов на поверхности трубы* / И. Г. Чумак, Л. В. Малая // Холодильная техника. – 1979. – № 2. – С. 31–34.
62. Гортышов, Ю. Ф. *Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования* : монография / Ю. Ф. Гортышов, И. А. Попов, В. В. Олимпиев, А. В. Щелчков, С. И. Каськов. – Казань : Центр инновационных технологий, 2009. – 531 с.
63. Афанасьев, И. В. *Перспективные методы oreбрения теплообменных аппаратов* / И. В. Афанасьев // Современные наукоемкие технологии. – 2019. – № 7. – С. 114–120.
64. Бараненко, А. В. *Абсорбционные преобразователи теплоты* : монография / А. В. Бараненко, Л. С. Тимофеевский, А. Г. Долотов [и др.]. – СПб. : Изд-во СПбГУНиПТ, 2005. – 337 с. ISBN 5-89565-116-X.
65. Hyun Jin Doo, Doseong Yun. *Performance Characteristics of New Enhanced Heat Transfer Tubes for Evaporator/Absorber in Absorption Chiller* / Hyun Jin Doo, Doseong Yun // Applied Thermal Engineering. – 2025. – Vol. 279. – Art. 128083.
66. *Холодильные машины* : учебник / под ред. Л. С. Тимофеевского. – СПб. : Политехника, 2006. – 944 с.
67. *Тепловые и конструктивные расчеты холодильных машин, тепловых насосов и термотрансформаторов*. Ч. 1. Расчет циклов, термодинамических и теплофизических свойств рабочих веществ : учебное пособие / Л. С. Тимофеевский, В. И. Пекарев, Н. Н. Бухарин и др. ; под ред. Л. С. Тимофеевского. – СПб. : СПбГУНиПТ, 2006. – 260 с.
68. *Тепловые и конструктивные расчеты холодильных машин* : учебное пособие / Е. М. Бамбушек, Н. Н. Бухарин, Е. Д. Герасимов и др. ; под ред. И. А. Сакуна. – Л. : Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1987. – 423 с. : ил.
69. Богданов, С. Н. *Холодильная техника. Кондиционирование воздуха. Свойства веществ* : справочник / С. Н. Богданов, С. И. Бурцев, О. П. Иванов, А. В. Куприянова ; под ред. С. Н. Богданова. – 4-е изд., перераб. и доп. – СПб. : СПбГАХПТ, 1999. – 320 с.
70. Дыскин, Л. М. *Современные методы термодинамического анализа в теплоэнергетике* : учебное пособие / Л. М. Дыскин. – Нижний Новгород: Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, 2018. – 133 с. ISBN 978-5-528-00275-0.

71. Кириллин, В. А. *Техническая термодинамика* / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. – М. : Издательство МГТУ имени Н. Э. Баумана, 2008. – 472 с. : ил.
72. *Техническая термодинамика* : учебное пособие / под ред. профессора. Гуйго Э. И. – 2-е изд., испр. и доп. – Л. : Издательство Ленинградского университета, 1984. – 296 с.
73. Малышев А.А., Рябова Т.В. Основы мировой энергетики: Учеб.-пособие. СПб.: Университет ИТМО, 2022 - 201 с.
74. Теплообменные аппараты: учебное пособие/ Составители: Закиров М.А., Теляков Э.Ш., Осипов Э.В; Минобрнауки России, Казан. нац. исслед. технол. ун-т. – Казань: Изд-во АН РТ, 2021. – 196 с. ISBN 978-5-9690-0882-3.
75. Revathi E, Deepak V, S. Vengadesan. Dynamics of a Rising Taylor Drop in a Stagnant Shear-Thinning Liquid. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 2023, 62 (27), 10644-10656.
76. Vilayil Deepak, Sankaranarayanan Vengadesan. Droplet Velocity and Film Thickness Studies of an Elongated Taylor Droplet in a Microchannel and Characterization Using Machine Learning. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 2025, 64 (17), 8908-8921.
77. Revathi E, Deepak V, S. Vengadesan. Dynamics of a Rising Taylor Drop in a Stagnant Shear-Thinning Liquid. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 2023, 62 (27) , 10644-10656.
78. Lannes D., and Ming M., “The Kelvin-Helmholtz instabilities in two-fluids shallow water models,” in *Hamiltonian Partial Differential Equations and Applications*, edited by Guyenne, P., Nicholls, D., and Sulem, C. (Springer, 2015), pp. 185–234, Eqs. (3) and (33).
79. Хо Вьет Хынг Интенсификация теплообмена при кипении хладагента К410 и его смеси с маслом на трубах с развитой поверхностью в испарителях судовых холодильных машин. Автореферат кандидатской диссертации 2013 г. Астрахань.
80. MATLAB. Версия R2025a : программа / The MathWorks, Inc. Нatick, 2025. Лицензия: коммерческая. URL: <https://www.mathworks.com/products/matlab.html>.
81. Ayub, Zahid H.; Abbas, Ahmad; Ayub, Adnan H.; Khan, Tariq S.; Chattha, Javed A. (2017). Shell side direct expansion evaporation of ammonia on a plain tube bundle with exit superheat effect. *International Journal of Refrigeration*, 76, 126–135. doi:10.1016/j.ijrefrig.2017.02.001
82. Приданцев А.С. Тепломассообменные аппараты низкотемпературных установок: учебно-методическое пособие / А.С. Приданцев, Д.Д. Ахметлатыпова, А.А. Сагдеев. – Нижнекамск : Нижнекамский химико-технологический институт (филиал) ФГБОУ ВПО «КНИТУ», 2013. – 88 с.

Малышев Александр Александрович
Апицына Ольга Сергеевна
Бараненко Александр Владимирович
Малинина Ольга Сергеевна

Интенсификация и оптимизация процессов в элементах тепло- хладэнергетических комплексов

Учебное пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, литер А