

Министерство образования и науки Российской Федерации
Калужский филиал федерального государственного бюджетного
образовательного учреждения высшего профессионального образования
«Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет)»
(КФ МГТУ им. Н.Э. Баумана)

На правах рукописи



Кондратьев Антон Викторович

**РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛООБМЕННЫХ
АППАРАТОВ С КОНДЕНСАЦИЕЙ ПАРА ВНУТРИ ТРУБ**

Специальность 05. 04. 12 –
«Турбомашины и комбинированные турбоустановки»

Диссертация
на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель –
доктор технических наук,
профессор
Мильман Олег Ошеревич

Научный консультант –
кандидат технических наук,
доцент
Жинов Андрей Александрович

Калуга – 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Глава 1 Обзор литературных источников и постановка задачи исследования.....	9
1.1 Конденсация неподвижного пара.....	9
1.2 Конденсация движущегося пара.....	17
1.3 Конденсация пара из паровоздушной смеси.....	20
1.4 Режимы течения двухфазных сред.....	22
1.5 Потери давления при движении конденсирующегося пара.....	31
1.6 Выводы. Постановка задачи исследования.....	39
Глава 2 Особенности течения перегретого и насыщенного пара в трубах и каналах.....	41
2.1 Влияние схемы движения теплоносителей на гидравлическое сопротивление и теплоотдачу перегретого и насыщенного пара.....	41
2.2 Теплообмен при конденсации перегретого пара.....	51
2.3 Потери давления при конденсации пара.....	54
2.4 Выводы по главе 2.....	58
Глава 3 Описание экспериментальных установок и методики проведения эксперимента.....	59
3.1 Описание экспериментальных установок.....	59
3.2 Методика проведения экспериментов.....	66
3.3 Оценка погрешности экспериментов.....	83
3.4 Выводы по главе 3.....	87
Глава 4 Результаты экспериментальных исследований.....	88
4.1 Результаты измерений температуры конденсирующегося пара в среднем сечении теплообменной трубы.....	88
4.2 Результаты измерения перегрева и потерь давления конденсирующегося в трубе пара.....	89
4.3 Результаты измерений температуры перегрева пара.....	92
4.4 Выводы по главе 4.....	94

Глава 5 Анализ полученных результатов.....	95
5.1 Сопоставление теоретических и экспериментальных данных по соотношению потерь давления конденсирующегося пара.....	95
5.2 Сопоставление расчётных и экспериментальных данных по температуре перегрева.....	97
5.3 Выводы по главе 5.....	98
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	99
Список сокращений и условных обозначений	100
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	102

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. В настоящее время возрастает интерес к воздушным конденсаторам в связи с обострением глобальной мировой проблемы нехватки пресной воды во многих районах мира. Использование воздушных конденсаторов позволит сократить тепловое загрязнение водоёмов, приводящее к снижению в них качества воды и смене видового состава. Актуальным становится использование воздушных конденсаторов (ВК) с конденсацией пара внутри оребрённых труб в засушливых районах планеты, а также в мегаполисах, где охлаждающая вода либо отсутствует, либо её использование нецелесообразно по экологическим и экономическим причинам.

Экологические требования в последние годы ужесточились настолько, что дальнейший рост мощностей теплоэлектростанций можно осуществлять либо за счёт использования воздушных конденсаторов, либо ориентируясь на оборотные системы водоснабжения с градирнями и брызгальными бассейнами. Однако при использовании мокрых градирен охлаждение осуществляется в основном за счёт испарения воды, что приводит к уносу влаги и накоплению солей в оборотном контуре охлаждения. Таким образом, водный режим с одной стороны оказывается вредным для оборудования в связи с низким качеством воды, а с другой является источником загрязнения окружающей среды водяными парами.

Исследование процессов конденсации в настоящей работе выполнено на базе ВК, но сущность процессов актуальна для различных теплообменных аппаратов с конденсацией пара внутри труб.

ВК по сравнению с системами оборотного охлаждения (испарительными) имеют объективные преимущества:

- полное отсутствие привязки к источникам водоснабжения;
- отсутствие выброса водяных паров в атмосферу в процессе работы.

В связи с ростом масштабов использования ВК растёт и актуальность фундаментальных и прикладных исследований, ориентированных на использование в их проектировании. Это определяет актуальность данной работы, а также её место в энергетике.

Целью диссертационной работы являлось расчётно-экспериментальное исследование работы теплообменников с конденсацией насыщенного и перегретого пара внутри труб при различных схемах движения теплоносителей.

Для достижения поставленной цели в работе **решались следующие задачи**:

- расчётное соотношение величины потерь давления пара, конденсирующегося в охлаждаемой трубе при различных схемах движения теплоносителей;
- расчётная оценка влияния температуры перегрева пара на входе в теплообменную трубу на температуру перегрева пара на выходе из трубы с учётом переменности коэффициента теплоотдачи пара, связанной со снижением скорости его движения по мере конденсации в трубе;
- экспериментальное определение величины гидравлических потерь перегретого и насыщенного пара, конденсирующегося внутри охлаждаемой трубы при прямоточной и противоточной схемах движения пара и охлаждающей воды;
- экспериментальное определение величины перегрева пара на выходе из теплообменной трубы при различных значениях перегрева пара на входе в неё;
- анализ полученных данных и сравнение результатов экспериментальных исследований с результатами расчёта;
- разработка рекомендаций по расчёту течений при конденсации пара внутри вертикальных и наклонных труб.

Научная новизна работы состоит в том, что в ней впервые:

1. теоретический анализ показал, что параметры процесса конденсации насыщенного и перегретого пара в трубах и каналах зависят от схемы движения охлаждающего теплоносителя. В частности, показано, что при прямотоке и противотоке изменение расхода конденсирующегося пара по длине трубы имеет существенно различный характер, и, как следствие, различное гидравлическое сопротивление трубы по пару;
2. проведены экспериментальные исследования и получены соотношения потерь давления пара, конденсирующегося в трубе, при прямоточной и

противоточной схемах движения теплоносителей. Экспериментально подтверждено, что потери давления конденсирующегося внутри трубы пара при противотоке всегда больше, чем при прямотоке;

3. предложена методика оценки соотношения потерь давления при противотоке, прямотоке и перекрестном токе. Основным определяющим

параметром этого соотношения является величина

$$NTU = \frac{kF}{c_{охл} G_{охл}} ;$$

4. проведены экспериментальные исследования течения перегретого пара внутри наклонных труб. Зафиксирован перегрев пара на выходе из трубы;
5. разработана методика расчёта температуры перегретого пара на выходе из трубы, учитывающая характер движения теплоносителей и позволяющая оценить величину перегрева.

Теоретическая и практическая значимость работы определяется тем, что результаты, полученные при её выполнении, вносят важный вклад в понимание процессов, протекающих при движении двухфазных потоков внутри труб при наличии фазового перехода.

Они могут быть использованы в следующих практических ситуациях:

- определение величины потерь давления с учётом схемы движения теплоносителей при проектировании теплообменных аппаратов с конденсацией пара внутри труб;
- расчёт величины перегрева пара на выходе из теплообменного аппарата в зависимости от параметров теплообмена и величины перегрева на входе.

Методология и методы исследования. В диссертационной работе использованы как расчётный, так и экспериментальный методы исследования, что позволяет верифицировать результаты расчётных исследований путём сопоставления их с экспериментальными данными. Также была проведена оценка погрешностей эксперимента, позволяющая сделать заключение о достоверности его результатов.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту:

1. результаты теоретического и экспериментального исследования конденсации насыщенного и перегретого пара внутри труб при различных схемах движения теплоносителей;
2. методика расчёта температуры перегретого пара на выходе из теплообменной трубы с учётом переменности коэффициента теплоотдачи пара, связанной со снижением скорости его движения по мере конденсации в трубе;
3. методика оценки соотношения потерь давления конденсирующегося пара в конденсаторе при прямотоке, противотоке и перекрёстном токе.

Достоверность полученных результатов обеспечена корректной постановкой задачи и планирования эксперимента, использованием измерительных приборов, имеющих требуемый уровень точности в диапазоне измеряемых величин. Обработка результатов выполнена с использованием стандартных методик.

Личный вклад автора. Автор лично участвовал в постановке задач и планировании эксперимента, был задействован на всех этапах создания экспериментального стенда, самостоятельно проводил эксперименты, осуществлял измерения и обработку результатов измерений, принимал участие в разработке методики расчёта температуры перегретого пара на выходе из теплообменной трубы с учётом переменности коэффициента теплоотдачи пара и методики оценки соотношения потерь давления при различных схемах движения теплоносителей. Лично проводил анализ и обобщение результатов численного расчёта и экспериментальных исследований.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на Шестой Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ-6) (Москва, МЭИ, 2014), XIII Всероссийской Школы-конференции с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (Новосибирск, ИТФ СО РАН 2014), Всероссийской научно-технической конференции «Наукоёмкие технологии в

приборо- и машиностроении и развитие инновационной деятельности в вузе» (Калуга, КФ МГТУ, 2015), I Всероссийской научной конференции «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Ялта, 2016), Юбилейной конференции Национального Комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена» и XXI Школе-семинаре молодых учёных и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (Санкт-Петербург, СПбПУ, 2017), Всероссийской конференции с элементами школы для молодых ученых «XXXIV Сибирский теплофизический семинар, посвященный 85-летию академика А.К. Реброва» (Новосибирск, 2018).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 5 работ, в том числе 5 статей в ведущих рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК РФ по направлению 05.04.12 (Теплоэнергетика, Теплофизика высоких температур, Вестник Московского энергетического института, Известия Российской академии наук. Энергетика). Список работ приведен в конце автореферата.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и библиографического списка из 79 наименований. Её общий объём составляет 109 страниц, включая 26 рисунков и 4 таблицы.

Диссертационная работа была выполнена в 2014-2018гг. в КФ МГТУ им. Н.Э. Баумана и Межведомственной научно-исследовательской лаборатории им. д.т.н., проф. В.А. Фёдорова.

Глава 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1 Конденсация неподвижного пара

Существует два механизма конденсации паров: капельный и плёночный [1, 2]. В случае капельной конденсации, которая происходит на несмачиваемых или плохо смачиваемых поверхностях, конденсат собирается на теплообменной поверхности в виде отдельных капель, а в случае плёночной – в виде сплошной плёнки. Коэффициент теплоотдачи для капельной конденсации на порядок выше, чем для плёночной, что делает капельную конденсацию привлекательной. Однако данный вид конденсации крайне неустойчив, что затрудняет его использование в промышленных теплообменных аппаратах. Существует ряд приёмов, позволяющих добиться капельной конденсации пара в аппарате, направленных либо на снижение смачиваемости теплообменной поверхности за счёт нанесения на неё различных гидрофобизаторов, либо на разрушение плёнки конденсата путём создания в ней градиента напряжений при помощи введения в пар следовых количеств этанола и возникновения эффекта Марангони. Тем не менее, данные методы не нашли широкого применения в технике из-за высокой сложности реализации и низкой надёжности.

В первые недели эксплуатации промышленных конденсаторов может иметь место капельная конденсация, особенно если теплообменные трубы имеют низкое значение шероховатости [3]. Затем металл труб неизбежно покрывается оксидной плёнкой, и режим конденсации сменяется на плёночный. Поскольку данное исследование выполняется в отношении воздушно-конденсационных установок, вариант с капельной конденсацией исключён из рассмотрения как фактически в них не реализуемый.

При конденсации чистого пара происходит непрерывная передача тепла от конденсирующегося пара к теплообменной поверхности через возникающую на ней плёнку конденсата. В промышленных установках невозможно достичь абсолютной герметичности, исключающей попадание воздуха в пар, поэтому фактически внутри них происходит конденсация пара, содержащего

неконденсирующиеся газы. В процессе конденсации такого пара происходит накопление неконденсирующихся газов возле поверхности конденсации, ухудшающее теплоотдачу от пара и ведущее к возникновению диффузионного движения этих газов из области с высокой концентрацией (вблизи зоны конденсации) в область с низкой концентрацией (ядро потока пара), то есть навстречу пару, движущемуся в область конденсации, что существенно усложняет расчёт. Это явление было описано в позапрошлом веке Стефаном, поэтому имеет название Стефанова потока [4].

В качестве центров конденсации водяного пара могут выступать не только макрообъекты, но и, к примеру, атомы неконденсирующихся газов или микрочастицы твёрдых примесей. Тогда можно говорить об объёмной конденсации пара. Она может иметь место при возникновении пересыщенного пара, например, при охлаждении насыщенного пара. Так как такое состояние пара является термодинамически неустойчивым, происходит его объёмная конденсация до состояния насыщения.

Теоретическое решение вопросов теплоотдачи при плёночной конденсации было впервые предложено Нуссельтом [5]. Он рассматривал задачу конденсации неподвижного пара на вертикальной стенке, приняв следующие допущения:

- режим течения плёнки ламинарный по всей высоте стенки;
- движению конденсатной плёнки противодействуют только силы вязкости;
- температура жидкости в месте касания стенки совпадает с температурой стенки;
- температура наружной стороны плёнки конденсата равна температуре насыщения пара, то есть отсутствует температурный скачок на границе раздела фаз;
- тепло передаётся через плёнку охлаждающей стенке только путём теплопроводности;

- отсутствует передача касательного напряжения на поверхности пара и конденсата;
- удельный вес и коэффициенты теплопроводности и вязкости конденсата постоянны по толщине плёнки и определяются её средней температурой.

В результате было получено уравнение движения для стекающей конденсатной плёнки:

$$\eta \cdot \frac{d^2 \omega}{dy^2} = -\rho g, \quad (1.1)$$

где η – динамическая вязкость конденсата, Па·с;

ω – скорость движения плёнки, м/с;

ρ – плотность конденсата, кг/м³.

С учётом следующих граничных условий:

$$y = 0, \quad \omega = 0, \quad y = \delta.$$

В. Нуссельтом была получена следующая зависимость для толщины плёнки:

$$\delta = \left(\frac{4\lambda_k \vartheta \eta_k x}{\rho_k^2 g r} \right)^{1/4}, \quad (1.2)$$

где $\vartheta = t_s - t_{ст}$ – температурный напор, °С;

λ_k – коэффициент теплопроводности конденсата Вт/(м·К);

η_k – динамическая вязкость конденсата, Па·с;

ρ_k – плотность конденсата, кг/м³;

r – скрытая теплота парообразования, кДж/кг;

g – ускорение свободного падения, м/с²;

x – расстояние до верхней кромки поверхности охлаждения, м.

Коэффициент теплоотдачи – величина, обратно пропорциональная толщине плёнки:

$$\alpha = \frac{\lambda_k}{\delta}. \quad (1.3)$$

С учётом (1.3) Нуссельт получил уравнение для среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации неподвижного пара:

$$\alpha_n = A \left(\frac{\lambda_k^3 \rho_k^2 g r}{4 \eta_k h} \right)^{1/4}, \quad (1.4)$$

где A – коэффициент пропорциональности, $A=0,943$.

Уравнение (1.4) известно как классическая формула Нуссельта.

Полученная формула справедлива для описания конденсации различных рабочих тел, а их теплофизические показатели определяются по средней температуре.

Аналогичное уравнение было получено авторами [6] и [7]. Оно было получено с использованием теории размерностей.

$$\alpha \left(\frac{\nu_k^2}{\lambda_k^3 g} \right)^{1/3} = f \left(\frac{4\Gamma}{\mu_k} \right). \quad (1.5)$$

Здесь $\frac{4\Gamma}{\mu_k}$ – число Рейнольдса конденсата для учетверённой толщины плёнки;

$\Gamma = \omega \delta \rho$ объёмный расход жидкости в плёнке на единицу её ширины, $\text{м}^2/\text{с}$;

ν_k – кинематическая вязкость конденсата, $\text{м}^2/\text{с}$;

λ_k – коэффициент теплопроводности конденсата, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$;

g – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$.

Также используя теорию размерностей, С.С. Кутателадзе получил следующее критериальное уравнение для плёночной конденсации чистого неподвижного пара [8]:

$$\frac{\alpha l}{\lambda_k} = f \left(\frac{g l^3 \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_k} \right)}{\nu_k^2} \right). \quad (1.6)$$

Здесь ν_k – кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$;

ρ_n – плотность пара, $\text{кг}/\text{м}^3$;

ρ_k – плотность конденсата, $\text{кг}/\text{м}^3$;

l – линейный размер поверхности конденсации, м;

g – ускорение свободного падения, м/с^2 .

По мнению С.С. Кутателадзе, при формировании критериев теплообмена нет нужды в содержании линейного размера поверхности конденсации l во всех критериях сразу. Предложено сохранить его только в критерии Архимеда, поскольку гравитация воздействует на конденсат при любом режиме его течения.

$$Ar = \frac{gl^3 \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_k}\right)}{\nu_k^2} . \quad (1.7)$$

Здесь g – ускорение свободного падения, м/с^2 ;

ρ – плотность, кг/м^3 ;

l – линейный размер поверхности конденсации, м;

ν_k – кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$.

При этом все остальные критерии не должны включать в себя линейный размер.

С.С. Кутателадзе [8] также заметил, что число Рейнольдса конденсата и есть комбинация критериев Nu , K , Pr , где $K = \frac{r}{c_p \cdot \vartheta}$ – тепловой критерий фазового превращения, введенный Кутателадзе.

Выражение для определения среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации неподвижного пара при условии постоянства температуры стенки принимает вид:

$$Nu_L = 0.943 (Ar Pr K)^{1/4}, l = L \text{ — для вертикальной стенки,} \quad (1.8)$$

где μ_k – динамическая вязкость, $\text{Па} \cdot \text{с}$;

q – плотность теплового потока, Вт/м^2 ;

L – длина стенки, м;

r – теплота парообразования, Дж/кг .

Через число Рейнольдса:

$$Nu = 0.925 Re^{-1/3}, Re = \frac{qL}{\mu_k r} . \quad (1.9)$$

Формула Нуссельта была получена при введении большого числа упрощений. Поэтому было опубликовано большое количество работ, посвящённых введению в неё различных поправок [9–16]. Впрочем, ощутимого влияния эти поправки не имели.

Среди предложенных поправок можно выделить учёт влияния переменности физических параметров конденсата, исследованного такими учёными, как Д.А. Лабунцов, К.Д. Воскресенский, Денни, Путс и Миллс.

В своей работе [17] Д.А. Лабунцов показал, что если физические свойства конденсата брать по температуре насыщения, то влияние температурного фактора может быть учтено через введение следующей поправки в правую часть уравнения Нуссельта:

$$\varepsilon_t = \left[\frac{(\lambda_{ст}/\lambda_n)^3}{\mu_n/\mu_{ст}} \right]^{1/8} . \quad (1.10)$$

Индексы «ст» и «н» означают, что данный коэффициент нужно брать по поверхности стенки и температуре насыщения.

Поправка, введённая Д.А. Лабунцовым, хорошо учитывает влияние физических свойств конденсата на теплоотдачу, что было экспериментально показано автором [18].

Поправку на волновое течение плёнки конденсата впервые предложил П.Л. Капица [19,20]. Согласно его допущению, волновое течение плёнки конденсата имеет некоторую периодичность, а её толщина во времени может быть описана для любого вертикального сечения x при помощи синусоидального закона. При этом эффективная толщина плёнки, вычисленная по Капице, оказывалась меньше, чем определённая по Нуссельту. Таким образом, средний коэффициент теплоотдачи для турбулентного течения оказывается выше, чем для ламинарного.

Поправка на турбулентное течение плёнки конденсата может быть представлена как функция от числа Рейнольдса плёнки:

$$\varepsilon_v = Re^{0,04} . \quad (1.11)$$

С учётом вышеприведенных поправок формула для вычисления среднего коэффициента теплоотдачи для неподвижного чистого пара на вертикальной стенке будет иметь следующий вид:

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_N \varepsilon_t \varepsilon_v, \quad (1.12)$$

где $\bar{\alpha}_N$ – коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по формуле Нуссельта, в которой все физические характеристики конденсата взяты по температуре насыщения.

Величина переохлаждения конденсата также оказывает влияние на процесс конденсации чистого пара. В своих работах С.С. Кутателадзе [21] вводил поправку на переохлаждение конденсата при определении числа Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{ql}{\mu_k r \left(1 + \frac{\varphi}{K}\right)}, \quad (1.13)$$

где q – плотность теплового потока, Вт/м²;

r – скрытая теплота парообразования, Дж/кг;

μ_k – динамическая вязкость конденсата, Па·с;

K – критерий Кутателадзе.

Другие авторы учитывали переохлаждение конденсата при определении коэффициента теплоотдачи. Например, Л. Бромли в своей работе [22] предложил следующую формулу для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = \left(\frac{1 + \frac{3}{8}K}{\left(1 + \frac{11}{40}K\right)^{3/4}} \right) \cdot 0.728 \left(\frac{\lambda_k^3 \rho_k^2 g r}{\mu_k D \Delta T} \right)^{1/4}. \quad (1.14)$$

Скачок температур на границе раздела фаз при конденсации пара обусловлен совокупностью процессов конденсации молекул пара, захватываемых поверхностью конденсатной плёнки и испарения молекул воды, отрывающихся от этой плёнки. Кроме того, часть молекул пара отражаются от поверхности конденсатной плёнки и возвращаются обратно в поток. В результате в поверхностном слое пара, имеющем толщину порядка средней длины свободного

пробега, навстречу друг другу движутся два потока молекул с различной температурой. Этот слой носит название кнудсеновского, а температура пара в нём в среднем отлична от температуры поверхности конденсатной плёнки. В теории сплошных сред перепад температур в слое такой малой толщины рассматривается как скачок [23]. Из ряда экспериментальных исследований известно, что при конденсации чистого водяного пара с давлением выше 10 кПа скачок конденсации отсутствует.

Впрочем, в работах Л.Д. Бермана [24], показано, что и при меньших давлениях температурный скачок невелик.

Также очевидно, что влияние поверхностного натяжения на процесс конденсации достаточно велико, поскольку тесно связано с таким параметром, как смачиваемость поверхности. Чем выше поверхностное натяжение конденсирующегося вещества, тем более вероятно возникновение капельной конденсации. При конденсации паров жидких металлов, имеющих высокий коэффициент поверхностного натяжения, наблюдается капельная конденсация в широком диапазоне температур [25].

Авторы [26] предложили учитывать величину поверхностного натяжения при конденсации пара. Ими было выявлено, что конденсат обычно стекает не в виде сплошной плёнки, а струями и каплями. Также они показали, что при значениях критерия Вебера $W \sim 1$ коэффициент теплоотдачи с учётом поверхностного натяжения конденсатной плёнки на 5% выше по сравнению с каноническим уравнением Нуссельта.

Результаты экспериментальных исследований могут несколько отличаться от теоретических значений, определённых по формуле Нуссельта по следующим причинам:

- влияние скорости пара;
- влияние неконденсирующихся примесей в паре;
- температура стенки определялась с некоторой погрешностью;
- нестабилизированное течение.

Каноническое уравнение Нуссельта выведено для ламинарной плёнки конденсата. Предложены поправки на турбулентное течение плёнки, а также на переменность физических свойств конденсата в сечении плёнки. Как показали более подробные исследования процессов конденсации, проведённые авторами [9, 27–30], основные закономерности Нуссельтом были отражены верно, и, при некоторых ограничениях, его формула остаётся справедливой.

1.2 Конденсация движущегося пара

Впервые влияние скорости движения пара на величину теплоотдачи было исследовано Нуссельтом [5]. Им было предложено соотношение коэффициентов теплоотдачи для неподвижного и движущегося пара, зависящее от параметра Π :

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_n} = f(\Pi) \quad (1.15)$$

где параметр Π определяется по следующей формуле:

$$\Pi = \frac{\omega_{\Pi}^2 \rho_{\Pi} d_{\Pi}}{g \lambda_{\kappa} \rho_{\kappa}}; \quad (1.16)$$

ω – скорость, м/с;

$\rho_{\Pi}, \rho_{\kappa}$ – плотность пара и конденсата, кг/м³.

Данное уравнение справедливо для постоянной скорости пара около всей поверхности конденсации.

Также следует отметить, что направление движения пара также оказывает влияние на процесс его конденсации. При спутном движении пара и конденсата пар ускоряет конденсатную плёнку, вследствие чего она истончается. Если же пар движется в противоположном направлении относительно конденсата, происходит торможение последнего с увеличением толщины плёнки и снижением коэффициента теплоотдачи.

При движении пара в трубе в результате конденсации его расход и, соответственно, скорость будет постепенно снижаться. Учёт снижения скорости пара был осуществлён С.С. Кутателадзе [31] через введение величины относительного сконденсировавшегося на поверхности пара:

$$\varepsilon = \frac{G_n'}{G_n''}, \quad (1.17)$$

где G_n' и G_n'' – расход пара на входе и выходе из теплообменной поверхности.

Он показал, что при малых ε допустимо принимать среднее арифметическое значение скорости на входе и выходе из трубы. Кроме того, он считал, что при рассмотрении отношения коэффициентов теплопередачи движущегося и неподвижного пара для вертикальных и горизонтальных труб будет различным лишь коэффициент сопротивления, а общий вид функциональной зависимости сохранится неизменным.

Фуксом С.Н. [32] получено большее влияние скорости конденсирующегося пара на его коэффициент теплоотдачи, чем показал Нуссельт. Это вызвано тем, что Нуссельт рассматривал только истончение плёнки за счёт её ускорения движущимся паром. На деле же воздействие пара на плёнку конденсата носит периодический характер и вызывает её возмущения, что может приводить к ламинарно-турбулентному переходу режима течения.

Исаченко В.П. [33] были проведены экспериментальные исследования влияния скорости движения насыщенного пара в вертикальной трубе на теплоотдачу.

В результате была получена следующая зависимость для коэффициента теплоотдачи:

$$\frac{\alpha_x}{\alpha_{0x}} = \sqrt{0,005\varphi + \sqrt{(0,005\varphi)^2 + 1}}, \quad (1.18)$$

$$\text{Здесь } \varphi = \frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \left(\frac{v_n}{v_{жс}} \right)^2 \frac{\text{Re}_{пл}^2}{\text{Ga}_{жсd}^{2/3}} \text{Re}_{жсx}^{-0,28} \varepsilon_t; \quad (1.19)$$

$$\text{Re}_{пл} = \frac{w_n d}{v_n}; \quad (1.20)$$

$$\text{Ga}_{жсd} = \frac{g d^3}{v_{жс}^2}; \quad (1.21)$$

$$\text{Re}_{жсx} = \frac{q_c x}{r \mu_{жс}}; \quad (1.22)$$

w_n – средняя скорость пара в сечении x .

Индексы «п» и «ж» обозначают пар и жидкость (конденсат) соответственно. Теплофизические параметры пара и конденсата определялись по температуре насыщения.

Уравнения (1.18) и (1.19) справедливы в диапазоне чисел Рейнольдса $1,8 \cdot 10^3 < Re < 17 \cdot 10^3$. При значениях параметра $\phi \leq 35$ расчёт выполняется без учёта скорости пара.

Формула для расчёта теплообмена при конденсации пара в дисперсно-кольцевом режиме течения, предложенная Л.Д. Бойко и Г.Н. Кружилиным [34-36], подходит для расчёта процессов конденсации в воздушных конденсаторах:

$$Nu = C Re^{0,8} Pr_{жс}^{0,43} \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + x_1 \left(\frac{\rho_{жс}}{\rho_n} - 1 \right)} + \sqrt{1 + x_2 \left(\frac{\rho_{жс}}{\rho_n} - 1 \right)} \right), \quad (1.23)$$

где x_1 и x_2 – массовое расходное паросодержание на входе и на выходе из рассматриваемого участка трубы соответственно;

$\rho_{жс}$ и ρ_n – плотности жидкости и пара в трубе при температуре насыщения.

Определяющим размером для чисел Нуссельта и Рейнольдса Nu и Re в формуле (1.23) является внутренний диаметр трубы $d_{вн}$:

$$Nu = \frac{\alpha d_{вн}}{\lambda_{жс}}, \quad (1.24)$$

$$Re = \frac{\rho \omega d}{\eta}. \quad (1.25)$$

Коэффициент C введён для учёта материала трубы: для стальных труб $C=0,024$; для латуни $C=0,026$, а для меди $C=0,032$.

Теплофизические свойства конденсата $\lambda_{жс}$, $\nu_{жс}$, $\rho_{жс}$ определяются по температуре насыщения.

Массовое расходное паросодержание на входе в трубы конденсаторов $x_1 \approx 1$, а массовое расходное паросодержание на выходе из них x_2 зависит от организации движения теплоносителей. При наличии конструктивно выделенной зоны воздухоохладителя, в воздушных конденсаторах $0,1 \leq x_2 \leq 0,25$.

Для случая полной конденсации пара в трубе $x_2=0$ уравнение (1.23) может быть упрощено:

$$Nu = C Re^{0,8} Pr_{жс}^{0,43} \sqrt{1 + x_1 \left(\frac{\rho_{жс}}{\rho_n} - 1 \right)} \quad (1.26)$$

Формулы (1.23) и (1.26) применимы в диапазоне чисел Рейнольдса и Прандтля $Re > 5 \cdot 10^3$, $Pr_{жс} > 1$, $0 \leq x \leq 1$.

Следует отметить ряд особенностей расчёта теплообмена при конденсации пара внутри вертикальных и наклонных труб:

- при дисперсно-кольцевом режиме течения основная масса конденсата движется вдоль нижней образующей трубы, а часть его образует плёнку, стекающую по всей окружности трубы;
- на различных участках теплообменной трубы могут иметь место разные режимы течения пароконденсатной смеси
- отсутствуют исследования, позволяющие точно определить точки перехода одного режима течения к другому;
- сами границы между режимами достаточно размыты.

Наличие вышеперечисленных особенностей затрудняет подбор точных универсальных зависимостей для расчёта процессов теплообмена внутри труб воздушных конденсаторов.

1.3 Конденсация пара из паровоздушной смеси

При конденсации пара, содержащего в своём составе неконденсирующиеся газы, коэффициент теплоотдачи от пара к стенке к поверхности теплообмена оказывается существенно ниже, чем для чистого пара. Впервые это явление было зафиксировано Рейнольдсом, а затем подтверждено исследованиями других учёных [4,34,8].

Суммарное термическое сопротивление при конденсации пара можно разделить на термическое сопротивление плёнки конденсата, термическое сопротивление фазового перехода и диффузионное термическое сопротивление (термическое сопротивление подвода теплоты к поверхности конденсации).

Уменьшение коэффициента теплоотдачи связывают с увеличением диффузионного термического сопротивления вследствие образования области с высоким содержанием неконденсирующихся газов, расположенной у поверхности раздела фаз. На величину диффузионного термического сопротивления непосредственное влияние оказывает доля неконденсирующихся газов в паре. При этом даже невысокие их концентрации влекут за собой существенное снижение эффективности теплообмена.

Процесс конденсации пара с содержанием неконденсирующихся газов изучен недостаточно в связи с необходимостью проведения сложных экспериментов с точным заданием и измерений значений таких параметров, как локальные температуры и содержание неконденсирующихся газов в небольших областях вблизи границы раздела фаз.

Экспериментальные исследования процесса конденсации паровоздушной смеси были проведены Д.Ф. Отмером [37] и В.А. Гудымчуком [38]. В их опытах происходила конденсация практически неподвижного пара, содержащего некоторое количество воздуха, на вертикальных трубах. Ими было показано значительное влияние концентрации неконденсирующихся газов на коэффициент теплоотдачи. Например, наличие в паре всего 0,5% воздуха ведёт к снижению коэффициента теплоотдачи почти на 50%.

Майзенбург, Боуртс и Ваднер [39] предложили следующую полуэмпирическую зависимость для коэффициента теплоотдачи при плёночной конденсации в присутствии неконденсирующихся газов:

$$\frac{\alpha_{см}}{\alpha_n} = 0,67 \cdot \varepsilon^{-0,11}, \quad (1.27)$$

где ε – доля воздуха в паровоздушной смеси.

Другая зависимость для коэффициента теплоотдачи при конденсации паровоздушной смеси с содержанием неконденсирующихся газов в диапазоне 0,4-2% была получена В.И. Толубинским и Н.Г. Ямпольским [40]:

$$\frac{\alpha_{см}}{\alpha_n} = \frac{\sqrt[3]{\varepsilon}}{0,48}. \quad (1.28)$$

Формула (1.28) справедлива в весьма ограниченной области, поскольку не учитывает влияния таких важных параметров, как давление, скорость паровоздушной смеси и т. д.

Б.С. Петухов [41], изучая теплообмен при конденсации паровоздушной смеси, получил зависимость вида:

$$\alpha_{см} = 0,68 \cdot \alpha_n \left(\frac{G_1}{G_2} \varepsilon \right)^{-0,04}, \quad (1.29)$$

где G_1 и G_2 – расходы пара на входе и выходе из рассматриваемого участка теплообмена.

Л.Д. Берман [42] получил уравнения, в которых учитывается влияние на теплообмен дополнительного конвективного поперечного потока парогазовой смеси, суммарный поперечный поток пара на распределение продольных скоростей потока и парциальных давлений.

$$Nu = \Phi[Re, P_z, P_{z0}, \Pi_0, \Pi_m, \varepsilon], \quad (1.30)$$

где

$$P_{z0} = \frac{\nu}{DRT}; \quad \Pi_0 = \frac{\Delta P}{P_{см}}; \quad \Pi_m = \frac{R_{см}}{R_n}; \quad (1.31)$$

ΔP – разность парциальных давлений пара в основной массе парогазовой смеси.

1.4 Режимы течения двухфазных сред

При конденсации пара внутри трубы параметры всего процесса будут определяться режимом течения двухфазного потока (пара с конденсатом) внутри трубы. Существует классификация режимов течения парожидкостных двухфазных потоков для горизонтальной и вертикальной ориентаций трубы.

В вертикальных трубах возможны следующие режимы течения двухфазных потоков:

- дисперсно-кольцевое течение, при котором пар движется в центральной области трубы, а жидкость в виде плёнки течёт по её

стенкам. При данном режиме обычно поток пара срывает с плёнки капли и увлекает их за собой;

- пузырьковое течение, когда пузырьки пара равномерно распределены в жидкости;
- снарядное течение, при котором пузырьки сливаются в крупные снаряды, практически полностью заполняющие поперечное сечение трубы.

Кроме того, в [43] вводится понятие вспененного течения, характеризующегося разрушением паровых снарядов при увеличении паросодержания. Этот режим является переходным между снарядным и дисперсно-кольцевым. Авторами [44] пузырьковый режим течения был разделен на режим отдельных пузырей и режим плотно упакованных пузырей.

Поскольку теплоотдача конденсирующегося пара сильно зависит от его режима течения в теплообменной трубе и для различных режимов определяется по различным зависимостям, важно определять режим перед вычислениями.

Режимы течения для подъёмных двухфазных потоков характеризуются картой режимов Хьюитта и Робертса, представленной в [43] (Рисунок 1.1).

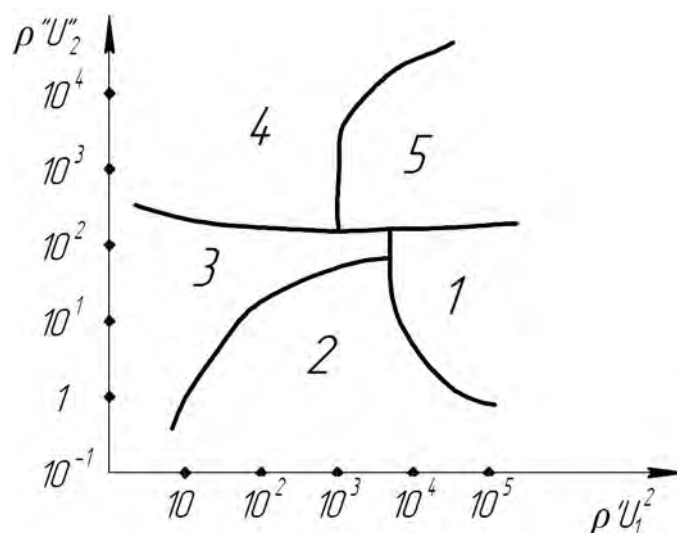


Рисунок 1.1. – Карта режимов Хьюитта-Робертса для подъёмного двухфазного потока в вертикальной трубе: 1 – пузырьковый; 2 – снарядный; 3 – вспененный; 4 – кольцевой; 5 – дисперсно-кольцевой режим течения

В качестве координат для данной карты использовались следующие соотношения:

$$\rho' U_1^2 = G^2 (1 - x)^2 / \rho'; \quad (1.32)$$

$$\rho'' U_2^2 = G^2 x^2 / \rho'', \quad (1.33)$$

где U_1 и U_2 – приведенные скорости жидкости и пара, м/с;

G – удельный массовый расход, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$;

x – массовое расходное паросодержание.

Для границы между снарядным и кольцевым режимами течений используется критерий гидродинамической устойчивости Кутателадзе

$$k = \frac{U_2 \rho''^{0,5}}{[g(\rho' - \rho'')\sigma]^{0,25}} \quad (1.34)$$

и параметр Локкарта-Мартинелли

$$X = [(dp/dx)_1 / (dp/dx)_2]^{0,5}, \quad (1.35)$$

где $(dp/dx)_1$ и $(dp/dx)_2$ – градиенты потерь давления на трение при течении только жидкости и только пара.

Необходимо подчеркнуть, что опускное течение в вертикальной трубе отличается от подъёмного. Карта режимов для опускного вертикального течения предложена в [43] (Рисунок 1.2). В качестве координат использованы следующие соотношения:

$$Fr\sqrt{A} \text{ и } \sqrt{\beta(1 - \beta)}, \quad (1.36)$$

где $Fr = \frac{U^2}{gD}$ – число Фруда;

$A = \frac{\mu'}{\mu''_{H_2O}} \left[\frac{\rho'}{\rho''_{H_2O}} \frac{\sigma'}{\sigma''_{H_2O}} \right]^{-0,25}$ – коэффициент, учитывающий физические свойства жидкости;

β – расходное объёмное паросодержание.

В горизонтальных трубах возможно разделение фаз под действием силы тяжести, вектор которой направлен вертикально, то есть под прямым углом к направлению движения фаз. Это существенно усложняет гидродинамику потока и ведёт к возникновению большего числа режимов, чем в вертикальных трубах.

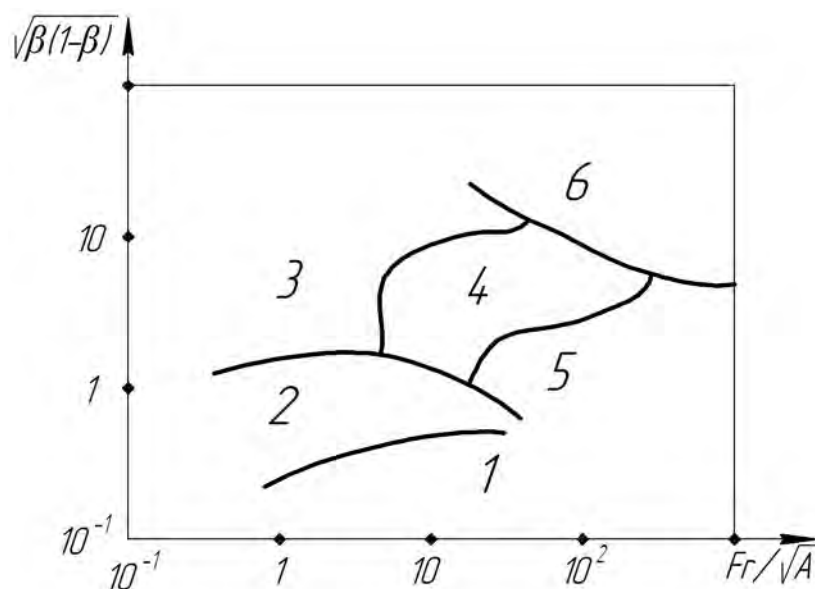


Рисунок 1.2. – Карта режимов Ошиново и Чарльза для опускного течения двухфазного потока в вертикальной трубе: 1 – пузырьковый режим; 2 – снарядный режим; 3 – режим падающей плёнки; 4 – режим пузырьковой падающей плёнки; 5 – вспененный режим; 6 – дисперсно-кольцевой режим

В монографиях [43,44] предложена следующая классификация режимов (Рисунок 1.3):

- пузырьковое течение с движением пузырей вдоль верхней образующей трубы;
- пробковое течение с движением паровых снарядов в верхней части трубы;
- расслоенное течение, при котором пар движется в верхней части трубы, а жидкость - в нижней;
- волновое течение, которое характеризуется наличием волн на межфазной поверхности и возникает с увеличением скорости паровой фазы при расслоенном режиме;
- снарядное течение, которое возникает в результате омыwania волнами верхней части трубы;
- кольцевое и дисперсно-кольцевое течения, возникающие при высоких расходах пара и низких расходах жидкости.

В случае горизонтальных двухфазных потоков обычно применяется карта режимов Бейкера, модифицированная Скоттом (Рисунок 1.3а), приведенная в монографиях [43,44].

В качестве координат использованы следующие параметры:

$$\frac{Gx}{\lambda} \text{ и } \frac{(1-x)\lambda\psi}{x}, \quad (1.37)$$

где G – удельный массовый расход двухфазной смеси, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$;

λ и ψ – параметры, зависящие от физических свойств жидкой и газовой фаз:

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho''}{\rho_{20}} \right) \left(\frac{\rho'}{\rho_{10}} \right) \right] ; \quad \psi = \frac{\sigma}{\sigma_0} \left[\frac{\mu_1}{\mu_{10}} \left(\frac{\rho_{10}}{\rho_1} \right)^2 \right]^{1/3}. \quad (1.38)$$

Индекс «1» обозначает воду, индекс «2» обозначает воздух, а индекс «0» обозначает, что свойства взяты при нормальных условиях ($t = 20^\circ\text{C}$, $p = 10^5 \text{ Па}$).

В [43] предложена карта Шихта (Рисунок 1.3б), дающая несколько лучшие результаты, чем карта Бейкера.

Краткий обзор экспериментальных и теоретических работ, посвящённых конденсации пара при пузырьковом режиме течения, представлен в [45-49].

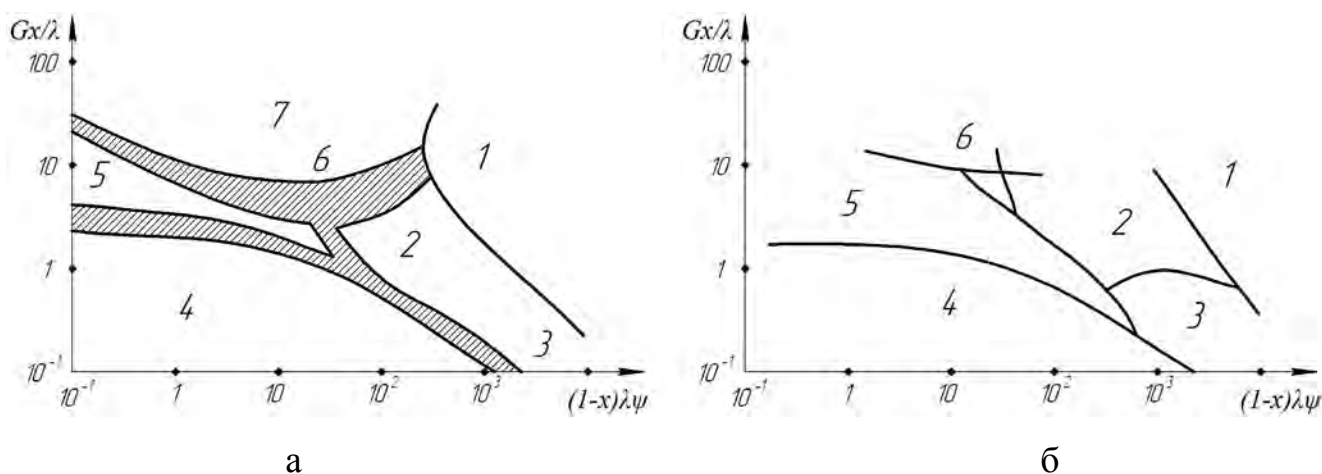


Рисунок 1.3. – Карта режимов Бейкера (а) и Шихта (б) для двухфазного потока в горизонтальной трубе: 1 – пузырьковый (или вспененный); 2 – снарядный; 3 – пробковый; 4 – расслоенный; 5 – волновой; 6 – кольцевой; 7 – дисперсно-кольцевой режим

Конденсация пара при пузырьковом режиме течения. При снарядном и пузырьковом режимах течения расчёт коэффициентов теплоотдачи проводится с использованием гомогенной модели трения на стенке и формулы Б.С. Петухова и В. В. Кириллова [50]:

$$Nu_{\partial\theta} = \frac{Re_* Pr'}{\frac{1,07 \overline{w_u}}{w_*} + 12,7 (Pr'^{2/3} - 1)}, \quad (1.39)$$

где $Re_* = \frac{w_* d}{\nu'}$; $w_* = \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho'}}$; τ_c – касательное напряжение на стенке, рассчитываемое по гомогенной модели

$$\tau_c = \tau_{cm} = \frac{\xi_{cm}}{8} \rho_{cm} \cdot w_{cm}^2, \quad (1.40)$$

где $\xi_{cm} = (1,82 \cdot \lg Re - 1,64)^{-2}$;

$$Re_{cm} = (\rho' w_0 d) / \mu'.$$

Скорость смеси

$$w_{cm} = w_0 \left(1 + \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} x \right) = \frac{w_0'}{1 - \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} \beta}, \quad (1.41)$$

$$\rho_{cm} = \rho'' \beta + \rho' (1 - \beta);$$

$\overline{w_u} = \frac{w_0'}{(1-\varphi)}$ – истинная скорость жидкости;

w_0' – приведенная скорость жидкости;

β, φ – объёмное и истинное объёмное газосодержание.

Расчёт φ осуществляется в зависимости от ориентации потока [51,52]:

для горизонтального течения:

$$\varphi = 0,83\beta, \quad (1.42)$$

для вертикального течения:

$$\frac{\beta}{\varphi} = C \pm \frac{\Delta w}{w_{cm}}, \quad (1.43)$$

где $\Delta w = k_0 U_\infty$ – величина, учитывающая локальное скольжение фаз;

k_0 – коэффициент взаимодействия паровых пузырьков;

U_∞ – скорость всплытия одиночного парового пузырька.

$$k_0 = 1,4 \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0,2} \cdot \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right)^5. \quad (1.44)$$

В формуле (1.43) знак «+» соответствует подъёмному течению, а знак «−» – опускному.

Для каналов малого диаметра ($Bo < 100$)

$$U_{\infty} = 0,35 \sqrt{\frac{gd(\rho' - \rho'')}{\rho'}}; C = 1,1. \quad (1.45)$$

Для каналов большого диаметра ($Bo \geq 100$)

$$U_{\infty} = 1,5 \sqrt[4]{\frac{\sigma g(\rho' - \rho'')}{\rho'^2}}; C = 1. \quad (1.46)$$

Разделение каналов на большие и малые осуществляется по числу Бонда

$$Bo = \frac{d^2(\rho' - \rho'')g}{\sigma}.$$

Для опускных течений применимость уравнений (1.43–1.46) ограничена условием

$$k_0 U_{\infty} \leq w_0',$$

где w_0' – приведенная скорость жидкости.

Перепад давлений вдоль оси канала z для одномерного двухфазного течения описывается уравнением:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{G_{cm}}{S} \cdot \frac{d}{dz} [w''x + w'(1-x)] + \frac{4\tau_{cm}}{d} + \rho_{\varphi} g_z, \quad (1.47)$$

где S – площадь поперечного сечения канала;

d – гидравлический диаметр канала;

g_z – проекция ускорения свободного падения на направление оси канала z ;

$$\rho_{\varphi} = \rho'^{(1-\varphi)} + \rho''\varphi.$$

Конденсация пара при дисперсно-кольцевом режиме течения в условиях ламинарного и ламинарно-волнового режима течения плёнки жидкости. Конденсация внутри трубы в вертикальном канале при кольцевом режиме в условиях ламинарного или ламинарно-волнового течения плёнки конденсата схожа с конденсацией на вертикальной стенке, поскольку толщина пленки конденсата много меньше радиуса трубы. Методы расчёта теплообмена в подобных условиях изложены в [8, 17, 53–56].

Конденсация пара в дисперсно-кольцевом режиме течения в условиях турбулентного течения плёнки жидкости. Критическое число $Re_{кр}$ ламинарно-турбулентного перехода, с увеличением скорости пара в спутном потоке меньше, нежели для неподвижного пара, и по данным различных авторов изменяется в широком диапазоне:

$$Re_{кр1} = \frac{ql}{r\mu'} = 60 \div 500.$$

Так как $Re_2 > 10^4$, течение пара в кольцевом режиме почти всегда турбулентное.

Все авторы работ по теплообмену при конденсации пара в горизонтальной трубе в условиях кольцевого режима рассматривали турбулентный режим течения пара и конденсатной плёнки. Впервые данная задача была решена С.С. Кутателадзе [57].

Соотношение для средней теплоотдачи при полной конденсации пара в трубе имеет вид:

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha}d}{\lambda'} = 0,04Re_1^{0,8} \cdot Pr_1^{0,4} \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu''}{\mu'}\right)^{0,2}, \quad (1.48)$$

где $Re_1 = \frac{ql}{r\mu'}$.

Уравнение (1.48) применимо для $Re_1 > 10^3$.

Сходная зависимость для теплоотдачи при турбулентном течении плёнки конденсата, была получена в [58]:

$$\overline{Nu} = 0,0417Re_1^{0,8} \cdot Pr_1^{0,4} \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu''}{\mu'}\right)^{0,1}. \quad (1.49)$$

Для случая конденсации пара при турбулентном течении фаз Нарайаном и Сармом в работе [59] предложена следующая зависимость:

$$\overline{Nu} = 1,136Re_1^{0,8} \cdot Pr_1^{0,33} (1 + Pr_1 \cdot k) \left(\frac{d}{l}\right)^{0,72}, \quad (1.50)$$

где $Re_1 = \frac{ql}{r\mu'}$; $k = \frac{r}{c_p \Delta t}$.

Соотношение (1.50) справедливо при $Pr_1 = 1 \div 5$; $k = 1,3 \div 2,4$; $\frac{l}{d} = 90 \div 400$;

$Re_1 = 875 \div 3750$.

Еще одна обобщённая зависимость для полной конденсации пара внутри труб расположенных практически горизонтально, была предложена Д.И. Волковым в [60]:

$$\overline{Nu} = \left(\frac{\bar{\alpha}}{\lambda'}\right) \left(\frac{va'}{g}\right)^{1/3} = 0,031 Re^{0,5} \left(\frac{d}{l}\right)^{0,2}, \quad (1.51)$$

где a' - коэффициент температуропроводности жидкости.

В работе [61] получена зависимость для локальных коэффициентов теплоотдачи, имеющая вид:

$$\alpha = \alpha_0 \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,4}}{p/p_{кр}} \right]. \quad (1.52)$$

На участке конденсации длиной l получим:

$$\bar{\alpha} = \alpha_0 \left[0,55 + 2,09(p/p_{кр})^{-0,38} \right]. \quad (1.53)$$

Стоит обратить внимание, что расчёты по приведенным выше формулам дают существенно разные результаты, что говорит о том, что в литературе не существует определённости в рекомендациях по расчёту коэффициентов теплоотдачи при конденсации в кольцевых потоках внутри горизонтальных труб. В своей работе [62] В.Г. Риферт предложил зависимость для расчёта теплоотдачи при расслоенном режиме течения:

$$Nu = 0,627 Re_1^{-0,33} \left[1 - 20,1 \left(\frac{qv_1^3 l}{r\rho'g^2 d^6} \right)^{0,12} \right], \quad (1.54)$$

$$\text{где } Nu = \frac{\bar{\alpha}}{\lambda'} \left[\frac{v'^2}{g \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right)} \right]^{1/3};$$

l – длина трубы;

$$Re_1 = \frac{qd}{r\mu'}.$$

Лучше всего с экспериментальными данными для кольцевого режима коррелируют зависимости (1.23) и (1.51). Вычисления по зависимостям (1.48), (1.49) и (1.54) дают практически одинаковые результаты. Остальные зависимости имеют между собой существенное расхождение.

1.5 Потери давления при движении конденсирующегося пара

Рассмотрим для начала движение сжимаемого газа.

Движение чистого сжимаемого газа (однофазное) подчиняется закону Бернулли:

$$\frac{v^2}{2} + gh + \left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right) \frac{p}{\rho} = const, \quad (1.55)$$

где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – адиабатическая постоянная газа;

p – давление газа в точке, Па;

ρ – плотность газа в точке, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

v – скорость течения газа, м/с;

g – ускорение свободного падения, м/с^2 ;

h – высота относительно начала координат, м.

При этом потери давления потока делятся на местные потери и потери на трение.

Местные потери возникают при местном нарушении нормального течения вследствие изменения конфигурации трубопровода или столкновения потока с препятствиями различной формы. Это приводит к интенсификации обмена количеством движения между частицами в потоке и, как следствие, росту диссипации энергии. В рамках данной работы местные потери не рассматривались.

Гидравлическое трение вызывается вязкостью (как молекулярной, так и турбулентной) реальных жидкостей и газов, возникающей при их движении, и является результатом обмена количеством движения между молекулами (при ламинарном течении), а также и между отдельными группами частиц (при турбулентном течении) соседних слоёв жидкости или газа, движущихся с различными скоростями [63].

Коэффициент сопротивления трения некоторого участка трубы выражается через коэффициент гидравлического трения согласно следующей зависимости:

$$\xi_{\text{тр}} = \lambda \cdot \frac{l}{D_r}. \quad (1.56)$$

Здесь λ – коэффициент сопротивления трения единицы относительной длины участка;

$\frac{l}{D_r}$ – относительная длина участка;

D_r – гидравлический диаметр участка трубопровода, м.

Коэффициенты сопротивления трения канала зависят от шероховатости его стенок и числа Рейнольдса Re рассматриваемого течения.

В общем случае потери давления на трение могут быть выражены согласно формуле, полученной Гаспаром Прони:

$$\Delta h_f = \frac{l}{D_r} (k_1 \cdot v + k_2 \cdot v^2). \quad (1.57)$$

Здесь k_1 и k_2 – эмпирические коэффициенты, введенные для учёта трения.

Соответственно, коэффициент сопротивления равен:

$$\xi_{тр} = \frac{A}{Re} + k_3 \xi_{кв}, \quad (1.58)$$

где $A = const$;

$\xi_{кв}$ принимается как коэффициент сопротивления для квадратичного закона сопротивления (автомодельной области по числу Рейнольдса $Re \geq 10^4$).

При очень малых числах Рейнольдса ($Re \leq 25$) можно пренебречь вторым членом уравнения (1.58), а при очень больших числах Re можно пренебречь первым членом уравнения и принять $k_3 = 1$.

Для ламинарного течения в гладких трубах с жёсткими стенками применяется формула Пуазейля:

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (1.59)$$

В случае гибких труб в расчётах иногда применяют уточнённую формулу вида:

$$\lambda = \frac{68}{Re}. \quad (1.60)$$

Для турбулентного течения используются значительно более сложные зависимости. Для гидравлически гладких труб применяется формула Блазиуса:

$$\lambda = \frac{0,316}{\sqrt[4]{Re}}. \quad (1.61)$$

Эта формула даёт точные результаты в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_{кр} \leq Re \leq 10^5$.

В диапазоне $10^5 \leq Re \leq 10^6$ хорошие результаты даёт применение формулы Никурадзе:

$$\lambda = 0,0032 + \frac{0,221}{Re^{0,273}}. \quad (1.62)$$

Также своё применение нашли уравнения Женеро, Альтшуля, Канакова и др.

Существует два подхода к рассмотрению гидравлики двухфазного потока: гомогенная и гетерогенная модели.

Наиболее простым методом исследования многофазных течений считается гомогенный, заключающийся в том, что смесь фаз считается гомогенной средой, в которой скорости всех фаз одинаковы:

$$v_1 = v_2 = \dots = v_n = v_H. \quad (1.63)$$

Здесь индексы 1, 2, ... n обозначают фазы n-фазного течения, а v_H – скорость гомогенной среды, м/с.

Скорость гомогенной среды определяется из выражения вида:

$$v_H = \frac{G}{F \cdot \rho_H}, \quad (1.64)$$

где G – полный массовый расход многофазной смеси, кг/с;

F – площадь сечения канала, м²;

ρ_H – средняя плотность смеси, кг/м³.

Основные уравнения, характеризующие гомогенное течение, аналогичны уравнениям для однофазной среды.

При этом потери давления определяются из следующей зависимости:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{\tau_0 P}{S} + \frac{d\left(\frac{m^2}{\rho_H}\right)}{dz} + g \rho_H \sin \alpha. \quad (1.65)$$

Три члена, расположенные в правой части уравнения, представляют собой градиенты давления, обусловленные трением, ускорением и гравитацией соответственно.

В модели раздельного течения каждой фазе приписывается определённая область в канале, внутри которой она имеет постоянную скорость. В противоположность гомогенной модели, скорости фаз могут быть различны между собой.

Для модели раздельного течения уравнения неразрывности для газовой и жидкой фаз принимают вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \varepsilon_g S) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_g \varepsilon_g u_g S) = -\dot{m}_{gt} = \dot{m}_{lt}, \quad (1.66)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l (1 - \varepsilon_g) S) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_l (1 - \varepsilon_g) u_l S) = -\dot{m}_{lt}. \quad (1.67)$$

Для получения уравнения неразрывности раздельного течения двухфазной смеси можно просуммировать (1.66) и (1.67):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\text{тр}} S) + \frac{\partial}{\partial z}(\dot{m} S) = 0. \quad (1.68)$$

Здесь $\rho_{\text{тр}}$ – плотность двухфазной среды, кг/м³.

$$\rho_{\text{тр}} = \rho_g \varepsilon_g + \rho_l (1 - \varepsilon_g). \quad (1.69)$$

Уравнение импульса смеси при раздельном течении с допущением о постоянстве напряжения трения на стенке по периметру канала выглядит следующим образом:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{\tau_0 P}{S} + \dot{m}^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x_g^2}{\rho_g \varepsilon_g} + \frac{(1-x_g)^2}{\rho_l (1-\varepsilon_g)} \right] + g \rho_{\text{тр}} \sin \alpha. \quad (1.70)$$

Перепад давления в стационарном двухфазном потоке в каналах постоянного сечения рассчитывают с использованием следующей эмпирической зависимости:

$$-\frac{dP_F}{dz} = \frac{\tau_0 P}{S}. \quad (1.71)$$

При использовании гомогенной модели можно рассчитать градиенты давления, обусловленные ускорением и гравитацией, в явном виде по скоростям фаз потока и физическим свойствам фаз. Модель раздельного течения требует также знания величины истинного объёмного газосодержания ε_g , обычно получаемой из эмпирических зависимостей [64].

По результатам экспериментальных исследований получают значения полного градиента давления. Чтобы выделить из него величину градиента

давления, обусловленного трением, необходимо вычесть члены, определяющие потери за счёт ускорения и гравитации. Поскольку для гомогенной и гетерогенной моделей эти члены различны, данные, используемые для получения зависимостей, также различны. Это часто вызывает путаницу при сопоставлении данных по градиенту потерь на трение, полученных разными авторами.

Позднее было обнаружено, что градиент давления, характеризующий потери на трение двухфазного потока можно связать с градиентом давления для однофазного потока газовой или жидкой фазы.

Перепад давления можно связать с однофазными течениями соответствующих фаз при их действительных скоростях течения $m_g = x_g \dot{m}$ и $m_l = (1 - x_g) \dot{m}$. В этом случае градиенты давления для газовой и жидкой фаз обозначают $\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_g$ и $\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_l$ соответственно.

Существует также другой метод, подразумевающий зависимость градиента давления трения двухфазной смеси от градиента давления однофазного потока с таким же полным массовым расходом, но имеющего свойства только газа или только жидкости. Такие однофазные градиенты обозначаются как $\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_{g0}$ и $\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_{l0}$ соответственно.

С учётом вышеописанных градиентов давления однофазных потоков можно вывести уравнения для параметров трения $\Phi_g, \Phi_l, \Phi_{g0}, \Phi_{l0}$:

$$\Phi_g^2 = \frac{dp_F/dz}{(dp_F/dz)_g}, \quad (1.72)$$

$$\Phi_l^2 = \frac{dp_F/dz}{(dp_F/dz)_l}, \quad (1.73)$$

$$\Phi_{g0}^2 = \frac{dp_F/dz}{(dp_F/dz)_{g0}}, \quad (1.74)$$

$$\Phi_{l0}^2 = \frac{dp_F/dz}{(dp_F/dz)_{l0}}. \quad (1.75)$$

Здесь dp_F/dz – градиент давления из-за трения, возникающий в двухфазном потоке.

Соответствующие градиенты давления для однофазных потоков рассчитываются по известным зависимостям:

$$-\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_g = \frac{2f_g \dot{m}^2 x_g^2}{D \rho_g}, \quad (1.76)$$

$$-\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_l = \frac{2f_l \dot{m}^2 (1-x_g)^2}{D \rho_l}, \quad (1.77)$$

$$-\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_{g0} = \frac{2f_{g0} \dot{m}^2}{D \rho_g}, \quad (1.78)$$

$$-\left(\frac{dp_F}{dz}\right)_{l0} = \frac{2f_{l0} \dot{m}^2}{D \rho_l}. \quad (1.79)$$

Здесь f – коэффициент трения Фаннинга;

$\dot{m}$ – массовая скорость;

x_g – расходное массовое газосодержание;

D – эквивалентный гидравлический диаметр канала;

ρ_g и ρ_l – плотности газа и жидкости соответственно.

Коэффициенты трения f_g , f_l , f_{g0} , f_{l0} взяты из стандартных таблиц или уравнений для однофазных течений и зависят от числа Рейнольдса:

$$Re_g = \frac{\dot{m} x_g D}{\eta_g}, \quad (1.80)$$

$$Re_l = \frac{\dot{m} (1-x_g) D}{\eta_l}, \quad (1.81)$$

$$Re_{g0} = \frac{\dot{m} D}{\eta_g}, \quad (1.82)$$

$$Re_{l0} = \frac{\dot{m} D}{\eta_l}, \quad (1.83)$$

где η_g и η_l – коэффициенты динамической вязкости газа и жидкости соответственно.

Для корреляции данных по перепадам давления в двухфазных потоках обычно пользуются параметрами Мартинелли

$$X^2 = \frac{(dp_F/dz)_l}{(dp_F/dz)_g} \quad (1.84)$$

и параметром Чизхолма

$$Y^2 = \frac{(dp_F/dz)_{l0}}{(dp_F/dz)_{g0}}. \quad (1.85)$$

Для расчёта потерь давления в двухфазном течении пользуются зависимостью [65], связывающей параметры Мартинелли Φ_g и Φ_l с параметром X из уравнения (1.84). Графически эта зависимость представлена на Рисунке 1.4, где t и v соответствуют турбулентному и ламинарному режимам течения, причём первый индекс характеризует жидкую фазу, а второй – газообразную.

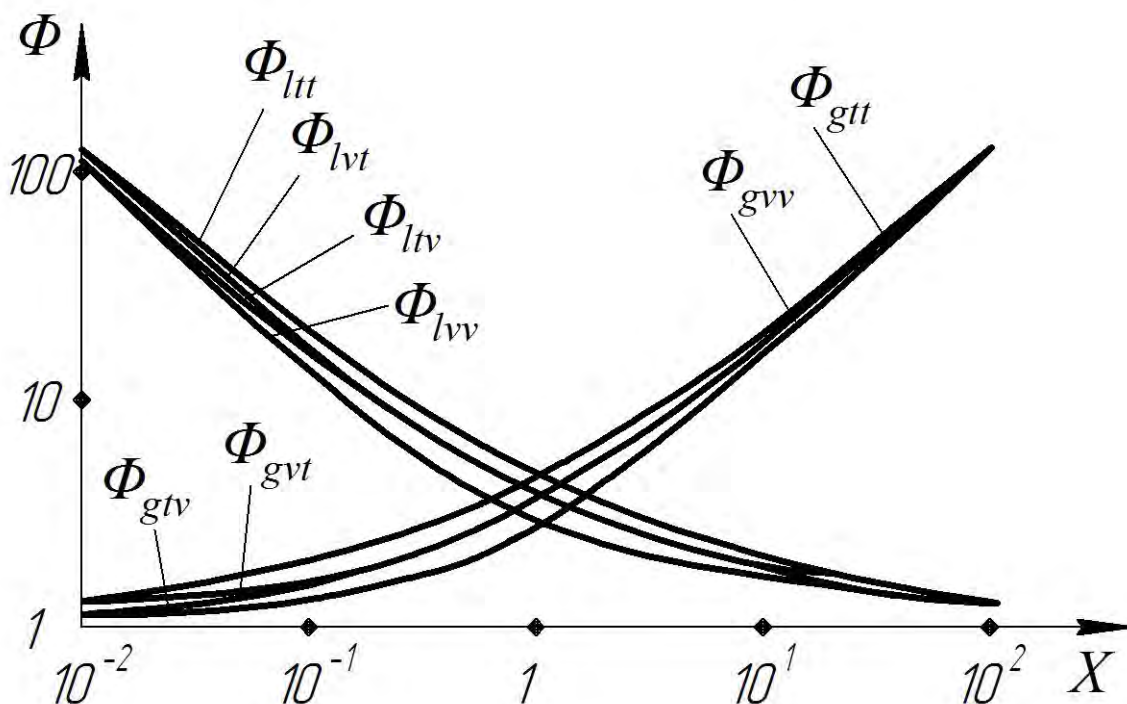


Рисунок 1.4 – Кривая Локкарта и Мартинелли для потери давления на трение

Простое аналитическое представление кривой, показанной на Рисунке 1.4 предложил Чизхолм [66]:

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}, \quad (1.86)$$

$$\Phi_g^2 = 1 + CX + X^2. \quad (1.87)$$

Здесь C – безразмерный параметр, значения которого подбираются в соответствии с Таблицей 1.1.

Существует также аналитический подход к рассмотрению процесса конденсации движущегося пара. На границе раздела фаз жидкого конденсата и конденсируемого пара за счёт разности скоростей движения фаз возникает сила

трения. [67] Динамическое воздействие пара на плёнку конденсата приводит к изменению граничных условий по сравнению с конденсацией неподвижного пара.

Таблица 1.1 – Значения параметра C для кривой Локкарта-Мартинелли

Режим течения для кривой Локкарта-Мартинелли	C
Турбулентно-турбулентный tt	20
Ламинарно-турбулентный vt	12
Турбулентно-ламинарный tv	10
Ламинарно-ламинарный vv	5

К основной системе уравнений, описывающей процесс теплообмена при плёночной конденсации неподвижного пара, следует прибавить уравнение, определяющее величину касательных напряжений, возникающих на поверхности конденсатной плёнки из-за воздействия на неё движущегося пара:

$$\mu(\partial w / \partial y)_{\text{гр}} = \pm C_f w''^2_{\text{от}} \rho^2 / 2, \quad (1.88)$$

где $w''_{\text{от}}$ - относительная скорость пара; практически её принимают равной средней скорости пара w'' ;

C_f - коэффициент трения пара о плёнку.

Согласно автомодельному решению уравнений ламинарного пограничного слоя, на проницаемой пластине с равномерным отсосом газа имеем:

$$C''_f / 2 = j_{\text{ст}} / \rho'' w''. \quad (1.89)$$

Шекриладзе [68] предложил воспользоваться этой формулой для случая конденсации пара на поверхности плёнки.

Равномерный отсос газа по длине пластины соответствует случаю, когда $q_{\text{ст}} = \text{const}$.

Тогда $j_{\text{ст}} = q_{\text{ст}} / r$; $C''_f / 2 = q_{\text{ст}} / (r \rho'' w'')$.

Таким образом, потери давления при конденсации движущегося пара можно представить в следующем виде:

$$dp = C_f \left(\frac{\rho w^2}{2} \right) \frac{dF}{s}. \quad (1.90)$$

1.6 Выводы. Постановка задачи исследования

В настоящем обзоре приведены и рассмотрены теоретические и экспериментальные данные по конденсации как чистого пара, так и находящегося в составе паровоздушной смеси. Рассмотрены карты режимов течения двухфазных смесей и потери давления движущегося пара.

На основании обзора литературных данных были сделаны следующие выводы:

- 1) вопросы конденсации чистого пара исследованы основательно, однако отсутствуют исследования влияния схемы охлаждения водяного пара на процесс его конденсации;
- 2) существующая методика расчёта теплообмена при конденсации перегретого пара разработана на основе допущения о том, что коэффициент теплоотдачи пара $\alpha = const$, что нереализуемо на практике из-за изменения скорости движения пара при постепенной его конденсации, существенно влияющей на изменение температуры перегрева пара.

С учётом вышесказанного, были поставлены следующие задачи:

1. расчётное соотношение величины потерь давления пара, конденсирующегося в охлаждаемой трубе при различных схемах движения теплоносителей;
2. расчётная оценка влияния температуры перегрева пара на входе в теплообменную трубу на температуру перегрева пара на выходе из трубы с учётом переменности коэффициента теплоотдачи пара, связанной со снижением скорости его движения по мере конденсации в трубе;
3. экспериментальное определение величины гидравлических потерь перегретого и насыщенного пара, конденсирующегося внутри охлаждаемой трубы при прямоточной и противоточной схемах движения пара и охлаждающей воды;

4. экспериментальное определение величины перегрева пара на выходе из теплообменной трубы при различных значениях перегрева пара на входе в неё;
5. анализ полученных данных и сравнение результатов экспериментальных исследований с результатами расчёта;
6. разработка рекомендаций по расчёту потерь давления при конденсации пара внутри вертикальных и наклонных труб.

Глава 2 ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПЕРЕГРЕТОГО И НАСЫЩЕННОГО ПАРА В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

2.1 Влияние схемы движения теплоносителей на гидравлическое сопротивление и теплоотдачу перегретого и насыщенного пара

Расчёт теплообменных аппаратов с конденсацией пара производится по известным зависимостям [19,31,52]. Считается, что схема движения теплоносителей (прямоточная, противоточная, перекрёстный ток) не влияет на расчётную температурную разность и размеры поверхности теплообменного аппарата. Данное утверждение справедливо, если теплогидравлические процессы обеспечивают постоянство коэффициента теплопередачи по всей поверхности теплообмена. В [69] рассмотрен теплообмен при конденсации пара в многорядном трубном пучке и показано, что гидравлические процессы существенно искажают картину равномерного теплосъёма – часть поверхности работает с пониженной эффективностью. Кроме того, состояние пара и изменение температуры пара при его конденсации изучены недостаточно. Анализ гидравлических процессов при конденсации пара внутри наклонной трубы указал на существенное влияние схемы движения теплоносителей на характер конденсации, потери давления и на процесс конденсации перегретого пара.

Процесс конденсации перегретого пара внутри труб изучен в достаточной степени, чтобы утверждать, что тепло перегрева не оказывает значительного влияния на коэффициент теплоотдачи от пара к стенке трубы. Эти выводы в аналитической форме приводятся в [31] и подтверждены экспериментально авторами [70,71] и др.

Целью исследований было теоретическое и экспериментальное изучение влияния схемы движения теплоносителей на процесс конденсации насыщенного и перегретого пара в трубах и каналах.

Пар поступает в охлаждаемую трубу со скоростью, определяемой условиями теплообмена (Рисунок 2.1). При полной конденсации на длине l_0 трубы с внутренним диаметром d при коэффициенте теплопередачи k ,

приведенном к этому диаметру, и среднем температурном напоре Δt теплосъём составит

$$Q = \pi d l_0 k \Delta t; \quad (2.1)$$

расход пара на входе

$$G_1 = \frac{\pi d l_0 k \Delta t}{r + c \vartheta_1}; \quad (2.2)$$

скорость пара на входе

$$w_1 = \frac{4 G_1 V}{\pi d^2 (r + c \vartheta_1)} = \frac{\pi d l_0 k \Delta t}{r + c \vartheta_1}, \quad (2.3)$$

где r – теплота фазового перехода при температуре пара t_l ;

$$t_1 = t_s + \vartheta_1; \quad (2.4)$$

V – удельный объём пара при температуре t_l ;

c – теплоёмкость пара;

t_s, ϑ_1 – температура насыщения и перегрев пара на входе в трубу.

Таким образом, скорость пара при прочих равных условиях определяется длиной трубы, температурным напором и коэффициентом теплопередачи.

При частичной конденсации скорость пара на входе составит

$$w = w_1 (1 + x), \quad (2.5)$$

где $x = G_2/G_1$ – массовое расходное паросодержание на выходе пара из трубы.

К примеру, при $x=0$, давлении конденсации 10 кПа, температуре 100 °С, среднем температурном напоре 20 °С, коэффициенте теплопередачи $k = 2000$ Вт/(м² · К) в трубе длиной 2,5 м и внутренним диаметром 21 мм скорость пара на входе составит 130 м/с. При отсутствии перегрева эта скорость уменьшится до 117 м/с. При перегреве число Рейнольдса $Re \approx 13000$, при насыщенном паре $Re \approx 16000$. Таким образом, на начальном участке трубы имеет место турбулентное течение пара. В большинстве случаев для

вертикальной трубы это область кольцевого или дисперсно-кольцевого режима течения, для горизонтальной и наклонной – расслоенного или волнового [72,73].

По мере конденсации скорость паровой фазы снижается, и фаза переходит в зону с меньшими значениями числа Рейнольдса. В горизонтальной и наклонной трубах возможен переход к вязкостно-гравитационному режиму течения пара с образованием поддонного слоя конденсата. Во всех случаях имеет место взаимодействие перегретого пара с плёнкой конденсата, температура на поверхности которой равна температуре насыщения (скачком конденсации ввиду его малости можно пренебречь).

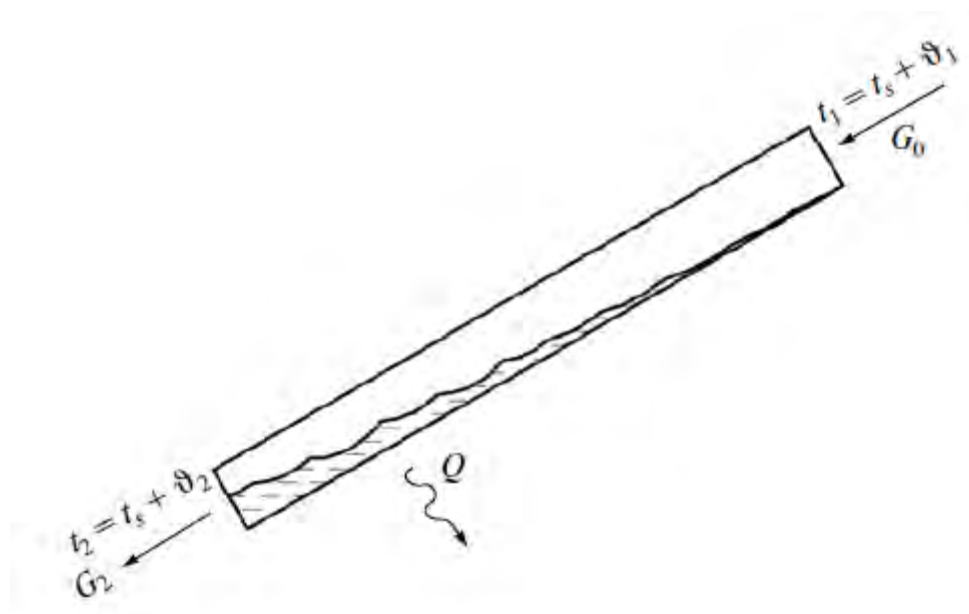


Рисунок 2.1 – Схема конденсации пара в трубе.

G – расход пара; ϑ – температура перегрева; t – температура пара; Q – теплосъём (тепловая мощность); t_s – температура насыщения на входе в трубу; индексы при величинах: 1 – на входе в трубу; 2 – на выходе из неё

Далее рассмотрим случай, когда пар полностью конденсируется на всей длине трубы l или часть его отсасывается газоудаляющим устройством, при этом $x \geq 0$. Случай, когда пар конденсируется на длине $l_k < l_0$ требует отдельного рассмотрения и анализа.

Для дальнейших расчётов в соответствии с Рисунком 2.1 примем допущение, что изменение расхода пара $\bar{G}$ по мере конденсации описывается выражением:

$$\bar{G} = \frac{G}{G_1} = \left(1 - \frac{F}{F_0}\right)^m + x, \quad (2.6)$$

где F_0, F – полная площадь поверхности конденсации в трубе и пройденная её часть при движении пара;

m – показатель степени, учитывающий характер уменьшения расхода пара при его конденсации;

G – расход пара в трубе при конденсации;

$$F/F_0 = \bar{F}.$$

В зависимости от условий охлаждения трубы расход пара по её длине может изменяться по-разному. К примеру, в воздушно-конденсационных установках (ВКУ) коэффициент теплопередачи практически не зависит от теплоотдачи со стороны конденсирующегося пара и может быть принят равным по всей длине трубы. В этом случае зависимость расхода G от l будет близка к линейной ($m = 1$).

При различных схемах движения теплоносителей изменение расхода пара по длине трубы также будет различным. Это иллюстрируют графики изменения температуры и расходов, приведенные на Рисунке 2.2.

Проанализируем теперь правильность использования показателя изменения расхода пара m по уравнению (2.6) для различных способов охлаждения трубы (Рисунок 2.2).

Во всех случаях теплосъём описывается уравнением

$$dQ = k \cdot \Delta \cdot dF, \quad (2.7)$$

где $\Delta = t_s - t_{\text{охл}}$ – разность между температурой насыщения пара t_s и температурой охлаждающей среды $t_{\text{охл}}$. Изменение расхода пара описывается выражением:

$$dG = \frac{k \cdot \Delta \cdot dF}{r + c\vartheta}. \quad (2.8)$$

По аналогии с [31] при $k = const$ для прямотока (рис. 2.2, а)

$$\frac{\Delta}{\Delta_1} = \exp\left(-\frac{k\bar{F}}{W}\right), \quad (2.9)$$

для противотока (рис. 2.2, б)

$$\frac{\Delta}{\Delta_1} = \exp\left(\frac{k\bar{F}}{W}\right), \quad (2.10)$$

где $W = c_{охл} G_{охл}$;

$c_{охл}$, $G_{охл}$ – удельная теплоёмкость и расход охлаждающей среды.

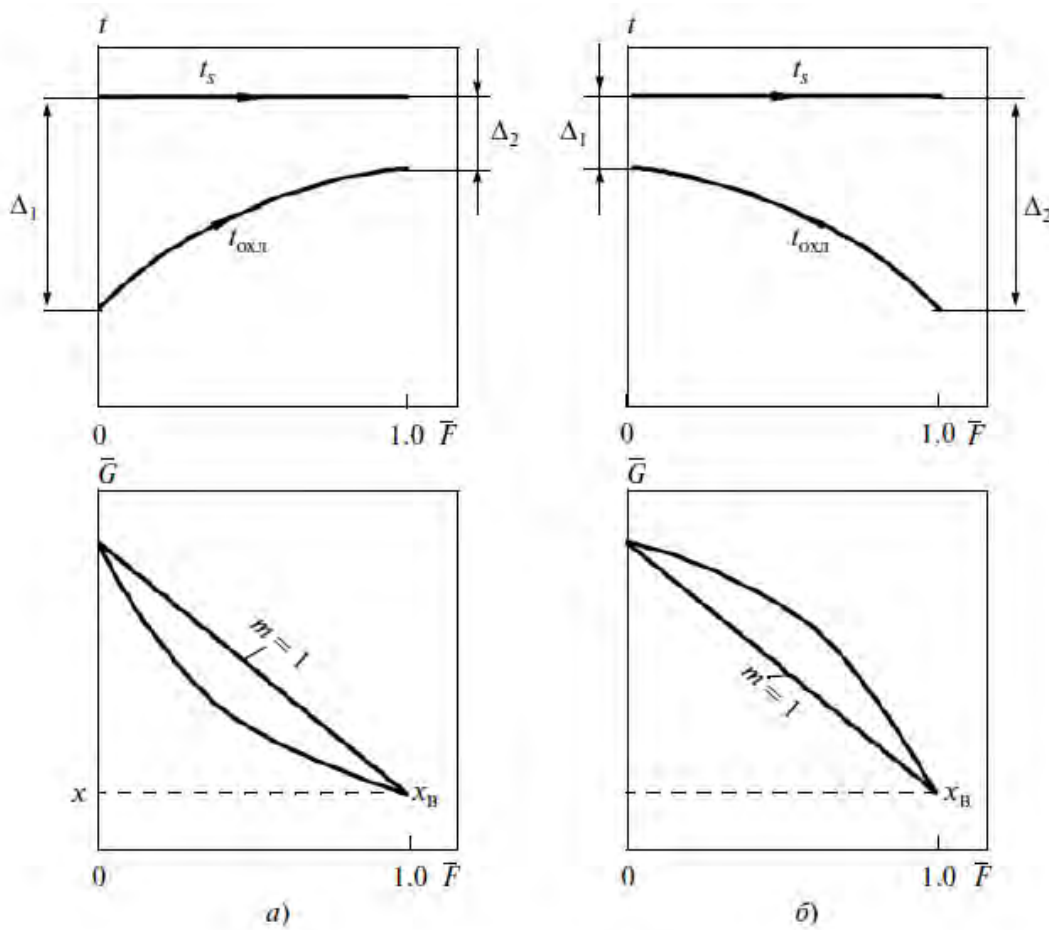


Рисунок 2.2 – Изменение температуры t и расхода $\bar{G}$ пара при конденсации в трубе при прямоточной (а) и противоточной (б) схемах движения теплоносителей

После подстановки (2.10) в (2.8) и преобразования получим для противотока

$$\bar{G} = 1 - \frac{1 - \exp\left(-\frac{kF_0}{W}\bar{F}\right)}{1 - \exp\left(\frac{kF_0}{W}\right)} \exp\left[\frac{-(1 - \bar{F})kF_0}{W}\right]; \quad (2.11)$$

после подстановки (2.9) в (2.8) для прямотока

$$\bar{G} = 1 - \frac{1 - \exp\left(-\frac{kF_0}{W}\bar{F}\right)}{1 - \exp\left(\frac{kF_0}{W}\right)}. \quad (2.12)$$

Вид этих зависимостей приведен на Рисунке 2.3. Здесь же изображены кривые, аппроксимирующие эти зависимости по уравнению (2.6) при $x = 0$. Их различие по $\bar{G}$ не превышает 8%.

На Рисунке 2.4 приведены графики для определения показателя степени m в уравнении (2.6), значение которого рассчитано из условия равенства действительных значений $\bar{G}$ в уравнениях (2.11) и (2.12) и аппроксимировано при $\bar{F} = 0,5$. Можно отметить, что для варианта зависимости $\bar{G} = f(\bar{F})$ для противотока в уравнении (2.6) $0 < m < 1$, а для прямотока $m > 1$. При больших значениях W охлаждающей среды (в частности, когда охлаждение осуществляется кипящим агентом или мощным поперечным потоком воздуха в ВКУ) $m = 1$ и расход пара линейно уменьшается при его движении и конденсации в трубе.

Количество пара, сконденсировавшегося в трубе с теплотой фазового перехода r , может быть определено из (2.11) и (2.12):

для противотока

$$G_k = \frac{W\Delta_1}{r} \left[\exp\left(\frac{kF_0}{W}\right) - 1 \right] = \frac{W\Delta_2}{r} \left[1 - \exp\left(-\frac{kF_0}{W}\right) \right], \quad (2.13)$$

для прямотока

$$G_k = \frac{W\Delta_1}{r} \left[1 - \exp\left(-\frac{kF_0}{W}\right) \right]. \quad (2.14)$$

Обе эти формулы идентичны, так как Δ_2 в (2.13) и Δ_1 в (2.14) – максимальный располагаемый теплоперепад между температурой насыщения и

температурой охлаждающей среды на входе, а величина $1 - \exp\left(-\frac{kF_0}{W}\right) = \varepsilon$ – термодинамическая эффективность конденсационного теплообменника.

Приближенная оценка потерь давления от вязкого трения при конденсации в трубе. Из уравнений (2.11) и (2.12) и Рисунков 2.2, 2.3 следует, что потери давления при конденсации пара также будут различными для прямотока и противотока. В частности, можно утверждать, что, поскольку темп снижения расхода при прямотоке в начале трубы выше, чем при противотоке, потери давления будут меньше.

Если пренебречь изменением плотности пара и предположить, что потери давления от вязкого трения при конденсации пропорциональны квадрату скорости и, следовательно, расхода, то изменение давления по длине трубы можно представить как

$$dp = \frac{\xi}{d} \frac{\rho w^2}{2} dl, \quad (2.15)$$

где ρ – плотность пара;

ξ – коэффициент потерь на трение.

Изменением ξ на данной стадии расчётов пренебрегаем. Далее произведем замену

$$\bar{w} = \frac{w}{w_1} = \frac{G}{G_1} = \bar{G},$$

для трубы длиной l_0 с площадью поверхности F_0 найдём

$$d\bar{l} = \frac{dl}{l_0} = \frac{dF}{F_0} = d\bar{F}, \quad (2.16)$$

и уравнение (2.15) запишем в виде

$$dp = \xi \frac{l_0}{d} \frac{\rho w_1^2}{2} \bar{w}^2 d\bar{F}, \quad (2.17)$$

где $\xi \frac{l_0}{d} \frac{\rho w_1^2}{2} = \Delta p_0$ – потери давления от вязкого трения при отсутствии конденсации в трубе длиной l_0 .

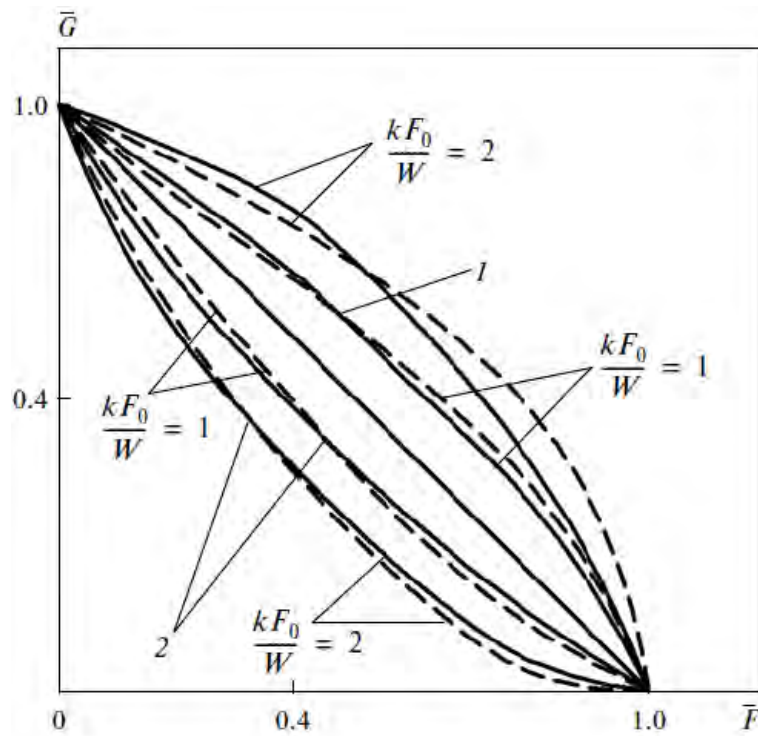


Рисунок 2.3 – Сопоставление значений $\bar{G}$, рассчитанных по формулам (2.6), (2.11), (2.12): 1 – противоток; 2 – прямоток; штриховые линии – (2.6); сплошные линии – (2.11), (2.12)

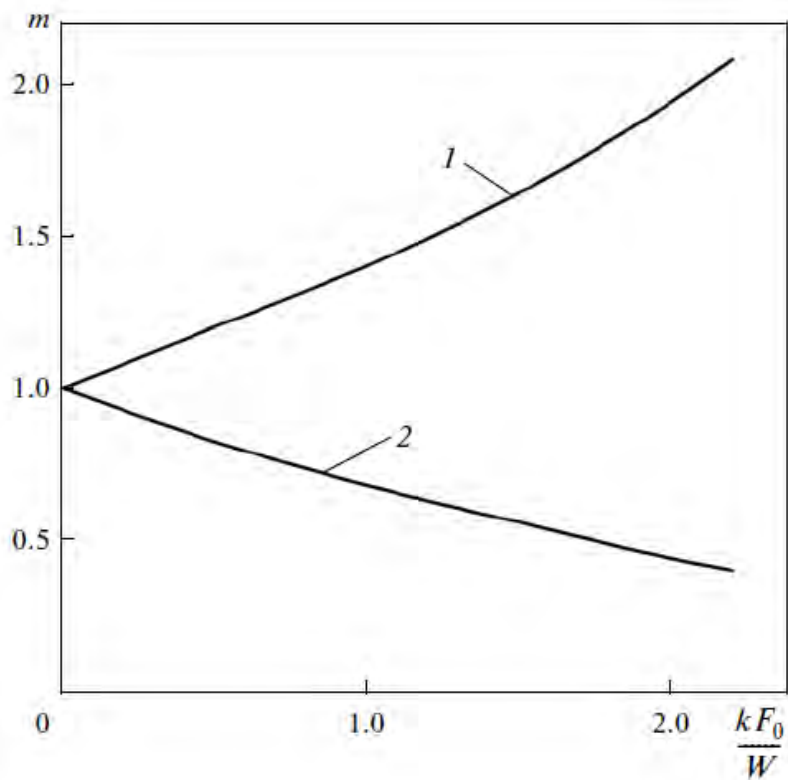


Рисунок 2.4 – Зависимость показателя степени m в уравнении (2.6) от параметра $\frac{kF_0}{W}$. 1 – прямоток; 2 – противоток

С учётом уравнения (2.6)

$$d\bar{p} = \frac{dp}{\Delta p_0} = [(1 - \bar{F})^m + x]^2 d\bar{F}$$

и после интегрирования в пределах $\bar{F}(0,1)$ получим

$$d\bar{p} = \frac{1}{2m+1} + \frac{2x}{m+1} + x^2. \quad (2.18)$$

На Рисунке 2.5 приведено соотношение потерь давления при прямотоке, противотоке и перекрестном токе (т.е. при $W = \infty$ и $m = 1$) в зависимости от параметра $\frac{kF_0}{W}$. При $\frac{kF_0}{W} = 1$ и $x = 0$ потери давления при противотоке в 1,6 раза больше, чем при прямотоке, и в 1,22 раза больше, чем при перекрестном токе.

Вторая физическая модель, которую можно применить в данной ситуации – потеря импульса продольного (осевого) движения из-за поперечного потока пара при конденсации.

В соответствии с [67] изменение давления при конденсации движущегося пара можно представить уравнением

$$dp = C_f \left(\frac{\rho w^2}{2} \right) \frac{dF}{S}, \quad (2.19)$$

где коэффициент трения $C_f = \frac{2q}{r\rho w}$,

q , r – плотность теплового потока и теплота фазового перехода;

$dF = \pi d \cdot dl$ – дифференциал поверхности трения в трубе сечением $S = \frac{\pi d^2}{4}$.

Пренебрегая изменением диаметра, связанным с толщиной плёнки конденсата, после подстановок и преобразований получим:

$$dp = \left(\frac{2q}{r} \right) \frac{2w_0 l_0}{d} \bar{w} d\bar{l}, \quad (2.20)$$

потери давления на длине $\bar{l} = 1$ определены интегрированием (2.20) с учётом (2.6):

$$\Delta p = 4 \left(\frac{q}{r} \right) \frac{w_0 l_0}{d} \left(\frac{1}{m+1} + x \right). \quad (2.21)$$

При $kF_0/W = 1$ и $x = 0$ расчётные потери давления при противотоке больше, чем при прямотоке в 1,41 раза при расчёте по квадратичной модели и в 1,2 раза при расчёте по модели потери импульса.

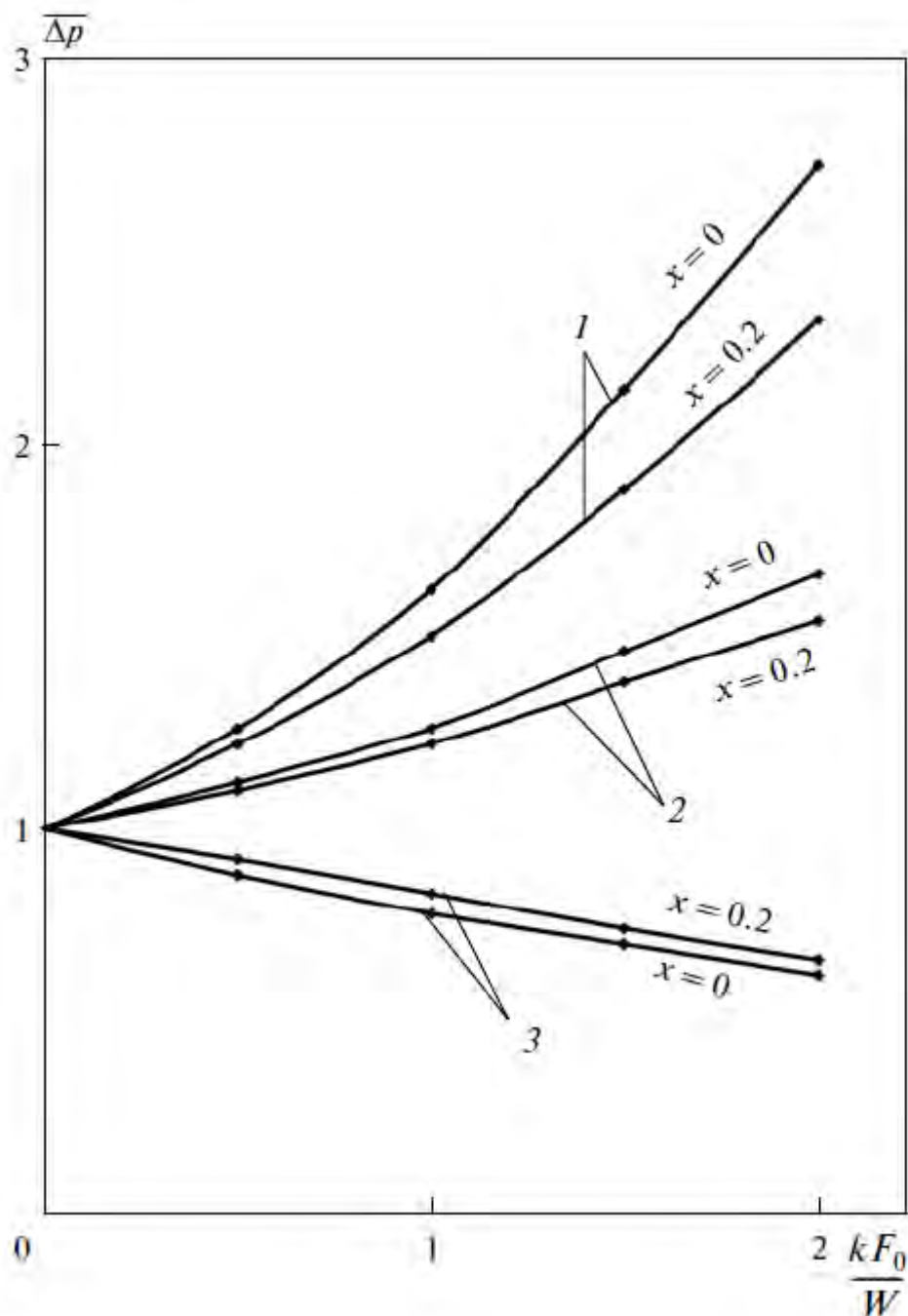


Рисунок 2.5 – Соотношение потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке $\Delta p_{\text{прям}}$, противотоке $\Delta p_{\text{прот}}$ и перекрестном токе $\Delta p_{\text{пер}}$.

$$1 - \frac{\Delta p_{\text{прот}}}{\Delta p_{\text{прям}}}; 2 - \frac{\Delta p_{\text{прот}}}{\Delta p_{\text{пер}}}; 3 - \frac{\Delta p_{\text{прям}}}{\Delta p_{\text{пер}}}$$

Экспериментальная проверка проводилась на стенде [74], описание которого представлено в Главе 3, а схема – на Рисунке 3.3.

2.2 Теплообмен при конденсации перегретого пара

В [31] получено соотношение для расчёта изменения ϑ в виде зависимости

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \exp\left(-\frac{\alpha F}{cG}\right),$$

где α – коэффициент теплопередачи от перегретого пара к плёнке конденсата.

Расчёт выполнен при условии $\alpha = \text{const}$, что на практике реализовать невозможно из-за изменения скорости движения пара при постепенной его конденсации, существенно влияющей на изменение температуры перегрева пара.

Для проведения дальнейших вычислений сделаны следующие допущения.

Коэффициент теплоотдачи связан со скоростью (и расходом) пара соотношением

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{G}{G_1}\right)^n = \alpha_0 \bar{G}^n,$$

где α_0 – коэффициент теплоотдачи от перегретого пара к пленке без изменения его агрегатного состояния на входе в трубу;

n – показатель степени в формулах $Nu \sim Re^n$, $Nu \sim Pe^n$.

В широком диапазоне режимов стабилизированного течения показатель n изменяется в пределах 0,6–0,8 [51].

Влиянием формы и толщины пленки конденсата на параметры теплообмена можно пренебречь. Тогда изменение температуры перегрева пара в трубе описывается уравнением

$$-d\vartheta = \frac{\alpha \vartheta dF}{cG} = \frac{\alpha_0 \bar{G}^n \vartheta dF}{cG} = \frac{\alpha_0 \bar{G}^n}{cG_1 \bar{G}} \vartheta dF = \frac{\alpha_0 F_0}{cG_1} \vartheta \bar{G}^{n-1} d\bar{F}. \quad (2.22)$$

Далее, подставляя (2.6) в (2.22), получаем

$$-\frac{d\vartheta}{\vartheta} = \frac{\alpha_0 F_0}{cG_1} [(1 - \bar{F})^m + x]^{n-1} d\bar{F}.$$

Знак «минус» введен, чтобы обозначить снижение температуры пара при движении его в трубе.

При интегрировании уравнения в пределах от входа в трубу ($\vartheta = \vartheta_1, \bar{F} = 0$) до выхода из нее ($\vartheta = \vartheta_2, \bar{F} = 1$) получим

$$\ln \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \frac{\alpha_0 F_0}{c G_1} \int_0^{\bar{F}} [(1 - \bar{F})^m + x]^{n-1} d\bar{F}. \quad (2.23)$$

Интеграл (2.23) легко решается для полной конденсации при $x = 0$. В этом случае

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \exp \left\{ -\frac{\alpha_0 F_0}{c G_1 [m(n-1) + 1]} \right\}. \quad (2.24)$$

Например, для $m = 1$ (линейная зависимость расхода пара от длины трубы)

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \exp \left(-\frac{\alpha_0 F_0}{c G_1} \frac{1}{n} \right). \quad (2.25)$$

Для частичной конденсации при $x > 0$ и линейной зависимости расхода ($m = 1$) получим идентичное уравнение

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \exp \left[-\frac{\alpha_0 F_0}{c G_1} \frac{1}{n(1+x)} \right]. \quad (2.26)$$

Результаты расчётов по уравнениям (2.24) – (2.26) существенно отличаются от данных [31].

Для обобщения экспериментальных данных, представленных в главе 4, использовалась зависимость

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = f \left(\frac{\alpha F}{c_{охл} G_{охл} M} \right),$$

где $M = m(n-1) + 1$.

Результаты обобщения для потока после перемешивания приведены на Рисунке 2.6. Здесь видна удовлетворительная сходимость в исследованном диапазоне значений $\frac{\alpha F}{c_{охл} G_{охл} M} = 1.6 - 2.3$.

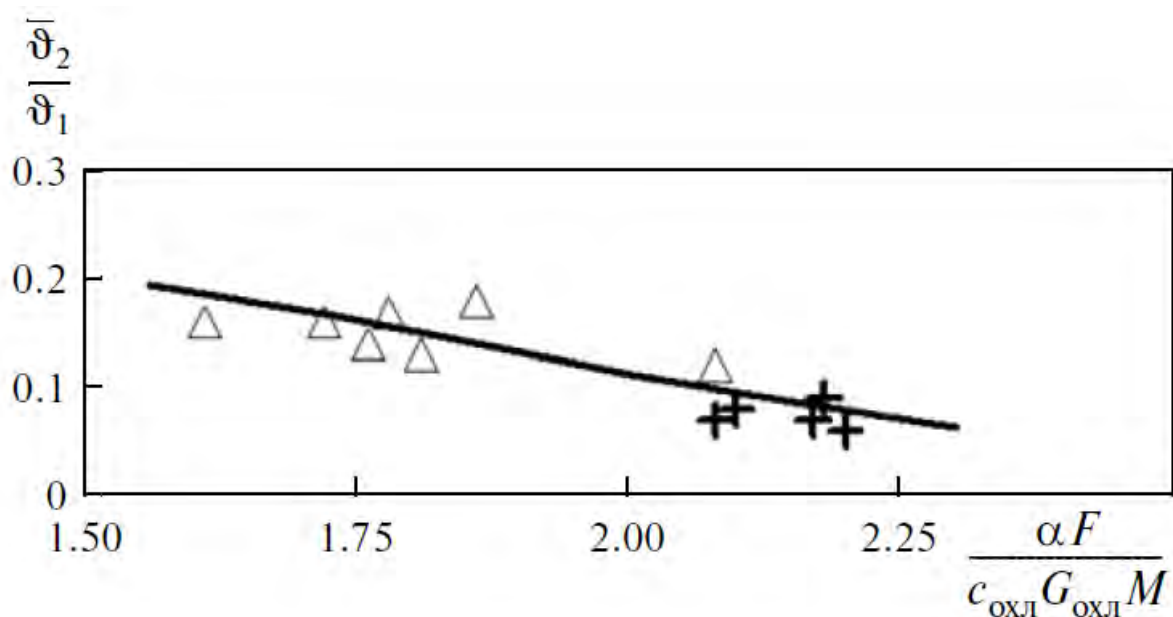


Рисунок 2.6 – Зависимость относительного охлаждения пара от параметра $\frac{\alpha F}{c_{охл} G_{охл} M}$

Анализ результатов измерения потерь давления. В состав измеренных потерь $\Delta p_{из}$ входят потери давления на входе в трубу $\Delta p_{вх}$, линейные потери на трение $\Delta p_{тр}$, а также на восстановление давления $\Delta p_{торм}$, связанные с уменьшением скорости пара (торможением) по мере конденсации.

$$\Delta p_{из} = \Delta p_{вх} + \Delta p_{тр} - \Delta p_{торм}.$$

Изменением полного давления можно пренебречь, так как истечение конденсата происходит в большом объеме нижнего коллектора.

Значение $\Delta p_{торм}$ можно рассчитать по уравнению [33]

$$\Delta p_{торм} = G_1(w_1 - w_2) \frac{1}{S}, \quad (2.27)$$

где $w_2 \approx \kappa w_1$ – средняя скорость пара на выходе из трубы;

S - площадь сечения трубы.

Следовательно, для выделения потерь давления на трение необходимо из измеренных потерь $\Delta p_{из}$ вычесть потери полного давления на входе в трубу $\Delta p_{вх}$ и прибавить величину $\Delta p_{торм}$.

Если теперь отнести эти величины к динамическому напору на входе в трубу $\Delta p_{дин} = \frac{\rho w_1^2}{2}$, то получим

$$\Delta \bar{p}_{\text{тр}} = \frac{\Delta p_{\text{тр}}}{\Delta p_{\text{дин}}} = \frac{\Delta p_{\text{из}}}{\Delta p_{\text{дин}}} - \xi_{\text{вх}} - 2(1 - x), \quad (2.28)$$

где $\xi_{\text{вх}}$ – коэффициент потерь на входе, который был определен с помощью зонда диаметром 6 мм, размещенного в центре паровой трубы.

2.3 Потери давления при конденсации пара

Величина потерь давления на трение конденсирующегося пара определяется из следующей зависимости:

$$\Delta p = \int_0^l \xi \frac{dl}{d} \cdot \frac{\rho w^2}{2}.$$

Будем считать, что средняя скорость течения пара по мере его конденсации снижается линейно (см. Рисунок 2.7). При этом степень сухости пара выражена в виде зависимости $x = \frac{w_2}{w_1}$. Тогда остальные скорости могут быть выражены следующим образом:

$$w_2 = w_1 \cdot x; \quad (2.29)$$

$$w_0 = w_k + w_2 = w_k + w_1 \cdot x. \quad (2.30)$$

Отсюда:

$$w_k = w_1(1 - x) \rightarrow \frac{w_k}{w_1} = (1 - x); \quad (2.31)$$

$$w = w_k(1 - \bar{l}) + w_2 = w_k(1 - \bar{l}) + x \cdot w_1. \quad (2.32)$$

После подстановки (2.31) в (2.32) получим:

$$\frac{w}{w_1} = (1 - x)(1 - \bar{l}) + x. \quad (2.33)$$

Величина потерь давления на трение с учётом (2.33) будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta p = \int_0^1 \xi \frac{d\bar{l} \cdot l_0}{d} \cdot \frac{\rho w_1^2}{2} [(1 - x)(1 - \bar{l}) + x]^2. \quad (2.33)$$

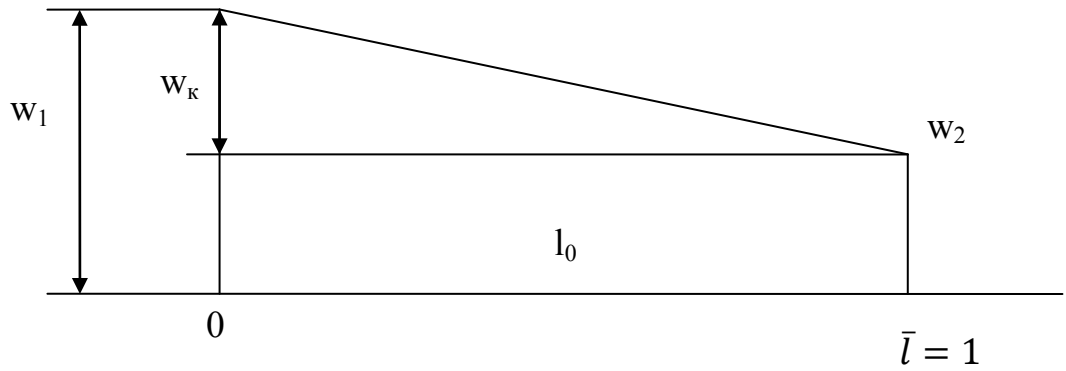


Рисунок 2.7 – Изменение скорости пара по длине трубы

При этом потери давления без учёта конденсации выглядят следующим образом:

$$\Delta p_0 = \xi \frac{l_0}{d} \cdot \frac{\rho w_1^2}{2}. \quad (2.34)$$

Тогда, с учётом (2.33) и (2.34) получаем следующее:

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \int_0^1 [(1-x)(1-\bar{l}) + x]^2 d\bar{l}. \quad (2.35)$$

Вычислим значение интеграла (2.35) преобразовав подынтегральное выражение:

$$[(1-x)(1-\bar{l}) + x]^2 = [(1-x)^2(1-\bar{l})^2 + 2 \cdot x(1-x)(1-\bar{l}) + x^2];$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \int_0^1 [(1-x)^2(1-\bar{l})^2 + 2 \cdot x(1-x)(1-\bar{l}) + x^2] d\bar{l};$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \frac{(1-x)^2}{3} + x(1-x) + x^2 = \frac{x^2+x+1}{3}.$$

Таким образом, потери давления на трение с учётом конденсации рассчитываются из следующего уравнения:

$$\Delta p_{\text{тр}} = \xi \frac{l}{d} \cdot \frac{\rho w_1^2}{2} \cdot \frac{(x^2+x+1)}{3}. \quad (2.36)$$

Величина восстановления давления за счёт торможения рассчитывается по следующей зависимости:

$$\Delta p_{\text{тор}} = \rho w_1(w_1 - w_2) = \frac{\rho w_1^2}{2} \cdot 2(1-x). \quad (2.37)$$

Суммарные потери давления с учётом (2.36) и (2.37) определяются следующим образом:

$$\Delta p = \left[\xi \frac{l}{d} \cdot \frac{(x^2 + x + 1)}{3} - 2(1 - x) + \xi_{\text{вх}} \right] \frac{\rho w_1^2}{2}. \quad (2.38)$$

Выполнив замену $\bar{x} = \frac{1+x}{2}$, получим следующее выражение:

$$\overline{\Delta p} = \xi \frac{l}{d} \cdot \frac{4}{3} \bar{x}^2 + 4(\bar{x} - 1) + \xi_{\text{вх}}. \quad (2.39)$$

Потери давления на трение в соответствии с аналогией Леонтьева-Шекриладзе [68]:

$$dp = \frac{2q}{r\rho w} \cdot \frac{\rho w^2}{2} \cdot \frac{dF}{S},$$

где w – скорость потока конденсирующегося в трубе пара;

$$dF = \pi d \cdot dl;$$

$$S = \frac{\pi d^2}{4};$$

$$\frac{dF}{S} = \frac{\pi d \cdot dl \cdot 4}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot dl}{d}.$$

Величина q/r представляет собой поперечный поток массы и имеет размерность $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$;

$$\frac{q}{r} = (\rho w)_\text{к}.$$

Индекс «к» здесь обозначает конденсирующийся пар.

$$dp = \frac{2(\rho w)_\text{к}}{\rho w} \cdot \frac{\rho w^2}{2} \cdot \frac{4 \cdot dl}{d} = 4(\rho w)_\text{к} \cdot w \cdot \frac{dl}{d};$$

$$\frac{w}{w_1} = (1 - x)(1 - \bar{l}) + x.$$

Отсюда следует:

$$dp = 4(\rho w)_\text{к} \cdot w_1 \cdot [(1 - x)(1 - \bar{l}) + x] \cdot \frac{dl}{d}; \quad (2.40)$$

$$w_\text{к} = \frac{G_1(1 - x)}{\pi d l_0 \rho_\text{к}} \rightarrow (\rho w)_\text{к} = \frac{G_1(1 - x)}{\pi d l_0};$$

$$w_1 = \frac{G_1 \cdot 4}{\rho \pi d^2} = \frac{G_1}{\pi d l_0} \cdot \frac{4 l_0}{d \cdot \rho};$$

$$(\rho w)_k = \frac{w_1(1-x) \cdot d \cdot \rho}{4 l_0};$$

$$dp = 4 \frac{w_1(1-x) \cdot d \cdot \rho}{4 l_0} \cdot w_1 \cdot [(1-x)(1-\bar{l}) + x] \cdot \frac{dl}{d};$$

$$dp = \rho w_1^2 (1-x) \cdot [(1-x)(1-\bar{l}) + x] \cdot d\bar{l};$$

$$\Delta p_{\text{тр}} = \int_0^1 \rho w_1^2 (1-x) \cdot [(1-x)(1-\bar{l}) + x] \cdot d\bar{l}.$$

После преобразований получим:

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{\rho w_1^2}{2} (1-x)(1+x) = \frac{\rho w_1^2}{2} (1-x^2).$$

Изменение давления, связанное торможением потока пара, вычисляются из следующего соотношения:

$$\Delta p_{\text{тор}} = \rho w_1 (w_1 - w_2) = \frac{\rho w_1^2}{2} \cdot 2(1-x).$$

Зависимость отношения потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке и противотоке от параметра $\frac{kF_0}{W}$ для двух вышеописанных расчётных моделей представлена на Рисунке 2.8.

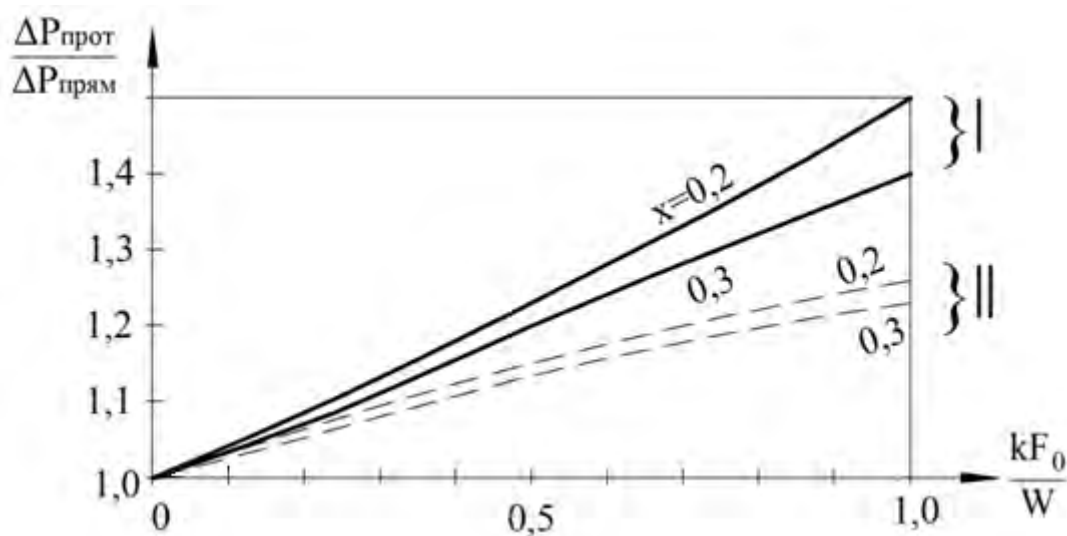


Рисунок 2.8 – Соотношение потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке и противотоке: I – расчёт по (2.18), II – расчёт по (2.21)

2.4 Выводы по главе 2

1. Теоретический анализ выявил зависимость параметров процесса конденсации насыщенного и перегретого пара в трубах и каналах от схемы движения охлаждающего теплоносителя: противоток, прямоток, перекрестный ток. В частности, показано, что характер изменения расхода пара по длине трубы при противотоке и прямотоке существенно различается. В функциональной зависимости $G = f[G_0(1 - \bar{F})^m]$ при противотоке $m < 1$, а при прямотоке $m > 1$.

2. Теоретически показано, что потери давления конденсирующегося пара при противотоке всегда больше таковых при прямотоке или перекрестном токе.

3. Разработана методика расчета температуры перегретого пара на выходе из трубы. Методика учитывает характер движения охлаждающей среды.

4. Предложена методика оценки соотношения потерь давления при противотоке, прямотоке и перекрестном токе. Основными параметрами, определяющими это соотношение, являются паросодержание на выходе из трубы x_2 и величина $\frac{kF}{c_{охл}G_{охл}}$, с ростом которой отношение $\frac{\Delta p_{прот}}{\Delta p_{прям}}$ увеличивается, в то время как с ростом x_2 значение $\frac{\Delta p_{прот}}{\Delta p_{прям}}$ уменьшается; при $\frac{kF}{c_{охл}G_{охл}} \rightarrow 0$ отношение $\frac{\Delta p_{прот}}{\Delta p_{прям}} \rightarrow 1$.

5. При $kF_0/W = 1$ и $x = 0$ расчётные потери давления при противотоке больше, чем при прямотоке в 1,41 раза при расчёте по квадратичной модели и в 1,2 раза при расчёте по модели потери импульса.

Глава 3 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1 Описание экспериментальных установок

В ходе проведения экспериментальных исследований процесса конденсации внутри макетов ВК было выявлено несоответствие между расчётной величиной потерь давления на теплообменных трубах и её реальным измеренным значением. Внешний вид стенда макетов ВК представлен на Рисунке 3.1, а схема одноходового макета и его теплообменного модуля – на Рисунке 3.2.



Рисунок 3.1 – Внешний вид стенда макетов ВК

Внутренний диаметр теплообменных труб составлял 21 мм, теплообменный модуль состоял из 78 труб, расположенных в 4 ряда в шахматном порядке. Движение пара осуществлялось в один ход.

Потери давления измерялись при помощи U-образного дифманометра, одно колено которого было соединено с верхним паровым коллектором, а второе колено было соединено с нижним коллектором и гарантированно заполнялось конденсатом. По разнице уровней конденсата можно было определить потери давления конденсирующегося пара в трубном пучке.

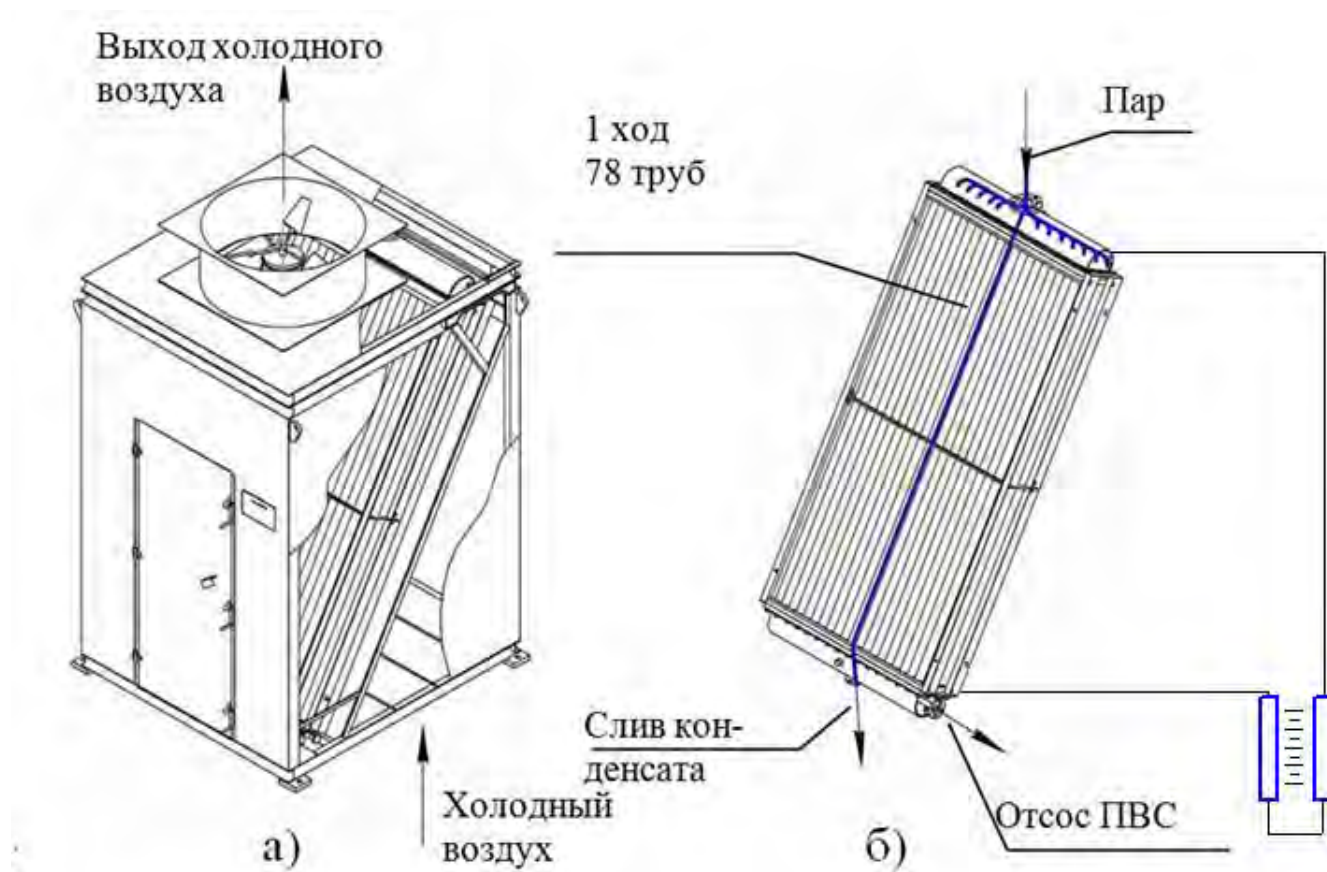


Рисунок 3.2 – Схема одноходового макета ВК (а) и его теплообменного модуля (б) с установленным U-образным дифманометром

Для трёх режимов работы ВК, характеризующихся различными расходами пара на входе в теплообменные трубки, были выполнены измерения при помощи U-образного манометра, установленного согласно схеме, представленной на Рисунке 3.2.

Для этих режимов работы ВК также был произведён расчёт по методике, изложенной в параграфе 3.2 данной работы.

Сопоставление измеренных и расчётных значений потерь давления для нескольких расходов пара представлено в Таблице 3.1.

Принципиальная схема стенда для исследования макетов ВК с указанием расположения измерительных приборов представлена на Рисунке 3.3.

Таблица 3.1 – Сопоставление расчётных и экспериментальных потерь давления в теплообменных трубах макета ВК

Расход пара на трубку $G_{\text{п}}, 10^{-4} \frac{\text{кг}}{\text{с}}$	Плотность пара на входе $\rho_{\text{п}}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	Давление конденсации $p_{\text{к}}, \text{кПа}$	Потери давления $\Delta p, \text{Па}$	
			Расчёт	Опыт
7,78	1,009	10,28	481	588
8,4	1,074	11,95	513	196
10,1	1,294	16,17	640	1146

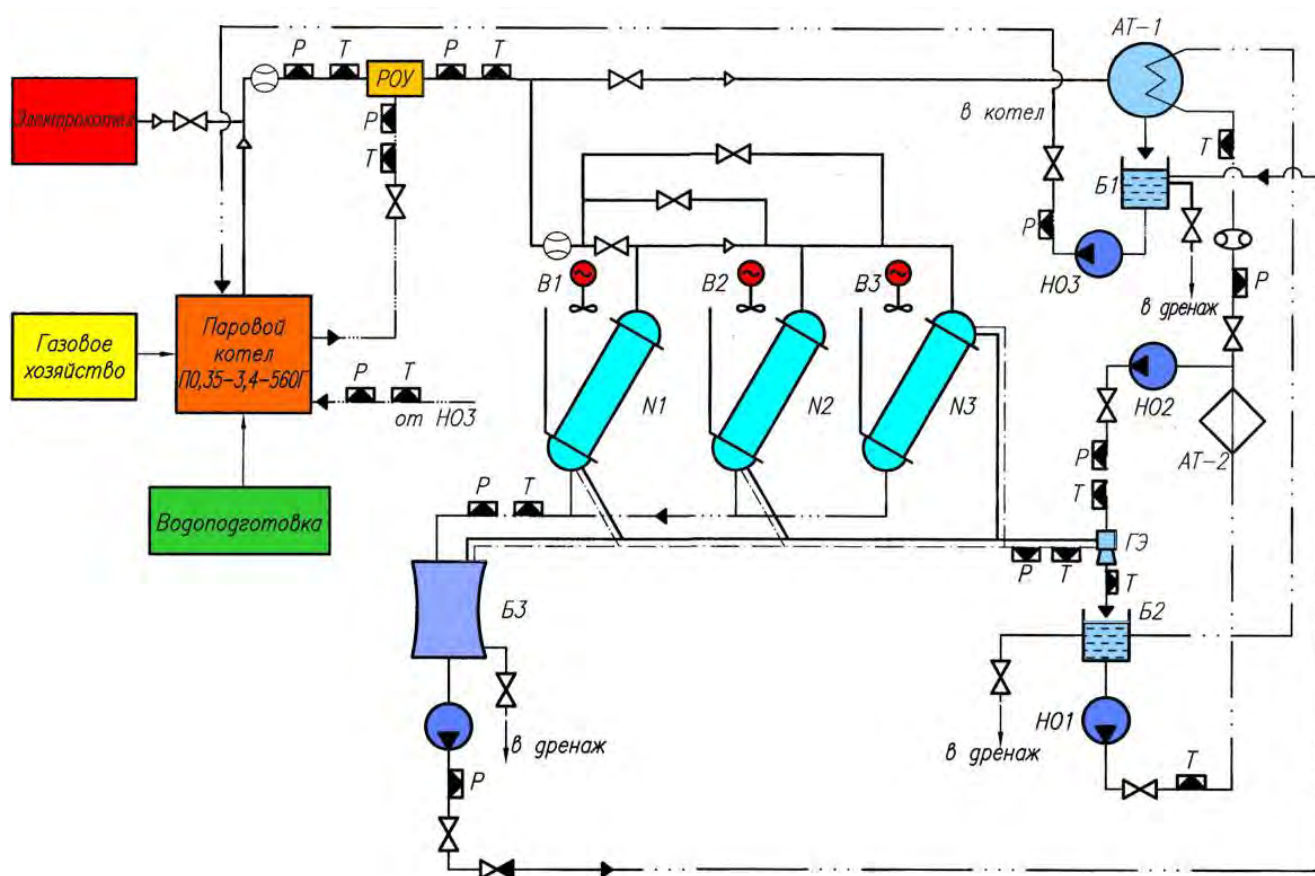


Рисунок 3.3 – Принципиальная схема стенда для исследования макетов ВК

Было сделано предположение о том, что имеют место различные условия охлаждения в нижней и верхней областях теплообменных труб, возникающие вследствие неравномерности поля температур охлаждающего воздуха по высоте трубного пучка. Для отработки этой версии было принято решение поставить

острый эксперимент, в котором вместо перекрёстного тока рассматривался бы прямоток и противоток.

Схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 3.4. К конденсатору типа «труба в трубе» подаётся водяной пар от электрического парогенератора Гейзер-200. Пар конденсируется в теплообменной трубе с внутренним диаметром 21 мм, толщиной стенки 2 мм и общей длиной 2,5 м из стали 12X18H10T, установленной под углом 60° к горизонту. Размеры и наклон трубы, также расход пара на неё выбирались в соответствии с параметрами макетов воздушного конденсатора. Теплообменная труба 1 на длине 2,3 м охлаждается с внешней стороны водой, протекающей в кольцевом зазоре. Наружная стальная труба 2 имеет внутренний диаметр 28 мм и толщину стенки 2 мм. Расход охлаждающей воды находился в пределах 0,04-0,16 кг/с. На выходе из теплообменной трубы установлен прозрачный конденсатосборник из оргстекла (нижний коллектор 3) и стеклянная труба 4, по которой конденсат сливается в бак сбора конденсата 5. Температура пара на входе в теплообменную трубу на 10-40°C превышала температуру насыщения. При закрытии линии слива в бак сбора конденсата 5 стеклянная трубка 4 и конденсатосборник 3 последовательно заполнялись конденсатом. При этом измерялся расход конденсата методом регистрации времени заполнения им заранее протарированных объёмов. Разрежение в теплообменной трубе создавалось за счёт конденсации пара и поддерживалось с помощью водоструйного эжектора 9, отсасывающего паровоздушную смесь (ПВС) из конденсатосборника 3 и бака сбора конденсата 5.

Рисунок 3.4 – Принципиальная схема стенда: 1 – труба пара; 2 – труба охлаждающей воды; 3 – конденсатосборник (оргстекло); 4 – конденсатосборная трубка (стекло); 5 – бак сбора конденсата; 6 – насос откачки конденсата; 7 – бак охлаждающей воды; 8 – насос эжектора; 9 – эжектор водоструйный; 10 – ёмкость контроля расхода охлаждающей воды; 11 – паровой коллектор на входе в макет; 12 – U-образный манометр измерения перепада давления в макете; 13 – U-образный манометр зонда; 14 – мерное сопло Дуб6; 15 – теплоизоляция; 16 – зонд отбора статического давления на входе в трубу; I – пар; II- конденсат; III – охл. вода; IV – ПВС

При перекрытии линии отсоса ПВС (задвижки ВН154, ВН159) и конденсата (задвижка ВН158) из конденсатосборника, расход пара на входе в трубу становился равным расходу конденсата на её выходе. Расход пара, поступающего на конденсацию, контролировался с помощью расходомерного сопла 14, которое было заранее протарировано по расходу конденсата на режимах без отсоса ПВС. При открытом отсосе ПВС разность в расходах пара и конденсата, рассчитанная по нагреву воды (т.е. по теплу), отводимой в водоструйный эжектор, позволяет определить расходное массовое паросодержание среды на выходе из трубы x_2 .

С целью отдельного измерения температур ПВС и конденсата на выходе из теплообменной трубы, внутри неё было установлено препятствие высотой 10,5 мм (Рисунок 3.5).

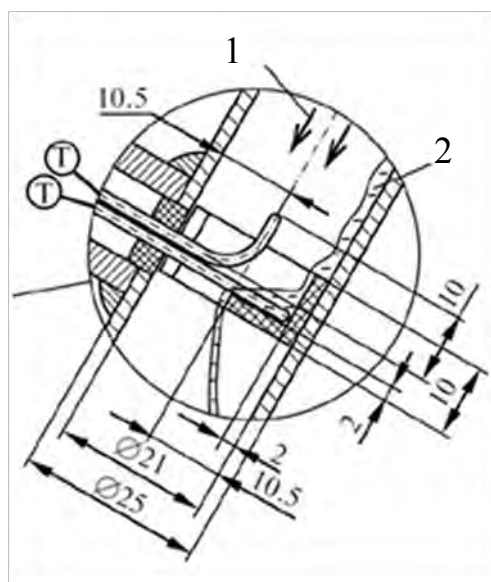


Рисунок 3.5 – Схема узла измерения температуры ПВС и конденсата на выходе из теплообменной трубы: 1 – перегретый пар в смеси с воздухом; 2 – конденсат

Схема установки зонда отбора статического давления на входе в теплообменную трубу приведена на Рисунке 3.6.

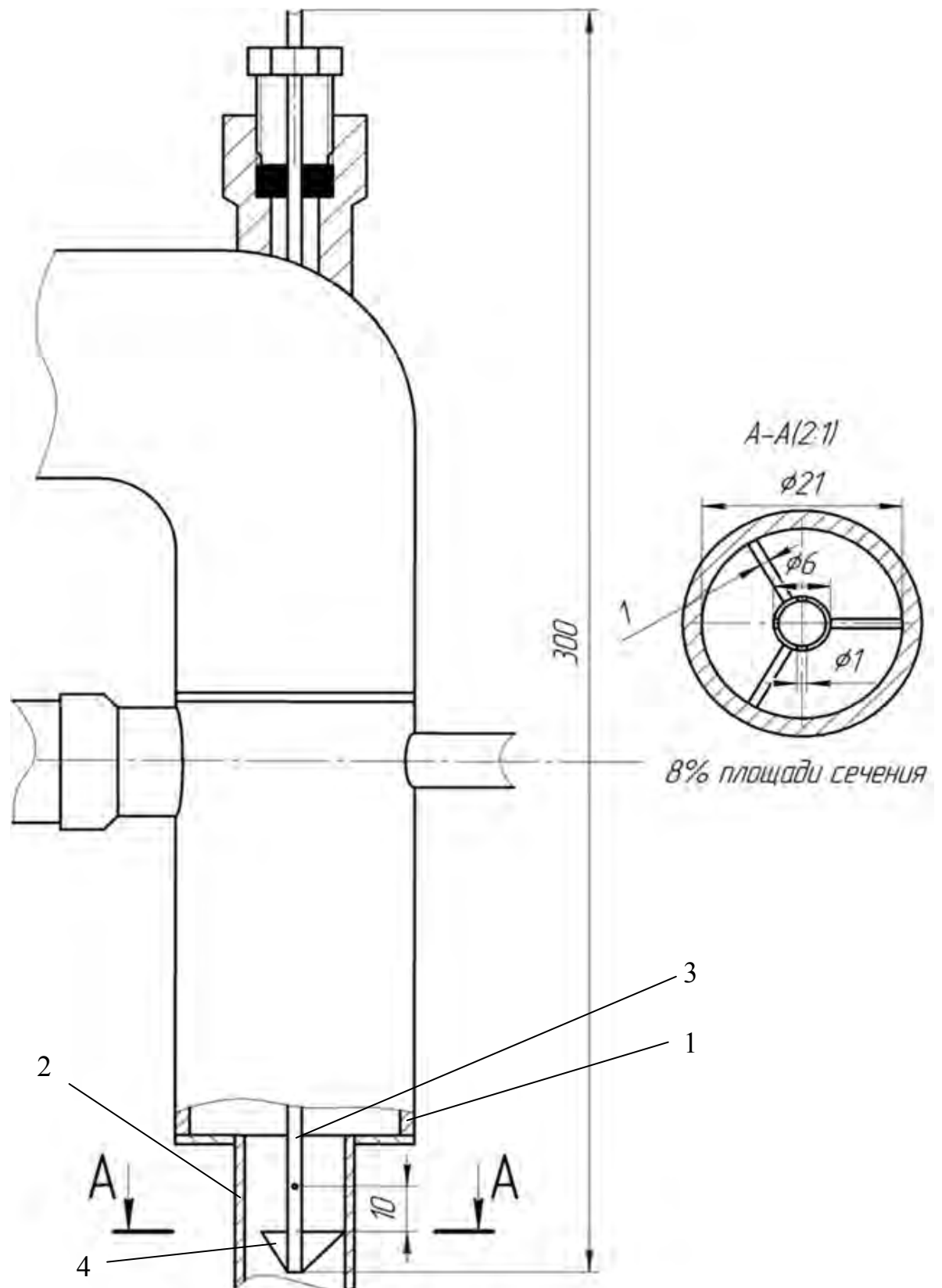


Рисунок 3.6 – Эскиз установки зонда отбора статического давления: 1 – верхний коллектор; 2 – теплообменная труба; 3 – зонд отбора статического давления; 4 – направляющие зонда

Для определения влияния схемы движения теплоносителей на гидравлическое сопротивление и теплоотдачу перегретого и насыщенного пара, стенд был оборудован узлом, позволяющим осуществлять быстрое (0,5–1 с) переключение направления движения охлаждающей воды с противотока на прямоток и обратно с сохранением неизменными расходов пара и воды. Данный узел представлен на принципиальной схеме экспериментального стенда (Рисунок 3.4) и состоит из четырёх запорных вентилей ВН45, ВН46, ВН47, ВН48 и соединительных трубопроводов между ними.

При закрытых клапанах ВН47 и ВН46 и открытых клапанах ВН45 и ВН48, охлаждающая вода из бака Б2 поступает в нижний штуцер трубы охлаждающей воды, поднимается вверх, отбирая тепло конденсирующегося пара, затем покидает трубу через верхний штуцер и возвращается в бак Б2. Таким образом, движение пара и воды оказывается противоточным.

При открытых клапанах ВН47 и ВН46 и закрытых клапанах ВН45 и ВН48, охлаждающая вода из бака Б2 поступает в верхний штуцер трубы охлаждающей воды, опускается вниз, охлаждая паровую трубу, затем покидает кольцевой зазор охлаждения через нижний штуцер и возвращается в бак Б2. Таким образом, движение пара и воды оказывается прямоточным.

3.2 Методика проведения экспериментов

Измерение температур. Температуры пара, конденсата и охлаждающей воды измерялись откалиброванными совместно со вторичным прибором хромель-копелевыми термопарами. Калибровка осуществлялась с использованием лабораторного ртутного термометра с ценой деления 0,1 °С.

Для измерения температуры конденсата использовалась термопара, погруженная в конденсат, перетекающий через препятствие высотой 10,5 мм на нижней образующей трубы. Температура пара на выходе из теплообменной трубы измерялась при помощи термопары, чувствительный участок которой был размещён вдоль оси трубы и направлен навстречу потоку ПВС. Также температура ПВС фиксировалась термопарой, размещенной в трубе, идущей от

нижнего коллектора к эжектору. Тепловой баланс, определяемый по нагреву охлаждающей воды, совпадал с определяемым по теплоте, выделяемой при охлаждении и полной конденсации пара, с точностью $\pm 5\%$.

Кроме того, в среднем по ходу пара сечении трубы (находящемся на равных расстояниях от нижнего и верхнего коллекторов) была размещена подвижная термопара T10, позволяющая фиксировать поле температур пара и конденсата в поперечном сечении трубы.

На установившемся режиме течения пара и конденсата чувствительный спай данной термопары последовательно перемещался от верхней образующей паровой трубы до нижней с шагом 2 мм. В каждом положении термопара находилась 30–60 секунд. Опрос датчиков производился с частотой 1 Гц, данные записывались в виде таблицы в компьютер. Затем показания всех датчиков, кроме T10, усреднялись за данный промежуток времени. Показания датчика T10 по каждому положению выбирались максимальными из промежутка времени, в который происходило измерение. Усреднять показания термопары T10 по времени полагалось некорректным по причине наличия периодического попадания капель конденсата на чувствительный спай, вызывавшего его намокание. В этот момент показания термопары T10 резко снижались, однако за период времени от 2 до 8 секунд показания возвращались в норму, что говорит об испарении этих капель. По этой причине конструкция стенда, предусматривающая введение термопары T10 сверху, не дала истинной картины распределения температур сред в сечении трубы, поскольку по металлическому кожуху термопары интенсивно отводилось тепло, что приводило к зависанию капли конденсата на чувствительном спае, в результате чего термопара показывала температуру насыщения воды при данном давлении. Чтобы избежать искажений результатов измерений, стенд был доработан для введения термопары T10 снизу. Кроме того, область возле чувствительного спая термопары была гидрофобизирована. Все результаты, приведенные в настоящей работе, были получены после этой доработки.

Измерение расходов. Расход перегретого пара определялся по температуре и давлению перед соплом со сверхкритическим перепадом давлений.

Расходы конденсата и охлаждающей воды определялись с использованием мерных ёмкостей и секундомера на установившемся режиме работы стенда и при закрытии клапана на трубе, ведущей к эжектору.

Измерение давлений. Абсолютные значения давлений в верхнем и нижнем коллекторах экспериментального стенда определялись при помощи датчиков АИР-10.

Измерение перепадов давления пара между верхним и нижним коллекторами осуществлялось также U-образным дифманометром.

С целью определения потерь полного давления на входе в теплообменную трубу экспериментального стенда были проведены его испытания с применением зонда отбора статического давления.

Для измерения перепадов статического давления между верхним коллектором и входом пара в теплообменную трубу использовался U-образный дифманометр.

Для обеспечения точности показаний U-образных дифманометров, на линиях, соединяющих дифманометры с коллекторами и зондом, были установлены тройники, обеспечивающие возможность продувки этих линий. Схема установки дифманометров с продувками представлена на Рисунке 3.1.

Измерения производились на установившемся режиме. Расстояние между отверстием зонда и входом в трубу составляло 0; 10; 20; 30; 40; 60; 75 мм. Измерения перепадов сделаны при включенном эжекторе. Запись показаний производилась трижды в каждом положении зонда с интервалом 2 минуты, после чего показания усреднялись.

Тепловой баланс. Критерием точности полученных результатов являлся тепловой баланс стенда, имеющий следующий вид:

$$Q_{\text{в}} = Q_{\text{п}},$$

где $Q_{\text{в}}$ – количество тепла, полученное охлаждающей водой от конденсирующегося пара, кВт;

Q_{π} – количество тепла, отданное паром охлаждающей воде, кВт.

Количество тепла, полученное водой, определялось из следующей зависимости:

$$Q_{\text{в}} = G_{\text{в}} \cdot (h_{\text{в2}} - h_{\text{в1}}),$$

где $G_{\text{в}}$ – расход охлаждающей воды, кг/с;

$h_{\text{в1}}, h_{\text{в2}}$ – энтальпии охлаждающей воды на входе и на выходе из теплообменника, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Энтальпия охлаждающей воды на входе рассчитывалась как функция от температуры воды на входе $t_{\text{в1}}$ и атмосферного давления B_0 :

$$h_{\text{в1}} = f(B_0, t_{\text{в1}}).$$

Энтальпия охлаждающей воды на выходе рассчитывалась как функция от температуры воды на выходе $t_{\text{в2}}$ и атмосферного давления B_0 :

$$h_{\text{в2}} = f(B_0, t_{\text{в2}}).$$

Количество тепла, отдаваемое конденсирующимся паром, рассчитывалось в соответствии со следующим уравнением:

$$Q_{\pi} = G_{\text{к}} \cdot (h_{\pi} - h_{2\text{к}}) + (G_{\pi} - G_{\text{к}}) \cdot (h_{\pi} - h_{2\text{ПВС}}),$$

где G_{π} – расход пара через мерное сопло, кг/с;

$G_{\text{к}}$ – расход конденсата в нижний коллектор, кг/с;

h_{π} – энтальпия пара на входе в теплообменную трубу, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

$h_{2\text{к}}$ – энтальпия конденсата на выходе из теплообменной трубы, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

$h_{2\text{ПВС}}$ – энтальпия ПВС на выходе из теплообменной трубы, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Оценка сходимости теплового баланса по воде и пару осуществлялась при помощи невязки теплового баланса, определяемой по формуле:

$$\delta = \frac{2|Q_{\pi} - Q_{\text{в}}|}{Q_{\pi} + Q_{\text{в}}}, \%$$

Измерения считались корректными в том случае, когда невязка теплового баланса не превышала 5%.

Оценка режима течения. Для оценки режимов течения двухфазной смеси внутри охлаждаемой трубы во время экспериментальных исследований, был

выполнен расчёт режимов по карте режимов Бейкера, описывающей режимы двухфазных течений в горизонтальных трубах. В качестве исходных данных выбран

Исходные данные:

температура пара на входе в трубу	$t_{\text{вх}} = 113,5^{\circ}\text{C};$
давление пара на входе в трубу	$p_{\text{вх}} = 9,7 \text{ кПа};$
температура пара на выходе из трубы	$t_{\text{пвых}} = 57,9^{\circ}\text{C};$
давление ПВС на выходе из трубы	$p_{\text{ПВС}} = 7,6 \text{ кПа};$
температура конденсата на выходе из трубы	$t_{\text{квых}} = 39,7^{\circ}\text{C};$
температура пара в среднем сечении трубы	$t_{\text{пср}} = 75,5^{\circ}\text{C};$
температура конденсата в среднем сечении трубы	$t_{\text{кср}} = 40^{\circ}\text{C};$
давление в среднем сечении трубы	$p_{\text{ср}} = 8,65 \text{ кПа};$
расход пара на входе в трубу	$G_{\text{п}} = 2,68 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{с}};$
площадь сечения трубы	$f = 3,464 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2;$
степень сухости пара на входе в трубу	$x_{\text{вх}} = 1;$
степень сухости пара на выходе из трубы	$x_{\text{ср}} = 0,5 \text{ (примем условно)};$
степень сухости пара в среднем сечении трубы	$x_{\text{вых}} = 0,022.$

Определим и запишем параметры жидкой и газообразной фаз двухфазного течения.

Входное сечение:

коэффициент динамической вязкости воды $\mu''_{\text{H}_2\text{O}} = 5,938 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с};$

коэффициент динамической вязкости пара $\mu' = 1,047 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с};$

плотность воды $\rho''_{\text{H}_2\text{O}} = 990,1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3};$

плотность пара $\rho' = 6,624 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3};$

коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 6,874 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Н}}{\text{м}}.$

Среднее сечение:

коэффициент динамической вязкости воды $\mu''_{\text{H}_2\text{O}} = 6,178 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с};$

коэффициент динамической вязкости пара $\mu' = 1,148 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$;

плотность воды $\rho''_{H_2O} = 991 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

плотность пара $\rho' = 5,385 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 6,911 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Н}}{\text{м}}$.

Выходное сечение:

коэффициент динамической вязкости воды $\mu''_{H_2O} = 6,567 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$;

коэффициент динамической вязкости пара $\mu' = 1,088 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$;

плотность воды $\rho''_{H_2O} = 992,3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

плотность пара $\rho' = 4,985 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 6,951 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Н}}{\text{м}}$.

Для определения режима течения двухфазной смеси по карте режимов Бейкера, определим параметры, являющиеся абсциссой и ординатой карты: $\frac{G_g}{\lambda}$ и

$\left(\frac{G_g}{G_l}\right) \cdot \lambda \psi$, где:

G_g и G_l – приведенные скорости фаз (массовые скорости, отнесенные к полному поперечному сечению трубы);

$$\lambda = \left[\frac{\rho_g}{0,075} \cdot \frac{\rho_l}{62,3} \right]^{\frac{1}{2}} ;$$

$$\psi = \left[\left(\frac{73}{\sigma} \right) \cdot \mu_l \cdot \left(\frac{62,3}{\rho_l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} ;$$

ρ_g и ρ_l – плотности фаз.

Тогда на входе в трубу:

$$G_g = \frac{G_{\Pi} \cdot x_{\text{вх}}}{f \cdot \rho'} = \frac{2,68 \cdot 10^{-3} \cdot 1}{3,464 \cdot 10^{-4} \cdot 6,624 \cdot 10^{-2}} = 116,8 \frac{\text{м}}{\text{с}};$$

$$\lambda = \left[\frac{\rho_g}{0,075} \cdot \frac{\rho_l}{62,3} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{6,624 \cdot 10^{-2}}{0,075} \cdot \frac{990,1}{62,3} \right]^{\frac{1}{2}} = 3,75;$$

$$\left(\frac{G_g}{G_l} \right) \cdot \lambda \psi = 0;$$

$$\frac{G_g}{\lambda} = \frac{116,8}{3,75} = 31,15.$$

Таким образом, на входе в трубу имеем расслоенный режим течения.

В среднем сечении трубы:

$$\lambda = \left[\frac{\rho_g}{0,075} \cdot \frac{\rho_l}{62,3} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{4,985 \cdot 10^{-2}}{0,075} \cdot \frac{991}{62,3} \right]^{\frac{1}{2}} = 3,38;$$

$$\psi = \left[\left(\frac{73}{6,951 \cdot 10^{-2}} \right) \cdot 6,567 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{62,3}{992,3} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} = 0,140;$$

$$G_g = \frac{G_{\Pi} \cdot x_{\text{ср}}}{f \cdot \rho'} = \frac{2,68 \cdot 10^{-3} \cdot 0,022}{3,464 \cdot 10^{-4} \cdot 4,985 \cdot 10^{-2}} = 3,41 \frac{\text{м}}{\text{с}};$$

$$G_l = \frac{G_{\Pi} \cdot (1 - x_{\text{ср}})}{f \cdot \rho'} = \frac{2,68 \cdot 10^{-3} \cdot 0,5}{3,464 \cdot 10^{-4} \cdot 991} = 0,004 \frac{\text{м}}{\text{с}};$$

$$\left(\frac{G_g}{G_l} \right) \cdot \lambda \psi = \left(\frac{71,84}{0,004} \right) \cdot 3,38 \cdot 0,138 = 2,6;$$

$$\frac{G_g}{\lambda} = \frac{71,84}{3,38} = 21,25.$$

В среднем сечении трубы получаем расслоенный режим течения.

На выходе из трубы:

$$\lambda = \left[\frac{\rho_g}{0,075} \cdot \frac{\rho_l}{62,3} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{4,985 \cdot 10^{-2}}{0,075} \cdot \frac{992,3}{62,3} \right]^{\frac{1}{2}} = 3,25;$$

$$\psi = \left[\left(\frac{73}{6,911 \cdot 10^{-2}} \right) \cdot 6,178 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{62,3}{991} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} = 0,138;$$

$$G_g = \frac{G_{\Pi} \cdot x_{\text{вых}}}{f \cdot \rho'} = \frac{2,68 \cdot 10^{-3} \cdot 0,022}{3,464 \cdot 10^{-4} \cdot 5,385 \cdot 10^{-2}} = 3,41 \frac{\text{м}}{\text{с}};$$

$$G_l = \frac{G_{\Pi} \cdot (1 - x_{\text{вых}})}{f \cdot \rho'} = \frac{2,68 \cdot 10^{-3} \cdot (1 - 0,022)}{3,464 \cdot 10^{-4} \cdot 992,3} = 0,008 \frac{\text{м}}{\text{с}};$$

$$\left(\frac{G_g}{G_l} \right) \cdot \lambda \psi = \left(\frac{3,41}{0,008} \right) \cdot 3,25 \cdot 0,14 = 193,9;$$

$$\frac{G_g}{\lambda} = \frac{3,41}{3,25} = 1,05.$$

На выходе из трубы также получаем расслоенный режим течения по карте режимов.

Методика обработки результатов измерений основного эксперимента

После выхода стенда на режим осуществляется запись показаний контрольно-измерительных приборов в следующем объёме:

$t_{\text{вх}}$ – температура пара перед критическим соплом, °C;

t_1 – температура пара перед теплообменной трубой, °C;

$t_{2\text{ПВС}}$ – температура ПВС на выходе из теплообменной трубы, °C;

$t_{2\text{к}}$ – температура конденсата на выходе из теплообменной трубы, °C;

t_3 – температура охлаждающей воды в верхней патрубке, °C;

t_4 – температура охлаждающей воды в нижней патрубке, °C;

$p_{\text{вх}}$ – давление пара перед критическим соплом, кПа;

p_1 – давление пара перед теплообменной трубой, кПа;

p_2 – давление пара за теплообменной трубой, кПа;

$V_{\text{к}}$ – величина мерного объёма конденсата, см³;

$\tau_{\text{к}}$ – время заполнения мерного объёма конденсата, с;

h_1 – отметка на левой трубке U-образного дифманометра (выход), Па;

h_2 – отметка на правой трубке U-образного дифманометра (вход), Па;

$V_{\text{в}}$ – величина мерного объёма охлаждающей воды, дм³;

$\tau_{\text{в}}$ – время заполнения мерного объёма охлаждающей воды, с.

Далее осуществляется расчёт для данного режима по следующей методике.

Расход пара на теплообменную трубу рассчитывается с использованием следующего соотношения:

$$G_{\text{п}} = 1,0328 \cdot f_{\text{с}} \cdot 648 \cdot \sqrt{\frac{p_{\text{вх}}}{1000 \cdot v(p_{\text{вх}}; t_{\text{вх}})}} \frac{\text{кг}}{\text{с}},$$

где $f_{\text{с}}$ – площадь критического сопла, $f_{\text{с}} = 28,27 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$;

$v(p_{\text{вх}}; t_{\text{вх}})$ – удельный объём пара по параметрам на входе в критическое сопло, $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Расход конденсата на сливе из теплообменной трубы определяется из следующей зависимости:

$$G_k = \frac{V_k}{1000 \cdot \tau_k}, \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

Расход охлаждающей воды определяется из следующего соотношения:

$$G_v = \frac{V_v}{\tau_v}, \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

Температура насыщения пара на входе в теплообменную трубу определяется по таблицам свойств воды и водяного пара [75] $t_{s1} = f(p_1)$, °C.

По таблицам свойств воды и водяного пара [75] определяются следующие параметры:

энтальпия пара на входе в теплообменную трубу $i_1 = f(p_1; t_1), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

температура насыщения пара на выходе из теплообменной трубы $t_{s2} = f(p_2)$, °C;

энтальпия ПВС на выходе из теплообменной трубы $i_{2\text{ПВС}} = f(p_2; t_{2\text{ПВС}}), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

энтальпия конденсата на выходе из теплообменной трубы $i_{2к} = f(p_2; t_{2к}), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

если параметры конденсата попадают в область пара ($t_{2к} > t_{s2}$), то энтальпия конденсата принимается по параметрам насыщения $i_{2к} = f(t_{s2}), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

энтальпия воды в верхнем патрубке $i_3 = f(B; t_3), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

энтальпия воды в нижнем патрубке $i_4 = f(B; t_4), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Следует отметить, что охлаждающая вода подавалась в кольцевой зазор с небольшим напором, а сливалась в окружающее пространство при атмосферном давлении. Поскольку давление слабо влияет на энтальпию воды, оно не измерялось, а его изменением пренебрегали.

Тепловая мощность, отдаваемая паром, вычисляется с помощью следующего соотношения:

$$Q_{\text{п}} = G_k \cdot (i_1 - i_{2к}) + (G_{\text{п}} - G_k) \cdot (i_1 - i_{2\text{ПВС}}), \text{кВт}.$$

Тепловая мощность, принимаемая водой, вычисляется из следующей зависимости при проточке:

$$Q_B = G_B \cdot (i_4 - i_3),$$

а при противотоке:

$$Q_B = G_B \cdot (i_3 - i_4).$$

Далее определяется невязка теплового баланса по формуле:

$$\delta = \frac{2|Q_{\Pi} - Q_B|}{(Q_{\Pi} + Q_B)} \cdot 100 \, \%.$$

В случае, когда $\delta \leq 5\%$ измерения считаются корректными.

Перепад давлений на теплообменной трубе по показаниям U-образного дифманометра:

$$\Delta p = h_1 - h_2, \text{ Па.}$$

Скорость пара на входе в теплообменную трубу определяется из следующего уравнения:

$$w_1 = \frac{G_{\Pi} \cdot v_1(p_1; t_1)}{f_{\Pi}}, \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Число Рейнольдса пара на входе в теплообменную трубу:

$$Re'' = \frac{G_{\Pi} \cdot d_{\text{вн}}}{f_{\Pi} \cdot \mu(p_1; t_1)}.$$

Скорость ПВС на выходе из теплообменной трубы:

$$w_2 = \frac{(G_{\Pi} - G_K) \cdot v_1(p_2; t_{s2})}{f_{\Pi}}, \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Относительное расходное паросодержание в ПВС на выходе из теплообменной трубы:

$$x_2 = \frac{G_{\Pi} - G_K}{G_{\Pi}}.$$

Скорость охлаждающей воды в кольцевом зазоре:

$$w_B = \frac{G_B}{f_B \cdot 1000} \frac{\text{м}}{\text{с}},$$

где f_B – площадь кольцевого зазора, внутри которого движется охлаждающая вода, $f_B = 1,249 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$.

Средняя температура насыщения в теплообменной трубе:

$$t_{\text{ср}} = f\left(\frac{p_1 + p_2}{2}\right) \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Среднелогарифмический температурный напор:

$$\Delta t_{\text{ср.лог}} = \frac{t_4 - t_3}{\ln \frac{t_{\text{ср}} - t_3}{t_{\text{ср}} - t_4}} \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Коэффициент теплопередачи теплообменной трубы:

$$K = \frac{(Q_{\text{п}} + Q_{\text{в}})}{2 \cdot F \cdot \Delta t_{\text{ср.лог}}} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}},$$

где F - площадь поверхности теплообмена, $F = 0,18064 \text{ м}^2$.

Для расчёта параметра $\frac{KF}{W}$ необходимо рассчитать $W = c_{\text{в}} G_{\text{в}}$;

$c_{\text{в}}$, $G_{\text{в}}$ – удельная теплоёмкость и расход охлаждающей воды.

Удельная теплоёмкость воды является функцией её температуры:

$$c_{\text{в}} = f\left(\frac{t_4 - t_3}{2}\right).$$

Динамический напор пара на входе в теплообменную трубу рассчитывается по следующему соотношению:

$$\Delta p_{\text{дин}} = \frac{\rho_1(p_1; t_1) \cdot w_1^2}{2}, \text{ Па},$$

где $\rho_1(p_1; t_1)$ – плотность пара на входе в теплообменную трубу, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Динамический напор пара на выходе из теплообменной трубы рассчитывается из следующего уравнения:

$$\Delta p_{\text{дин2}} = \frac{\rho_2(p_2; t_{2\text{ПВС}}) \cdot w_2^2}{2}, \text{ Па},$$

где $\rho_2(p_2; t_{2\text{ПВС}})$ – плотность пара на выходе из теплообменной трубы, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

В состав измеренных потерь $\Delta p_{\text{из}}$ входят потери давления на входе в трубу $\Delta p_{\text{вх}}$, линейные потери на трение $\Delta p_{\text{тр}}$, а также на восстановление давления $\Delta p_{\text{торм}}$, связанное с уменьшением скорости пара (торможением) по мере конденсации.

$$\Delta p_{\text{из}} = \Delta p_{\text{вх}} + \Delta p_{\text{тр}} - \Delta p_{\text{торм}}.$$

Изменением полного давления за пределами теплообменной трубы можно пренебречь, так как истечение конденсата происходит в большом объеме нижнего коллектора.

Значение $\Delta p_{\text{торм}}$ можно рассчитать по следующей зависимости:

$$\Delta p_{\text{торм}} = G_1(w_1 - xw_2) \frac{1}{f_{\text{п}}},$$

где $w_2 \approx xw_1$ – средняя скорость пара на выходе из трубы.

Величина потерь давления на трение определяется по следующей формуле:

$$\Delta p = \Delta p_{\text{из}} - \Delta p_{\text{вх}} + \Delta p_{\text{торм}}.$$

Следует отметить, что после проведения измерений на установившемся режиме производится оперативное переключение схемы движения теплоносителей и после выхода стенда на стационарный режим работы измерения повторяются. Это позволяет сравнить между собой потери давления конденсирующегося пара на трение при прямоточной и противоточной схемах движения теплоносителей на максимально близких режимах. Расчёт повторяется для другой схемы движения теплоносителей, затем определяется отношение $\frac{\Delta p_{\text{прот}}}{\Delta p_{\text{прям}}}$ где $\Delta p_{\text{прот}}$ – потери давления пара на трение при противоточной схеме движения теплоносителей, $\Delta p_{\text{прям}}$ – то же при прямоточной схеме их движения.

Параметр $\frac{KF}{W}$ вычисляется и для противотока $\left(\frac{KF}{W}\right)_{\text{прот}}$ и для прямотока $\left(\frac{KF}{W}\right)_{\text{прям}}$, а затем эти два значения усредняются между собой.

Для варианта расчёта без учёта восстановления давления пара при его торможении величина потерь давления на трения определялась следующим образом:

$$\Delta p' = \Delta p_{\text{из}} - \Delta p_{\text{вх}}.$$

Далее расчёт совпадает с вариантом, учитывающим восстановление давления пара.

Во второй главе приводятся пояснения выбора двух различных способов вычисления потерь давления конденсирующегося пара и сравниваются с результатами экспериментов.

Определение потерь давления пара на входе в теплообменную трубу.

Для анализа полученных результатов был произведён расчёт потерь давления на данном участке с использованием известной методики [63].

Суммарный коэффициент сопротивления от внезапного сужения вычислялся по следующей формуле:

$$\zeta = \zeta_m + \zeta_{тр} = \zeta_m = \zeta' \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^{0.75} + \lambda \frac{l_0}{D_{0Г}},$$

где F_1 – площадь проходного сечения перед внезапным сужением;

F_0 – площадь проходного сечения в месте внезапного сужения;

$\zeta_{тр}$ – коэффициент потерь на трение;

где l_0 – длина прямого участка после сужения;

$D_{0Г}$ – диаметр входа в узкое сечение;

ζ' – коэффициент потерь, зависящий от формы входной кромки отверстия;

λ – коэффициент сопротивления, определяемый по графику, приведённому на Рисунке 3.7.

Число Рейнольдса по пару составляло $Re = 2,7 \cdot 10^4$. Поскольку теплообменная труба была изготовлена путём проката, шероховатость её поверхности лежит в пределах 0,02...0,1 мм. Это соответствует относительной шероховатости 0,0009...0,0048. Для расчётов было выбрано значение 0,004.

Тогда $\lambda = 0,025$ согласно графику, представленному на Рисунке 3.7.

Площадь проходного сечения перед внезапным сужением составляла:

$$F_1 = \frac{\pi D^2}{4} - F_3 = \frac{\pi D^2}{4} - \frac{\pi d_3^2}{4},$$

где D – внутренний диаметр трубы, из которой изготовлен верхний коллектор стенда;

F_3 – площадь сечения, которую перекрывает зонд;

d_3 – внешний диаметр зонда.

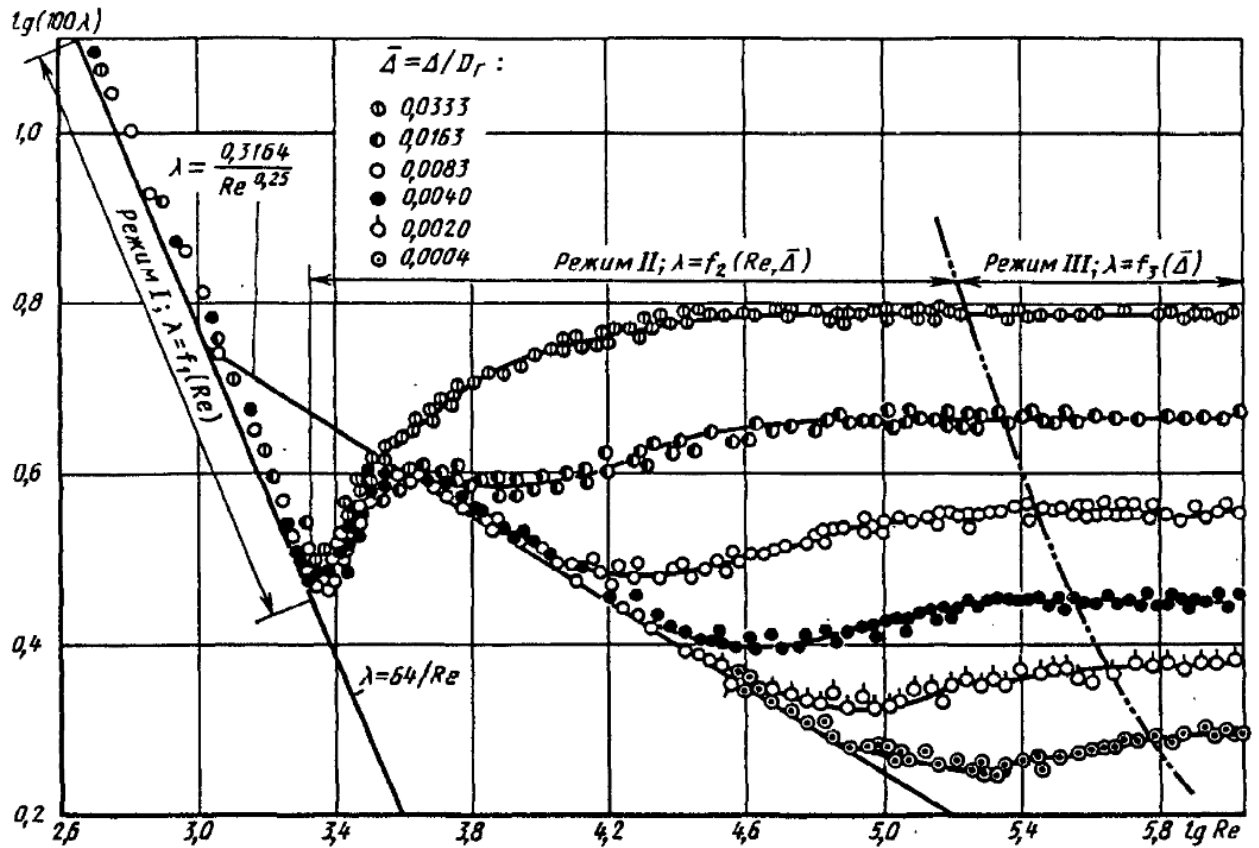


Рисунок 3.7 – Зависимость коэффициента сопротивления λ от числа Рейнольдса для труб с равномерно-зернистой шероховатостью [63]

$$F_1 = \frac{3,14 \cdot 46^2}{4} - \frac{3,14 \cdot 6^2}{4} = 1633,6 \text{ мм}^2.$$

Площадь проходного сечения в месте внезапного сужения составляла:

$$F_0 = \frac{\pi d^2}{4} - F_3 = \frac{\pi d^2}{4} - \frac{\pi d_3^2}{4},$$

где d – внутренний диаметр теплообменной трубы.

$$F_0 = \frac{3,14 \cdot 21^2}{4} - \frac{3,14 \cdot 6^2}{4} = 318,1 \text{ мм}^2.$$

$l_0 = 75 \text{ мм}$ – максимальная глубина погружения зонда.

$$\zeta' = 0,03 + 0,47 \cdot e^{-17,33\bar{r}},$$

где $\bar{r}$ – относительный радиус скругления кромок отверстия.

Поскольку между коллектором и трубой острая входная кромка,

$$\bar{r} = \frac{r}{D_{\Gamma}} = 0;$$

$$\zeta' = 0,03 + 0,47 \cdot e^0 = 0,5;$$

$$\zeta = \zeta_{\text{м}} + \zeta_{\text{тр}} = 0,5 \cdot \left(1 - \frac{318,1}{1633,6}\right)^{0,75} + 0,025 \cdot \frac{75}{21} = 0,425 + 0,09 = 0,515.$$

Зная коэффициент сопротивления, вычислим потери полного давления:

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} = 0,515 \cdot 896 = 461 \text{ Па.}$$

Потери полного давления, полученные при обработке экспериментальных данных, составили:

$$\Delta p = p_1 - p_0 = (p_{1\text{ст}} - p_{0\text{ст}}) + \left(\frac{\rho \cdot w_1^2}{2} - \frac{\rho \cdot w_0^2}{2}\right),$$

где $p_{1\text{ст}} - p_{0\text{ст}} = \Delta p_{\text{ст}}$ – перепад давления на дополнительном дифманометре.

$$\Delta p = p_1 - p_0 = 1430 + (34 - 896) = 568 \text{ Па.}$$

Расчёт потерь давления на выходе по результатам эксперимента (глубина погружения зонда 75 мм).

Расход пара, $G = 0,00574 \text{ кг/с}$;

Давление пара на входе в теплообменную трубу, $p_1 = 32,5 \text{ кПа}$;

Температура пара на входе в теплообменную трубу, $t_1 = 122,4 \text{ °C}$;

Плотность пара на входе в теплообменную трубу, $\rho_1 = f(p_1, t_1) = 0,1787 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

Площадь проходного сечения в месте внезапного сужения $F_0 = 318,1 \text{ мм}^2$;

Скорость пара на входе в теплообменную трубу:

$$w_1 = \frac{G}{\rho \cdot F_0} = \frac{0,00574}{0,1787 \cdot 318,1 \cdot 10^{-6}} = 101 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Потеря статического давления в точке отбора на входе в теплообменную трубу,

$$\Delta p_{\text{ст}} = 1,43 \text{ кПа.}$$

Статическое давление в точке отбора:

$$p_{1\text{ст}} = p_1 - \Delta p_{\text{ст}} = 32,5 - 1,43 = 31,07 \text{ кПа.}$$

Плотность пара в точке отбора

$$\rho_{\text{отб}} = f(p_{1\text{ст}}, t_1) = 0,1708 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Скорость пара на входе в теплообменную трубу

$$w_{1\text{отб}} = \frac{G}{\rho_{\text{отб}} \cdot F_0} = \frac{0,00574}{0,1708 \cdot 318,1 \cdot 10^{-6}} = 105,6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Динамический напор, Па

$$p_{1\text{д}} = \frac{\rho \cdot w_{1\text{отб}}^2}{2} = \frac{0,1708 \cdot 105,6^2}{2} = 953,2 \text{ Па}.$$

Полное давление в точке отбора:

$$p_{1\text{отб}} = p_{1\text{ст}} + p_{1\text{д}} = 31,07 + 0,953 = 32,02 \text{ кПа}.$$

Потеря полного давления $\Delta p = p_1 - p_{1\text{отб}} = 32,5 - 32,02 = 0,48 \text{ кПа}$.

Коэффициент сопротивления, отнесённый к $\Delta p_{1\text{д}}$

$$\zeta = \frac{\Delta p}{p_{1\text{д}}} = \frac{480}{953,2} = 0,504;$$

$$\lambda \cdot \frac{l}{d} = 0,025 \cdot \frac{75}{21} = 0,09;$$

$$\zeta_{\text{вх}} = 0,504 - 0,09 = 0,414.$$

Экспериментальные данные имеют удовлетворительную сходимость с расчётными значениями: коэффициент сопротивления на входе в трубу, полученный расчётным путём, составил 0,425 в то время, как экспериментальный коэффициент сопротивления составил 0,414. Разница между экспериментальной и расчётной величинами лежит в пределах 3%.

Определение потерь давления пара при конденсации пара в трубах макета воздушного конденсатора. Расчёт потерь давления конденсирующегося пара был выполнен по методике, предложенной в [34].

При движении парожидкостного потока в обогреваемой трубе вследствие парообразования изменяются плотность смеси и скорости фаз. Количество движения на входе в трубу и на выходе из неё неодинаково. Поэтому при вычислении перепада давления в двухфазном потоке наряду с потерями на трение $\Delta p_{\text{тр}}$ и на подъём смеси в поле силы гравитации $\Delta p_{\text{г.с.}}$ необходимо также

учитывать и потери, связанные с ускорением потока, $\Delta p_{\text{уск}}$. С учётом сказанного перепад давления можно представить как сумму трёх составляющих:

$$\Delta p = \Delta p_{\text{тр}} + \Delta p_{\text{г.с.}} + \Delta p_{\text{уск}}. \quad (3.1)$$

Следует отметить, что, поскольку в данном случае рассматривается процесс конденсации пара в охлаждаемой трубе, потери давления на ускорение потока будут отрицательными, т.к. при конденсации пара происходит обратный процесс – восстановление давления.

Перепад давления, связанный с перемещением потока в вертикальной плоскости, равен гидростатическому давлению столба смеси:

$$\Delta p_{\text{г.с.}} = g \cdot \bar{\rho}_m \cdot l \cdot \sin \omega \int_0^l [\rho'^{(1-\varphi)} + \rho''\varphi] dz. \quad (3.2)$$

Где $\omega = 60^\circ$ – угол наклона трубы к горизонту;

z – вертикальная координата, м;

l – длина трубы, м;

φ – истинное объёмное паросодержание.

Перепад давления, обусловленный ускорением потока, можно представить в виде:

$$\Delta p_{\text{уск}} = (\overline{\rho w})^2 \left(\frac{1}{\rho_{\text{ил}}} - \frac{1}{\rho_{\text{и0}}} \right), \quad (3.3)$$

где $\rho_{\text{ил}}$ и $\rho_{\text{и0}}$ – истинные плотности потока на входе в трубу и на выходе из неё.

Перепад давления, обусловленный трением, можно представить в виде:

$$\Delta p_{\text{тр}} = \xi \frac{(\overline{\rho w})^2}{2\rho'} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] \frac{l}{d}, \quad (3.4)$$

где ξ – коэффициент сопротивления трения, $\xi = \lambda \frac{l}{d}$;

λ – коэффициент сопротивления трубы, рассчитанный в п.3.2.6;

l, d – длина и диаметр трубы, м.

В дальнейшем рассматривались три варианта обработки данных:

- по квадратичной модели с учётом восстановления давления;
- по модели Леонтьева-Шекриладзе с учётом восстановления давления;
- по модели Леонтьева-Шекриладзе без учёта восстановления давления.

3.3 Оценка погрешности экспериментов

При написании данного раздела были использованы материалы [76–79].

При проведении экспериментов запись показаний ряда параметров осуществлялось при помощи ТРМ148 и компьютера с частотой 1 с^{-1} , каждый режим характеризовался значениями параметров, осредненными за 60 секунд (60 измерений) для каждого положения термопары t_{10} , расположенной в среднем сечении теплообменной трубы. Поскольку за время испытаний на стационарном режиме термопара перемещалась последовательно в 10–12 положений, а значения параметров для режима в целом брались как средние от значений, соответствующих каждому из положений t_{10} , то общее количество измерений каждого параметра составляло 600–720. Таким образом, среднеквадратичные погрешности средних значений величин составляли порядка 0,1–0,01% и могут не учитываться при вычислении результирующей погрешности.

Погрешности цены деления приборов составляли $0,5 \cdot h$, где

h – цена деления прибора.

Для приборов с электронным табло, использованных в данных экспериментах, цена деления соответствует младшему разряду выводимой величины, то есть 0,001. Таким образом, погрешности цены деления также являются незначительными и ими можно пренебрегать.

Из вышесказанного следует, что определяющей погрешностью является погрешность класса точности измерительного прибора.

Для термопар погрешность класса точности составляет $\pm 0,0075t \pm 2 \text{ }^{\circ}\text{C}$, причём после калибровки вместе с каналом преобразователя погрешность составит $\pm 0,0075t$, где t – измеряемая величина температуры. Калибровка термопар осуществлялась совместно с измерительными каналами ТРМ148 относительно показаний ртутного лабораторного термометра, имеющего погрешность $\pm 0,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Мерные объёмы конденсатных ёмкостей стенда были протарированы с использованием мерного цилиндра объёмом 100 мл 2-го класса точности. Такие цилиндры имеют погрешность измерения, равную $\pm 1 \text{ мл}$. Погрешность тарировки

мерной трубки объёмом 118 мл составила 2 мл, поскольку её объём не подразумевает заполнения в один приём.

При измерении времени заполнения мерного объёма конденсатом использовался секундомер. Инструментальная погрешность данного прибора равна половине младшего разряда шкалы, то есть 0,005 с. Однако, поскольку фиксацию времени осуществлял испытатель, следует учитывать время его реакции, составляющее около 0,25 с.

Следует также отметить, что при начале и окончании отсчёта времени испытатель придерживался одного правила нажатия на кнопку секундомера (в тот момент, когда уровень воды точно совпадает с отметкой шкалы, если смотреть на них под прямым углом). Кроме того, измерение времени заполнения конденсатом мерной ёмкости осуществлялось трижды на каждом режиме с целью исключения промахов.

Для использованных в экспериментах датчиков давления типа АИР погрешность составляет $\pm 0,36\%$ от предела измерений, который составлял 250 кПа для давления пара перед мерным соплом и 40 кПа для давлений в верхнем и нижнем коллекторах.

Мерная шкала U-образных дифманометров, при помощи которых производились измерения перепадов давления между верхним и нижним коллектором, а также измерение потерь давления на входе в теплообменную трубу, была нанесена на миллиметровую бумагу. Таким образом, их погрешность составляет 1 мм. Поскольку 1 мм водяного столба соответствует перепаду давлений 9,8 Па, то погрешность измерения округлена до одной значащей цифры и принята равной 10 Па.

Определим косвенную погрешность для относительного расходного паросодержания на выходе из макета. Значение относительного расходного паросодержания на выходе из теплообменной трубы определяется по следующей формуле:

$$x_2 = \frac{G_{\Pi} - G_{\kappa}}{G_{\Pi}} = 1 - \frac{G_{\kappa}}{G_{\Pi}}.$$

В свою очередь, расходы пара и конденсата определяются из уравнений:

$$G_{\pi} = K \cdot \sqrt{\frac{p_{\text{вх}} \cdot \rho}{1000}};$$

$$G_{\kappa} = \frac{V_{\kappa}}{1000 \cdot \tau},$$

где K – расходный коэффициент, зависящий от формы и размеров сопла,
 $K = 0,0189$;

$p_{\text{вх}}$ – давление пара перед мерным соплом, кПа;

ρ – плотность пара перед мерным соплом, кг/м³;

V_{κ} – заранее протарированный мерный объём для конденсата, см³;

τ – время заполнения конденсатом мерного объёма, с.

Плотность пара вычисляется из следующего соотношения:

$$\rho = \frac{1000 \cdot p_{\text{вх}}}{R \cdot T_{\text{вх}}},$$

где $R = 287,058 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ – газовая постоянная для воздуха.

Погрешности величин при косвенных измерениях определяются из следующего соотношения:

$$\Delta F = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\Delta x_i \cdot \frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2},$$

где $F = F(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ – функция от нескольких переменных;

ΔF – косвенная погрешность функции F ;

Δx_i – погрешность прямых измерений величины x_i .

Минимальная величина давления пара перед критическим соплом составляет 120 кПа при температуре 147°C.

Погрешность прямых измерений величины $T_{\text{вх}}$ составляет 1°C, а величины $p_{\text{вх}} - 0,9$ кПа.

Тогда косвенная погрешность определения плотности пара составит

$$\Delta \rho = \sqrt{\left(\Delta p_{\text{вх}} \cdot \frac{1000}{R \cdot T_{\text{вх}}} \right)^2 + \left(\Delta T_{\text{вх}} \cdot \frac{-1000}{R \cdot T_{\text{вх}}^2} \right)^2} =$$

$$= \sqrt{\left(0,9 \cdot \frac{1000}{287 \cdot 420}\right)^2 + \left(1 \cdot \frac{-1000 \cdot 120}{287 \cdot 420^2}\right)^2} = 0,008 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Косвенная погрешность определения расхода пара может быть выражена следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \Delta G_{\Pi} &= \sqrt{\left(\Delta p_{\text{BX}} \cdot \frac{K \cdot \sqrt{\rho}}{2000 \sqrt{p_{\text{BX}}}}\right)^2 + \left(\Delta \rho \cdot \frac{K \cdot \sqrt{p_{\text{BX}}}}{2000 \sqrt{\rho}}\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(0,9 \cdot \frac{0,0189 \cdot \sqrt{0,145}}{2000 \sqrt{120}}\right)^2 + \left(0,008 \cdot \frac{0,0189 \cdot \sqrt{120}}{2000 \sqrt{0,145}}\right)^2} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{кг}}{\text{с}}. \end{aligned}$$

Косвенная погрешность определения конденсата рассчитывается из следующей зависимости:

$$\begin{aligned} \Delta G_{\text{к}} &= \sqrt{\left(\frac{\Delta V_{\text{к}}}{1000 \cdot \tau}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau \cdot (-V_{\text{к}})}{1000 \cdot \tau^2}\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{2}{1000 \cdot 45}\right)^2 + \left(\frac{0,25 \cdot (-118)}{1000 \cdot 45^2}\right)^2} = 4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кг}}{\text{с}}. \end{aligned}$$

Косвенная погрешность определения относительного расходного паросодержания на выходе из теплообменной трубы определяется по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \Delta x_2 &= \sqrt{\left(\Delta G_{\text{к}} \cdot \frac{-1}{G_{\Pi}}\right)^2 + \left(\Delta G_{\Pi} \cdot \frac{G_{\text{к}}}{G_{\Pi}^2}\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(4 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{-1}{0,0026}\right)^2 + \left(2 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{0,0021}{0,0026^2}\right)^2} = 0,01. \end{aligned}$$

$\Delta x_2 = 1\%$, при полученных значениях x_2 порядка $2 \div 7\%$.

3.4 Выводы по главе 3

В ходе испытаний макетов воздушных конденсаторов было выявлено несоответствие между расчётной величиной потерь давления конденсирующегося пара по длине трубы и её реальным значением.

Для проведения экспериментальных исследований по определению характеристик течения конденсирующегося пара в наклонной охлаждаемой трубе был создан специальный стенд, см. Рисунок 3.4. Стенд снабжён зондом отбора статического давления с целью определения потерь на входе в теплообменную трубу, а также системой оперативного переключения схемы движения теплоносителей с целью сравнения гидравлических потерь конденсирующегося пара при прямоточной и противоточной схемах охлаждения при прочих равных условиях.

Величина потерь давления пара на входе в теплообменную трубу, полученная расчётным путём, хорошо (в пределах 3%) согласуется с величиной потерь, полученной в результате экспериментальных исследований при помощи зонда.

Режим течения в наклонной трубе, согласно расчётам, расслоенный на всём протяжении трубы.

Погрешности определения основных величин удовлетворительные:

по расходам $\Delta G_{\text{п}} < 1\%$; $\Delta G_{\text{к}} < 1\%$; $\Delta G_{\text{в}} < 1\%$;

по температурам $\ll 1\%$;

по давлениям – в пределах 1,5%;

по перепаду давлений на U-образном дифманометре – до 1%.

Глава 4 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4.1 Результаты измерений температуры конденсирующегося пара в среднем сечении теплообменной трубы

График зависимости показаний термопары T10 от времени при различной глубине погружения в паровую трубу приведён на Рисунке 4.1.

Видно, что на глубине 10мм, где течёт ручеек конденсата, подобных явлений не наблюдается. Кроме того, на глубине 18мм намокание чувствительного спая термопары происходит реже, чем на глубине 14мм.

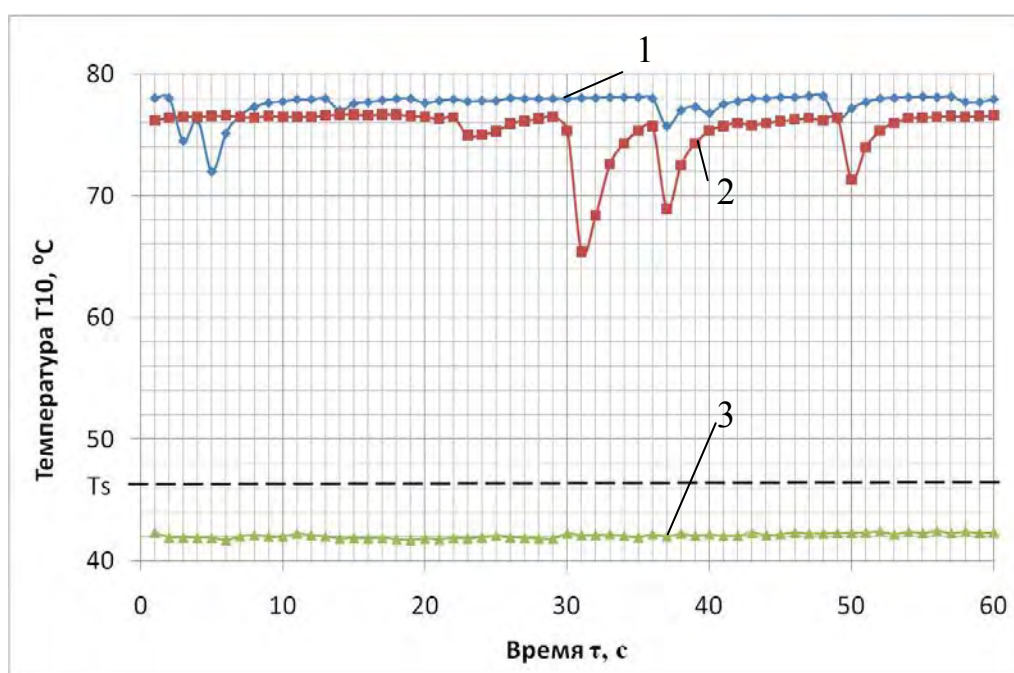


Рисунок 4.1 – Зависимость показаний термопары T10 от времени при различной глубине погружения чувствительного спая в паровую трубу:

1 – $h=18\text{мм}$; 2 – $h=14\text{мм}$; 3 – $h=10\text{мм}$

На Рисунке 4.2 представлен график температур пара и конденсата в поперечном сечении паровой трубы в среднем поперечном сечении трубы по ходу движения пара. Из данного рисунка хорошо видно, что режим течения двухфазной смеси расслоенный с чётким разделением фаз. При этом пар сохраняет перегрев на $20\div 30^\circ\text{C}$.

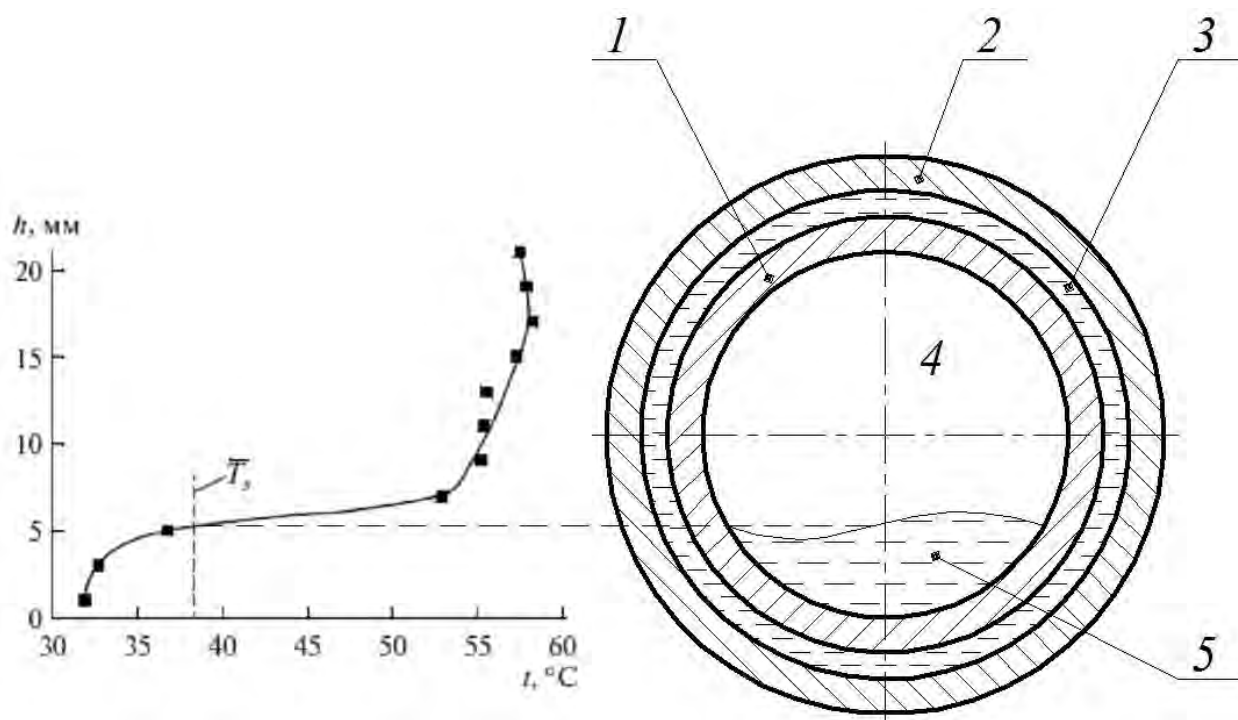


Рисунок 4.2 – График температур в поперечном сечении трубы : расход пара – 0,00175 кг/с; температура пара на входе - 75°C; среднее давление в конденсаторе – 6,8 кПа; расход охлаждающей воды – 0,11 кг/с; температура охлаждающей воды на входе – 21°C; температура охлаждающей воды на выходе – 29°C; 1 – паровая труба, 2 – внешняя труба рубашки охлаждения, 3 – охлаждающая вода, 4 – пар, 5 – конденсат

4.2 Результаты измерений перегрева и потерь давления конденсирующегося в трубе пара

Графики зависимостей потерь статического и полного давления, полученные по результатам экспериментов с использованием зонда отбора статического давления, приведены на Рисунках 4.3-4.4.

Результаты испытаний по определению потерь давления конденсирующегося пара приведены в Таблице 4.1.

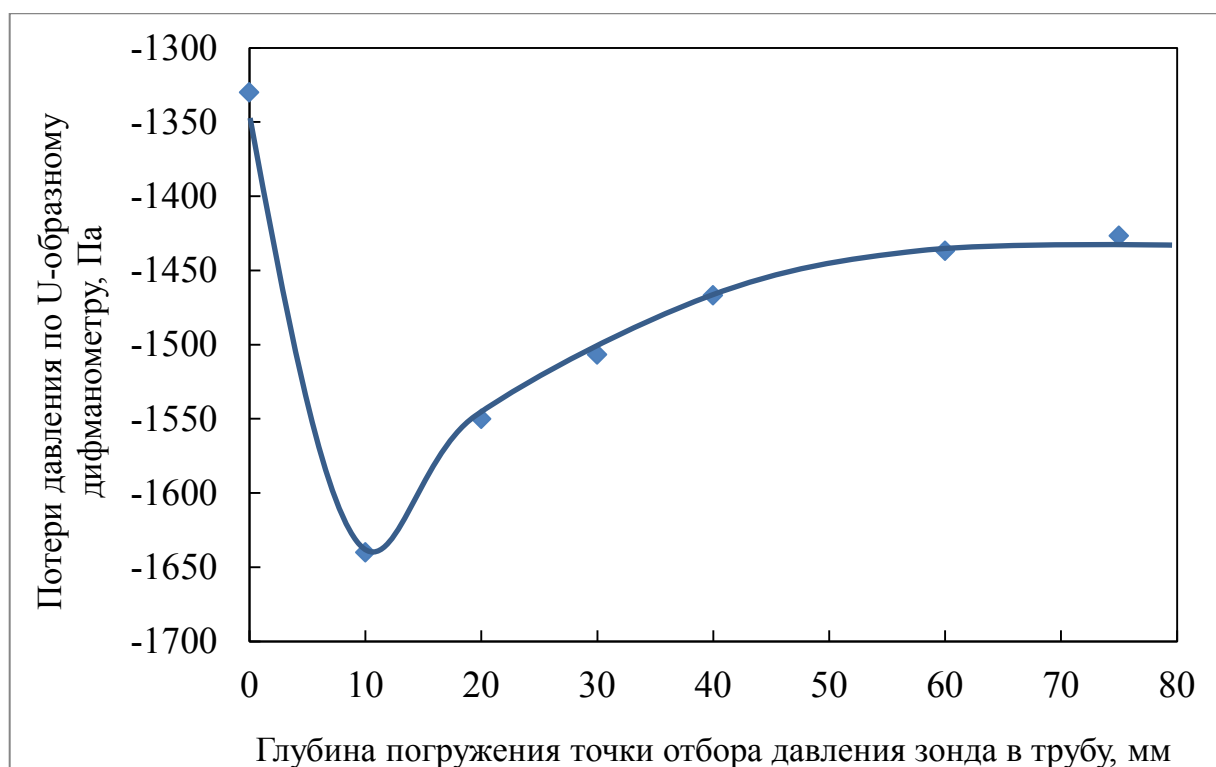


Рисунок 4.3 – График зависимости потерь статического давления пара на входе в трубу ОМВК от глубины погружения зонда

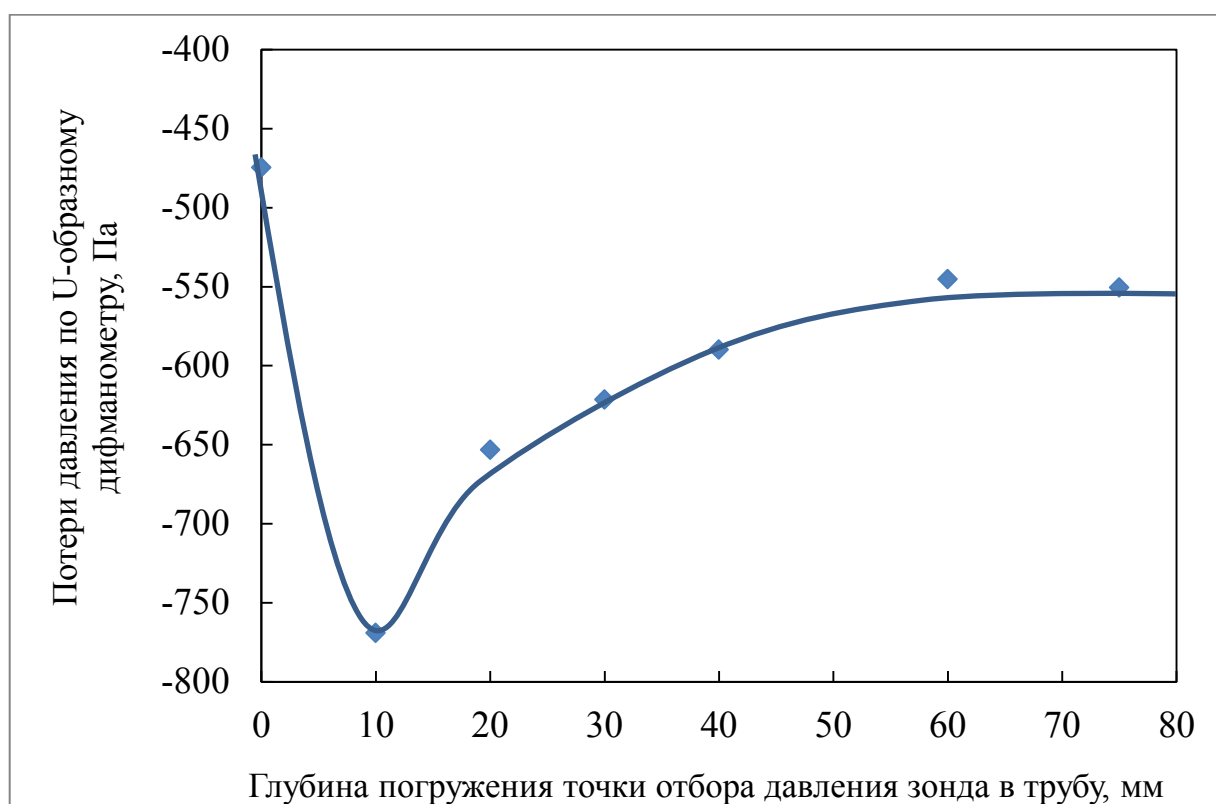


Рисунок 4.4 – График зависимости потерь полного давления пара на входе в трубу ОМВК от глубины погружения зонда

Таблица 4.1 – Результаты испытаний по определению потерь давления конденсирующегося пара при различных схемах движения теплоносителей

Показатель	Номер опыта									
	1				2			3		
	Прямоток	Противоток	Прямоток	Противоток	Прямоток	Прямоток	Противоток	Противоток	Прямоток	Противоток
Температура пара, °С	-									
на входе в трубу t_1	105.37	119.26	121.38	122.98	124.21	124.83	124.89	123.40	124.53	124.34
на выходе из трубы t_2	80.1	85.9	86.2	87.7	93.5	95.4	96.0	65.0	66.6	65.0
Температура охлаждающей воды, °С	-									
на входе в трубу $t_{охл1}$	18.91	17.79	17.24	14.65	15.41	19.26	20.72	6.83	7.42	7.04
на выходе из трубы $t_{охл2}$	45.2	44.7	43.9	42.4	49.3	53.1	56.1	24.8	24.5	25.0
Давление пара перед трубой p_1 , кПа	32.9	32.0	32.0	30.0	44.2	48.2	46.1	35.9	36.5	36.0
Расход пара G_1 , кг/с	0.00582	0.00588	0.00578	0.00576	0.00577	0.00590	0.00590	0.01068	0.01076	0.01074
Расход охлаждающей воды $G_{охл}$, кг/с	0.0991	0.0987	0.1019	0.1004	0.0710	0.0710	0.0710	0.3069	0.3044	0.3025
Тепловая мощность Q , кВт	10.896	11.101	11.379	11.650	10.052	10.049	10.487	23.097	21.777	22.708
Динамический напор пара на входе в трубу $\Delta p_{дин}$, Па	746	813	790	841	572	550	576	2413	2418	2440
Перепад давлений на трубе Δp , Па	2549.8	2942.1	2647.9	3086.2	2108.5	2059.5	2304.6	11255.0	9930.5	10964.3
Массовое расходное паросодержание на выходе из трубы x	0.169	0.146	0.161	0.134	0.231	0.248	0.225	0.491	0.453	0.494
Коэффициент теплопередачи k , Вт/(м ² · К)	1616.48	1616.63	1640.32	1676.15	1271.25	1322.6	1519.98	2413.29	2239.48	2372.73
Параметр $\frac{kF_0}{W}$	0.70				0.85			0.28		
Отношение потерь давлений $\frac{\bar{p}_{прот} - \xi_{вх}}{\bar{p}_{прям} - \xi_{вх}}$	1.084				1.063			1.13 1.065		
Отношение потерь давлений $\frac{\bar{p}_{прот} - \xi_{вх} - \Delta p_{торм}}{\bar{p}_{прям} - \xi_{вх} - \Delta p_{торм}}$	1,114				1.079			1,32 1.108		

4.3 Результаты измерений температуры перегрева пара

Результаты испытаний по определению величины перегрева пара на выходе из теплообменной трубы представлены в Таблице 4.2.

Испытания проведены на установке при расходах пара от 1 до 6 г/с, давлениях 3.6–19 кПа и скорости его на входе в трубу до 180 м/с. Температура перегрева пара на входе ϑ_1 изменялась от 20 до 74 °С по отношению к температуре насыщения, расход охлаждающей воды – от 64 до 300 г/с. Регистрировались необходимые тепловые параметры, включая температуру перегрева на выходе в центре трубы $\vartheta_2 = t_{\text{ц}} - t_{\text{с}}$ и после перемешивания в большом объеме на линии отсоса к эжектору $\overline{\vartheta}_2 = t_{\text{см}} - t_{\text{с}}$,

где $t_{\text{ц}}$ – температура на выходе в центре трубы;

$t_{\text{см}}$ – температура в смешанном потоке.

Результаты испытаний представлены на Рисунке 4.5.

Из Рисунка 4.5 следует, что зависимости $\vartheta_2, \overline{\vartheta}_2$ от ϑ_1 не описываются одной обобщающей линией, экспериментальные точки имеют значительный разброс.

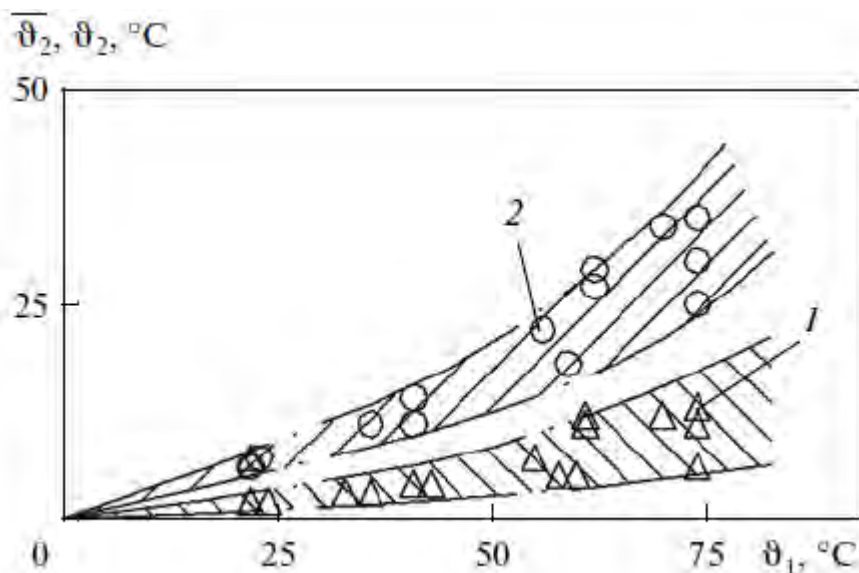


Рисунок 4.5 – Зависимость перегрева пара на выходе из трубы $\overline{\vartheta}_2$ (1), ϑ_2 (2) от перегрева на ее входе

Таблица 4.2 – Результаты испытаний по определению величины перегрева пара на выходе из теплообменной трубы

Показатель	Номер опыта														
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Расход пара на входе в трубу G_1 , г/с	1.78	2.61	3.43	4.52	5.13	3.52	3.55	4.52	1.0	0.97	0.93	0.94	1.38	1.34	1.38
Расход охлаждающей воды $G_{охл}$, кг/с	0.2435	0.234	0.233	0.233	0.233	0.104	0.2985	0.222	0.190	0.265	0.0625	0.0188	0.156	0.0643	0.188
Давление пара на входе в трубу p_1 , кПа	5.90	8.30	11.00	14.65	17.20	18.60	10.20	11.25	3.93	3.63	6.00	11.10	17.45	8.60	5.07
Массовое расходное паросодержание на выходе из трубы x	0.018	0.012	0.047	0.052	0.048	0.0112	0.032	0.035	0.066	0.05	0.10	0.314	0.368	0.138	0.05
Коэффициент теплопередачи k , Вт/(м ² · К)	2245	2254	2395	2312	2375	1624	2487	2270	2164	2629	1116	580	562	1116	2070
Температура перегрева, °С															
на входе в трубу ϑ_1	59.0	73.0	74.0	74.0	70.8	54.8	61.5	61.0	41	36.5	32.7	22.5	22.4	43.7	59.6
в центре трубы на выходе $\vartheta_{ц}$	10.7	25.0	30.5	34.8	34.2	22.1	28.5	27.1	10.7	10.1	1.9	6.3	6.2	13.2	18.7
смешанного потока ϑ	4.7	5.6	10.2	11.5	11.4	7.3	11.7	10.4	3.7	2.2	2.3	1.2	1.3	3.5	5.0
Расчетная температура перегрева, °С	7.8	10.4	12.1	13.4	13.3	9.5	9.5	10.4	4.6	4.0	3.7	3.3	3.1	5.4	7.3

4.4 Выводы по главе 4

1. Проведены экспериментальные исследования процесса конденсации насыщенного и перегретого пара в наклонной охлаждаемой трубе.

2. Экспериментально подтверждено, что потери давления конденсирующегося пара при противотоке всегда больше таковых при прямотоке. При этом разность потерь давления при прямотоке и противотоке, полученная в результатах экспериментов, варьировалась в пределах от 150 до 1100 Па.

3. Экспериментально показано, что при конденсации перегретый пар сохраняет перегрев на $3\div 13^{\circ}\text{C}$ на выходе из трубы, если паросодержание на выходе из трубы $x > 0$. Минимальное расходное паросодержание на выходе из трубы, полученное в результате экспериментов, составило $x = 0,012$.

Глава 5 АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

5.1 Сопоставление теоретических и экспериментальных данных по соотношению потерь давления конденсирующегося пара

В разделе 4.1 представлены результаты измерений перепада давления в трубе при конденсации перегретого пара в опытах 1–3 при различных схемах подачи охлаждающей воды. Во всех случаях переход с прямотока на противоток сопровождался ростом этого перепада.

На Рисунке 5.1 приведены результаты обработки данных испытаний в координатах $\frac{\Delta p_{\text{прот}}}{\Delta p_{\text{прям}}} = f\left(\frac{kF_0}{W}\right)$ с использованием квадратичной модели. Здесь же приведены расчетные значения $\frac{\Delta p_{\text{прот}}}{\Delta p_{\text{прям}}}$ для $x = 0,2$ и $x = 0,3$, что характерно для опыта по обоим физическим моделям.

Результаты испытаний подтверждают, что потери давления при конденсации в трубе при прямоточной схеме охлаждения всегда меньше, чем при противоточной, при одинаковых параметрах систем охлаждения, что требует более глубокого анализа. В частности, можно уточнить соотношение между потерями давления от вязкого трения и потерями, связанными с поперечным потоком пара при конденсации.

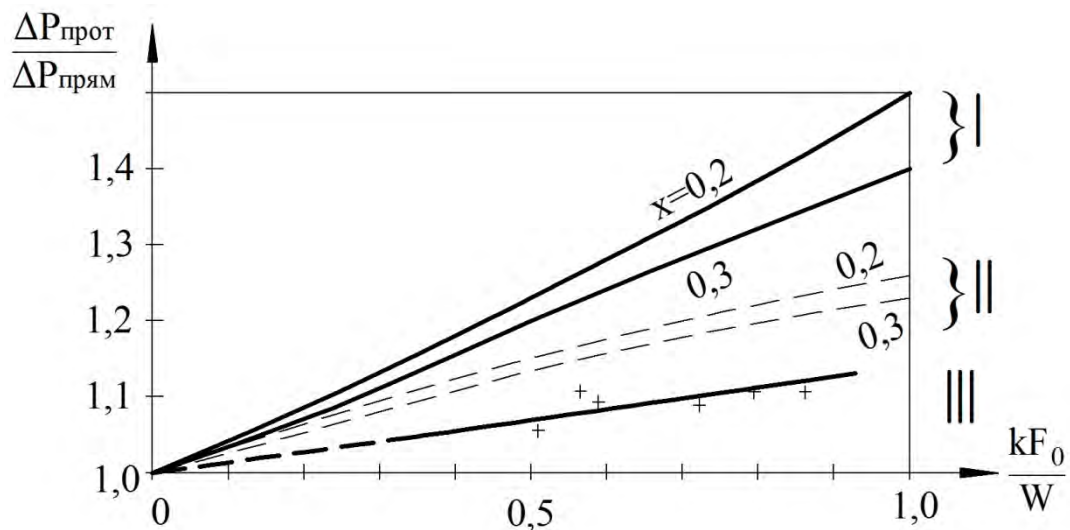


Рисунок 5.1 – Соотношение потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке и противотоке:

I – расчёт по (2.18), II – расчёт по (2.21), III – эксперимент

Из графиков, представленных на Рисунке 5.1 видно, что модель потери импульса продольного движения из-за поперечного потока пара при конденсации лучше согласуется с результатами экспериментов, чем квадратичная модель. Однако спорным остаётся вопрос необходимости учёта восстановления давления пара в результате его торможения в процессе конденсации в трубе.

Результаты экспериментальных исследований были обработаны без учёта восстановления давления при торможении пара в теплообменной трубе. Графики соотношения потерь давления при прямотоке и противотоке для двух расчётных моделей, а также по результатам обработки экспериментальных данных как с учётом, так и без учёта восстановления давления при торможении пара, представлены на Рисунке 5.2.

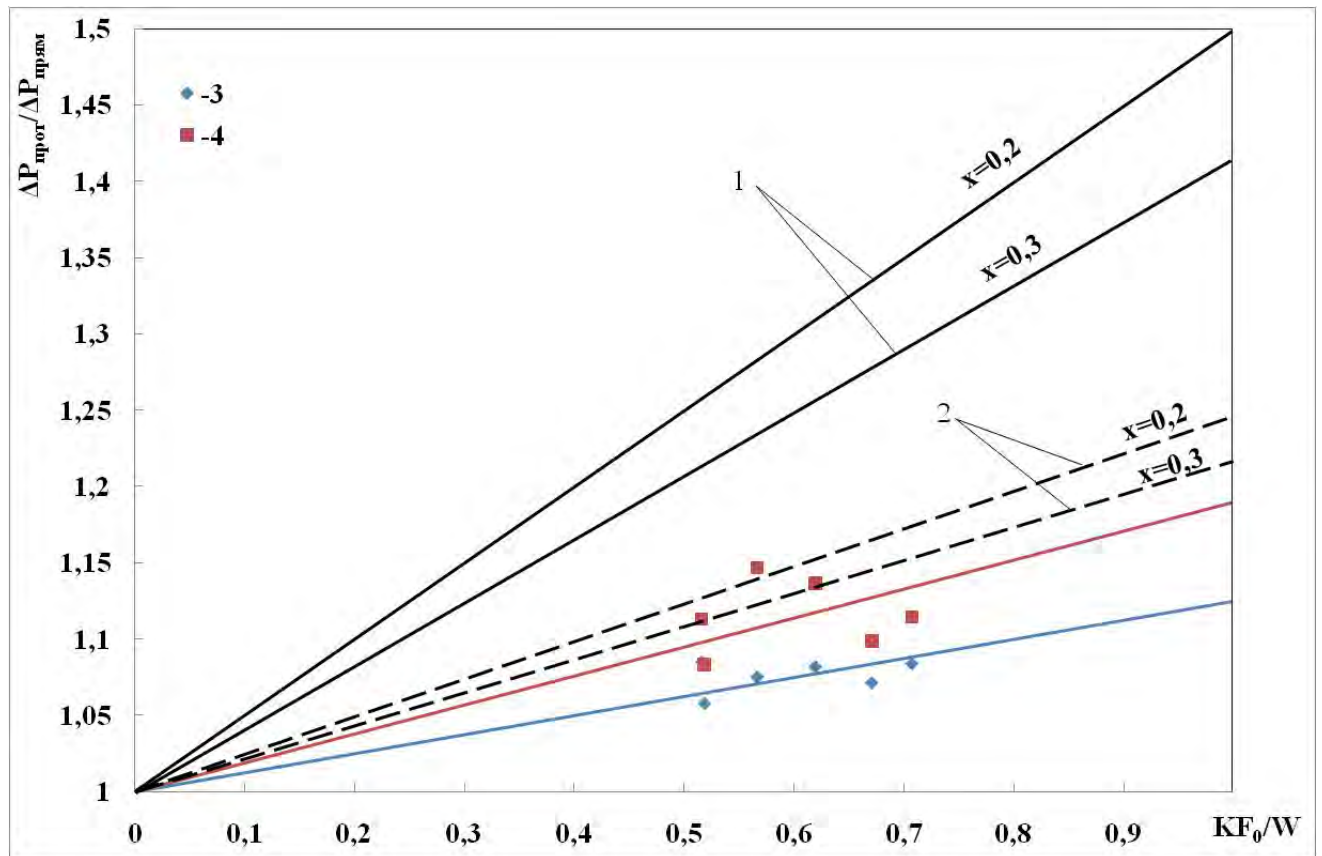


Рисунок 5.2 – Соотношение потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке и противотоке:

1 – расчёт по (2.18), 2 – расчёт по (2.21), 3 – экспериментальные данные с учётом восстановления давления пара, 4 – экспериментальные данные без учёта восстановления давления пара

Из приведенных на Рисунке 5.2 графиков видно, что результаты обработки экспериментальных данных без учёта восстановления давления при торможении пара очень хорошо ($\sim 5\div 7\%$) коррелируются с результатами расчёта по модели Леонтьева-Шекриладзе.

5.2 Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по температуре перегрева

Расчёт температуры пара на выходе из трубы выполнен по уравнениям (2.24) – (2.26) с учетом следующих положений.

Коэффициент теплоотдачи от пара к пленке конденсата определяется по формуле [33].

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8} Re \cdot Pr}{1 + 12.7 \sqrt{\frac{\xi}{8} (Pr^{2/3} - 1)}}, \quad (5.1)$$

где $\xi = (1,82 \cdot \lg Re - 1,64)^{-2}$.

Числа Рейнольдса Re , Прандтля Pr , а также теплопроводность и вязкость пара рассчитаны по параметрам пара на входе в трубу, т.е. по температуре перегрева. Показатель степени m определен по Рисунку 2.4.

Результаты вычислений приведены в параграфе 2.3 в сопоставлении с экспериментальными данными. Расхождение между ними не превышает, как правило, $2,2^\circ\text{C}$ (в двух случаях имеет место значительное отклонение – опыты 1, 2).

Для обобщения экспериментальных данных использовалась зависимость

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = f\left(\frac{\alpha F}{c_{охл} G_{охл} M}\right),$$

где $M = m(n - 1) + 1$.

Результаты обобщения для потока после перемешивания приведены на Рисунке 2.6. Здесь видна удовлетворительная сходимость в исследованном диапазоне значений $\frac{\alpha F}{c_{охл} G_{охл} M} = 1.6 - 2.3$.

5.3 Выводы по главе 5

1. Анализ экспериментальных данных показал, что модель расчёта потерь давления с учётом изменения импульса продольного течения даёт лучшее согласие с экспериментом, чем модель квадратичной зависимости. Также анализ показал, что результаты экспериментальных исследований, обработанные без учёта восстановления давления пара при торможении в процессе конденсации в трубе, лучше (~5–7%) коррелируются с расчётом по этой модели.

2. Экспериментальные данные по температуре перегрева ϑ удовлетворительно обобщаются в виде зависимости $\frac{\overline{\vartheta_2}}{\vartheta_1} = f\left(\frac{\alpha F}{c_{охл} G_{охл} M}\right)$.

3. Приведенные теоретические и экспериментальные данные необходимо учитывать при расчете теплообменных аппаратов с конденсацией пара внутри труб.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Исследован процесс конденсации перегретого и насыщенного пара внутри наклонной охлаждаемой трубы при прямоточной и противоточной схемах движения теплоносителей.
2. Теоретический анализ и экспериментальные исследования выявили зависимость параметров процесса конденсации насыщенного и перегретого пара в трубах и каналах от схемы движения охлаждающего теплоносителя: противоток, прямоток, перекрестный ток. В частности, показано, что характер изменения расхода пара по длине трубы при противотоке и прямотоке существенно различается. В функциональной зависимости $G = f[G_0(1 - \bar{F})^m]$ при противотоке $m < 1$, а при прямотоке $m > 1$.
3. Разработана методика оценки соотношения потерь давления при прямотоке, противотоке и перекрёстном токе. Основными параметрами, определяющими это соотношение, являются паросодержание на выходе из трубы x_2 и величина $\frac{kF}{c_{охл}G_{охл}}$, с ростом которой отношение $\frac{\Delta p_{прот}}{\Delta p_{прям}}$ увеличивается, в то время как с ростом x_2 значение $\frac{\Delta p_{прот}}{\Delta p_{прям}}$ уменьшается; при $\frac{kF}{c_{охл}G_{охл}} \rightarrow 0$ отношение $\frac{\Delta p_{прот}}{\Delta p_{прям}} \rightarrow 1$.
4. Показано, что при конденсации перегретый пар остаётся перегретым по всей длине трубы, если паросодержание на выходе из трубы $x > 0$.
5. Уточнена методика расчёта температуры перегретого пара на выходе из теплообменной трубы с учётом переменности коэффициента теплоотдачи пара, связанной со снижением скорости его движения по мере конденсации в трубе. Методика учитывает характер движения теплоносителей.
6. Приведенные теоретические и экспериментальные данные необходимо учитывать при расчёте теплообменных аппаратов с конденсацией пара внутри труб.

Список сокращений и условных обозначений

ω – скорость, м/с

δ – толщина плёнки, м

ρ – плотность, кг/м³

r – теплота парообразования, Дж/кг

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²*К)

K – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²*К)

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м*К)

η – коэффициент динамической вязкости, Па*с

ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с

c_p – удельная теплоёмкость, Дж/(кг*К)

a – коэффициент температуропроводности, м²/с

Re – число Рейнольдса; $Re = \frac{\omega D}{\mu}$

Ar – число Архимеда; $Ar = gl^3 \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) / \nu_{жс}^2$

Nu – число Нуссельта; $Nu = \frac{\alpha D}{\lambda_{жс}}$

Pr – число Прандтля; $Pr = \frac{\nu}{a}$

K – число Кутателадзе; $K = r / (c_p \Delta T)$

Ga – число Галилея; $Ga = \frac{gl^3}{\nu_{жс}^2}$

l – длина, м

D – диаметр, м

h – высота, м

q – плотность теплового потока, Вт/м²

x – массовое паросодержание (расходное)

φ – объёмное паросодержание (истинное)

D – диаметр, м

G – расход пара, кг/м³

τ, t – температура

x, y, z – координаты, м

Сокращения

ВК – воздушный конденсатор

Индексы

μ' – насыщенная жидкость

μ'' – насыщенный пар

$\langle \mu \rangle$ – среднее значение

$\bar{\mu}$ – относительная величина

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михеев, М.А. Основы теплопередачи: учебное пособие / М.А.Михеев. – М.: Энергия, 1977. - 344 с.
2. Экспериментальное исследование методов интенсификации теплопередачи при конденсации водяного пара на трубах, охлаждаемых водой: отчет о НИР / Исаченко В.П. – М.: Национальный исследовательский университет «МЭИ» (Московский энергетический институт), 1962.
3. Босворт, Р.Ч.Л. Процессы теплового переноса / учебное пособие: пер. с англ. Б.Б.Доценко; под ред. Ю.А.Суринова М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957 – 275 с.
4. Маньковский, О.Н. Теплообменная аппаратура химических производств: учебное пособие / О.Н.Маньковский, А.Р.Толчинский, М.В.Александров; под ред. П.Г.Романкова, М.И.Курочкиной. - Л.: Химия, 1976. — 368 с.
5. Nusselt, W. Die oberflächenkondensation des wasserdampfes Zeitschr // Ver. Deut. Ing., 1916. – № 60. - PP. 541-546.
6. Colburn, A.P. Note on the calculation of condensation when a portion of the condensate layer is in turbulent motion // Trans. AIChE, 1934 - Vol. 30. - PP. 187.
7. Kikrbride, C.G. Heat transfer by condensing vapor on vertical tubes / Ind. Eng. Chem., 1934. - №4. - PP. 425–428.
8. Исаченко, В.П. Теплопередача: учебное пособие / В.П.Исаченко, В.А.Осипова, А.С.Сукомел.- М.: Энергия, 1975.- 486 с.
9. Кружилин, Г.Н. Уточнение нуссельтовской теории теплообмена при конденсации / Г.Н.Кружилин // - Ж.Т.Ф. – 1937. - т.7, вып. 20/21. - С.2011-2017.
10. Bromley, L.A. Effect of heat capacity of condensate in condensing // Ind. Eng. Chem, 1952. – №44 (12). - PP. 2966- 2969.

11. Bromley, L.A., Brodkey, R.S., Fishman, N. Heat transfer in condensation. Effect of temperature variation around a horizontal tube // Ind. Eng. Chem., 1952. - №44 (12). - PP. 2962- 2966.
12. Rozenow, W.M. Heat transfer and temperature distribution on laminar film condensation // Trans. of ASME, 1956. - Vol.78. - PP. 1645-1648.
13. Sparrow, E.M., Gregg, J.L. A Boundary-layer treatment of laminar-film condensation // Trans. of ASME, 1959. - №81 – PP. 13-18.
14. Sparrow, E.M., Gregg, J.L. Laminar condensation heat transfer on a horizontal cylinder // Trans. of ASME, 1959. - № 81. – PP. 291-296.
15. Кох. Интегральный метод решения уравнений двухфазного граничного слоя при плёночной конденсации. Теплопередача. 1961.
16. Чен, М. Аналитическое исследование процесса конденсации при ламинарном течении пленки / М.Чен // Теплопередача (рус. перевод Trans. of ASME). - 1961. - № 1. - С.60-78.
17. Лабунцов, Д.А. Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров на вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах / Д.А. Лабунцов // Теплоэнергетика.- 1957.- № 7. - С. 72-80.
18. Зозуля, Н.В. Теплопередача и тепловое моделирование: учебное пособие / Н.В. Зозуля - М.:изд-во АН СССР, 1959.
19. Капица, П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. I. Свободное течение / П.Л.Капица // ЖЭТФ. - 1948. - Т. 18, Вып. 1. - С. 3-18.
20. Капица, П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. II. Течение в соприкосновении с потоком газа и теплопередача / П.Л.Капица // ЖЭТФ. - 1948.-Т. 18, Вып. 1.- С. 19-28.
21. Кутателадзе, С.С. Опыт применения теории подобия к процессу теплоотдачи от конденсирующегося насыщенного пара / С.С.Кутателадзе // ИТФ. – 1937. - т.7. - № 3. - С.282.
22. Bromley, L.A. Effect of heat capacity of condensate in condensing // Ind. Eng. Chem, 1952. – №44 (12). - PP. 2966- 2969.

23. Исаченко, В.П. Теплопередача: учебное пособие / В.П.Исаченко, В.А.Осипова, А.С.Сукомел.- М.: Энергия, 1975.- 486 с.
24. Берман, Л.Д. Сопротивление на границе раздела фаз при пленочной конденсации пара низкого давления / Л.Д.Берман // Труды ВНИИХиммаш. – 1961. - вып. 36. - С. 66-89.
25. Канаев, А.А., Копп, И.З. Неводяные пары в энергомашиностроении / А.А.Канаев, И.З.Копп. - Л.:Машиностроение, 1973. – 216 с.
26. Бузник, В.М. О влиянии сил поверхностного натяжения на коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации неподвижного пара на горизонтальной трубе в условиях ламинарного течения / В.М.Бузник [и др.] // Судостроение и морские сооружения: сб. ст. –1967. – Вып. 5.
27. Воскресенский, К.Д. Расчёт теплообмена при плёночной конденсации с учётом зависимости физических свойств конденсата от температуры / К.Д.Воскресенский // Изв. АН СССР. ОТН. – 1948. - №7. - С. 1023-1028.
28. Лабунцов, Д.А. О влиянии конвективного переноса тепла и сил инерции на теплообмен при ламинарном течении конденсатной плёнки / Д.А.Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1956. - №12. - С. 47-50.
29. Лабунцов, Д.А. О влиянии на теплоотдачу при плёночной конденсации пара зависимости физических параметров конденсата от температуры / Д.А.Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1957. - №2. - С. 49-51.
30. Лабунцов, Д.А. Обобщение теории конденсации Нуссельта на условия пространственно-неравномерного поля температур теплообменной поверхности / Д.А.Лабунцов // В кн.: теплообмен и гидравлическое сопротивление: труды МЭИ. – 1965. - вып. 63. - С. 79-84.
31. Кутателадзе С.С. Теплоотдача при конденсации и кипении: учебное пособие, 2-е изд., доп. и перераб. / С.С.Кутателадзе - М. - Л.: Машгиз, 1952. - 232 с.

32. Фукс, С.Н. Теплоотдача при конденсации пара в горизонтальном трубном пучке / С.Н.Фукс // Теплоэнергетика. – 1957, - Т.1.
33. Исаченко, В.П. Исследование теплообмена при ламинарной пленочной конденсации водяного пара в вертикальных трубах / В.П.Исаченко, Ф.Саломзода, А.А.Шалахов // Теплоэнергетика. -1974. - № 9, - С.15-18.
34. Петухов, Б.С. Теплообмен в ядерных энергетических установках / Б.С.Петухов, Л.Г.Генин, С.А.Ковалёв, С.П. Соловьёв. - М.:Атомиздат, 1974. – 408 с.
35. Мильман, О.О. Воздушно-конденсационные установки / О.О. Мильман, В.А.Фёдоров. - М.: Издательство МЭИ, 2002. — 208 с.
36. Бойко. Л.Д., Кружилин. Г.Н. Теплоотдача при конденсации пара внутри труб / Л.Д.Бойко, Г.Н.Кружилин // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1966. - №5. – С. 113-123.
37. Othmer, D.F. The condensation of steam // Ind. Eng. Chem., VDI, 1925. - №6.
38. Гудымчук, В.А. Теплоотдача при конденсации пара на наклонной трубе / В.А.Гудымчук // Известия ВГИ. – 1935. - № 12. - С.15-20.
39. Грабер, Г. Основы учения о теплообмене: учебное пособие / Г.Грабер, С.Эркс, У.Григуль. - М.: Инлит, 1956. – 316 с.
40. Толубинский В.И. и Ямпольский Н.Г., Теплоотдача при конденсации водяного пара (чистого и с примесью воздуха) на поверхности вертикальной трубы, Труды института теплоэнергетики АН УССР, Сб. 10, 1953.
41. Петухов, Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах: учебное пособие / Б.С.Петухов. - М.: Энергия, 1967. – 409 с.
42. Берман, Л.Д. Некоторые закономерности совместно протекающих процессов тепло - и массообмена в гетерогенных системах/ Л.Д.Берман // ЖТФ. – 1959. - Т.29, № I. - С. 94-106.

43. Баттерворс, Д., Хьюитт, Г. Теплопередача в двухфазном потоке: учебное пособие / Д.Баттерворс, Г.Хьюитт. – М.: Энергия, 1980. – 325 с.
44. Делайе, Дж. Теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков в атомной и тепловой энергетике: учебное пособие / Дж.Делайе, М.Гио, М.Ритмюллер. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 421 с.
45. Авдеев, А.А. Скорость роста (конденсации) паровых пузырей в турбулентном потоке / А.А.Авдеев // Теплоэнергетика. – 1986. - №1. – С. 52.
46. Бабыкин, А.С., Балунов Б.Ф., Вахрушев В.В. Интенсивность конденсации пара в недогретой воде / А.С.Бабыкин, Б.Ф.Балунов, В.В.Вахрушев [и др.] // Атомная энергия. – 1988. - №1. – С. 62-65.
47. Бартоломей, Г.Г., Горбунов, В.И. Экспериментальное исследование конденсации паровой фазы в жидкости, недогретой до температуры насыщения / Г.Г.Бартоломей, В.И.Горбунов // Теплоэнергетика. – 1969. - №12. – С. 58.
48. Захарова, Э.А. Экспериментальное исследование процесса конденсации в неравновесном потоке / Э.А.Захарова, Б.А.Колочугин, А.Г.Лобачев [и др.] // В кн.: Кипение и конденсация. - 1984. - Вып. 8. – С. 132.
49. Лабунцов, Д.А., Созиев, Р.И. Тепло- и массоперенос: учебное пособие / Д.А.Лабунцов, Р.И.Созиев. – Минск: Изд. ИТМО АН БССР, 1972. – 453 с.
50. Петухов, Б.С., Кириллов, В.В. К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах / Б.С.Петухов, В.В.Кириллов // Теплоэнергетика. – 1958. - №4. – С. 63.
51. Лабунцов, Д.А. Основные закономерности изменения паросодержания равновесных и неравновесных двухфазных потоков в каналах различной геометрии / Д.А.Лабунцов, А.Г.Лобачев, Б.А.Кольчугин, Э.А.Захарова // Теплоэнергетика. – 1984. - №9. – С. 45-47.

52. Петухов, Б.С., Шиков, В.К. Справочник по теплообменникам: в 2 т: справочник / Б.С.Петухов, В.К.Шиков. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 560 с.
53. Brauer, H. Stromung und Wärmeübergang bei reißelfilmen // VDI Forschungs, 1956. – № 457. – PP. 1-140.
54. Chun, K.R., Seban, R.A. Heat transfer to evaporating liquid films // J. Heat Transfer, 1971. – Vol. 93C. – PP. 391-396.
55. Colburn, A.P. The calculation of condensation where a portion of the condensate layer is in turbulent motion // Trans. AICHE, 1933-1934. – Vol. 30. – PP. 187-193.
56. Taitel, Y., Bornea, D., Dukler, A. E. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes // AIChE Journal, 1980. – Vol. 26 (3). - PP. 345-354.
57. Кутателадзе, С.С. Теплоотдача при плёночной конденсации пара внутри горизонтальной трубы: учебное пособие / С.С.Кутателадзе // в кн.: вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. – М.: Госэнерго-издат, 1961. - С.138-156.
58. Консетов, В.В. Экспериментальное исследование теплоотдачи при конденсации водяного пара внутри горизонтальных и слабонаклонных труб / В.В.Консетов // Теплоэнергетика. – 1960. - №12. – С. 67-71.
59. Narayana, V., Sarma, P.K. Condensation heat transfer inside horizontal tubes // The Canadian Journal of Chem. Eng, 1972. – Vol.50 (18). - PP. 547-549.
60. Волков, Д.И. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при конденсации пара внутри горизонтальной трубы / Д.И.Волков // Тр. ЦКТИ. – 1970. – Вып. 101. – С. 295-305.
61. Siegal, R., Usiskin, C. A photographic study of boiling in the absence of gravity // Trans. ASME, 1956. – Vol. 81. – P. 230-235.
62. Риферт, В.Г. Конденсация пара внутри горизонтальных труб / В.Г.Риферт // Инж.-физ. журнал. – 1983. – Т. 44. - №6. – С. 1017-1029.

63. Идельчик, И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям: справочник / И.Е. Идельчик; под ред. М.О. Штейнберга. – М.: Машиностроение. - 1992. – 672 с.
64. Hewitt, G.F. Measurement of Two-Phase Flow Parameters // Academic Press, 1978.
65. Lockhart, R.W., Martinelli, R.C. Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase Two-Component Flow in Pipes // Chem. Eng. Prog., 1949. - Vol. 45 (1). - PP. 39-48.
66. Chisholm, D.A. Theoretical Basis for the Lockhart-Martinelli correlation for Two-Phase Flow // Int. J. Heat Mass Transfer, 1967. - Vol. 10. - PP. 1767-1778.
67. Теория тепломассообмена / Под ред. А.И. Леонтьева. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1998. 683 с.
68. Шекриладзе, И.Г. Пленочная конденсация движущегося пара / И.Г.Шекриладзе // Сообщ. АН Грузинской ССР. – 1964. - ШУ: 3. - С.619-626.
69. Milman O.O., Spalding D.B., Fedorov V.A. Steam condensation in parallel channels with nonuniform heat removal in different zones of heat_exchange surface // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2012. № 55. P. 6054–6059.
70. Миропольский З.А., Шнеерова Р.И., Тернакова Л.М. Теплообмен при конденсации перегретого и насыщенного пара внутри труб // Теплообмен. Советские исследования. М.: Наука, 1975.
71. Саликов А.П. Теплоотдача от перегретого пара в поверхностных водоподогревателях // Изв. ВТИ. 1937. №9. С. 18-24
72. Taitel Y., Dukler A. A model for predicting flow regime transition in horizontal and near horizontal gas – liquid flow // AIChE. 1976. V. 22. P. 47–55.
73. Flow pattern transition for horizontal and inclined pipes. Experimental and comparison with theory / D. Barnea, O. Shoham, J. Taitel, A. Dukler // Multiphase Flow. 1980. V. 6. P. 217–222.

74. Фёдоров В.А., Мильман О.О., Шифрин Б.А., Ананьев П.А., Дунаев С.Н., Кондратьев А.В., Птахин А.В. Результаты экспериментальных исследований теплогидравлических процессов при конденсации пара внутри наклонной трубы // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52, №2. С. 329-332.
75. Ривкин С. Л., Александров А. А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. – 1980.
76. Красин, М.С. Оценка погрешности измерений при обработке результатов школьного физического эксперимента: учебно-методическое пособие для студентов педагогических вузов / М.С.Красин, О.О. Мильман. – Калуга: Калужский государственный педагогический университет им. К.Э. Циолковского, 2006. – 88 с.
77. Зайдель, А.И. Погрешности измерений физических величин: учебное пособие / А.И. Зай-дель. - Л.:Наука, 1985. – 112 с.
78. Шенк Х. Теория инженерного эксперимента. – М.: Мир. – 1972. – 381 с.
79. Новицкий П.В., Зограф И. А. Оценка погрешностей результатов измерений . – Л.: Энергоатомиздат. – 1991. – 304 с.