



Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Кафедра «Промышленная теплоэнергетика и экология»

А. В. Овсянник

**ПРОЦЕССЫ ТЕПЛООБМЕНА
ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ
ПРИ РАЗНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ
ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ АППАРАТОВ
ПРОМЫШЛЕННЫХ УСТАНОВОК**

ПРАКТИКУМ

**для магистрантов специальности 1-43 80 03
«Теплоэнергетика и теплотехника»
дневной и заочной форм обучения**

Гомель 2024

УДК 321.1.016.4(075.8)
ББК 35.113-1я73
О-34

*Рекомендовано научно-методическим советом
энергетического факультета ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 9 от 24.05.2022 г.)*

Рецензент: зав. каф. «Электроснабжение» ГГТУ им. П. О. Сухого
канд. техн. наук, доц. *А. О. Добродей*

Овсянник, А. В.

О-34 Процессы теплообмена при фазовых переходах при разных режимах работы теплообменников аппаратов промышленных установок : практикум для магистрантов специальности 1-43 80 03 «Теплоэнергетика и теплотехника» днев. и заоч. форм обучения / А. В. Овсянник. – Гомель : ГГТУ им. П.О. Сухого, 2024. – 154 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <https://elib.gstu.by>. – Загл. с титул. экрана.

Содержит сведения о процессах теплообмена при развитом пузырьковом кипении на теплоотдающих поверхностях и пленочной конденсации пара на горизонтальных и вертикальных поверхностях теплообмена. Рассмотрены экспериментальные исследования теплообмена на различных поверхностях. Приведены расчетные соотношения для определения коэффициентов теплоотдачи.

Для магистрантов специальности 1-43 80 03 «Теплоэнергетика и теплотехника» дневной и заочной форм обучения.

**УДК 321.1.016.4(075.8)
ББК 35.113-1я73**

© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2024

Введение

Теплообменные аппараты широко применяются в энергетике, химической, нефтеперерабатывающей, авиационной и космической технике, пищевой промышленности, в холодильной и криогенной технике, в системах отопления и горячего водоснабжения, кондиционирования, в различных тепловых двигателях. С ростом энергетических мощностей и объема производства все более увеличивается их масса и габариты, что приводит к расходу большого количества легированных и цветных металлов. В связи с этим уменьшение габаритно-весовых показателей теплообменных аппаратов является актуальной проблемой. Значительный вклад в решение этой проблемы может внести внедрение научно-обоснованных и экспериментально проверенных методов интенсификации теплообмена при кипении. Опыт создания и эксплуатации различных тепломассообменных устройств показал, что разработанные к настоящему времени методы интенсификации теплообмена обеспечивают снижение габаритов и металлоемкости (массы) этих устройств в 1,5–2 и более раз по сравнению с аналогичными серийно выпускаемыми устройствами при одинаковой тепловой мощности. Поэтому создание тепломассообменных аппаратов с развитыми теплопередающими поверхностями представляет собой одно из перспективных направлений организации процесса теплообмена при кипении жидкостей.

Несмотря на большое количество работ по теплообмену при кипении, их результаты далеко не полностью отражают процессы теплообмена на развитых поверхностях. Для условий «стеснения» и затрудненного отвода паровой фазы литературные данные практически отсутствуют. Поэтому размеры и оптимальные параметры теплопередающих поверхностей ряда теплообменных аппаратов, применяемых в энергоустановках различных отраслей промышленности, не могут быть определены без достаточных знаний в этой области. Также практически отсутствуют исследования процессов кипения загрязненных жидкостей (маслами), где оребренные поверхности имеют несомненный приоритет. При кипении жидкостей на оребренных поверхностях с различным типом оребрения еще недостаточно полно исследованы специфические особенности теплообмена и гидродинамики связанные с влиянием параметров и ориентации ребер. Имеющихся данных недостаточно для определения оптимальных геометрических параметров

ребра и межреберного расстояния, которые в значительной степени определяются свойствами рабочей жидкости и давлением в системе. Практически отсутствуют данные при кипении на оребренной поверхности в околоскритической области. В работах по кипению на поверхностях с пористыми покрытиями зачастую отсутствует полная информация о свойствах покрытий, поэтому интерпретация и практическое использование экспериментальных данных весьма затруднено. Известные расчетные соотношения для определения интенсивности теплообмена при кипении жидкостей на пористых, в особенности на ребристых поверхностях применимы лишь в частных случаях исследованных авторами, поскольку получены эмпирическим путем, а не на основе модельных представлений. Создание универсальной аналитической модели процесса кипения на пористой поверхности едва ли возможно в связи с влиянием на него большого количества факторов, в том числе имеющих случайное распределение параметров.

Целенаправленное формирование поверхности теплообмена позволяет обеспечить такие условия протекания физико-химических процессов взаимодействия кипящей или испаряющейся жидкости с микроструктурой поверхности (смачиваемость, возникновение и рост паровых зародышей, растекание), которые будут значительно интенсифицировать теплообмен при сохранении требуемых режимных параметров теплообменных аппаратов. Следовательно, возникает необходимость в детальном исследовании теплообмена при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями и оребрением для определения оптимальных параметров поверхности теплообмена.

Процессы теплообмена при кипении жидкостей являются очень интенсивными и сопровождаются переносом больших количеств теплоты и массы. Применение высокоэффективных методов интенсификации теплообмена приводит к созданию теплообменников с малыми габаритно-весовыми показателями, характеризующихся высокой компактностью, малыми тепловыми потерями, малыми температурными напорами, что приводит к повышению не только экономических показателей, но и энергетических. Интенсификация теплообмена при кипении может быть достигнута либо увеличением температурного напора между теплоотдающей поверхностью и температурой насыщения, либо изменением поверхностных условий протекания процесса кипения. Наиболее эффективным методом интенсификации теплообмена при

кипении является создание благоприятных поверхностных условий для возникновения, роста и отрыва паровых пузырей. Этого можно добиться в той или иной мере за счет развития теплоотдающей поверхности (повышение шероховатости, нанесение на поверхность различного рода покрытий, применение оребрения с определенными геометрическими параметрами). В связи с этим возникает необходимость в выборе способа развития теплоотдающей поверхности применительно к конкретным условиям работы теплообменных аппаратов. Интенсификация процессов теплообмена при кипении позволяет, кроме того, существенно снизить температурные напоры за счет повышения коэффициента теплоотдачи при тех же значениях плотностей тепловых потоков.

Теплофизические свойства жидкостей существенно влияют на интенсивность отвода теплоты с теплоотдающей поверхности и, в связи с принятием Монреальской конвенции, запрещающей применение озоноразрушающих рабочих тел, необходимо вести интенсивный поиск экологически безопасных и нетоксичных хладагентов, способных обеспечивать эффективный теплообмен. По теплофизическим свойствам близких к свойствам фреонов наиболее перспективным является пропан, обладающий хорошими теплофизическими характеристиками, высокими диэлектрическими свойствами и химической совместимостью с большинством конструкционных материалов. Хорошими термодинамическими и теплофизическими свойствами обладает и аммиак, являющийся прекрасным хладагентом. Благодаря этим качествам пропан и аммиак могут найти еще более широкое применение в холодильных установках, в тепловых трубах и в другой теплообменной аппаратуре. Исследования закономерностей теплообмена при кипении этих жидкостей на развитых поверхностях позволят решить, помимо энергетических, также экономические и экологические проблемы. Количество работ, посвященных процессам теплообмена при кипении пропана и аммиака на развитых поверхностях крайне мало, а полученные результаты носят ограниченный характер как по геометрическим характеристикам поверхностей так и по режимным параметрам процесса кипения. Проведение экспериментальных и теоретических исследований в этом направлении, получение экспериментальных и теоретических данных было бы полезно использовать при разработке теплообменной аппаратуры в холодильной технике, электронике, химической и газовой промышленности, теплоэнергетике, что приводит к снижению энергоемкости теплоиспользующей установки в

целом. Поэтому создание более эффективных и компактных теплообменных аппаратов является актуальной и приоритетной научно-технической проблемой, решение которой обеспечит существенную экономию энергетических, материальных и трудовых ресурсов.

Глава 1. Кипение жидкостей на гладких и структурированных поверхностях

1.1. Механизм процесса теплообмена при кипении на теплоотдающей поверхности

Все теплообменные аппараты, в которых протекают процессы теплообмена при фазовых превращениях «жидкость–пар» относятся по назначению к испарителям и их можно разделить на две большие группы. К первой группе относятся испарители, в которых кипение осуществляется на теплоотдающей поверхности при направленном движении жидкости, а ко второй группе относятся аппараты, в которых кипение происходит при естественной конвекции на теплоотдающих поверхностях, погруженных в объем жидкости. Такой процесс кипения называют кипением в большом объеме, или кипением на поверхности, погруженной в объем жидкости, или кипением при свободном движении жидкости. В обоих случаях могут наблюдаться два, отличных друг от друга по механизму процесса переноса теплоты, режима кипения: пузырьковый и пленочный.

При пузырьковом режиме кипения паровая фаза (паровые пузыри) возникают и развиваются в определенных местах теплоотдающей поверхности – центрах парообразования. При соприкосновении жидкости с твердой теплоотдающей поверхностью, к которой подводится теплота при растущей температуре поверхности, при достижении некоторого превышения температуры поверхности над температурой насыщения жидкости начнется процесс парообразования. При кипении жидкости в каждом центре парообразования возникают паровые зародыши, которые растут в объеме, а затем отрываются и всплывают, увлекая за собой некоторое количество жидкости из пристенной области в основное ядро. Возникновение паровых зародышей возможно только при условии перегрева тонкого пристенного слоя жидкости, соприкасающегося с теплоотдающей поверхностью. При этом

фазовый переход происходит на поверхностях при перегревах жидкости более низких, чем в случае кипения жидкости в объеме.

После отрыва парового пузыря от поверхности нагрева освободившееся пространство заполняется жидкостью, подтекающей из основного объема. Когда эта жидкость прогреется до температуры тонкого пристенного слоя жидкости, тогда у центра парообразования начнет зарождаться новый паровой пузырь (рис. 1.1). Таким образом, процесс парообразования в кипящей жидкости сопровождается интенсивным массообменом и значительной турбулизацией пристенного слоя жидкости, что существенно увеличивает интенсивность теплообмена при кипении.

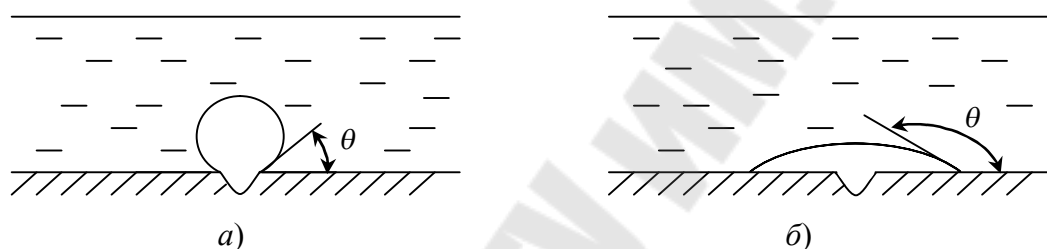


Рис. 1.1. Форма паровых пузырей при кипении жидкости:
а – смачивающей теплоотдающую поверхность;
б – несмачивающей теплоотдающую поверхность

Однако высокая интенсивность теплообмена при кипении будет наблюдаться только в том случае, если жидкость смачивает теплоотдающую поверхность.

Смачиваемость твердой поверхности характеризуется краевым углом θ , который при пузырьковом кипении меньше 90° . Таким образом, интенсивный процесс пузырькового кипения возможен только на смачивающейся поверхности. В настоящей работе будут рассматриваться основы теории теплообмена и экспериментальные исследования при пузырьковом кипении применительно к смачивающим жидкостям. При краевом угле смачивания $\theta > 90^\circ$ жидкость не смачивает поверхность и теплообмен при кипении осуществляется через паровую фазу и вследствие малой теплопроводности пара интенсивность теплообмена будет значительно ниже, чем при кипении смачивающей жидкости.

Высокие значения коэффициентов теплоотдачи при кипении жидкостей на поверхности нагрева, когда отводятся значительные тепловые потоки, обусловлены иным, значительно более мощным по сравнению с турбулентным процессом в однофазной среде механизмом переноса. Особенность заключается в том, что основное количество теплоты от поверхности нагрева отводится из пристенного слоя в объем жидкости паровыми пузырями и частично перегретой жидкостью, которая увлекается пузырями при их отрыве и всплывании.

Возникновение паровых зародышей на теплоотдающей поверхности

При соприкосновении жидкости с поверхностью, к которой непрерывно подводится возрастающий тепловой поток с одновременным ростом температуры поверхности, при некотором превышении температуры поверхности над температурой насыщения начнется процесс кипения жидкости. Тонкий слой жидкости, прилегающей к поверхности, будет перегрет относительно температуры насыщения и на поверхности начнется образование паровых зародышей. Возникновение паровой фазы на шероховатой теплоотдающей поверхности будет происходить при более низких значениях перегрева, чем при кипении жидкости в объеме, что является еще одной характерной особенностью процесса кипения на твердой поверхности. Кроме того, процесс кипения на поверхности и его интенсивность зависят от состояния поверхности, ее теплофизических свойств, условий взаимодействия фаз и т. д.

Кипящую на твердой теплоотдающей поверхности жидкость следует рассматривать как систему, состоящую из паровой, жидкой и твердой фаз. Аналитическое описание такого процесса с получением теоретических решений крайне сложно, поэтому при анализе возникновения кипения на твердой поверхности используют положения, полученные при кипении жидкостей в объеме.

Для выяснения роли твердой поверхности в процессе образования паровых зародышей необходимо рассмотреть эту задачу для гладкой горизонтальной поверхности.

Работа образования парового зародыша, возникшего на твердой поверхности будет определяться силами поверхностного натяжения, критическим радиусом парового пузыря и краевым углом смачивания, а именно

$$L = \frac{1}{3} \sigma \pi R_{кр}^2 (2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta). \quad (1.1)$$

При кипении в объеме жидкости работа образования зародыша будет определяться как

$$L_{кр} = \frac{4}{3} \sigma \pi R_{кр}^2. \quad (1.2)$$

Выражения (1.1) и (1.2) показывают, что работа образования парового зародыша на твердой поверхности и отношение работ $\frac{L}{L_{кр}}$ зависят от краевого угла смачивания и при значениях θ , близких к 180° , работа образования парового зародыша становится пренебрежимо малой величиной. Однако в реальных условиях краевые углы практически не превышают 140° и влияние смачиваемости поверхности может дать уменьшение работы образования зародыша на твердой поверхности в 2–3 раза. При этом вероятность образования зародыша остается весьма малой, а перегревы жидкости – высокими.

Реальные теплоотдающие поверхности не бывают абсолютно гладкими. На них имеются микрошероховатости – впадины, микротрещины, заполненные газом, твердые частицы, выступы, адсорбированные газы и т. д. Геометрические размеры этих элементов соизмеримы с размерами паровых зародышей и на них значительно облегчается зарождение паровой фазы.

Большое значение для теории процесса парообразования на теплоотдающей поверхности имеет температура начала кипения или перегрев жидкости относительно температуры поверхности, при котором начинается процесс кипения. При рассмотрении задач теории развитого пузырькового кипения на твердой поверхности предполагается, что в центрах парообразования (углублениях) уже имеются паровые зародыши и исходя из этого определяются условия начала кипения и определение размеров впадин, которые могут быть активными центрами парообразования.

Был сделан вывод о том, что впадина может быть центром парообразования, если радиус ее устья равен критическому радиусу парового пузыря $R_{кр}$ или больше его. В связи с этим необходимый для начала процесса кипения перегрев жидкости может быть определен из соотношения $R_{кр} = (2\sigma T_n) / (r_* \rho_n \mathcal{G})$, если вместо $R_{кр}$ подставить R . Тогда

$$\mathcal{G} = \frac{2\sigma T_n}{r_* \rho_n R}. \quad (1.3)$$

Если принять, что температура теплоотдающей поверхности T_c и прилегающего слоя жидкости $T_{ж}$ равны, то $\mathcal{G} = T_{ж} - T_n = T_c - T_n = \mathcal{G}_c$. Тогда выражение (1.3) примет следующий вид:

$$\mathcal{G}_c = \frac{2\sigma T_n}{r_* \rho_n R_c}. \quad (1.4)$$

Однако соотношение (1.4) справедливо для условий равномерного перегрева жидкости и поверхности, т. е. когда перегрев жидкости равен перегреву стенки и постоянен по высоте ее слоя. В реальных же условиях перегрев значительно отличается от рассчитанного по (1.4), так как процесс кипения на поверхности протекает в условиях температурной неравномерности стенки и жидкости.

Получение точного решения задачи о начале кипения практически не представляется возможным, так как при решении этой

задачи принимается ряд упрощающих допущений и, кроме того, перегрев существенно зависит от таких факторов как состояние жидкости (например, степень дегазации) и состояния теплоотдающей поверхности.

Скорость роста паровых пузырей.

Скорость роста парового пузыря $\frac{dR}{dt}$ является одной из важнейших внутренних характеристик процесса кипения жидкостей как в объеме равномерно перегретой жидкости, так и на теплоотдающей поверхности. При определении скорости роста парового пузыря исходят из соотношения, по которому приращение массы пара в паровом пузыре за время dt равно массе испарившейся за это же время жидкости и в общем случае теплота к паровому пузырю подводится от теплоотдающей поверхности через прилегающий микрослой жидкости и от перегретой жидкости через межфазную поверхность. При этом в жидкости возникают значительные инерционные силы, оказывающие динамическое воздействие на паровой пузырь.

Более подробно вопрос о скорости роста парового пузыря на теплоотдающей поверхности рассмотрен в четвертой главе.

Отрывной диаметр паровых пузырей

При кипении жидкостей на теплоотдающих поверхностях в центрах парообразования из парового зародыша пузырь может вырасти лишь до определенного предела, по достижении которого он отрывается от поверхности и всплывает. Размер пузыря, при котором происходит его отрыв, принято характеризовать отрывным диаметром d_0 . При отрыве пузырь выталкивает некоторый объем перегретой жидкости и освободившееся место заполняется новой порцией недогретой до температуры перегрева жидкости. Вновь поступившая к центру парообразования недогретая жидкость нагревается, в результате чего температурные условия восстанавливаются, что обеспечивает образование нового парового зародыша и рост парового пузыря. Этот процесс протекает с определенной периодичностью,

которая характеризуется частотой отрыва паровых пузырей от поверхности нагрева f .

Скорость роста парового пузыря в данный момент времени ($dR/d\tau$), время роста пузыря от его образования до отрыва (τ), отрывной диаметр (d_0), частота отрыва пузырей (f) и средняя скорость роста пузыря ($w_0 = d_0 f$) являются внутренними характеристиками процесса пузырькового кипения. Внутренние характеристики имеют важное значение при решении вопросов закономерностей теплообмена при пузырьковом кипении, особенно такие характеристики как отрывной диаметр и средняя скорость роста парового пузыря.

Отрывной диаметр парового пузыря является масштабной характеристикой процесса пузырькового кипения и теоретическое решение вопроса об отрывном размере представляет собой достаточно трудную задачу, т. к. в процессе роста происходит не только изменение объема пузыря, но и его формы.

В статической постановке задачи о форме растущего и отрывающегося пузыря рассматривается действие на пузырь только подъемной силы и сил поверхностного натяжения. Но даже в этом случае получается довольно сложное дифференциальное уравнение, описывающее равновесие неподвижного в месте контакта с гладкой поверхностью при данном угле смачивания парового пузыря.

Было получено простое по структуре расчетное соотношение для определения величины отрывного диаметра, известное как формула Фритца, в виде

$$d_0 = 0,02\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_n)}} \quad (1.5)$$

Однако соотношение (1.5) содержит величину краевого угла смачивания θ , от которой в значительной степени зависит отрывной диаметр. Определение величины θ представляет собой весьма сложную задачу, так как информация о величине краевого угла для

различных жидкостей при разных давлениях противоречива и недостаточно надежна. В работах Лабунцова выявлена слабая зависимость θ от давления насыщения для воды при кипении на серебряной поверхности в диапазоне давлений 0,1–1,5 МПа. В некоторых работах, проведенных на различных поверхностях (сталь, медь, никель) при давлении от 0,1 до 1,5 МПа, получено уменьшение величины θ с ростом давления насыщения. Противоречивость и недостоверность данных по величине краевого угла связаны с влиянием на него загрязнений теплоотдающей поверхности различными отложениями и посторонними примесями. Кроме того, экспериментальное определение θ представляет собой трудную техническую задачу, так как в реальных условиях развитого пузырькового кипения его величина не остается постоянной, а изменяется, достигая максимума при отрыве парового пузыря.

В результате ряда проведенных экспериментальных работ по определению отрывного диаметра парового пузыря как при высоких так и при низких давлениях было показано резкое различие между экспериментальными данными и расчетными, проведенными по формуле Фритца, что говорит о невозможности ее практического широкого применения. Но в некоторой узкой области давлений насыщения (примерно 0,1 МПа для воды) опытные значения отрывного диаметра мало отличаются от расчетных. Поэтому формулу (1.6) для расчета отрывного диаметра парового пузыря можно использовать только при давлении насыщения близкого к атмосферному.

В реальных условиях развитого пузырькового процесса кипения на паровой пузырь при его росте и отрыве кроме сил поверхностного натяжения и подъемной силы действуют инерционная сила и сила трения. Соотношение между этими силами меняется в период формирования парового пузыря. Кроме того, при интенсивном процессе кипения когда на поверхности нагрева имеется достаточно большое число действующих центров парообразования имеет место взаимное влияние паровых пузырей друг на друга, что осложняет анализ и теоретическое описание процесса формирования паровых

пузырей. Поэтому определение величины отрывного диаметра производится по полуэмпирическим формулам, в которых сделана попытка учесть влияние отдельных факторов на процесс зарождения, роста и отрыва паровых пузырей.

Таким образом, при развитом пузырьковом кипении, когда происходит интенсивная турбулизация пристенного слоя жидкости паровыми пузырями, силой трения можно пренебречь, и уравнение равновесия парового пузыря с учетом силы инерции может быть записано как

$$\left(\frac{\pi}{6}\right)d_0^3 g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}}) = \left(\frac{\pi}{8}\right)\zeta d_0^2 \rho_{\text{ж}} \left(\frac{dR}{d\tau}\right)_{R_0}^2 + \pi d_0 \sigma f(\theta). \quad (1.6)$$

где ζ – коэффициент гидродинамического сопротивления росту пузыря;

$\left(\frac{dR}{d\tau}\right)_{R_0}$ – скорость перемещения жидкости, равная скорости роста парового пузыря.

Определяя скорость жидкости через скорость роста парового пузыря по выражению $dR/d\tau = \beta(a/R)Ja$ при $\beta = 10$, уравнение равновесия можно записать в виде

$$\left(\frac{\pi}{6}\right)d_0^3 g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}}) = \left(\frac{1600}{3}\right)\pi\rho_{\text{ж}} a^2 Ja^2 + \pi d_0 \sigma f(\theta). \quad (1.7)$$

Силой поверхностного натяжения можно пренебречь в случае определяющего влияния инерционных сил (при развитом пузырьковом кипении) и тогда из уравнения (1.7) следует, что отрывной диаметр парового пузыря равен

$$d_0 = \left[\frac{3200\rho_{\text{ж}} a^2}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})} \right]^{1/3} Ja^{2/3}. \quad (1.8)$$

Из соотношения (1.8) видно, что с увеличением теплового потока или с увеличением перегрева жидкости (с увеличением числа Якоба) диаметр парового пузыря при отрыве от теплоотдающей поверхности увеличивается.

Частота отрыва паровых пузырей

Большое значение для выявления закономерностей процесса пузырькового кипения имеет частота отрыва или образования паровых пузырей f . В общем виде $f = 1/(\tau_1 + \tau_2)$ и для определения величины f необходимо знать время роста до отрыва τ_1 и время ожидания τ_2 (период времени от момента отрыва до момента зарождения нового пузыря).

Время роста пузыря до отрыва τ_1 можно получить из уравнения роста пузыря, а время ожидания τ_2 может быть получено из решения задачи о прогреве полуограниченного массива жидкости при постоянном перегреве его поверхности. При принятых значениях постоянных, связывающих размеры зародыша и впадины, выражение для определения времени ожидания будет следующим:

$$\tau_2 = \frac{144}{\pi a} \left(\frac{\sigma T_H}{r_* \rho_n \vartheta} \right)^2 \quad (1.9)$$

Время ожидания находится из решения задачи о прогреве полуограниченного массива жидкости до заданного значения ϑ на его поверхности для постоянной плотности подводимого теплового потока q :

$$\tau_2 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\vartheta}{q} \right)^2 \lambda_{cp} \quad (1.10)$$

Однако выражения (1.9) и (1.10) не полностью отражают зависимость τ_2 от режимных параметров, так как они получены при идеализированных начальных предпосылках в расчетных схемах при оптимальной геометрии центров парообразования, в то время как

многие особенности реального процесса парообразования и геометрии поверхности не учтены.

Приближенную оценку частоты образования паровых пузырей можно упростить, если принять $\tau_2 \rightarrow 0$. Этому соответствует область высоких давлений и больших плотностей теплового потока. В этом случае частота будет близка к $f = 1/\tau_1$. При низких значениях давлений и малых плотностях теплового потока частота образования паровых пузырей будет $f = 1/\tau_2$.

В связи с трудностью получения величины частоты отрыва паровых пузырей на основании теоретических предпосылок появляется необходимость получения f на основании полуэмпирических соотношений. Если на процесс роста пузырей определяющее влияние оказывают инерционные силы, то частоту отрыва можно определить через объемное количество пара, генерируемого каждым центром парообразования в единицу времени fd_0^3 , по полуэмпирическому соотношению:

$$fd_0^3 = 588 \left[\frac{\rho_{ж} a^5}{g(\rho_{ж} - \rho_n)} \right]^{1/3} Ja^{5/3}. \quad (1.11)$$

Удовлетворительно согласуется с опытными данными и полуэмпирическое соотношение

$$f\sqrt{d_0} = 0,56 \left[\frac{(\rho_{ж} - \rho_n)}{\rho_{ж}} g \right]^{0,5}. \quad (1.12)$$

Соотношение (1.11) может быть преобразовано к виду, подобному выражению (1.12), если совместно решить (1.8) и (1.11). Совместное решение этих выражений дает следующую формулу для определения частоты отрыва f :

$$f \sqrt{d_0} = 0,7 \left[\frac{(\rho_{ж} - \rho_n)}{\rho_{ж}} g \right]^{0,5}. \quad (1.13)$$

Видно, что решение (1.13) и полуэмпирическое соотношение (1.12) различаются между собой только коэффициентами.

1.2. Уравнения подобия, описывающие теплообмен при пузырьковом кипении

Процесс пузырькового кипения в объеме жидкости и на теплоотдающей поверхности представляет собой очень сложный физический процесс, точное решение которого из-за отсутствия достаточно полных и исчерпывающих сведений об особенностях и деталях процесса получить пока не представляется возможным. Сложной задачей является также получение приближенного решения, описывающего процесс кипения с достаточно ясным физическим смыслом, позволяющим получать зависимости, обобщающие опытные данные. Это связано с тем, что процесс кипения имеет свои специфические особенности, связанные с массообменом, обусловленным фазовым превращением, причем паровая фаза возникает и взаимодействует с жидкостью в виде мелко диспергированной среды. Этот процесс отличается глубоким своеобразием.

Физические представления о процессе кипения приводят к тому, что этот процесс представляется совокупностью множества индивидуальных, периодически повторяющихся малых процессов, из которых складывается развитие совокупности пузырьков пара от момента зарождения каждого из них до конца существования их как самостоятельных образований. Если рассматривать каждый элемент акта, то в отдельности они достаточно хорошо обоснованы, однако как целое явление поведение пузырьков в их взаимодействии с окружающей жидкостью и друг с другом отличается большой сложностью и вся картина процесса не ясна даже с качественной точки зрения. Поэтому процесс теплообмена при кипении

рассматривается в упрощенной форме, иногда не адекватной его сложной структуре. К настоящему времени получено большое количество различного рода эмпирических и полуэмпирических зависимостей определяющих как внутренние так и внешние характеристики процесса кипения, которые широко применяются в инженерной практике, но до создания теории процесса кипения и точного решения задачи о теплообмене при кипении еще далеко.

Существующие расчетные зависимости, охватывающие различные условия процесса теплообмена при кипении и широкий диапазон изменения режимных параметров до настоящего времени не являются цельной системой количественных связей, объединенных общими принципами построения, взаимно дополняющих и подкрепляющих друг друга. Сопоставляемые уравнения приводят часто к несовпадающим численным результатам и, что более существенно, они зачастую отвечают разным физическим представлениям. Это особенно проявляется при анализе системы уравнений, применяемых для получения обобщенных зависимостей. Отсутствие единства в постановке задачи является следствием ограниченности знаний и исходных физических представлений о процессе кипения как сложном теплофизическом явлении.

Задача осложняется и тем, что в качестве параметров принимаются величины как термодинамические (определяющие состояние системы – давление и температура), так и физические константы обеих фаз, которые изменяются вместе с состоянием системы, а следовательно, являются функциями ее состояния. Кроме того, при решении задачи теплообмена при пузырьковом кипении следует иметь в виду, что некоторые внешние факторы, связанные с микрогеометрией поверхности, практически не поддаются количественному определению и не могут быть представлены в решении в простой и ясной форме через непосредственно заданные параметры. В связи с этим поставим перед собой более ограниченную задачу: провести анализ задачи теплообмена при кипении на теплоотдающей поверхности при свободном движении жидкости методом теории подобия, используя возможности метода

для анализа связей между исходными представлениями и конечными результатами. Кроме того, анализ позволяет обосновать систему чисел подобия и расчетных соотношений, пользуясь которыми можно приближенно решить для разных условий (род жидкости, давление, плотность теплового потока) одну из главных задач теории теплообмена при пузырьковом кипении – определение коэффициента теплоотдачи.

Рассмотрим уравнения подобия, которые нашли наиболее широкое применение при решении задач теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей и при обобщении экспериментальных данных.

Рассматривается процесс пузырькового кипения, при котором практически вся теплота от теплоотдающей поверхности идет на нагрев жидкости, а затем переходит в теплоту фазового перехода (испарение при росте пузыря на поверхности нагрева и при движении его в перегретой жидкости). Процесс интенсивного теплообмена осуществляется в отдельных местах поверхности нагрева в условиях нестационарного теплообмена, так как механизм теплообмена между поверхностью и жидкостью связан с протекающими с определенной частотой и амплитудой элементарными актами, которые вызывают колебания температуры соприкасающихся тонких слоев жидкости и поверхности. Основное снижение температуры жидкости происходит в пристенном слое.

Поэтому теплообмен при кипении следует рассматривать как нестационарный теплообмен между твердой поверхностью и жидкостью и эту задачу нужно решать как сопряженную. При приближенном анализе свойства поверхности можно не учитывать. В такой постановке приближенный анализ был проведен, где вид основных чисел подобия определялся из системы дифференциальных уравнений конвективного теплообмена, в которую входят:

– уравнение неразрывности:

$$\operatorname{div} w = 0; \quad (1.14)$$

– уравнение движения жидкости:

$$\frac{dw}{d\tau} + (w \text{grad})w = g - \frac{1}{\rho} \text{grad}p + \nu \nabla^2 w; \quad (1.15)$$

– уравнение энергии:

$$\frac{dT}{d\tau} + (w \text{grad})T = a \nabla^2 T; \quad (1.16)$$

– уравнение теплообмена на границе поверхность нагрева – жидкость:

$$\frac{dT}{dy} = -\frac{\alpha}{\lambda} \vartheta. \quad (1.17)$$

Из этой системы уравнений получаются известные числа подобия:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}; \quad Pe = \frac{wl}{a}; \quad Fo = \frac{a\tau}{l^2}; \quad Pr = \frac{\nu}{a}; \quad Gr = \frac{gl^3\beta\vartheta}{\nu^2}; \quad Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2}.$$

При решении задачи теплообмена при кипении из всего комплекса чисел подобия необходимо выделить те числа, которые являются определяющими и определяемыми. К определяющим не относится число Эйлера, так как величина Δp не может быть заранее задана. Влияние сил тяжести, связанных с температурным расширением жидкости, пренебрежимо мало по сравнению с силами инерции и вязкости, поэтому число Грасгофа можно опустить. Число Нуссельта Nu является определяемым числом подобия.

В результате определяющими числами подобия будут: Пекле Pe , Фурье Fo и Прандтля Pr .

Для того чтобы из многообразного круга явлений конвективного теплообмена выделить рассматриваемый класс явлений (теплообмен при кипении), необходимо к системе уравнений добавить условия,

которые отражают специфику теплообмена при кипении и конкретизируют поставленную задачу.

Целью приближенного анализа теплообмена при кипении является не нахождение локальных характеристик процесса в отдельных точках в любой момент времени, а определение его интегральных характеристик, усредненных по поверхности и во времени.

Кроме того, особенностью процесса кипения при свободном движении жидкости является то, что перемещение жидкости есть результат самого процесса и скорость движения жидкости w не может быть заранее задана. Однако число Пекле входит в определяющие числа по той причине, что процесс развитого пузырькового кипения определяется следующими условиями и заранее заданными величинами: физическими свойствами жидкости и пара, зависящими от рода жидкости и давления, заданным температурным напором $\vartheta = T_c - T_n$ или плотностью теплового потока q . Выбор способа задания не имеет значения, но от него зависят форма и комбинация определяющих чисел. Если задается ϑ , то величина q не может входить в определяющие числа, т.к. $q = f(\vartheta)$, а если задается q , то в определяющие числа не может входить ϑ . Исходя из практических соображений, при развитом пузырьковом кипении чаще применяют задание плотности теплового потока q .

Так как в условия однозначности заранее включены q , физические свойства жидкости и пара, в частности теплота парообразования r_* и плотность пара ρ_n , то величина $q / r_* \rho_n$ будет иметь вполне определенное значение, имеющее размерность скорости, поэтому она может входить в число Пекле Pe . Эта скорость называется приведенной скоростью парообразования и обозначается w_* .

Характеристическим размером, входящим в числа Нуссельта, Пекле и Фурье не может быть линейный размер поверхности нагрева, потому что интенсивность процесса теплообмена при кипении от него не зависит, т.к. рассматривается задача кипения на протяженной поверхности, значительно превышающей размер паровых пузырей.

Высота слоя жидкости над теплоотдающей поверхностью также не может быть принята в качестве характеристического размера в связи с тем, что она не влияет на интенсивность теплообмена при кипении. Критический радиус парового пузыря $R_{кр}$ должен быть исключен в связи с тем, что он зависит от температурного напора Δ , а следовательно, и от плотности теплового потока.

В качестве характеристического линейного размера при кипении жидкостей принимается среднее значение отрывного диаметра парового пузыря d_0 , так как его можно считать независимым от плотности теплового потока q . На основании этого число Пекле для теплообмена при кипении принимает следующий вид:

$$Pe = \frac{qd_0}{r_* \rho_n a} \quad (1.18)$$

Здесь средний отрывной диаметр парового пузыря $d_0 = l_0 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_n)}}$, где l_0 – безразмерная линейная величина, характеризующая двухфазный пристенный слой.

В число Фурье Fo вместо времени полного цикла образования паровых пузырей на поверхности нагрева τ может быть введена обратная ему величина – частота образования паровых пузырей f , которую в первом приближении можно считать независимой от плотности теплового потока q . Таким образом, число Фурье для теплообмена при пузырьковом кипении будет равно:

$$Fo = \frac{a\tau}{d_0^2} = \frac{a}{d_0^2 f}. \quad (1.19)$$

Число Прандтля, характеризующее теплофизические свойства жидкости, присутствует во всех уравнениях конвективного теплообмена и не содержит каких-либо специфических величин, поэтому

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a}. \quad (1.20)$$

Число Нуссельта для теплообмена при кипении будет иметь следующий вид:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha_* d_0}{\lambda}. \quad (1.21)$$

Величины, характеризующие физико-химическое взаимодействие между поверхностью нагрева и жидкостью (в частности угол смачивания θ) исключаются из рассмотрения, так как свойства теплоотдающей поверхности в принятом приближении не учитываются.

Специфической особенностью процесса кипения на теплоотдающей поверхности является наличие двухфазного пристенного слоя, в котором проявляется действие поверхностных сил, характеризуемых коэффициентом поверхностного натяжения σ , и подъемной архимедовой силы, обусловленной разностью плотностей жидкости и пара. Поверхностные силы, действующие в пристенном слое, можно выразить через капиллярную постоянную

жидкости $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}}$. С учетом принятого характеристического масштаба длины можно получить безразмерную величину

$$l_0 = \frac{d_0}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}}}, \quad (1.22)$$

характеризующую двухфазный пристенный слой. Наличие подъемных архимедовых сил может быть учтено числом Архимеда

$$\text{Ar} = \frac{g d_0^2}{\nu^2} \left(\frac{\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right), \text{ или симплекса } \rho_* = \rho_{\text{ж}} / \rho_{\text{п}}. \quad (1.23)$$

Таким образом, с учетом (1.18) и (1.19) процесс теплообмена при пузырьковом кипении приближенно описывается системой безразмерных величин: Nu , Pe , Fo , Pr , l_0 , ρ_* . Такое описание процесса позволяет получить удовлетворительные соотношения для расчетного определения коэффициента теплоотдачи.

При определении интенсивности процесса теплообмена при кипении определяемым числом является число Нуссельта Nu :

$$Nu = Nu(Pe, Fo, Pr, l_0, \rho_*). \quad (1.24)$$

В виде степенной функции уравнение (1.24) получим

$$Nu = C Pe^{m_1} Fo^{n_2} Pr^{m_3} l_0^{m_4} \rho_*^{m_5}. \quad (1.25)$$

Уравнение (1.25) можно представить также в виде:

$$Nu = CK^{m_1} Fo^{m_2} Pr^{m_3} l_0^{m_4} \rho_*^{m_5}. \quad (1.26)$$

Здесь $m_2 = n_2 - m_1$, а критерий подобия равен:

$$K = PeFo = \frac{q}{r_* \rho_n d_0 f}. \quad (1.27)$$

Показатели степени и постоянная в уравнениях подобия определяются на основании опытных данных. Интенсивность процесса теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей в широком интервале изменения давлений и плотностей тепловых потоков может быть описана с достаточной точностью уравнением подобия, в котором $m_4 \approx 1$, а $m_5 \approx 0$. Тогда уравнение (1.26) можно упростить и записать в виде:

$$Nu = CK^{m_1} Fo^{m_2} Pr^{m_3}, \quad (1.28)$$

или в развернутом виде:

$$\frac{\alpha_*}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}} = C \left(\frac{q}{r_* \rho_{\text{н}} w''} \right)^{m_1} \left(\frac{a}{d_0^2 f} \right)^{m_2} \left(\frac{v}{a} \right)^{m_3}. \quad (1.29)$$

Здесь $\frac{\alpha_*}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}} = \text{Nu}$.

Кроме того оказалось, что $m_2 = n_2 - m_1 \approx 0,1$, поэтому уравнение (1.28) можно записать как

$$\text{Nu} = CK^m \text{Pr}^n. \quad (1.30)$$

Так как число Прандтля является критерием, характеризующим теплофизические свойства жидкостей и присутствующим во всех уравнениях конвективного теплообмена, то задача сводится только к нахождению специфического для кипения критерия K .

В соответствии с (1.30) и опытными данными была получена обобщенная зависимость для определения интенсивности теплообмена при пузырьковом кипении:

$$\text{Nu} = 75K^{0,7} \text{Pr}^{-0,2}, \quad (1.31)$$

или в развернутой форме

$$\frac{\alpha_*}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}} = 75 \left(\frac{q}{r_* \rho_{\text{н}} w''} \right)^{0,7} \left(\frac{a}{v} \right)^{0,2}. \quad (1.32)$$

Здесь w'' - средняя скорость роста паровых пузырей, а $l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}}$ - капиллярная постоянная. Все теплофизические свойства жидкости и пара принимаются на линии насыщения.

Существует несколько основанных на различных предпосылках систем дифференциальных уравнений, служащих для установления вида обобщенных переменных и функциональных связей между ними

применительно к задачам гидродинамики двухфазного потока и теплообмена при кипении. Одна из таких систем предложена С. С. Кутателадзе, в которой рассматриваются следующие дифференциальные уравнения:

– уравнение движения для жидкой фазы:

$$\rho_{\text{ж}} \frac{D\vec{w}_{\text{ж}}}{d\tau} = \rho_{\text{ж}} \vec{g} - \bar{V} \bar{p} + \mu_{\text{ж}} \bar{V}^2 \vec{w}_{\text{ж}}; \quad (1.33)$$

– уравнение движения для паровой фазы:

$$\rho_n \frac{D\vec{w}_n}{d\tau} = (\rho_n - \rho_{\text{ж}}) \vec{g} - \bar{V} \bar{p} + \mu_n \bar{V}^2 \vec{w}_n; \quad (1.34)$$

– уравнения сплошности для жидкой и паровой фаз:

$$\text{div} \vec{w}_{\text{ж}} = \frac{\partial w_{\text{ж}x}}{\partial x} + \frac{\partial w_{\text{ж}y}}{\partial y} + \frac{\partial w_{\text{ж}z}}{\partial z} = 0, \quad (1.35)$$

$$\text{div} \vec{w}_n = \frac{\partial w_{nx}}{\partial x} + \frac{\partial w_{ny}}{\partial y} + \frac{\partial w_{nz}}{\partial z} = 0; \quad (1.36)$$

– уравнение теплопроводности для жидкой фазы:

$$\frac{dT}{d\tau} = a \nabla^2 T \quad (1.37)$$

– условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз:

$$-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{\text{гр}} = r_* \rho_n w_n''; \quad (1.38)$$

$$t_{\text{гр}} = t_n + \frac{T_n (\rho_{\text{ж}} - \rho_n)}{r_* \rho_{\text{ж}} \rho_n} \left[\frac{2\sigma \rho_{\text{ж}}}{R(\rho_{\text{ж}} - \rho_n)} - \frac{\lambda}{r_* \chi} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{\text{гр}} \sqrt{2\pi B T_n} \right], \quad (1.39)$$

где χ – коэффициент аккомодации; B – удельная газовая постоянная;

– условия механического взаимодействия на границе раздела фаз:

$$p_{n(\text{гр})} = p_{\text{гр}} + \sigma(1/R_1 + 1/R_2); \quad (1.40)$$

$$\mu_n \left(\frac{\partial w_n}{\partial n} \right)_{\text{гр}} = \mu_{\text{ж}} \left(\frac{\partial w_{\text{ж}}}{\partial n} \right)_{\text{гр}}, \quad (1.41)$$

$$(w_{n(x,y)})_{\text{гр}} = (w_{\text{ж}(x,y)})_{\text{гр}}; \quad (1.42)$$

масштаб сформировавшихся пузырей:

$$R\sqrt{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_n) / \sigma} = f(\theta, w^2 / (gl) \dots), \quad (1.43)$$

$$\delta_i / l, \dots, z_i, \dots \quad (1.44)$$

В условия однозначности входят физические свойства, параметры насыщения p и T_n , температурный напор ϑ или плотность теплового потока q , ускорение силы тяжести и геометрические размеры системы. Вязкость сухого насыщенного пара практически не влияет на гидродинамику двухфазного потока, поэтому величина μ_n исключается из условий однозначности.

В уравнении (1.38) произведение $\rho_n w_n$ представляет собой массовую скорость пара в направлении нормали к поверхности пузыря.

В уравнении (1.40) величины R_1 и R_2 - главные радиусы кривизны границы раздела фаз в данной точке.

Анализ системы уравнений (1.33)–(1.44) для процесса теплообмена при кипении в большом объеме (когда задана плотность теплового потока) приводит к обобщенным переменным в виде:

$$\frac{\alpha_* l_*}{\lambda} = f_1 \left[\frac{v}{a}; \frac{g}{v^2} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{\rho_{\text{н}}}{\rho_{\text{ж}}} \right); \frac{q}{r_* \rho_{\text{н}} v} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}}; \right. \\ \left. \frac{(r_* \rho_{\text{н}})^2}{c_p T_{\text{н}} \rho_{\text{ж}} \sqrt{\sigma g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}}; \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}}; \frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}}) l_*^2}; \theta; \right. \\ \left. \delta_i \sqrt{\frac{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}{\sigma}}; z_i \right] \quad (1.45)$$

В зависимости (1.45) комплексы

$$\frac{q}{r_* \rho_{\text{н}} v} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}} = \text{Re} \quad \text{и} \quad \frac{g}{v^2} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{\rho_{\text{н}}}{\rho_{\text{ж}}} \right) = \text{Ar}$$

представляют собой числа Рейнольдса и Архимеда кипения соответственно. За определяющий размер принята капиллярная

постоянная $l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}}$, а в качестве скорости – скорость

парообразования $q/(r_* \rho_{\text{н}})$. Число Прандтля для жидкости $\text{Pr} = \frac{v}{a}$.

Комплекс $\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}}) l_*^2}$ характеризует относительные размеры зародышей паровых пузырей и входит в критериальные уравнения в том случае, если отрывной диаметр паровых пузырей соизмерим с размерами поверхности нагрева. В противном же случае влияние этого комплекса не учитывается.

Число $K_p = \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})}}$ рассматривается как отношение двух обобщенных переменных – безразмерного перепада давлений на границе раздела фаз $\frac{\Delta p}{(\sigma / d_0)}$ и величины этого перепада – $\Delta p / p$.

Комплексная переменная $K_t = \frac{(r_* \rho_n)^2}{c_p T_n \rho_{ж} \sqrt{\sigma g (\rho_{ж} - \rho_n)}}$ представляет

собой произведение нескольких комплексов:

$$K_t = \frac{\rho_n}{\rho_{ж}} \frac{\rho_n}{(\rho_{ж} - \rho_n)} \frac{r_*}{c_p T_n} \frac{r_*}{g \sqrt{\sigma / [g (\rho_{ж} - \rho_n)]}}.$$

Величины θ , z_i и $\delta_i \sqrt{g (\rho_{ж} - \rho_n) / \sigma}$ исключаются из числа аргументов, т.к. они характеризуют свойства теплоотдающей поверхности. В связи с трудностью количественной оценки этих свойств, при построении обобщенных зависимостей рассматриваются лишь условия, при которых влияние этих величин не проявляется.

Число Нуссельта кипения $Nu = \frac{\alpha_* l_*}{\lambda} = \frac{\alpha_*}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g (\rho_{ж} - \rho_n)}}$.

Число Re_* можно заменить на число Пекле кипения:

$Pe = \frac{q}{r_* \rho_n a} \sqrt{\frac{\sigma}{g (\rho_{ж} - \rho_n)}}$. С учетом этого соотношения уравнение (1.45)

можно записать

$$Nu = f(Pe, Ar, Pr, K_t, K_p) \quad (1.46)$$

Глава 2. Кипение на неизотермических (оробренных) поверхностях

Известно, что процесс кипения характеризуется зависимостью коэффициента теплоотдачи α от температурного напора ϑ , определяемого разностью температуры теплоотдающей поверхности и температуры насыщения кипящей жидкости. В зависимости от ϑ на кривой кипения различают зоны, соответствующие режиму свободной конвекции ($\vartheta \leq \vartheta_{нк}$), развитому пузырьковому режиму ($\vartheta_{нк} < \vartheta \leq \vartheta_{кр1}$), переходному ($\vartheta_{кр1} < \vartheta < \vartheta_{кр2}$) и пленочному ($\vartheta > \vartheta_{кр2}$). Зоны разделены температурными напорами: начала кипения - $\vartheta_{нк}$, первым критическим - $\vartheta_{кр1}$ и вторым критическим - $\vartheta_{кр2}$. При независимом задании на теплоотдающей поверхности теплового потока с изотермической поверхности могут быть отведены тепловые потоки плотностью, не превышающей плотность первого критического.

При кипении жидкостей на ребристых поверхностях в ребрах, вследствие термического сопротивления теплопроводности, возникают градиенты температуры, величина которых зависит от геометрических размеров ребра, коэффициента теплопроводности материала ребра, теплофизических свойств жидкости и условий охлаждения. Вследствие падения температуры от основания к вершине ребра местные температурные напоры по высоте ребра могут соответствовать различным режимам кипения.

Таким образом, применение ребер при отводе теплоты кипящей на них жидкостью приводит к тому, что даже при температурах в основании, соответствующих пленочному режиму кипения, за счет передачи ребром теплоты теплопроводностью и, как следствие, падения температурного напора по высоте ребра, на поверхности ребра существует развитый пузырьковый и переходный режимы кипения. Поэтому можно говорить о том, что на ребре существует зона интенсивной теплоотдачи и суммарный тепловой поток, отводимый ребром и основной поверхностью, сохраняется высоким.

В сочетании с эффектом развития поверхности теплообмена через основание ребра могут быть переданы тепловые потоки плотностью в несколько раз превышающие $q_{кр1}$ при умеренных температурных напорах. В связи с этим, применение ребренных поверхностей для отвода тепловых потоков высокой плотности в кипящую жидкость представляет значительный интерес.

2.1. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении на неизотермической поверхности

Экспериментальному исследованию суммарного теплообмена при кипении воды и фреонов на отдельных ребрах и в системах ребер посвящено значительное количество работ.

В качестве примера развития поверхности теплообмена было предложено ребро «репообразной» формы. Шип имел профиль, который оказывается оправданным, что отчетливо выяснилось при исследовании распределения плотности теплового потока по его поверхности. При конструировании ребра желательно свести к минимуму площадь поверхности, занятую малоинтенсивными режимами теплоотдачи при свободной конвекции и пленочном кипении, с тем, чтобы на области пузырькового и переходного режимов кипения приходилась максимальная доля теплоотдающей поверхности. Зона, занятая пленочным режимом кипения, сводится к минимуму путем применения шипа с очень малым поперечным сечением в основании. Тем самым перепад температур в металле, необходимый для передачи тепла по ребру через зону пленочного кипения, срабатывается на очень коротком участке. В области пузырькового режима кипения, где начинается рост коэффициента теплоотдачи, диаметр шипа резко увеличивается. Рост диаметра снижает градиент температур в шипе на этом участке и, тем самым, высокоэффективные области пузырькового и переходного режимов кипения распространяются на поверхности значительно большей площади. Но как только коэффициент теплоотдачи при меньших температурных напорах начинает падать, поперечное сечение шипа

вновь уменьшается, сходясь у вершины к острию. Однако, такое ребро технологически сложно в изготовлении, обладает низкими прочностными характеристиками, из таких ребер чрезвычайно сложно набрать необходимую поверхность теплообмена и такие ребристые поверхности будут сложны в эксплуатации.

На ребра могут наноситься малотеплопроводные материалы. С помощью таких покрытий по всей поверхности ребра поддерживаются температуры, соответствующие околоскритическим областям пузырькового и переходного режимов кипения. Если снижение внешнего термического сопротивления за счет более интенсивной теплоотдачи превышает рост термического сопротивления, образованного покрытием, способ оказывается удачным.

Некоторыми авторами отмечается, что изготовление ребер «пикообразной» формы сопряжено с большими технологическими трудностями и большой стоимостью. Такое ребро трудно приваривать к основной поверхности, а наличие очень тонкой шейки в основании может ослабить ребро. Было предложено три формы ребер, которые сочетали в себе принцип выделения большей части поверхности под пузырьковое кипение с относительной технической простотой в изготовлении и конструктивной прочностью. Одна из них представляла собой крестовидное продольное ребро, образованное двумя ребрами, укрепленными на базовом ребре, которое, в свою очередь, соединялось с основной теплоотдающей поверхностью. Второй тип ребрения был выполнен в виде колец, прикрепленных к группе продольных ребер, выступающих из цилиндра. Если смотреть вдоль цилиндра, то кольцо имеет вид наружной оболочки, образующий ребренный кольцевой канал между ней и цилиндром. Третий тип ребер имел вид дисков, прикрепленных к цилиндрическим шипам. Для каждого типа ребер автор провел решение соответствующих дифференциальных уравнений с помощью ЭВМ. Было показано, что зона максимальной интенсивности теплоотдачи смещается вдоль ребра в зависимости от температуры в основании.

Кэш, Клайн и Вэствотер показали, что замена оптимального ребра пикообразной формы двумя сложенными конусами, прикрепленными к основной поверхности через узкую цилиндрическую шейку, оказывается вполне приемлемой. Двухконусная конструкция обеспечила больший отвод тепла с единицы объема по сравнению с цилиндрическим шипом. Однако такой конструкции ребер были присущи те же недостатки, что и шипам «репообразной» формы.

Была предложена модель определения длины зоны пузырькового кипения на продольном ребре прямоугольного профиля и величины теплового потока в основании ребра. Были получены соответствующие расчетные формулы в зависимости от отношения коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении к коэффициенту теплоотдачи при конвекции, а также от характеристик ребра. В работе предложено рассматривать ребро как совокупность нескольких участков, для каждого из которых характерен свой коэффициент теплоотдачи, а тепловой поток, выходящий из одного участка, равен тепловому потоку, поступающему в смежный с ним участок.

Были приведены результаты численного решения одномерного нелинейного уравнения стационарной теплопроводности для цилиндрического медного шипа ($\delta = 6,35$ мм, $h = 6,35\text{--}38$ мм) при существовании всех режимов кипения фреона-113. Отличительной чертой является использование в качестве местной зависимости $\alpha(\vartheta)$ кривой кипения жидкости на изотермической поверхности, аппроксимированной простыми степенными функциями, допускающими интегрирование уравнения теплопроводности для ребра в замкнутой форме. Предложенная упрощенная методика расчета ребер основана на гипотезе о постоянстве местной плотности теплового потока. В некоторых работах определялись двумерные температурные поля в ребрах при сосуществовании различных режимов кипения аналоговыми методами (электролитическая ванна).

Было исследовано влияние на теплоотдачу шага системы горизонтальных цилиндрических шипов к воде и фреону-113 при

атмосферном давлении. В одном горизонтальном ряду устанавливалось до пяти параллельных шипов, а в одном вертикальном – до трех. Были испытаны также системы с числом ребер до десяти (три горизонтальных ряда по три и четыре ребра). Авторы пришли к выводам, большинство из которых носят тривиальный, декларативный научно не обоснованный характер, а полученные результаты экспериментальных исследований не объясняют и не дают их обоснование.

Был применен метод Рунге–Кутты четвертого порядка к решению уравнений теплового баланса для радиальных ребер прямоугольного профиля. При этом теплопроводность материала ребер и коэффициент теплоотдачи между ребром и кипящей жидкостью считались зависящими от температуры. В основании ребра задавался тепловой поток и в результате итераций находился температурный напор в основании, при котором у торца ребра существовал пузырьковый режим кипения. После определения температурного напора в основании одиночного ребра находился суммарный тепловой поток, отводимый оребренной трубой. Его рассчитывали умножением теплового потока, отводимого ребром, на число ребер и прибавлением вклада поверхности трубы, свободной от ребер. Таким образом, строилась кривая кипения для оребренной трубы в целом.

Шесть оребренных труб исследовались экспериментально с тем, чтобы проверить результаты численных расчетов и проверить влияние малых зазоров между ребрами на отводимый тепловой поток. Получено хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными. Так при работе трубы с радиальными ребрами, отводящей 37,5 Вт/мм длины трубы, погруженной во фреон–113, температурный напор в основании ребра равнялся 67 °С. На трубе могли устойчиво существовать все три режима кипения. Хотя из-за сильной генерации пара трудно было разглядеть стенку трубы, на ней происходило пленочное кипение, тогда как на поверхности ребер существовали переходный и пузырьковый режимы кипения. Интенсивное пузырьковое кипение наблюдалось почти до самых вершин ребер. Бондурант и Вествотер отмечали, что при отсутствии

ребер и том же температурном напоре на поверхности трубы пузырьковый режим кипения существовать не может и суммарный тепловой поток снижается в 46 раз.

При работе этой же трубы с нагрузкой 8,5 Вт/мм длины трубы во фреоне 113 при температурном напоре в основании 115 °С, на всей поверхности трубы имеет место пленочное кипение, область пузырькового кипения вытеснена с поверхности ребер слишком высоким температурным напором в основании. В результате тепловой поток, отводимый трубой, существенно уменьшился. При работе трубы в режиме пузырькового кипения во фреоне 113 при тепловом потоке 8,1 Вт/мм длины трубы температурный напор в основании ребра составлял 12,8 °С. В результате проведенных исследований было сделано заключение о том, что ребра можно сближать настолько, чтобы зазор между ними составлял примерно 1,6 мм. При зазоре 0,8 мм тепловой поток, отводимый оребренной трубой, снижается на 10 %, при этом изменяется также режим течения пара. Межреберный зазор в 0,8 мм лежит в пределах диапазона отрывных диаметров пузырей при пузырьковом кипении.

Была рассмотрена задача определения оптимальных параметров оребрения цилиндрической оболочки с вертикальными прямоугольными ребрами. Методика расчета основана на определении оптимальных значений толщины ребер и расстояний между ними с использованием зависимостей по теплообмену и критическим тепловым потокам при кипении фреона 11 в межреберных каналах. Для оребренной поверхности получено выражение для оптимальной толщины ребра δ_p при заданном расстоянии между ребрами δ .

Получено, что в диапазоне давления насыщения фреона 11 от 1 до 4,6 бар оптимальное значение межреберного расстояния составило 0,9–1,4 мм.

Рассмотрим более подробно некоторые экспериментальные работы, посвященные исследованию процесса кипения различных жидкостей на ребрах.

Как было ранее отмечено, пузырьковый режим кипения отличается высокими коэффициентами теплоотдачи.

В различных областях техники процессы теплообмена при кипении жидкостей могут протекать с различной интенсивностью и могут существенно отличаться своими режимными параметрами. Для повышения компактности и эффективности работы испарителей холодильных машин и криогенных установок необходимо повышать их коэффициенты теплоотдачи при пузырьковом кипении с малыми значениями температурных напоров. Повышение эффективности охлаждения электронных приборов возможно в случае повышения коэффициентов теплоотдачи во всей области существования пузырькового режима кипения. Для систем охлаждения двигателей необходимо повышение критических тепловых потоков, а величина коэффициента теплоотдачи часто не имеет первостепенного значения.

Снижение металлоемкости и повышение надежности поверхностей нагрева энергетического оборудования, термостатирование различных элементов энерготехнологических установок, воспринимающих большие тепловые потоки и имеющих жесткие ограничения по термическим деформациям, охлаждение элементов микроэлектронной техники требует разработки новых и совершенствование существующих методов интенсификации теплообмена, обеспечивающих как высокие коэффициенты теплоотдачи, так и отвод тепловых потоков большой мощности. Необходимо также отметить, что в различных энергетических и технологических аппаратах различаются требования к системам охлаждения по условиям надежности, эксплуатации, геометрическим характеристикам, стоимости, технологичности. Поэтому для интенсификации теплообмена применяют довольно широкий ряд тех или иных технических решений.

Увеличение коэффициентов теплоотдачи достигается путем создания на поверхности теплообмена центров парообразования с высокой плотностью или путем нанесения пористых покрытий, внутри пористой структуры которых, происходит испарение с поверхности менисков. Передача больших тепловых нагрузок и как

следствие, увеличение критических тепловых потоков достигается путем развития поверхности теплообмена за счет оребрения. Кроме того, увеличение коэффициентов теплоотдачи при пузырьковом кипении может быть достигнуто оребрением за счет устройства на теплоотдающей поверхности микроребер. Для выявления различных факторов, влияющих на интенсивность теплообмена и передачу тепловых потоков большой мощности необходимо более детально рассмотреть экспериментальные работы, проведенные различными авторами при кипении различных рабочих тел.

Исследовался процесс теплообмена при кипении фреонов 12 и 22 на пластинчато-ребристых поверхностях пяти типов (четыре типа – с прерывистыми ребрами и один с гладкими ребрами), характеристики которых приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Характеристики исследованных образцов

Номер образца	Высота гофроэлемента h, мм	Длина гофроэлемента l, мм	Ширина гофроэлемента b, мм	Толщина пластины δ , мм	Гидравлич. диаметр d, мм	Компактность m^2/m^3
1	6	10	2,6	0,25	3,1	1170
2	6	1,5	4,6	0,25	4,6	781
3	6	-	4,6	0,25	4,6	791
4	4	1	2,6	0,25	2,5	1387
5	6	1,5	2,6	0,25	3,1	1084

Образцы были изготовлены из алюминия. Образованные гофрами ребер каналы, в которых кипел хладагент, во всех образцах были расположены вертикально, а хладагент поступал снизу. Плотность теплового потока составляла 1–10 кВт/м² при температурах насыщения от +10 до –10°С.

Коэффициент теплоотдачи представлялся в виде произведения отдельных функций, определяющих зависимость теплоотдачи от комплекса теплофизических свойств жидкости, режимных параметров и конструктивных особенностей поверхности теплообмена. По мнению некоторых авторов наиболее приемлемым методом обобщения экспериментальных данных при кипении фреонов является метод термодинамического подобия.

В общем виде коэффициент теплоотдачи при кипении на пластинчато-ребристых поверхностях был представлен зависимостью

$$\alpha = Cq^n M^{m_1} p_{кр}^{m_2} T_{кр}^{m_3} f(\pi) f_1(d, l)$$

Как показали эксперименты, величина коэффициента теплоотдачи во многом зависит от геометрических параметров поверхности, в частности, от гидравлического диаметра каналов и длины просечек ребер. С уменьшением этих параметров коэффициент теплоотдачи возрастает. Наиболее эффективны были образцы, у которых малый гидравлический диаметр сочетается с малой длиной просечки. Интенсификация процесса теплообмена связана с тем, что пузырьки пара, образующиеся на нижних просечках, турбулизируют слой жидкости и малая протяженность просечек препятствует образованию устойчивого пограничного слоя, приводя к его уменьшению, что также способствует увеличению коэффициента теплоотдачи.

В кожухотрубных аппаратах фреоновых холодильных установок широко применяются трубки с низкими ребрами. Поскольку на их изготовление идут обычно дорогостоящие материалы (медь, мельхиор), возникает необходимость создания наиболее оптимальной с точки зрения теплообмена, весовых и габаритных показателей ребристой трубчатой поверхности.

Были приведены результаты экспериментальных данных по кипению чистого фреона 12 на горизонтальных гладкой и трех ребристых трубках с различной геометрией оребрения, а также смеси фреона 12 с маслом ХФ-12 на одной ребристой трубке.

Геометрические параметры экспериментальных трубок представлены в табл. 2.2.

Таблица 2.2.

Параметры исследованных образцов

номер трубки	Тип трубки	d_0 , мм	$d_{вн}$, мм	D_n , мм	S_p , мм	α	δ_0 , мм	δ_T , мм	$\delta_{ср}$, мм	F_n , м ² /1 пог.м	$F_{вн}$, м ² /1 пог.м	$\frac{F_n}{F_{вн}}$	$\frac{G}{F_n}$, кг/м ²	l , м
1	Гладкая	–	12	16	–	–	–	–	–	0,050	0,037	1,34	15,	0,4
2	16,5	13,	21	2	3	1,5	0,3	0,9	3	7	3,5	6	0,4
3	Накатная	13,7	2	16,	1,24	5	0,8	0,2	0,5	0,145	0,041	4,1	9,5	0,38
4	17,5	11,	7	1,41	2	0,8	0,8	0,8	0,153	5	10,3	3,0	8
	То же.....	5	9	24,	3	0	5	5	5	0,39	0,037	5	8	0,4
	С прямыми круглыми ребрами		12	47		–					4		7,6	
				5							0,037		5	
											7			

Здесь d_0 – основной диаметр трубок; D_n – наружный диаметр ребра; $d_{вн}$ – внутренний диаметр трубок; S_p – шаг ребра; α – угол ребра; δ_0 – толщина ребра у его основания; δ_T – толщина торца ребра; $\delta_{ср}$ – средняя толщина ребра; F_n – полная наружная поверхность трубок, $F_{вн}$ – внутренняя поверхность трубок; G – вес 1 пог. м трубок, l – длина экспериментального участка.

Плотность теплового потока составляла $q = 500\text{--}20000$ Вт/м² (для гладкой трубки $q = 500\text{--}40000$) при температурах кипения $t_0 = -30 \div +20^\circ\text{C}$.

Мощность электронагревателя относили к полной наружной поверхности оребренного рабочего участка.

Чтобы исключить влияние гистерезиса, нагрузку на экспериментальную трубку изменяли от максимальной до минимальной (табл. 2.3).

Результаты опытов по кипению чистого фреона 12 на всех экспериментальных трубках представлены на рис. 2.1–2.3, а на рис. 2.2, б –

опытные данные по кипению смеси фреона 12 и масла ХФ-12 с содержанием масла в смеси 8 % по весу.

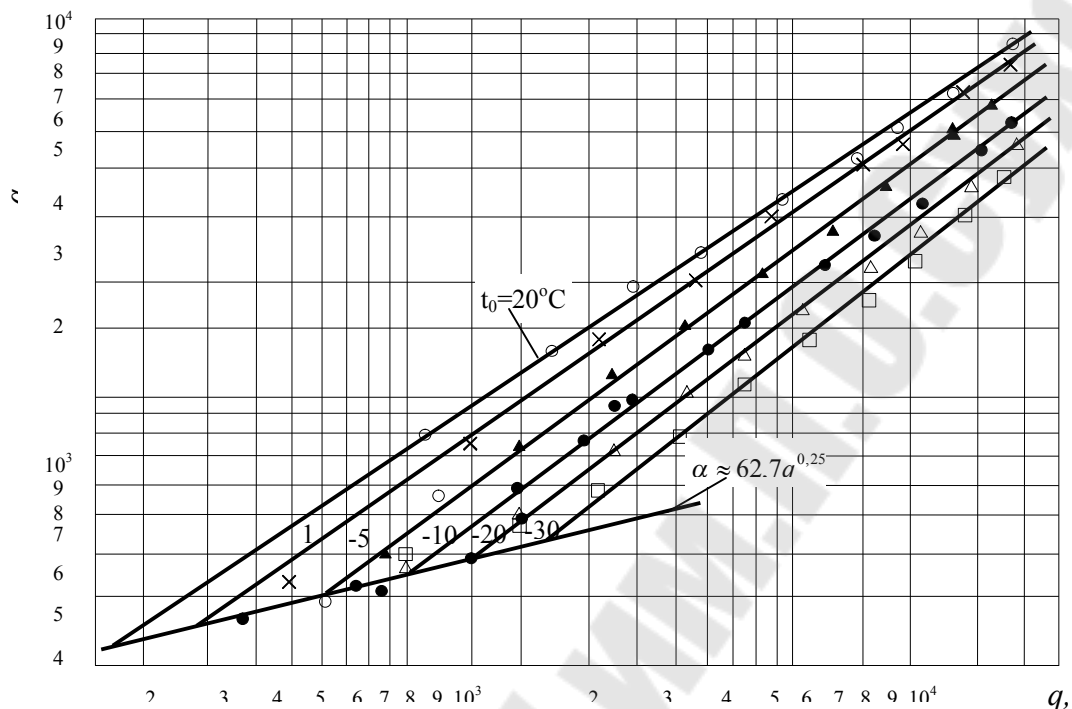
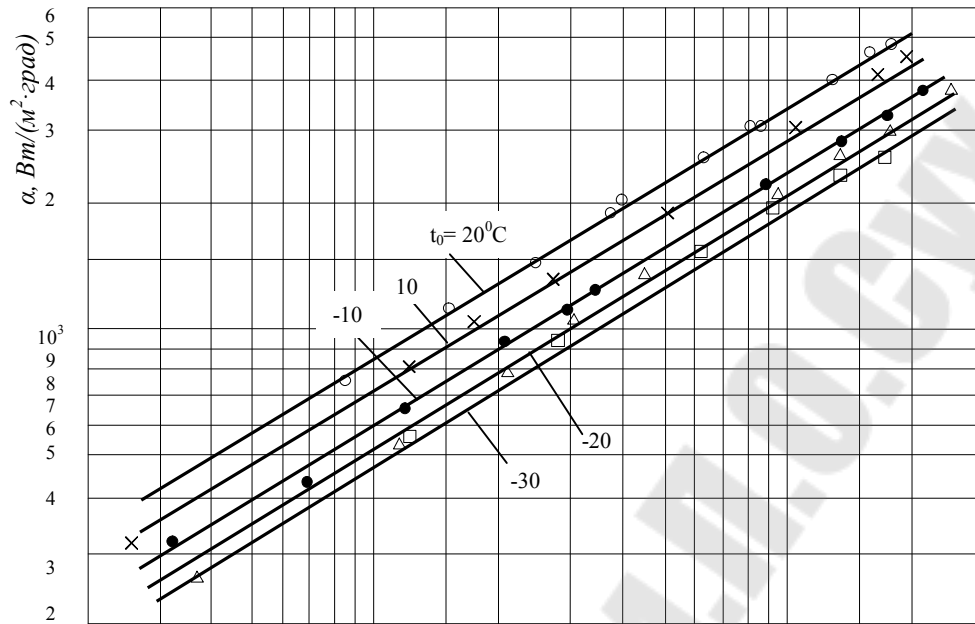


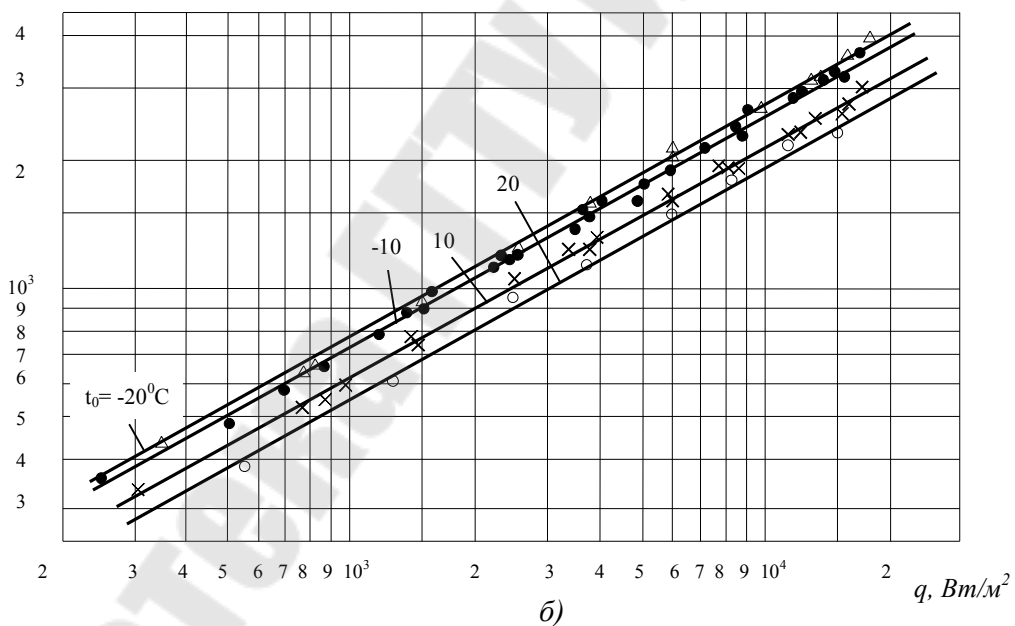
Рис. 2.1. Зависимость $\alpha = f(q)$ при кипении фреона 12 на гладкой трубке № 1

Таблица 2.3.

Номер трубки	$\frac{\alpha_p}{\alpha_{пл}}$ для различных температур кипения $t_0(^{\circ}C)$				
	-30	-20	-10	10	20
при $q = 30000$ Вт/м ²					
2	1,78	1,555	1,48	1,05	1,095
3	1,78	1,82	—	1,59	1,57
4	2,36	2,245	2,08	—	1,19
при $q = 60000$ Вт/м ²					
2	1,58	1,4	1,34	0,98	1,04
3	1,6	1,58	—	1,32	1,365
4	2,4	2,12	1,865	—	1,08



a)



б)

Рис. 2.2. Зависимость $a = f(q)$:

a – при кипении фреона 12 на ребристой трубке №2;

b – при кипении смеси фреона 12 и масла ХФ-12 на ребристой трубке № 2

Как показывают графики, коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона 12 на ребристой поверхности α_p значительно выше,

чем на гладкой $\alpha_{\text{гл}}$, что видно также из табл. 2.2. Отношение $\alpha_p / \alpha_{\text{гл}}$ для исследованных трубок возрастает с уменьшением теплового потока и понижением температуры кипения, особенно оно велико в условиях, характерных для работы испарителей холодильных машин.

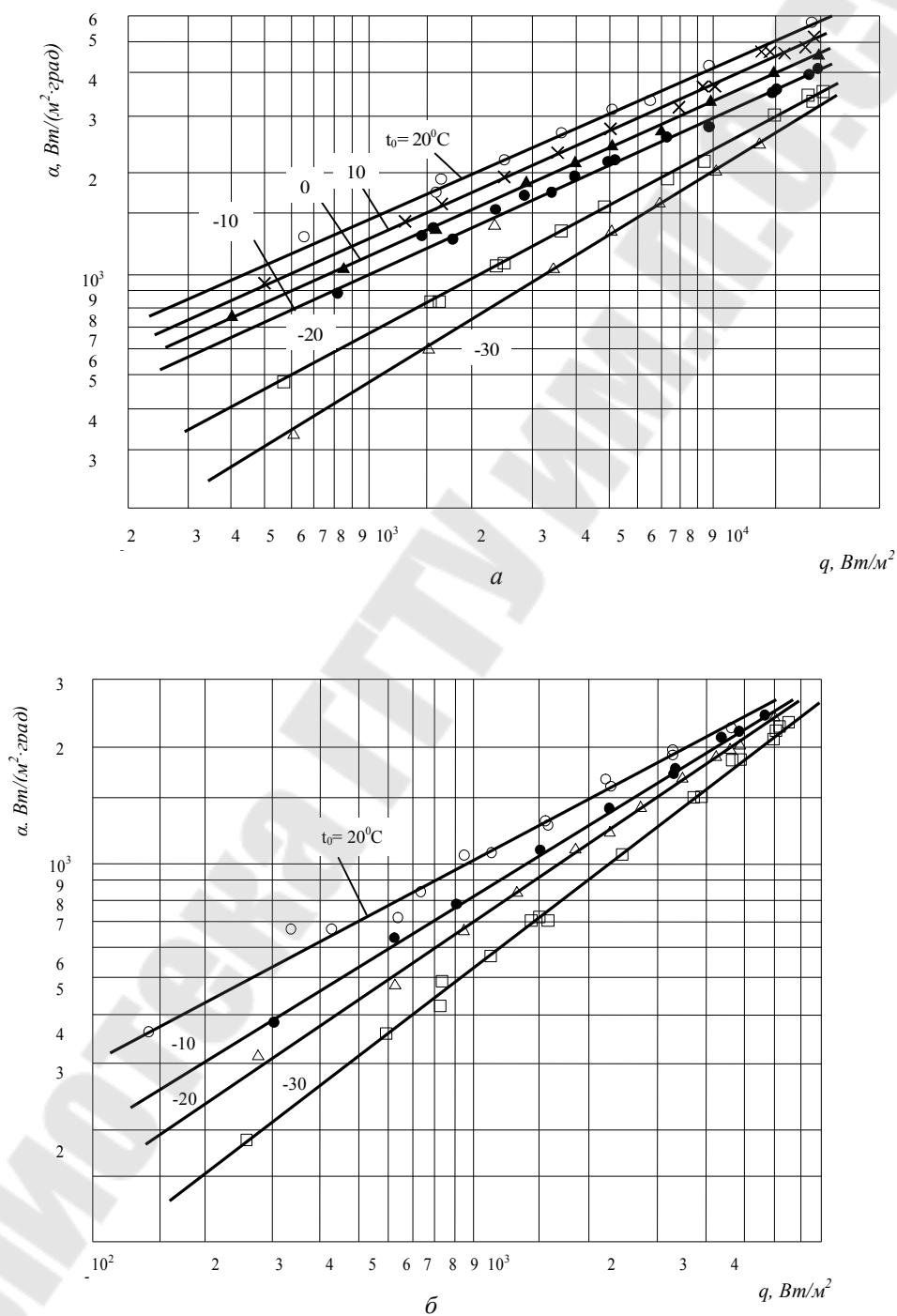


Рис.2.3. Зависимость $a = f(q)$ при кипении фреона 12 на ребристых трубках:
а – № 3 и б – № 4

Увеличение интенсивности теплоотдачи при кипении на оребренных трубках связано, по-видимому, со своеобразием условий возникновения роста и отрыва пузырей по сравнению с гладкими. Как показали визуальные наблюдения, процесс кипения на ребристой поверхности продолжается при меньших температурных напорах, чем на гладкой. Вероятно, это связано с тем, что на ребристой поверхности в связи с особенностями теплообмена и гидродинамики создаются более благоприятные условия для зарождения зародышей, обеспечивающих возникновение и рост паровых пузырей. Зарождение пузырей происходит у основания ребер. Можно предположить, что в местах соединения ребер с трубкой имеется наибольший перегрев жидкости и они хуже смачиваются жидкостью. Именно на этих участках адсорбируются нерастворенные газы, служащие центрами парообразования в начале процесса и при отрыве паровой фазы от поверхности при стабилизированном кипении. При наличии хотя бы одного центра парообразования улучшаются по сравнению с гладкой поверхностью условия распространения процесса кипения на всю оребренную поверхность.

Кроме того, вследствие небольшого объема жидкости, заключенной в межреберных участках, обеспечивается большой перегрев жидкости, что приводит к увеличению толщины перегретого слоя. При определенном соотношении между величинами q и S вся заключенная между ребрами жидкость может оказаться перегретой. При этом в работу могут вступать центры с большим радиусом кривизны и улучшаются условия роста пузырей.

При достаточно малых расстояниях между ребрами в процессе роста и подъема пузыря происходит сильное испарение жидкости в пузырь из тонкого слоя перегретой жидкости, заключенной между ним и ребром. Все эти явления приводят к тому, что на ребристой поверхности пузырь может вырасти до размеров, больших, чем на гладкой.

На интенсификацию процесса теплообмена на ребристой поверхности существенное влияние должна оказывать также

гидродинамика процесса. Ограничение ребрами объемов жидкости может вызвать своеобразные турбулентные пульсации при росте, отрыве и подъеме пузырей, которые, в свою очередь, могут влиять на условия зарождения и роста пузырей и усиливать интенсивность теплообмена. Турбулизирующее воздействие должно сказываться более сильно с понижением температуры кипения вследствие увеличения вязкости жидкости. Влияние турбулизации и перегрева жидкости должно усиливаться при уменьшении расстояния между ребрами.

На основании высказанных соображений и опытных данных можно предположить, что низкорребристые трубы для испарителей холодильных машин, работающих на фреоне 12 в диапазоне $t_0 = 0 \div -30^\circ\text{C}$, целесообразно делать с расстоянием между ребрами 0,3–0,5 мм, которое соизмеримо с величинами отрывных диаметров пузырей в этих условиях.

Однако, как показывают экспериментальные данные, с ростом тепловой нагрузки ухудшается удаление паровых пузырей из межреберных участков, что в свою очередь должно уменьшить коэффициент теплоотдачи. Это подтверждается опытными данными для трубки № 4.

Как видно из табл. 2.3, трубка № 4, имеющая наименьшее расстояние между ребрами, наиболее эффективна по сравнению с трубками № 2 и 3 при низких температурах кипения. Ее преимущества уменьшаются с повышением температуры кипения. Это явление говорит о том, что для данной трубки влияние «запаривания» поверхности теплообмена оказывается более значительным. На возможность «запаривания» указывает и тот факт, что для трубки № 4 коэффициенты теплоотдачи становятся соизмеримыми между собой для разных температур кипения и с величинами коэффициентов для гладкой трубы при нагрузках значительно более низких, чем у трубок № 2 и 3.

В общем случае при кипении на ребристых поверхностях теплообмен зависит от взаимного влияния обоих этих факторов (с одной стороны – улучшение теплообмена, с другой – возможное

«запаривание» поверхности), которые во многом определяются расстоянием между ребрами и высотой ребра. Толщина ребра существенного влияния на теплообмен не должна оказывать, поскольку трубки изготавливают из меди, обладающей высокой теплопроводностью, и эффективность ребер близка к единице. Поэтому толщину ребра следует, вероятно, выбирать наименьшей по технологическим условиям производства, учитывая, однако, что ее уменьшение окажет существенное влияние на развитие поверхности.

Исследованные трубки имели разнотипную геометрию оребрения. Трубки № 2 и 3 были накатаны, а трубка № 4 нарезана на токарно-винторезном станке. Шероховатость поверхности была измерена только для гладкой трубки и составила $R_z = 3,4$ мкм. Поскольку возможно быстрое распространение процесса кипения по всей поверхности ребристой трубки при наличии минимального числа действующих центров в момент возникновения кипения, можно предположить, что влияние шероховатости в этом случае будет сказываться только при очень малых нагрузках и в меньшей степени, чем для гладких трубок.

Опытные данные по кипению фреона-12 хорошо аппроксимируются зависимостями типа $\alpha = Aq^n$ в области развитого кипения. Значения n и A для разных температур кипения приведены в табл. 2.4.

Как показали опытные данные, при кипении маслофреоновой смеси наблюдается обратная зависимость коэффициентов теплоотдачи от давления. Аналогичная картина для кипения на медной горизонтальной пластине была отмечена и ранее. Вероятно, это явление можно объяснить

Таблица 2.4.

Значения n и A при различных температурах кипения

Номер трубки	Значения величин n (в числителе) и A (в знаменателе) для различных температур кипения t_0 (°C)						
	-30	-20	-10	-5	0	10	20
1	$\frac{0,77}{1,145}$	$\frac{0,76}{1,54}$	$\frac{0,74}{2,11}$	$\frac{0,73}{2,96}$	–	$\frac{0,69}{5,4}$	$\frac{0,67}{7,23}$
2	$\frac{0,6}{7,85}$	$\frac{0,6}{8,61}$	$\frac{0,6}{99,73}$	–	–	$\frac{0,6}{11,57}$	$\frac{0,6}{13,64}$
3	$\frac{0,62}{6,7}$	$\frac{0,54}{16,2}$	$\frac{0,46}{21,4}$	–	$\frac{0,46}{48}$	$\frac{0,46}{53,2}$	$\frac{0,46}{61,4}$
4	$\frac{0,77}{2,72}$	$\frac{0,68}{6,54}$	$\frac{0,62}{11,47}$	–	–	–	$\frac{0,53}{26,7}$

тем, что при таких концентрациях масла улучшение теплоотдачи за счет вспенивания маслофреоновой смеси при низких температурах кипения t_0 оказывается более существенно, чем факторы, ухудшающие теплоотдачу с понижением t_0 .

Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона 12 на медной трубке больше чем, на гладкой. Степень повышения α зависит от геометрии оребрения и уменьшается с увеличением t_0 и q .

Влияние давления и теплового потока на коэффициенты теплоотдачи для оребренной трубки меньше, чем для гладкой.

Уменьшение расстояния между ребрами интенсифицирует процесс теплообмена в области малых и средних нагрузок. С повышением нагрузок усиливается влияние «запаривания» поверхности, что приводит к ухудшению теплообмена.

Из исследованных ребристых трубок наиболее эффективны по весовым, габаритным и теплотехническим показателям трубки № 3 и 4.

Для исследований теплообмена при кипении жидкостей в УО ГГТУ им. П. О. Сухого был создан специальный экспериментальный стенд, схема которого показана на рис. 2.14.

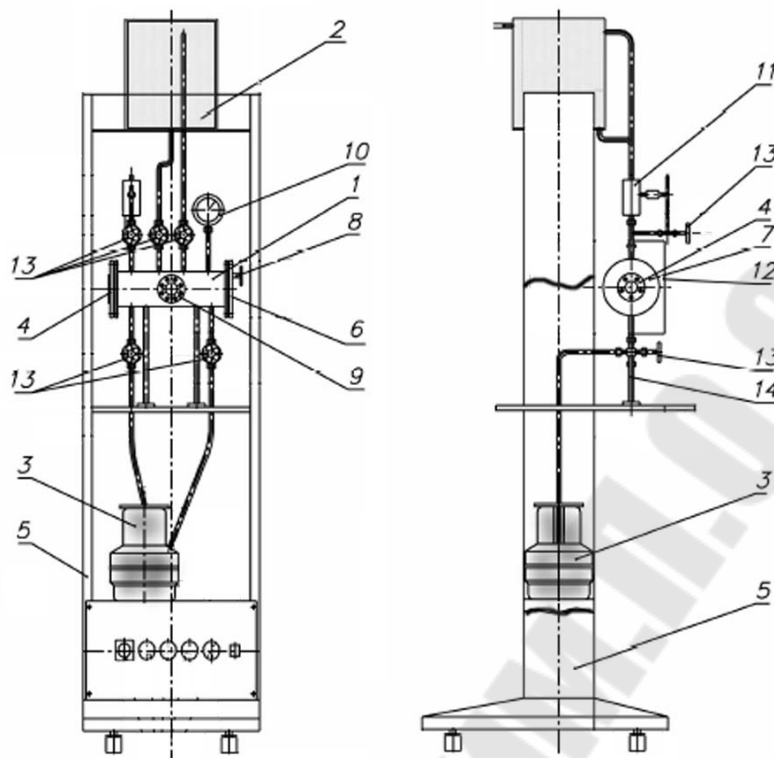


Рис. 2.14. Экспериментальная установка:

- 1 – рабочая камера; 2 – конденсатор; 3 – баллон с рабочей жидкостью;
 4, 9 – иллюминатор; 5 – стойка; 6, 7 – фланцы; 8 – вывод термопар; 10 – манометр;
 11 – клапан предохранительный; 12 – защитный экран; 13 – вентиль;
 14 – стойка рабочей камеры.

Рабочая испарительная камера 1 представляет собой цилиндр, закрытый фланцами 6 и 7. Фланец 7 имеет стеклянный иллюминатор для подсветки фонарем. На фланце 6 смонтирован разъем 8 для подвода термопар. Посреди камеры предусмотрен смотровой иллюминатор 9 для визуального наблюдения процесса кипения на поверхности образца. Водяной теплообменник-конденсатор 2 выполнен в виде емкости, в которой установлены два змеевика и служит для поддержания стационарных условий проведения эксперимента. Для хранения рабочей жидкости служит баллон 3. На рабочей камере установлен манометр 10, предохранительный клапан 11, вентиль 13 - для подачи в камеру воздуха при проверке на

герметичность, при замене образца и вывода паров рабочей жидкости (для токсичных).

Экспериментальные образцы представляли собой дюра-люминиевые горизонтальные оребренные трубы, изготовленные фрезерованием. Характеристики исследованных образцов представлены в таблице 2.7.

Таблица 2.7

Характеристики исследованных образцов

№ п/п	Тип ребра	dv/do, мм	h, мм	s, мм	δ_B / δ_0	Lop, мм	Lo, мм	n, шт.
Продольное оребрение								
1	треугольное	47/25	11	4.33	0/4	280	310	10
2	трапециевидное	47.5/25	11.25		2/4			
3	прямоугольное				4/4			
Поперечное оребрение								
4	треугольное	50/25	12.5	4	0/4	284	310	36
5	трапециевидное				2/4			
6	параболическое				2/4			
7	прямоугольное				2/2	278	47	

Уровень жидкости над верхней образующей составлял ~50 мм, что обеспечивало независимость интенсивности теплообмена при кипении относительно столба жидкости над поверхностью нагрева. Перед проведением эксперимента для удаления пузырьков неконденсирующихся газов образцы кипятились в течение нескольких часов. После отключения тепловой нагрузки, прекращения кипения на поверхности образцов и установления условий эксперимента включался нагреватель для подвода теплового потока к поверхности исследуемого образца. Условия насыщения в экспериментальной камере поддерживались регулированием расхода охлаждающей жидкости через конденсатор. Температура насыщения определялась двумя термодарами, размещенными в жидкости и паровом пространстве. Контроль давления насыщения осуществлялся с помощью образцового манометра. Для измерения температурного напора на поверхности экспериментальных образцов у основания, в среднем сечении ребер и на их вершинах зачеканивались хромель-

копелевые дифференциальные термопары с диаметром проводников 0,5 мм. Экспериментальные данные регистрировались и обрабатывались с помощью автоматизированной системы измерений, созданной на базе аналого-цифрового преобразователя ADC32-1533 фирмы ANALOG DEVICES, программой обработки данных ADC32GD 1.0. Измерительная система работала в циклическом режиме опроса термопар через определенный промежуток времени. Скорость опроса составляла 10 измерений в секунду. Длительность выхода температуры поверхности нагрева на стационарный режим колебалась от 15 до 60 минут. После достижения установившегося режима теплообмена, определяемого по выводимым данным на дисплей, производилась регистрация показаний термопар. Затем изменялась величина подводимого теплового потока, и процедура повторялась для следующей экспериментальной точки. Экспериментальные исследования проводились при постепенном увеличении тепловой нагрузки до достижения максимально возможной ее величины, потом тепловой поток плавно уменьшался. Погрешность определения коэффициента теплоотдачи не превышала 15 %.

Экспериментальное исследование интенсивности теплоотдачи при кипении ацетона и этилового спирта на ребренной поверхности при атмосферном давлении в условиях свободного движения проведено в диапазоне тепловых потоков 8 – 63 кВт/м².

На основании визуальных наблюдений процесса кипения и измерения величин перегрева теплоотдающей поверхности были отмечены три области: конвективная, переходная и развитое кипение (рис. 2.15).

Зарождение паровых пузырей происходило у основания ребер (рис. 2.15, а). Вследствие небольшого объема жидкости, заключенной в межреберных каналах, обеспечивался большой перегрев жидкости, что приводило к увеличению толщины перегретого слоя. При этих условиях в работу могли вступать центры с большим радиусом кривизны и улучшаться условия роста паровых пузырей.

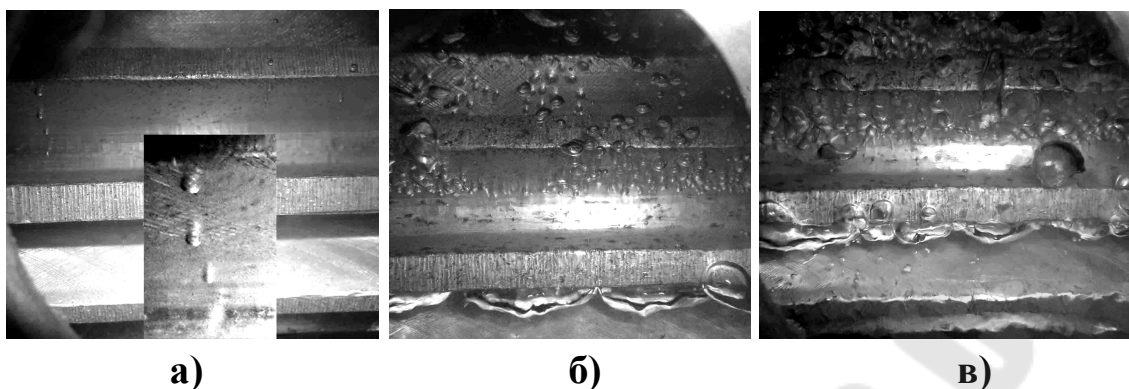


Рис. 2.5. Фотографии процесса кипения ацетона на образце с продольным прямоугольным оребрением: *а)* – неразвитое кипение ($q_{\text{мп}} = 11 \text{ кВт/м}^2$); *б)* и *в)* – развитое кипение ($q_{\text{мп}} = 40 \text{ кВт/м}^2$ и $q_{\text{мп}} = 60 \text{ кВт/м}^2$, соответственно)

При дальнейшем повышении нагрузки увеличивалось количество образующихся пузырей, и возрастала частота их отрыва (рис. 2.15, *б*). В итоге, в межреберных каналах на нижней образующей трубки (особенно для продольного оребрения) наблюдалось образование больших паровых скоплений (рис. 2.15, *в*), экранирующих поверхность.

Величина температурного напора между теплоотдающей поверхностью и жидкостью является определяющим параметром (при прочих равных условиях), характеризующим интенсивность теплообмена между теплоотдающей поверхностью и средой. Поэтому исследование влияния подводимого теплового потока на градиент температуры в различных точках оребренной поверхности позволило выявить качественное и количественное влияние этого параметра на теплообмен при кипении. Тепловой поток, подводимый электрическим нагревателем, делился на тепловой поток, передаваемый межреберной поверхностью и тепловой поток через основание ребер:

$$Q = Q_{\text{мп}} + Q_{\text{р}}, \quad (2.1)$$

где

$$Q_{\text{р}} = Q \cdot \frac{F_0 - F_{\text{мп}}}{F_0} \text{ и } Q_{\text{мп}} = Q \cdot \frac{F_{\text{мп}}}{F_0}. \quad (2.2)$$

F_0 – площадь основной (несущей) поверхности.

Соответственно определялись плотности теплового потока на ребрах и межреберной поверхности:

$$q_p = \frac{Q_p}{F_p} \text{ и } q_{\text{мр}} = \frac{Q_{\text{мр}}}{F_{\text{мр}}} \quad (2.3)$$

На рис. 2.6 приведены зависимости температурного напора по элементам оребренной поверхности от подводимой тепловой мощности при кипении ацетона.

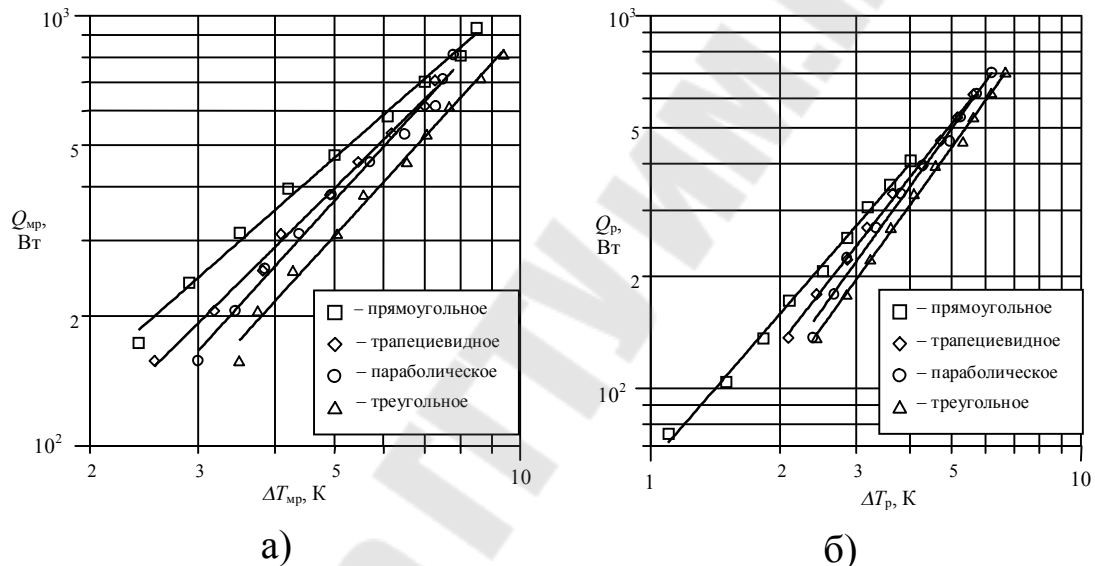


Рис.2.16. Экспериментальные зависимости среднего температурного напора основной поверхности от теплового потока, отводимого межреберной поверхностью(а) и ребром (б) для поперечного оребрения при кипении ацетона

При кипении на оребренной поверхности с прямоугольным профилем ребра как для продольного, так и для поперечного типов оребрения, были получены более низкие значения градиентов температур. Это не противоречит известной тенденции снижения температурного напора с увеличением площади поверхности теплообмена.

По полученным значениям ΔT были определены коэффициенты теплоотдачи в зависимости от плотности теплового потока по

элементам оребренной поверхности. На рис. 2.7 представлены характерные зависимости для ребер.

В результате анализа полученных зависимостей можно сделать вывод, что средние коэффициенты теплоотдачи по ребру при развитом пузырьковом кипении, слабо зависят от профиля ребра при свободном отводе паровой фазы, причем для продольного типа оребрения, отличие крайне незначительно.

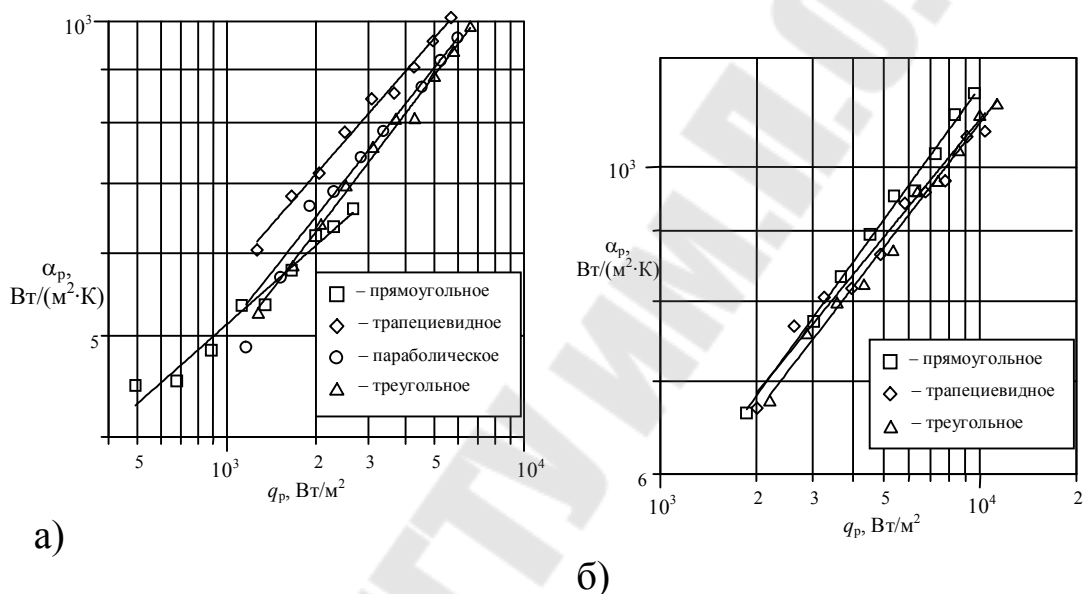


Рис. 2.7. Зависимости среднего коэффициента теплоотдачи по ребру от плотности теплового потока, отводимого ребром: а – для поперечного оребрения при кипении ацетона; б – для продольного оребрения при кипении этилового спирта

На рис. 2.18 приведены зависимости коэффициентов теплоотдачи (при температурном напоре по основной поверхности) от плотности теплового потока на основной поверхности образца (цилиндра), при кипении ацетона и этилового спирта для всех типов исследованных оребренных и гладких поверхностей. Такое сравнение представляется более корректным, поскольку позволяет судить об эффективности исследованных оребренных поверхностей.

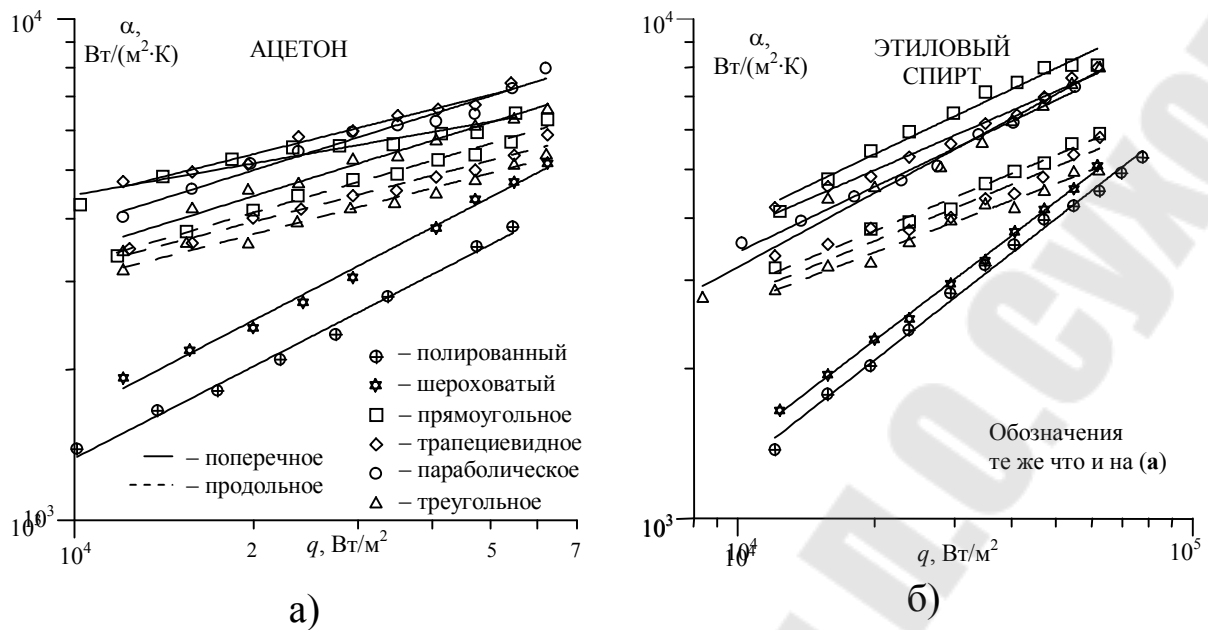


Рис. 2.8. Зависимости коэффициентов теплоотдачи основной поверхности от плотности теплового потока на основной поверхности образца для ацетона (а) и этилового спирта (б).

Как видно из рис. 2.8, характер кривых кипения в значительной мере определяется теплофизическими свойствами жидкости. Так при аналогичных геометрических параметрах образцов и в аналогичных условиях проведения экспериментов интенсивность теплоотдачи при кипении ацетона выше, чем при кипении этилового спирта, только при малых плотностях теплового потока $q < 20 \text{ кВт}/\text{м}^2$. При $q > 20 \text{ кВт}/\text{м}^2$ интенсивность теплоотдачи при кипении ацетона ниже, что объясняется различием теплофизических свойств этих жидкостей, в частности, большим отрывным размером парового пузыря из-за вдвое меньшей теплоты парообразования у ацетона, что приводит к более быстрому запариванию межреберной поверхности и, как следствие, ухудшению теплоотдачи.

На рис.2.9 приведены зависимости отношения коэффициентов теплоотдачи (при ΔT основной поверхности) от плотности теплового потока на основной поверхности образца к коэффициентам теплоотдачи на гладкой поверхности – $\alpha_{\text{мп}}/\alpha_{\text{гл}}$, при кипении ацетона и этилового спирта для всех типов исследованных ребренных поверхностей.

Как видно из рис. 2.9, при горизонтальном расположении труб, поперечное оребрение в 1,5 раза эффективнее продольного, вследствие большего развития поверхности теплообмена и лучших условий отвода паровой фазы. Наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи, в 2,8 раза превышающие аналогичные значения для гладкой поверхности были получены для образца с поперечным прямоугольным оребрением.

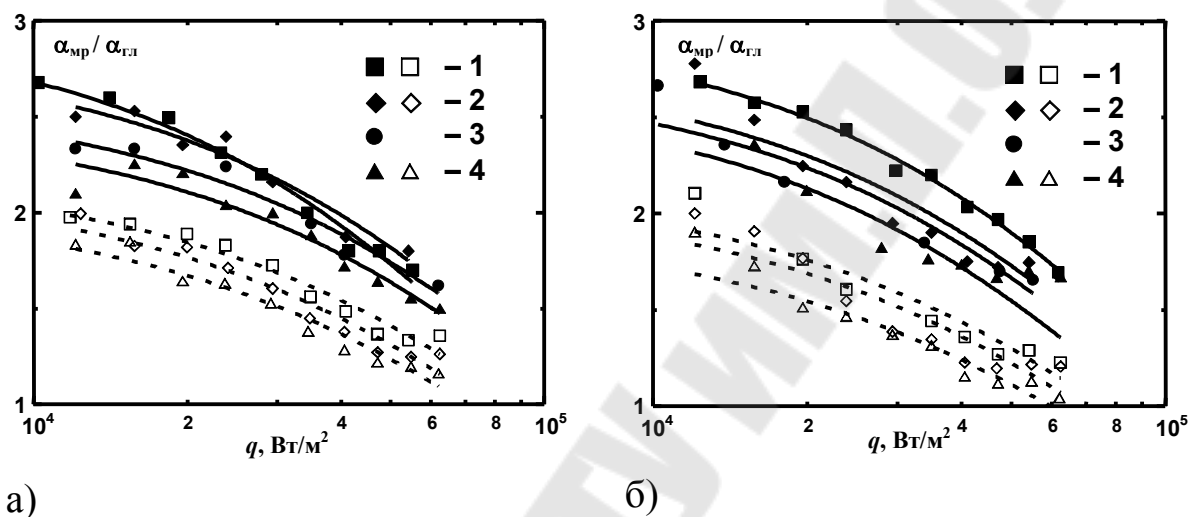


Рис. 2.19. Зависимость $\alpha_{\text{мр}}/\alpha_{\text{гл}}$: а) – ацетон; б) – этиловый спирт; 1 – прямоугольный профиль; 2 – трапециевидный; 3 – параболический; 4 – треугольный; сплошные линии – поперечное оребрение; штриховые линии – продольное оребрение

При расчете теплоотдачи с оребренной поверхности обычно определяется приведенный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{прив}}$:

$$\alpha_{\text{прив}} = \alpha_{\text{р}} \cdot E \cdot \frac{F_{\text{р}}}{F_{\text{мр}} + F_{\text{р}}} + \alpha_{\text{мр}} \cdot \frac{F_{\text{мр}}}{F_{\text{мр}} + F_{\text{р}}}, \quad (2.42)$$

где E – коэффициент эффективности ребра;

Следовательно, задача заключается в определении коэффициентов теплоотдачи по элементам оребренной поверхности $\alpha_{\text{р}}$ и $\alpha_{\text{мр}}$.

При анализе и решении задачи об интенсивности теплообмена при кипении жидкостей на ребренных поверхностях необходимо решить вопросы, касающиеся выбора независимых переменных, влияющих на теплообмен и установить степень их влияния. В целях упрощения задачи из всего многообразия условий, в которых может протекать процесс теплообмена при кипении вполне допустимо выделить режим, в пределах которого устанавливаются характерные для него соотношения между параметрами, определяющими доминирующее влияние того или иного механизма переноса теплоты (или совместное их влияние) на интенсивность теплообмена.

Процесс теплоотдачи на ребренной поверхности при развитом кипении на ребре можно рассматривать как теплоотдачу при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции на теплоотдающих поверхностях, имеющих различную ориентацию в пространстве и зависимость для определения интенсивности теплообмена в общем виде может быть записана как :

$$Nu = f(Pe, Fo, Pr). \quad (2.5)$$

Для ребра данное уравнение можно записать:

$$Nu = f(Pe, Fo, Pr, X), \quad (2.6)$$

где X – параметр учитывающий профиль ребра.

Процесс теплообмена при кипении отличается от конвективного теплообмена существованием двухфазного пристенного слоя. В этом случае необходимо учитывать действие поверхностных сил, которые можно учесть с помощью капиллярной постоянной жидкости. Тогда определяемый критерий Нуссельта для теплоотдающей поверхности будет

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l_*}{\lambda_{ж}} \quad (2.7)$$

В качестве характерного линейного размера можно принять среднее значение отрывного диаметра пузыря d_0 , значение которого можно считать практически не зависящими от плотности теплового потока q в широком диапазоне изменения последнего. В результате критериальное уравнение в общем виде может быть записано в виде

$$Nu = f(K, Pr, X); \quad (2.7)$$

где

$$K = Pe \cdot Fo = \frac{q}{r\rho_n d_0 f} = \frac{q}{r\rho_n \omega''}, \quad (2.8)$$

Здесь d_0 – отрывной диаметр пузыря; f – частота отрыва паровых пузырей; ω'' – скорость роста паровых пузырей, характеризующая среднюю скорость роста последних в данной точке и паропроизводительность одного центра парообразования, которую можно рассчитать по формуле [1]:

$$\omega'' = 0.36 \cdot 10^{-3} \cdot \pi^{-1.4}, \quad (2.9)$$

где $\pi = p/p_{кр}$ – приведенное давление.

В качестве параметра, учитывающего форму и размеры ребра, предлагается использовать функцию профиля ребра, отнесенную к высоте ребра:

$$X = \frac{f_p}{h_p}, \quad (2.10)$$

где $f_p = \frac{\delta_0}{2} \left(\frac{x}{h_p} \right)^{(1-2n)/(1-n)}$, x – текущая координата.

В результате независимая переменная, характеризующая геометрические характеристики ребра будет:

для прямоугольного – $X = \frac{\delta_0}{2 \cdot h_p}$; для трапециевидного – $X = \frac{\delta_0}{8 \cdot h_p}$;

для параболического – $X \approx \frac{\delta_0}{6 \cdot h_p}$; для треугольного – $X = \frac{\delta_0}{4 \cdot h_p}$.

В результате обобщения экспериментальных данных по теплоотдаче на ребре по формуле (2.6) было получено следующее уравнение:

$$\text{Nu}_p = 21 \cdot X^{-0.1} K_p^{0.3} \text{Pr}^{-0.2}, \quad (2.12)$$

Результаты опытов описываются полученной зависимостью с погрешностью $\pm 15\%$ (рис. 2.20), что подтверждает корректность выбранного метода. Причем данная зависимость справедлива как для продольного, так и для поперечного типов ребер.

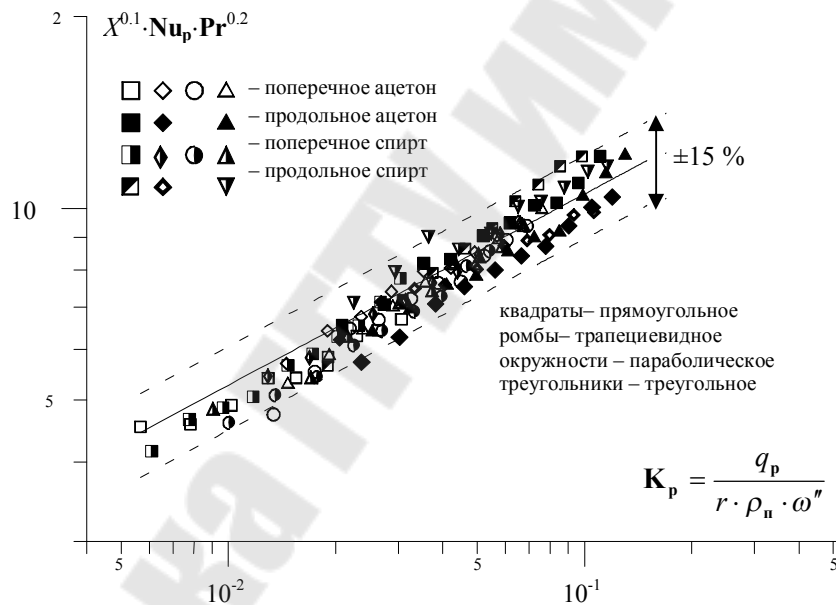


Рис. 2.10. Обобщение экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи на ребре

При обобщении экспериментальных значений коэффициентов теплоотдачи на межреберной поверхности по уравнению (2.5) получены следующие зависимости:

– для поперечного типа оребрения:

$$\text{Nu}_{\text{mp}} = 115 \cdot K_{\text{mp}}^{0.4} \text{Pr}^{-0.2} \quad (2.13)$$

– для продольного типа оребрения:

$$Nu_{\text{мр}} = 85 \cdot K_{\text{мр}}^{0.4} Pr^{-0.2} \quad (2.14)$$

Отличие в значениях константы C можно объяснить ухудшением условий отвода паровой фазы с нижней поверхности образцов вследствие запаривания поверхности из-за продольного расположения ребер. Погрешность определения $\alpha_{\text{мр}}$, также не превышает $\pm 15\%$.

В результате проведения экспериментальных исследований получены качественные и количественные зависимости температурного напора от подводимой мощности и плотности теплового потока при кипении ацетона и этилового спирта при атмосферном давлении на оребренной поверхности.

Наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи, в 2,5 раза превышающие аналогичные значения для шероховатой и 3–4 раза для полированной поверхности, были получены для образца с поперечным прямоугольным оребрением.

Экспериментально определено, что при горизонтальном расположении труб, поперечное оребрение в 1,5 раза эффективнее продольного при одинаковых профилях ребра вследствие большего развития поверхности теплообмена и лучших условий отвода паровой фазы.

Интенсивность теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении на ребре практически не зависит от профиля ребра при прочих равных условиях.

Полученные полуэмпирические критериальные уравнения для расчета интенсивности теплоотдачи элементов оребренной поверхности при кипении ацетона и этилового спирта при атмосферном давлении, описывают результаты экспериментальных исследований с погрешностью $\pm 15\%$.

2.2. Теплообмен при кипении озонобезопасного фреона R134a на неизотермических оребренных поверхностях

По степени озоноразрушающей активности озонового слоя Земли все хладагенты, применяемые в качестве рабочих тел в холодильных и теплонасосных установках, разделены на три группы.

Хладагенты с высокой озоноразрушающей активностью – это хлорфторуглероды (ХФУ или по международному обозначению CFC) R11, R12, R13, R113 и др.

Хладагенты с низкой озоноразрушающей активностью – это гидрохлорфторуглероды (ГХФУ или HCFC) R21, R22, R142b, R123, R124 и др., в молекулах которых содержится водород. Эти вещества оказывают меньшее разрушающее воздействие на озоновый слой.

Хладагенты полностью озонобезопасные – это фторуглероды (ФУ или FC), гидрофторуглероды (ГФУ или HFC), углеводороды (HC) и др. К ним относятся хладагенты R134, R134a, R125, R23, R32, R290, R600 и др.

В качестве альтернативы запрещенным к производству хладагентам Монреальским протоколом рассматриваются такие классы веществ как гидрохлорфторуглероды (разрешено применение до 01.01.2030 г.), гидрофторуглероды и природные хладагенты – аммиак, диоксид углерода, углеводороды и др.

Монреальский протокол, запрещающий или ограничивающий применение озоноразрушающих хладагентов в холодильных и теплонасосных установках, установил экономические ограничения не только на производство и применения ХФУ, но и на торговлю, экспорт и импорт холодильной техники, содержащей ХФУ. Кроме того, во всех развитых странах, производящих фреоны, приняты запретительные решения по производству и применению озоноразрушающих хладагентов. Так, в странах ЕС производство ХФУ прекращено с 1 января 1995 г., в России – с 1 июля 2000 г. В США потребитель вынужден при покупке ХФУ заплатить государственный налог, превышающий стоимость самого хладагента.

Теплофизические свойства жидкостей существенно влияют на интенсивность теплоотдачи при кипении и, в связи с принятием Монреальской конвенции, запрещающей использование озоноразрушающих хладагентов, необходимо вести поиск экологически безопасных и нетоксичных рабочих тел, способных обеспечить эффективный теплообмен.

Это объясняется не только требованиями Монреальского протокола, но и стремлением снизить косвенный и прямой вклад в полный эквивалент глобального потепления холодильного оборудования – (Total Equivalent Impact (TEWI)). Этого можно достичь выбором хладагентов, имеющих высокую энергетическую эффективность и низкий потенциал глобального потепления. Таким требованиям в значительной степени удовлетворяют углеводороды, обладающие хорошими теплофизическими и термодинамическими свойствами и группа фреонов, имеющих нулевой озоноразрушающий потенциал и низкий потенциал глобального потепления. К таким фреонам относится в частности R134a, являющийся хорошим заменителем запрещенного к применению фреона R12. Поэтому в связи с широким применением R134a в холодильных и теплонасосных установках важным становится исследование процессов теплообмена в теплообменной аппаратуре с установлением зависимостей между количественными характеристиками процесса теплообмена при кипении, режимными параметрами и другими факторами, влияющими на интенсивность теплоотдачи.

С уменьшением количества атомов водорода снижается конечная температура сжатия хладагентов, уменьшается их горючесть и токсичность и повышается химическая стабильность (они могут подолгу существовать в атмосфере, не разлагаясь на части и нанося вред окружающей среде). Последняя повышается также с ростом содержания фтора. По мере увеличения числа атомов хлора растёт токсичность хладагентов и их озоноразрушающая способность.

Представленные периодические схемы хладагентов могут содействовать уточнению и прогнозированию физических свойств рабочих веществ. Свойства холодильных агентов зависят от структуры молекулы вещества, присутствия в его составе и соотношения молекул фтора, хлора и водорода. Вещества с высоким содержанием молекул водорода являются горючими и при их применении пожароопасными. Вещества с малым содержанием фтора обладают токсичностью и их применение ограничено санитарными нормами. Вещества с малым содержанием водорода долго живут в атмосфере не разлагаясь на части, поглощающиеся биосферой Земли, и являются экологически нежелательными.

На рис. 2.21 указаны как «запретные» области по факторам горючести, токсичности и стабильности веществ в атмосфере, так и

область допустимого состава для использования в качестве альтернативных холодильных агентов.

На диаграмме для группы метана (рис. 2.22) мы видим, что холодильные агенты R11 и R12 лежат в экологически неблагоприятной области. Широко применяемый в настоящее время холодильный агент R22, хотя и лежит в области допустимой для применения, но все же содержит в своем составе атом хлора и поэтому является «озоноопасным».

На диаграмме веществ группы этана (рис. 2.13) интерес представляют хладагенты R134а и R125.



Рис. 2.11. Периодическая схема хладагентов

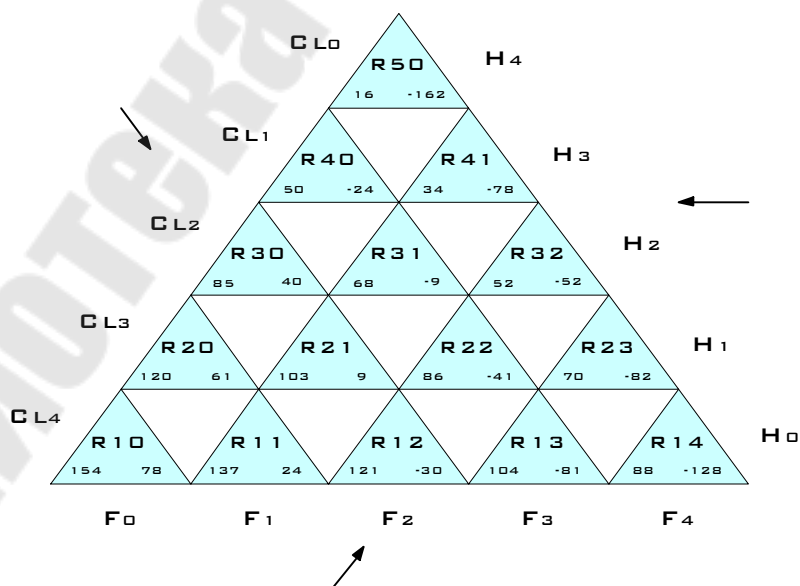


Рис. 2.12. Галогенозамещенные углеводороды ряда метана

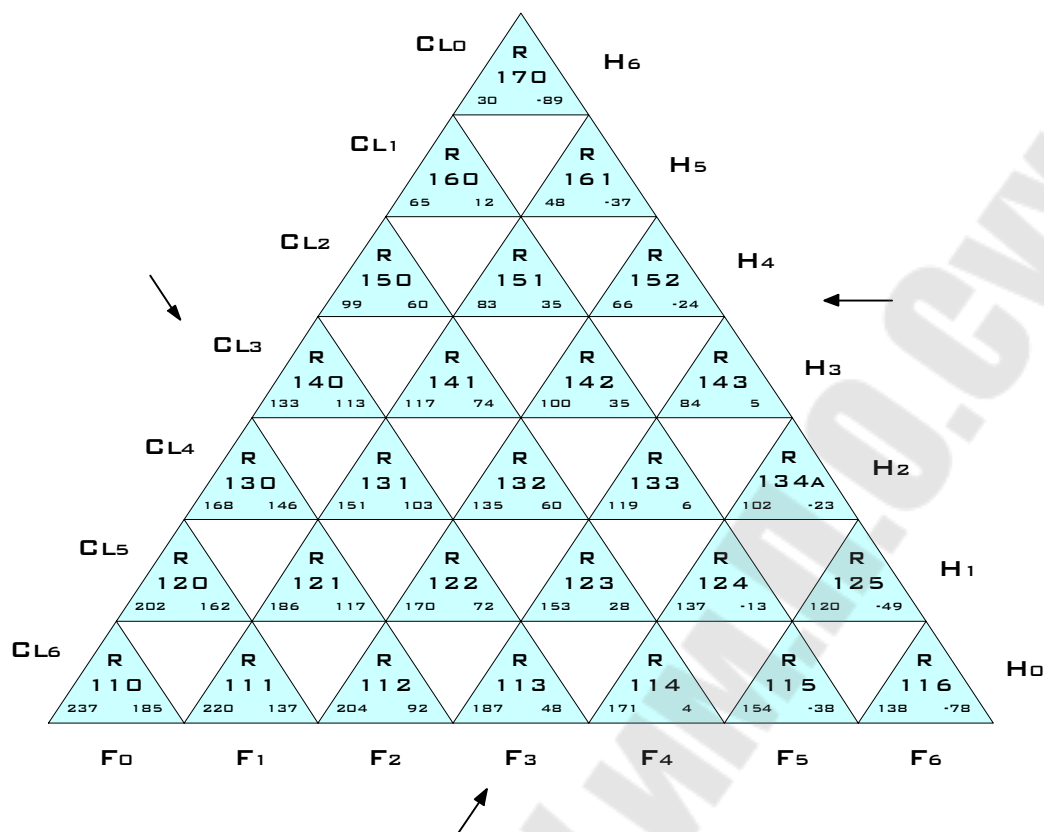


Рис. 2.23 - Галогенозамещённые углеводороды ряда этана

Происходящее постепенное прекращение использования и производства всех хладагентов групп CFC и HCFC дает основание утверждать, что одним из основных однокомпонентных альтернативных гидрофторуглеродов является R134a, как заменитель R12. Уже созданы смесевые заменители для R22 и R502.

Таким образом, современные требования к хладагентам должны отвечать следующим требованиям: они должны иметь потенциал разрушения озона равный нулю и низкий потенциал глобального потепления, быть эффективными, неядовитыми и невоспламеняющимися. Очень трудно одновременно выполнить все эти требования. В какой-то степени соответствует большинству из них только одна производная метана – R23, но при этом она имеет очень высокий потенциал глобального потепления. Единственные приемлемые производные этана – R134a и R125. Что касается производных пропана, то из 45 таких соединений только R227, R236 и R245 по свойствам подходят для использования в качестве хладагентов.

Главный недостаток всех гидрофторуглеродов состоит в том, что они имеют относительно высокие потенциалы глобального

потепления по сравнению с природными хладагентами. Поэтому сейчас снова обратили внимание на некоторые из них, вытесненные галогенсодержащими производными углеводородов. Это относится к пропану, бутану, изобутану и диоксиду углерода.

В условиях работы фреоновых испарителей величина термического сопротивления со стороны хладагента в большинстве случаев определяет общее термическое сопротивление и коэффициент теплопередачи аппарата. Интенсифицировать теплообмен возможно путем создания наиболее благоприятных условий парообразования у поверхности нагрева.

Современные представления о механизме пузырькового кипения позволили судить о возможности интенсификации теплообмена при кипении на ребристых поверхностях по сравнению с гладкими и о влиянии геометрических характеристик оребрения на теплообмен. Вместе с тем полученные результаты имеют частный характер и в некоторой части противоречивы. Принимая во внимание это обстоятельство, а также то, что в испарителях холодильных машин осуществляется процесс кипения различных хладагентов, было осуществлено исследование теплообмена при кипении чистого фреона 134а на горизонтальных гладкой технически шероховатой и оребренных трубках с различной геометрией ребра.

Экспериментальные исследования по теплоотдаче при кипении фреона 134а в условиях давления насыщения $p_n = 0,6$ МПа ($t_n = 22,5$ °С) проводились на экспериментальной установке в условиях свободного движения рабочего тела при плотностях теплового потока $q = 5 \div 60$ кВт/м².

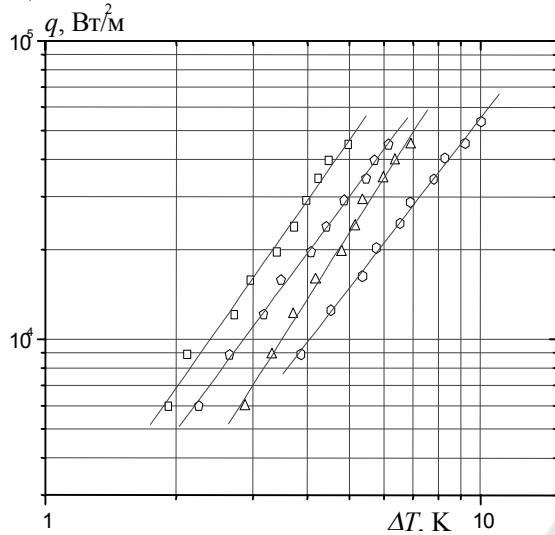
Геометрические параметры экспериментальных трубок (1 -гладкий шероховатый образец, 2 -продольное прямоугольное оребрение, 3 -продольное треугольное оребрение, 4 -продольное трапециевидное оребрение) представлены в таблице 2.6.

Таблица 2.6 – Геометрические параметры исследованных образцов

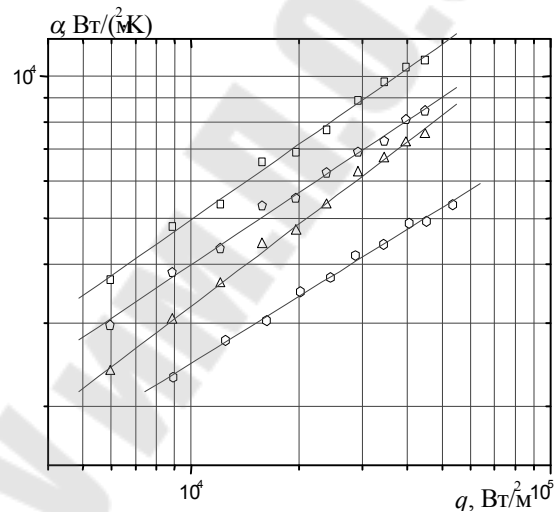
№ образца	d_0 , мм	D_0 , мм	$d_{вн}$, мм	φ_p , град	δ_0 , мм	δ_B , мм	L_0 , мм	N_p , шт	h_p , мм	$F_{0,}$ м ²	$F_{H,}$ м ²	D , мм
1	25	-	16	-	-	-	302	-	-	0,0237	0,0237	107
2		448		36	4	4	310	10	12	0,01310	0,05650	
3											0,04578	
4											0,0510	

Здесь d_0 – диаметр образца по основной поверхности; D_0 – наружный диаметр ребра; $d_{\text{вн}}$ – внутренний диаметр образца; $\varphi_{\text{р}}$ – межреберный угол; δ_0 – толщина ребра у его основания; $\delta_{\text{в}}$ – толщина у вершины ребра; L_0 – длина образца; $N_{\text{р}}$ – количество ребер; $h_{\text{р}}$ – высота ребра; F_0 – площадь образца по основной поверхности; $F_{\text{н}}$ – полная наружная площадь образца; D – наружный диаметр кольцевого канала.

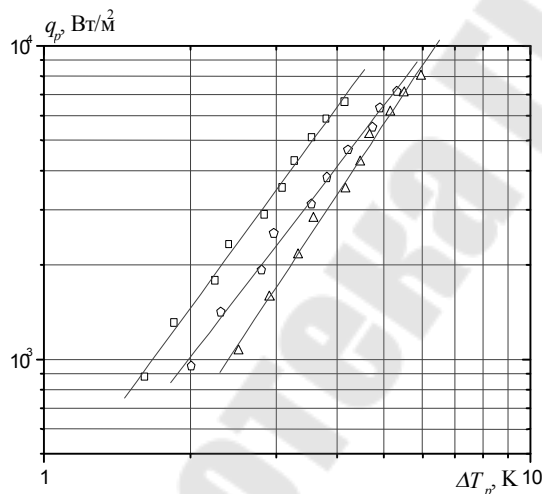
а)



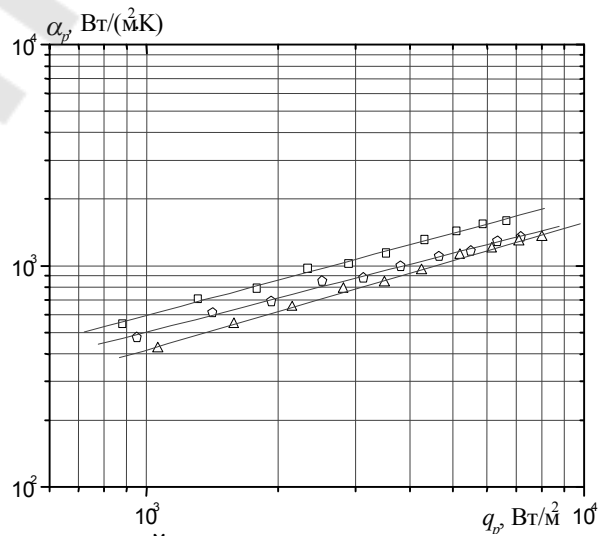
б)



в)



г)



- - технически шероховатый;
- △ - продольное треугольное оребрение;
- ◇ - продольное трапециевидное оребрение;
- - продольное прямоугольное оребрение.

Рис. 2.24 - Сравнение полученных экспериментальных зависимостей при кипении фреона-134а на продольно оребренных поверхностях с различным профилем ребра



Величина температурного напора ΔT между теплоотдающей поверхностью и жидкостью является определяющим параметром (при прочих равных условиях), характеризующим интенсивность теплообмена между данной поверхностью и средой. Плотность теплового потока q принималась в расчете на площадь несущей (основной) поверхности образца, а q_p – в расчете на площадь ребер. Поэтому исследование влияния подводимой плотности теплового потока на градиент температуры в различных точках ребренной поверхности позволило выявить качественное и количественное влияние этого параметра на теплообмен при кипении R134a. Во время опытов велось визуальное наблюдение за процессом парообразования на поверхности исследуемых трубок. Было замечено, что на гладкой технически шероховатой поверхности трубки кипение начиналось и прекращалось при более высоких значениях тепловых нагрузок, чем на ребристых трубках. Результаты экспериментальных исследований по кипению чистого фреона-134a на всех экспериментальных трубках представлены на рис. 2.24 (a–z).

Как видно из рисунков, коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона 134a на ребристой поверхности значительно выше, чем на гладкой, т.е. при развитом пузырьковом режиме кипения теплообмен на ребренных поверхностях в 2–4 раза интенсивнее, чем на не развитой поверхности.

Особенности теплообмена при кипении на исследуемых ребристых поверхностях, обусловлены следующими обстоятельствами. У основания ребер наблюдаются наибольший перегрев жидкости и локальное ухудшение смачиваемости вследствие изменения конфигурации поверхности и местных напряжений. На этих участках поверхности адсорбируются не растворенные газы, служащие центрами парообразования в начале процесса, и задерживаются паровые зародыши при отрыве паровой фазы от поверхности при стабилизированном кипении.

Ограничение ребрами небольших объемов жидкости обеспечивает больший средний перегрев ее и улучшение условий роста пузырей. При соизмеримом соотношении между шагом ребра s_p и отрывным диаметром пузыря, наиболее интенсивный подвод тепла осуществляется не только из микрослоя жидкости у основания пузыря, как у гладкой поверхности, но и из перегретого тонкого слоя жидкости, заключенного между пузырем и ребром. Наличие более интенсивного парообразования в малых объемах жидкости,

заклученной в межреберных пространствах, вызывает усиление турбулентных возмущений пограничного слоя, по сравнению с гладкими поверхностями. Отмеченные обстоятельства вызывают уменьшение величины температурного напора при одинаковых плотностях тепловых потоков и давлений насыщения для ребристых трубок по сравнению с гладкими.

Влияние оребрения сказывается наиболее существенно на коэффициент теплоотдачи в начальной стадии развитого кипения и при плотностях теплового потока до 50 кВт/м^2 . При больших значениях плотности теплового потока ($q > 50 \text{ кВт/м}^2$) происходит интенсивное слияние паровых пузырей и ухудшаются условия удаления паровой фазы из межреберных участков. Это вызывает своеобразное «запаривание» теплообменной поверхности и ухудшение теплообмена. Следовательно, при кипении на ребристых поверхностях с соизмеримым соотношением между шагом ребра S_p и отрывным диаметром пузыря, процесс теплообмена не является автомодельным относительно геометрических характеристик оребрения (шаг, высота, толщина ребра). Они являются существенными для процесса теплообмена при кипении и должны входить в условия однозначности.

Таким образом, представленные экспериментальные зависимости $q = f(\Delta T)$ и $\alpha = f(q)$ подтвердили высокую эффективность оребренных поверхностей. Интенсификация процесса теплообмена при кипении R134a наблюдалась во всем исследованном диапазоне тепловых нагрузок.

Полученные качественные и количественные зависимости температурного напора от плотности теплового потока при кипении фреона R134a при постоянном давлении насыщения $0,6 \text{ МПа}$ ($t_n = 22,5^\circ\text{C}$) подтверждают эффективность применения оребрения.

Интенсивность теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении фреона R134a на ребре практически не зависит от профиля ребра при прочих равных условиях (рис. 2.24, з), что подтверждает ранее полученные результаты при кипении ацетона и этилового спирта на оребренных поверхностях различного профиля.

Наличие оребрения приводит к интенсификации теплоотдачи в основном за счет развития поверхности теплообмена и улучшения условий зарождения и роста паровых пузырей.

Величина коэффициентов теплоотдачи при кипении жидкости зависит от давления, повышение которого приводит к интенсифика-

ции теплообмена, причем степень влияния давления по-разному проявляется в зависимости от вида теплоотдающей поверхности и теплофизических свойств жидкости.

Сведений по кипению фреона 134а при различных значениях давлений насыщения опубликовано крайне мало и они носят ограниченный характер.

Экспериментальные исследования по теплоотдаче при кипении фреона 134а в условиях различных давлений насыщения проводились на горизонтальных продольно оребренных трубчатых поверхностях нагрева при давлениях насыщения $p_n = 0,4 \div 0,7$ МПа ($t_n = 9,8 \div 27,5$ °С.). Эксперименты выполнялись на установке, представленной на рис. 2.14.

Анализ ряда экспериментальных работ показывает, что в зависимости от теплофизических свойств исследуемых жидкостей (фреона 11, этилового спирта, ацетона и др.) и величины тепловой нагрузки, повышение давления в системе способствовало интенсификации теплообмена до некоторого его значения, после чего начиналось снижение коэффициентов теплоотдачи.

Поскольку влияние давления на интенсивность теплообмена зависит от области рабочих давлений, корректным будет представление опытных данных в виде зависимости $\alpha = f(p_n / p_{кр})$. На рис. 2.25 приведены результаты экспериментального исследования зависимости коэффициента теплоотдачи от давления насыщения при кипении фреона-134а на оребренных поверхностях на межреберной поверхности (рисунок 2.25а) и на ребре (рис. 2.25, б).

Данные зависимости показывают, что α непрерывно возрастает с увеличением давления. Характер кривых $\alpha = f(p_n / p_{кр})^k$ можно связать с изменением соотношения характерного размера оребрения и критического радиуса пузырька $R_{кр}$, соответствующего началу кипения. По мере уменьшения $R_{кр}$ с ростом давления количество работающих центров парообразования увеличивается, вследствие чего возрастает коэффициент теплоотдачи. Однако при достаточно больших плотностях теплового потока преобладающая часть потенциальных центров парообразования уже включена в работу по генерации паровых пузырей и дальнейшее увеличение давления не приводит к интенсификации теплообмена. Более того, постепенное изменение теплофизических свойств жидкости, связанное с ростом давления, приводит к ослаблению других благоприятных для кипения

факторов, и может иметь место тенденция к снижению коэффициентов теплоотдачи.

Кроме того, из рисунка 2.25 видно, что увеличения интенсивности теплоотдачи на основной поверхности с увеличением давления проявляется в большей степени, чем на ребре (угол наклона кривой кипения основной поверхности больше угла наклона кривой кипения на ребре). Это связано с меньшей плотностью теплового потока на ребре и, как следствие, меньшей плотностью активных центров парообразования.

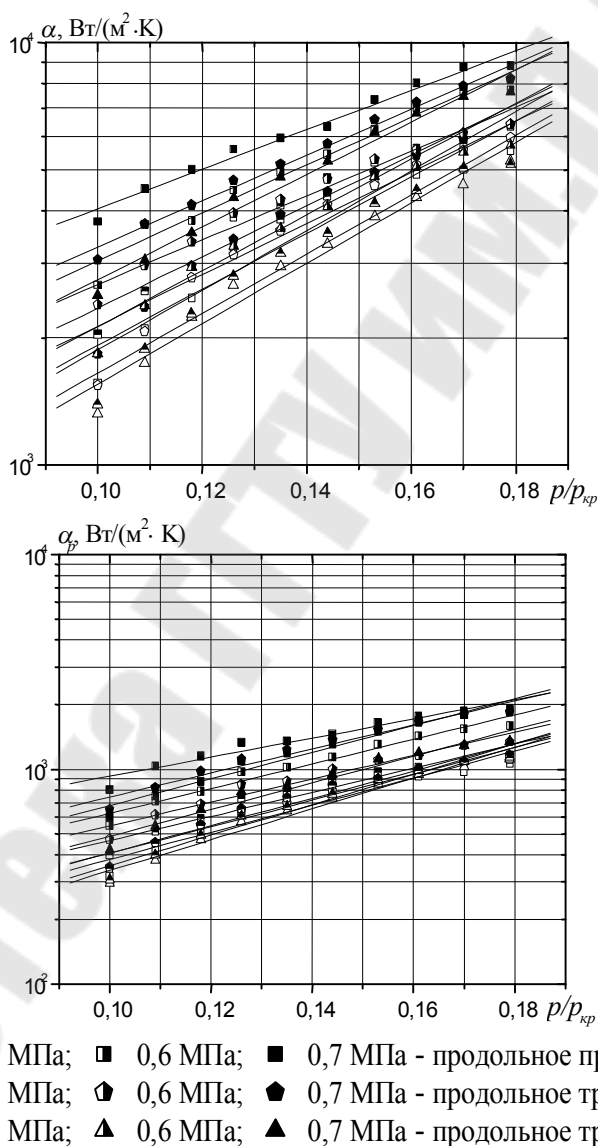


Рис. 2.15. Зависимость:

$a - \alpha = f(p_n/p_{кр})$ по основной поверхности, $b - \alpha_p = f(p_n/p_{кр})$ – по ребру

На основании проведенных экспериментальных исследований был определен показатель степени k .

На рис. 2.16 представлены экспериментально полученные зависимости показателя степени k в соотношении $\alpha = f(p_n/p_{кр})^k$ от приведенного давления при развитом пузырьковом кипении фреона 134а для продольно оребренных образцов с различной геометрией ребра для межреберной поверхности (рис. 2.16, а) и для ребра (рис. 2.16, б).

Из рис. 2.16 видно, что с повышением приведенного давления степень влияния давления снижается. Это можно объяснить уменьшением при возрастании давления перегрева, необходимого для вскипания жидкости и заполнения паром межреберного пространства. Приведенные выше рассуждения позволяют обосновать ослабление степени влияния давления на интенсивность теплоотдачи с ростом теплового потока. Как отмечено выше, степень влияния давления связана с темпом активации центров парообразования (оребрение, пористость и т. д.). Для структур, имеющих широкий диапазон активных центров парообразования, это влияние проявляется сильнее по сравнению с гладкой поверхностью, поскольку с изменением давления насыщения изменяется количество центров парообразования.

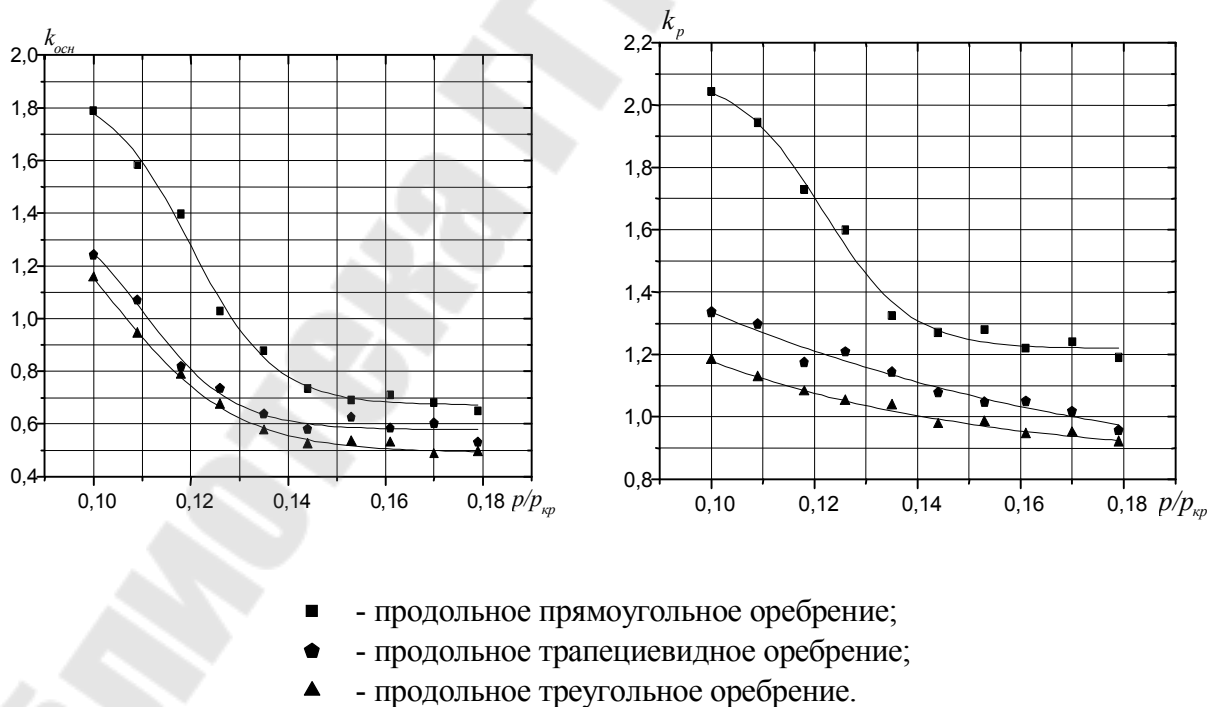
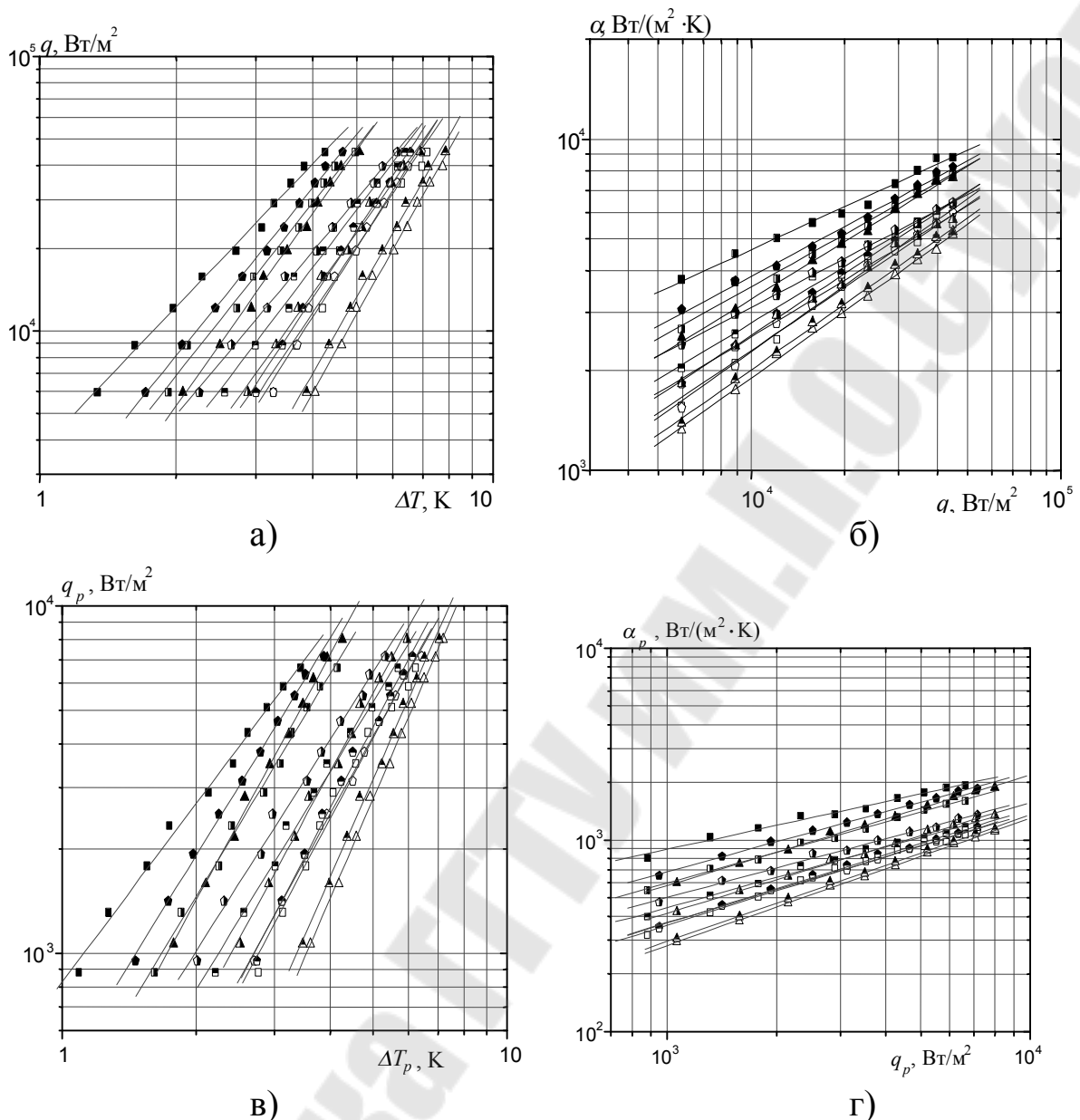


Рис. 2.16. Зависимость показателя степени $k_{осн}$ в соотношении $\alpha_p = f(p_n / p_{кр})^{k_{осн}}$ и k_p в соотношении $\alpha_p = f(p_n / p_{кр})^{k_p}$ от приведенного давления при кипении R134а

На рис. 2.17 приведены зависимости плотности теплового потока, отнесенного к несущей поверхности, от температурного напора на межреберной поверхности (рис. 2.27, *a*) и отнесенного к поверхности ребер от температурного напора на ребрах (рис. 4, *в*) во всем исследованном диапазоне давлений и плотностей теплового потока. В данном исследовании при возрастании тепловой нагрузки и давления насыщения происходит увеличение интенсивности теплоотдачи. Повышению интенсивности теплообмена способствует активация потенциальных центров парообразования на наружных поверхностях ребер.

На рис. 2.17, *б* и рис. 2.17, *з* представлены зависимости коэффициента теплоотдачи на межреберной поверхности и ребре соответственно. Визуальные наблюдения показали, что на поверхности образцов имели место два основных размера паровых пузырей: большое количество мелких, растущих по всей поверхности трубок, и крупных, «вторичных», всплывающих из межреберных каналов и нижней образующей экспериментальных трубок. При меньших давлениях от исследуемой трубки отделялись только очень крупные, «вторичные» пузыри из межреберных каналов, а практически вся наружная поверхность ребер была свободной от пузырей. Такое развитие процесса на ребренной поверхности теплообмена вполне логично: наилучшие условия для действия центров парообразования имеют место в межреберном пространстве (более высокие перегревы жидкости у основания ребер). С ростом давления уменьшается величина критического радиуса парового зародыша, и генерация пара начинается на ранее не активных микровпадинах наружной поверхности ребер, которые при высоких значениях плотности теплового потока благодаря высокой теплопроводности материала исследуемых образцов оказываются достаточно перегретыми.



- 0,4 МПа; ■ 0,5 МПа; ▣ 0,6 МПа; ■ 0,7 МПа - продольное прямоугольное оребрение;
- ◇ 0,4 МПа; ⊕ 0,5 МПа; ⊖ 0,6 МПа; ⊗ 0,7 МПа - продольное трапецевидное оребрение;
- △ 0,4 МПа; ▲ 0,5 МПа; ▴ 0,6 МПа; ▴ 0,7 МПа - продольное треугольное оребрение.

Рис. 2.17. Сравнение полученных экспериментальных зависимостей при кипении фреона-134а, на продольно оребренных поверхностях с различным профилем ребра и давлений насыщения $p_n=0,4\div 0,7\text{МПа}$ ($t_n=9,8\div 27,5^\circ\text{C}$).

Исследования показали, что при кипении фреона R134а при различных давлениях насыщения на оребренных поверхностях интенсивность теплообмена не зависит от профиля ребра, а определяется только режимными параметрами, что еще раз подтверждает ранее сделанные выводы.

Кроме того, повышение интенсивности теплообмена с увеличением давления насыщения при кипении вызывается уменьшением отрывного диаметра парового пузыря и увеличением плотности центров парообразования. Интенсивность теплоотдачи при кипении зависит также и от теплофизических свойств жидкости, которые по мере изменения давления (и температуры) насыщения существенно меняются. С увеличением коэффициента теплопроводности жидкости теплоотдача повышается, поскольку основной поток тепла от стенки воспринимается жидкой, а не паровой фазой. С увеличением вязкости теплоотдача, наоборот, уменьшается, так как уменьшается интенсивность перемешивания жидкости, обусловленная парообразованием.

Коэффициент теплоотдачи непрерывно возрастает с увеличением давления насыщения вследствие облегчения условия зарождения паровых пузырей на теплоотдающей поверхности.

При увеличении плотности теплового потока степень влияния давления насыщения снижается из-за увеличения величины перегрева, необходимого для вскипания жидкости и снижения степени увеличения числа активных центров парообразования.

Для оребренных поверхностей степень влияния давления проявляется сильнее, нежели на гладкой поверхности из-за большего количества активных центров парообразования.

При ретрофите холодильного и теплонасосного оборудования, работающего на фреоне R12, необходимо знать зависимости для расчета коэффициентов теплоотдачи в испарителях при кипении озонобезопасного фреона R134a для последующего определения коэффициентов теплопередачи и поверхности теплообмена аппаратов.

В связи с этим было проведено экспериментальное исследование теплообмена при кипении R134a на гладких технически шероховатых поверхностях [26-А]. Плотность теплового потока изменялась в пределах $8...63 \text{ кВт/м}^2$, давление насыщения – в пределах $0,5...0,8 \text{ МПа}$ ($t_n = 15,7...31,1^\circ\text{C}$).

На рисунке 2.28 приведены результаты экспериментального исследования зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении фреона-134a на гладкой технически шероховатой поверхности при различных давлениях насыщения. Из рисунка видно, что при возрастании плотности теплового потока с

увеличением давления насыщения интенсивность теплоотдачи возрастает.

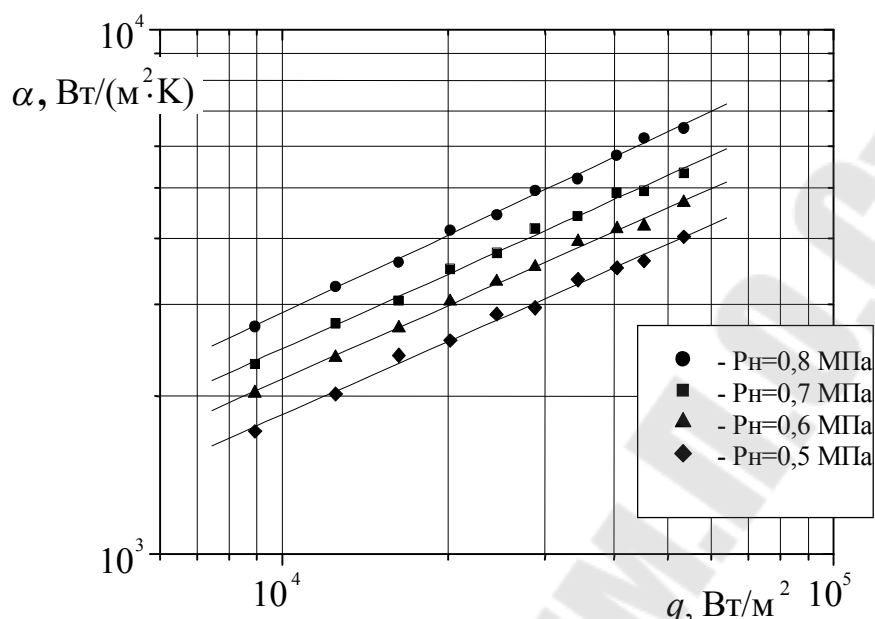


Рис. 2.18. Экспериментальные зависимости $\alpha = f(q)$ при кипении фреона 134а на гладкой технически шероховатой поверхности

Кутателадзе С.С. предложил следующее критериальное уравнение для обобщения опытных данных. При анализе условий теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей на теплоотдающей поверхности процесс теплоотдачи можно рассматривать как теплоотдачу при кипении в условиях естественной конвекции и в общем случае анализ системы уравнений процесса теплообмена при кипении в большом объеме приводит к связям между обобщенными переменными, в частности, в следующем виде:

$$Nu = f(Re, Pr, Ar, K_t, K_p) \quad (2.15)$$

Из приведенных переменных величин, стоящих под знаком функции, необходимо выделить те, которые в большей степени влияют на процесс теплоотдачи в исследованных условиях и исключить из числа аргументов те переменные, которые незначительно влияют на теплоотдачу при кипении. Кроме того, из числа аргументов исключаются величины, которые являются постоянными в исследованных условиях.

Установлено, что на интенсивность теплоотдачи наибольшее влияние оказывают плотность теплового потока q и давление

(температура) насыщения p . Влияние величин q и p определяется числом Рейнольдса кипения Re и числом K_p . При реализации условий беспрепятственного отвода паровой фазы из области кипения теплоотдача при пузырьковом кипении не зависит от формы и ориентации теплоотдающей поверхности следовательно, ускорение сил поля тяжести не оказывает заметного влияния на теплоотдачу и число Архимеда кипения можно исключить из числа аргументов. Следовательно, критериальная зависимость, описывающая теплоотдачу при кипении фреона 134а на гладкой технически шероховатой поверхности, может быть записана в виде:

$$Nu = f(Re, Pr, K_p) \quad (2.54)$$

Уравнение для определения коэффициента теплоотдачи в критериальном виде тогда запишется как:

$$Nu = c \cdot Re^n \cdot K_p^k \cdot Pr^l, \quad (2.17)$$

$$\text{Здесь } Nu = \frac{\alpha l_*}{\lambda_{ж}}, \quad Re = \frac{q}{r \rho_n a} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_n)}}, \quad K_p = \frac{P_n}{\sqrt{\sigma g(\rho_{жс} - \rho_n)}}.$$

Теплофизические свойства жидкости и пара берутся при температуре насыщения.

В результате обобщения опытных данных на основе представлений Кутателадзе С. С. было получено критериальное уравнение вида

$$Nu = 9,0 \cdot Re^{0,5} \cdot K_p^{0,11} \cdot Pr^{-0,3} \quad (2.18)$$

Как видно из рисунка 2.19, экспериментальные данные для R134а удовлетворительно описываются уравнением (2.18) с погрешностью $\pm 23\%$.

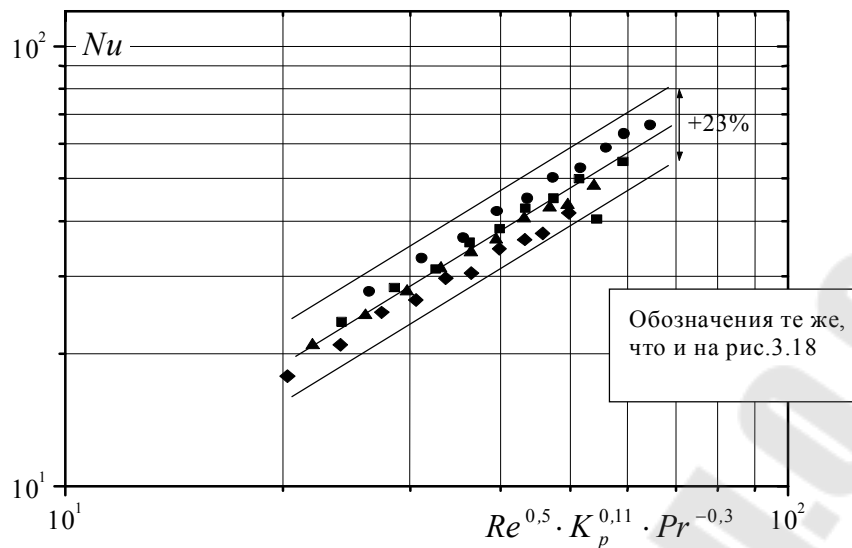


Рис. 2.29. Обобщение экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении фреона 134а на гладких технически шероховатых поверхностях

Таким образом на основе представлений С. С. Кутателадзе получено критериальное уравнение, позволяющие рассчитать интенсивность теплоотдачи при кипении фреона R134а в диапазоне тепловых потоков 8–63 кВт/м² и давлений насыщения $p_n = 0,5–0,8$ МПа в условиях большого объема. Экспериментальные данные удовлетворительно описываются полученным критериальным уравнением с погрешностью $\pm 23\%$ и эта зависимость может быть рекомендована для инженерных расчетов интенсивности теплоотдачи при кипении фреона R134а в условиях большого объема на гладких технически шероховатых поверхностях.

На рис. 2.20 представлена зависимость $\alpha=f(q)$ при кипении фреона R134а и фреона R12 на гладкой технически шероховатой поверхности в сопоставимых условиях. Как видно из рисунка, коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона R12 превосходят полученные экспериментально коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона R134а примерно в 1,7 раза, что необходимо иметь в виду при замене озоноразрушающего хладагента R12 на озонобезопасный хладагент R134а при ретрофите холодильного оборудования.

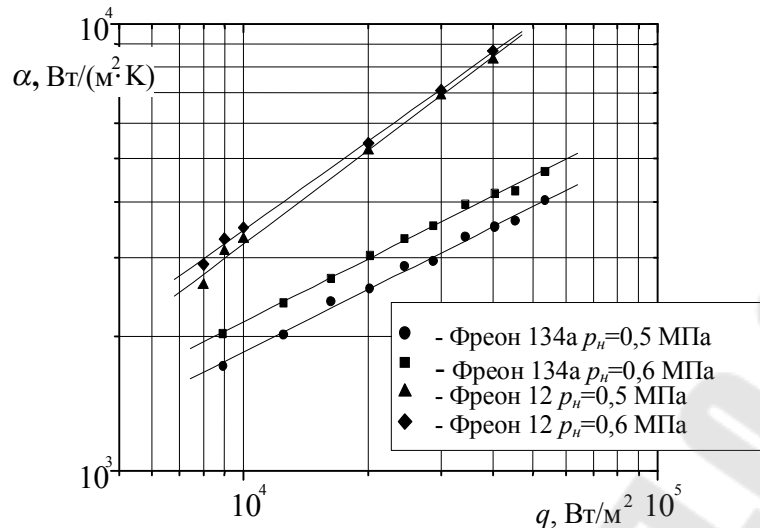


Рис. 2.20. Зависимости $\alpha = f(q)$ при кипении фреона R134a и фреона R12 на гладкой технической шероховатой поверхности

При проектировании и создании новых интенсифицированных теплообменных аппаратов (испарителей) для холодильных и теплонасосных установок крайне важно знание зависимостей для определения интенсивности теплообмена при кипении хладагента на интенсифицированных теплоотдающих поверхностях в испарителях. Поэтому для получения таких зависимостей (в критериальном виде) необходимо решить вопросы, касающиеся выбора независимых переменных, влияющих на теплообмен и установить степень их влияния. В целях упрощения задачи из всего многообразия условий, в которых может протекать процесс теплообмена при кипении вполне допустимо выделить режим, в пределах которого устанавливаются характерные для него соотношения между параметрами, определяющими доминирующее влияние того или иного механизма переноса теплоты (или совместное их влияние) на интенсивность теплообмена.

Для определения коэффициентов теплоотдачи ребра и межреберной поверхности было также использовано уравнение С. С. Кутателадзе, описывающее известные данные по теплообмену при кипении в большом объеме неметаллических жидкостей:

$$Nu = f(X, Re, K_p, Pr). \quad (2.19)$$

В качестве параметра учитывающего размеры ребра предлагается использовать отношение толщины ребра к его геометрической высоте:

$$X = \frac{\delta_0}{nh_p}$$

С учетом параметра X , учитывающего размеры ребра, уравнение (2.19) запишем в виде:

$$Nu = A \cdot X^s \cdot Re^m \cdot Pr^n \cdot K_p^z, \quad (2.20)$$

где A, s, m, n, z находятся на основании экспериментальных данных.

При обобщении экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении фреона R134a на межреберной поверхности было получено уравнение

$$Nu = 3,6 \cdot Re^{0,52} \cdot Pr^{-0,37} \cdot K_p^{0,88}, \quad (2.21)$$

а при обобщении экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении фреона R134a на ребрах - уравнение

$$Nu_p = 1,0 \cdot X^{-0,15} Re^{0,54} Pr^{-0,37} K_p^{1,22}. \quad (2.22)$$

Из рис. 2.21 видно, что формула (2.21) и (2.22) удовлетворительно согласуется с опытными данными, значения α и отклоняются от расчетной зависимости не более чем на $\pm 25\%$.

Таким образом, по результатам выполненных работ можно говорить о том, что полученные критериальные зависимости позволяют определить интенсивность теплообмена при кипении фреона 134a на оребренных поверхностях с различным профилем ребра в диапазоне тепловых потоков $q = 8 \div 63$ кВт/м², давлений насыщения $p_n = 0,4 \div 0,7$ МПа, ($t_n = 9,8 \div 27,5$ °С) с погрешностью допустимой для теплотехнических расчетов.

Кроме того получены зависимости температурного напора от плотности теплового потока и коэффициента теплоотдачи при кипении фреона 134a при давлениях насыщения $p_n = 0,4 \div 0,7$ МПа ($t_n = 9,8 \div 27,5$ °С) на горизонтальных продольно оребренных поверхностях с различным профилем ребра, а также зависимости интенсивности теплоотдачи от плотности теплового потока.

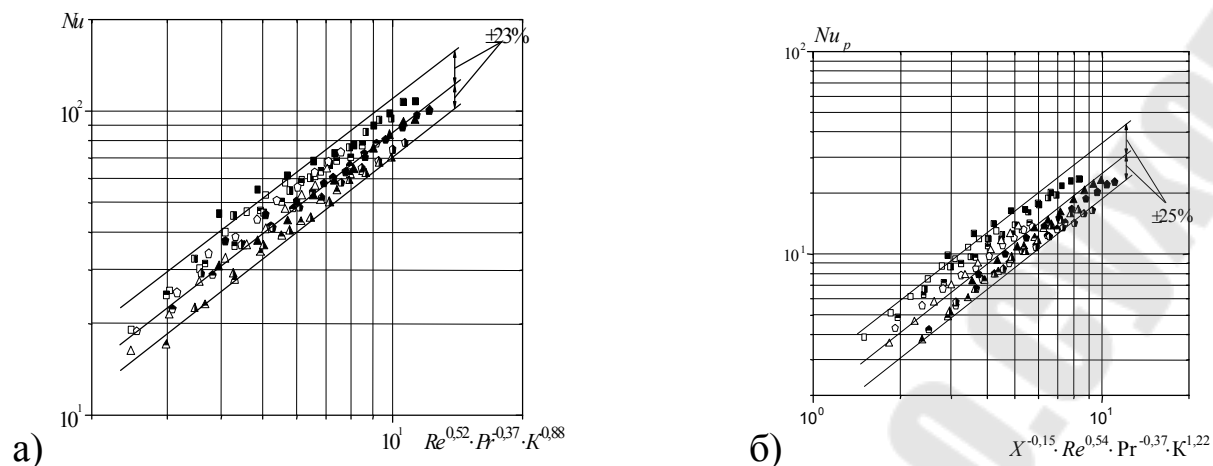


Рис. 2.31 - Обобщение экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении фреона-134а: а) на межреберной поверхности, б) на ребре

Применяемые в настоящее время в холодильных и теплонасосных установках масла (минеральные и алкилбензольные) хорошо растворяются в хладагентах (фреонах R12 и R22) и не образуют масляных пленок на теплообменных поверхностях в испарителях и конденсаторах, поэтому в схемах холодильных машин, как правило, отсутствуют маслоотделители, что уменьшает ее стоимость. Однако присутствие масла в испарителе (в смеси с фреоном R134а) может отразиться на эффективности протекающих в нем процессов теплообмена. Так, присутствие в рабочем веществе 0,2 % полиэфирного масла снижает коэффициент теплопередачи на 2 %. При содержании 2 % масла в хладагенте коэффициент теплопередачи уменьшается на 14%. Поэтому при расчете коэффициента теплопередачи испарителя холодильной или теплонасосной установки необходимо вводить коэффициент, учитывающий загрязнение поверхности теплообмена и равный примерно 0,85...0,86.

Глава 3. Теплофизическая модель теплообмена при кипении жидкостей на неизотермических поверхностях

Существующие физические модели процессов теплообмена при кипении жидкостей на изотермических поверхностях представляют собой модели, которым присущи следующие недостатки:

В существующих моделях процесса кипения на изотермической поверхности постоянные, входящие в расчетные уравнения, определяются эмпирическим путем на основе опытных данных, что не всегда возможно.

При анализе и разработке некоторых физических моделей процесса кипения используется формальный метод анализа значимости для теплоотдачи при кипении некоторых, произвольно выбранных безразмерных комплексов.

Зачастую встречаются противоречивые данные о влиянии режимных параметров на внутренние характеристики процесса кипения.

Ошибочно считается (в качестве допущения) при кипении на неизотермической поверхности, что коэффициент теплоотдачи постоянен и однороден по всей поверхности ребра.

При постановке задачи авторы математических моделей используют в качестве одного из определяющих параметров коэффициент теплоотдачи, который должен быть заранее известен или определен опытным путем, что не всегда возможно или крайне затруднительно.

Физические модели предложены для гладких горизонтальных теплоотдающих поверхностей, не учитывающих ориентацию последних в пространстве;

В своей структуре физические модели содержат константы, которые необходимо определять экспериментально, либо они должны быть заранее заданы.

3.1. Постановка задачи

Анализ рассматриваемых ребер опирается на следующие допущения.

1. Тепловой поток и температуры в ребре постоянны во времени.
2. Материал ребра однороден, коэффициент теплопроводности одинаков во всех направлениях и постоянен.
3. Температура среды, окружающей ребро, постоянна.
4. Толщина ребра мала по сравнению с его высотой, поэтому температурными градиентами по толщине ребра можно пренебречь.
5. Температура в основании ребра однородна.
6. Термическое сопротивление между ребром и основной поверхностью отсутствует.
7. Источники и стоки тепла внутри ребра отсутствуют.
8. Тепловой поток между ребром и окружающей средой пропорционален температурному напору между ними.
9. Коэффициент теплоотдачи является величиной переменной по высоте ребра.

Продольные ребра

Предлагается модель процесса теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей, протекающего на ребрах различного профиля как при продольном так и при радиальном расположении ребер на несущей поверхности. Схема рассматриваемого продольного ребра произвольного профиля представлена ранее.

Рассматривается уравнение теплового баланса для ребра при развитом пузырьковом кипении на нем жидкости. Тепловой поток dQ , передаваемый ребром от несущей поверхности к кипящей жидкости, будет

$$dQ = dQ_1 + dQ_2. \quad (3.1)$$

Левая часть уравнения (3.1) представляет собой количество теплоты, передаваемой теплопроводностью в единицу времени в ребре и определяется по известной зависимости:

$$dQ = \lambda \frac{d}{dx} \left[f_1(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx, \quad (3.2)$$

где здесь $f_1(x)$ – площадь поперечного сечения ребра. Заменяв $f_1(x)$ функцией профиля ребра $f_2(x)$ и длиной ребра L получим: $f_1(x) = 2f_2(x)L$. Тогда разность тепловых потоков, поступающего в ребро через сечение $x+dx$ и покидающего его через сечение x путем теплопроводности будет

$$dQ = \lambda \left[2Lf_2(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 2L \frac{df_2(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx. \quad (3.3)$$

Правая часть уравнения представляет собой количество теплоты, отводимой боковыми поверхностями ребра в единицу времени и расходуемой на парообразование dQ_1 и количество теплоты, расходуемой на преодоление сил инерции dQ_2 , которые удерживают паровой пузырь на теплоотдающей поверхности.

Предположим, что величина теплового потока dQ_1 , отводимого с боковых поверхностей элемента ребра dx при развитом пузырьковом кипении пропорциональна массе пара, поступившего в паровой пузырь с элемента криволинейной поверхности парового пузыря dM/dF , скорости роста парового пузыря $dR/d\tau$, температурному напору между теплоотдающей поверхностью и температурой насыщения кипящей жидкости ϑ и теплоемкости жидкости $c_{ж}$ при температуре насыщения. Таким образом, тепловой поток, расходуемый на испарение жидкости на боковых поверхностях элемента ребра запишется:

$$dQ_1 = 2 \frac{dM}{dF} \left(\frac{dR}{d\tau} \right) c_{\text{жс}} \vartheta dx. \quad (3.4)$$

Если принять, что паровой пузырь имеет форму шара и находится в объеме равномерно перегретой жидкости, то во всех точках его поверхности температура будет одинаковой. Тогда приращение массы пара на единицу поверхности раздела в паровом пузыре можно записать как

$$\frac{dM}{dF} = \rho_n \frac{dV}{dF}. \quad (3.5)$$

Изменение объема парового пузырька на единицу его поверхности $\frac{dV}{dF}$ можно определить следующим образом: объем парового пузырька $V = \frac{4}{3} \pi R^3$; его площадь $F = 4\pi R^2$. Отсюда радиус парового пузырька будет $R^2 = \frac{F}{4\pi}$. Подставив радиус в формулу объема получим:

$$V = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{F}{4\pi} \right)^{3/2} = \frac{4}{3} \pi \frac{F^{3/2}}{(4\pi)^{3/2}} = \frac{1}{3} \frac{F^{3/2}}{(4\pi)^{1/2}}.$$

Отсюда

$$\frac{dV}{dF} = \frac{1}{3} \frac{1}{(4\pi)^{1/2}} \frac{3}{2} F^{1/2} = \frac{F^{1/2}}{2(4\pi)^{1/2}} = \frac{(4\pi R^2)^{1/2}}{2(4\pi)^{1/2}} = \frac{R}{2}. \quad (3.6)$$

Задача о росте парового пузыря в объеме равномерно перегретой жидкости или на теплоотдающей поверхности представляет собой очень сложную сопряженную динамическую и тепловую задачу. В основе динамической стороны задачи о росте парового пузыря в объеме жидкости лежит хорошо известное уравнение Рэлея, полученное в его работе. Это дифференциальное уравнение роста

газового пузыря в жидкости. Решение этого уравнения без учета сил поверхностного натяжения и сил вязкости говорит о скорости роста парового пузыря в том предельном случае, когда эта скорость определяется только силами инерции.

Другим подходом к решению задачи о скорости роста парового пузыря является тепловой подход, впервые предложенный Босняковичем, в котором используется уравнение теплового баланса на границе раздела фаз. Межфазная поверхность передает некоторый тепловой поток, идущий на увеличение объема парового пузыря с образованием дополнительного количества пара. В результате решения уравнения теплового баланса получена скорость роста парового пузыря в виде

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{\alpha \Delta T}{r_* \rho_n} \quad (3.7)$$

Но по уравнению (3.7) определить $\frac{dR}{d\tau}$ практически невозможно, т. к. коэффициент теплоотдачи α должен быть либо известен, либо определен, что крайне проблематично.

В. Фритц и В. Энде также использовали уравнение теплового баланса, но тепловой поток на границе раздела фаз выразили через уравнение Фурье для пластины, пренебрегая кривизной межфазной поверхности. Авторы получили решение для скорости роста пузыря в зависимости от числа Якоба

$$R = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{a\tau}. \quad (3.8)$$

Выражение (3.8) в достаточной степени отражает влияние основных факторов на скорость роста пузыря, несмотря на его приближенный характер.

Применение чисто теплового подхода к задаче роста пузыря относится к тому случаю, когда можно считать, что скорость роста парового пузыря определяется только подводом теплоты к нему

путем теплопроводности. В данном случае не учитываются силы трения, поверхностного натяжения и гидродинамические факторы.

Более полно задача была сформулирована и приближенно решена М. С. Плессетом и С. А. Цвиком, которые получили решение в виде

$$R = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}}Ja\sqrt{a\tau}. \quad (3.9)$$

Решение (3.9) отличается от (3.8) только множителем при числе Якоба, отражая влияние тех же факторов на процесс роста парового пузыря.

Г. Форстер и Н. Зубер также получили приближенное решение этой задачи, введя ряд упрощающих предположений, в виде

$$R = \sqrt{\pi}Ja\sqrt{a\tau}, \quad (3.10)$$

которое также отличается от (3.8) только множителем.

Как известно при росте пузыря можно выделить три стадии, две из которых – начальная и промежуточная - чрезвычайно короткие во времени, а третья стадия – асимптотическая – является основной как по времени, так и по ее значению в процессе роста парового пузыря. Стадия развития пузыря является видимой стадией и определяется условиями подвода теплоты к растущему пузырю. Рассматриваются все стадии роста пузыря, но конкретные решения приводятся только для третьей стадии, поэтому приведенные выше соотношения для $R(\tau)$ относятся к асимптотической стадии роста. Отмечается, что гидродинамические факторы влияют на процесс роста пузыря только при отношении радиуса пузыря к критическому радиусу близкому к единице. При увеличении этого отношения гидродинамические факторы теряют свое значение. Поэтому Л. Скрайвен получил решение задачи роста пузыря для асимптотической стадии, опустив в уравнении Рэлея все гидродинамические факторы, описывающие влияние сил поверхностного натяжения, сил трения и инерционных сил. Однако Л. Скрайвен ввел в уравнение энергии для жидкости

массоперенос на границе раздела фаз. Решение, полученное в работе, привело к следующему выражению:

$$R = 2\beta\sqrt{a\tau}, \quad (3.11)$$

где β – неявная функция числа Якоба и отношения плотностей пара и жидкости.

Д. А. Лабунцов показал, что полученные результаты, хорошо аппроксимируются выражением

$$R = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}}Ja \left[1 + 0,5 \left(\frac{\pi}{6Ja} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6Ja} \right]^{1/2} \sqrt{a\tau} \quad (3.12)$$

При $Ja \gg 1$ (область низких и умеренных давлений)

$$R = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}}Ja\sqrt{a\tau}, \quad \text{а при } Ja \ll 1 \text{ (область высоких давлений)}$$

$$R = \sqrt{2a\tau Ja}..$$

Д. А. Лабунцовым и другими авторами были применены и другие методы решения задачи для третьей стадии роста пузыря, но все они приводили к результатам, аналогичным (3.8)–(3.12) с различием в значениях числовых коэффициентов при $Ja\sqrt{a\tau}$. Это говорит о правильности подхода к решению задачи о росте паровых пузырей в объеме перегретой жидкости.

Задача о скорости роста паровых пузырей на теплоотдающей твердой поверхности значительно сложнее задачи о скорости роста пузыря в объеме перегретой жидкости и строгое аналитическое описание и решение этой задачи представляют значительные трудности. Во-первых, форма пузыря отличается от сферической и изменяется в процессе роста; во-вторых, более сложными являются условия подвода теплоты; в-третьих, при развитии кипения имеет место взаимное влияние соседних пузырей и т.д. Все эти факторы делают практически невозможным полный теоретический анализ процесса образования и роста пузырей и приводит к необходимости

принятия упрощающих ограничений, позволяющих получить приближенные решения поставленной задачи.

Так как подавляющее большинство применяемых в технике жидкостей является смачивающими твердую поверхность, то будем рассматривать процессы образования и роста паровых пузырей на смачивающихся поверхностях.

При кипении на теплоотдающей поверхности вся видимая стадия роста пузырей является асимптотической и определяется условиями подвода теплоты к растущему пузырю при давлении пара в нем примерно равным давлению пара в системе.

Н. Зубер высказал предположение о том, что при расчете роста пузыря на поверхности нагрева возможно применение зависимостей, полученных для роста пузыря в объеме жидкости, исходя из того, что в процессе роста пузырь вытесняет из пристенного слоя перегретую жидкость и вокруг пузыря образуется слой жидкости. При росте пузыря основное количество теплоты передается через границу раздела фаз по контуру пузыря, а теплотой, передаваемой от поверхности нагрева к жидкости в нижней части пузыря можно пренебречь.

Д. А. Лабунцов показал, что такая модель процесса роста пузыря на теплоотдающей поверхности является ошибочной и неприемлемой, так как за счет этой теплоты пузырь может вырасти лишь до размера

$$R = \frac{3}{4} Ja \delta, \quad (3.13)$$

где δ – толщина перегретого слоя жидкости. При числах $Ja < 1$ (средние и высокие давления) пузырь не может вырасти за пределы пограничного слоя, что не соответствует действительности. В области же низких давлений, которым соответствуют высокие перегревы поверхности и большие значения чисел Якоба ($Ja \gg 1$) формула (3.13) может быть использована, так как в этом случае подвод теплоты от перегретой жидкости к пузырю через межфазную поверхность становится определяющим.

Д. А. Лабунцов предложил модель роста парового пузыря при средних и высоких давлениях, в которой рост пузыря определяется в основном теплотой, подводимой в нижней части пузыря у его основания. По этой модели теплота передается от поверхности нагрева к нижней части границы раздела фаз теплопроводностью через кольцевой клиновидный слой жидкости. Согласно этой модели скорость роста пузыря будет иметь вид

$$R = \sqrt{2\beta\alpha\tau Ja}, \quad (3.14)$$

где β – числовой коэффициент, определяемый на основании опытных данных и зависящий от свойств жидкости.

Но в общем случае рост парового пузыря на теплоотдающей поверхности определяется как подводом теплоты от поверхности у основания пузыря при испарении кольцевого клиновидного слоя, так и испарением с межфазной границы пузыря, растущего в слое перегретой жидкости. Роль этих двух факторов зависит от давления и промежутка времени от начала роста пузыря.

Анализ теоретических моделей при решении задачи роста парового пузыря на поверхности нагрева показывает, что они строятся на основе упрощений и их аналитические решения не имеют преимуществ перед моделями, построенными на основе полуэмпирических обобщающих соотношений.

В. В. Яговым была получена зависимость $R(\tau)$, в которой учитывался как подвод теплоты от теплоотдающей поверхности у основания пузыря, так и подвод теплоты через межфазную поверхность пузыря от перегретой жидкости. Вклад теплоподвода от теплоотдающей поверхности учитывался на основе развития работ Д. А. Лабунцова, а теплота, передаваемая через криволинейную межфазную поверхность определялась в предположении, что площадь поверхности с интенсивным испарением, образуемой выталкиваемым перегретым слоем жидкости, примерно равна площади основания пузыря. Полученная В.В. Яговым формула имеет вид

$$R = \left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right) \sqrt{a\tau}, \quad (3.15)$$

где γ - числовой коэффициент, являющийся функцией краевого угла θ и при изменении последнего от 40 до 90° изменяется от 0,1 до 0,49.

При высоких давлениях, когда числа $Ja \ll 1$, формула (3.15) приобретает вид

$$R = \sqrt{2\beta a\tau Ja} \quad (3.16)$$

и соответствует режиму, когда теплота к растущему пузырю подводится только от теплоотдающей твердой поверхности.

При низких и умеренных давлениях ($Ja \gg 1$) формула (3.15) будет

$$R = 2\gamma Ja \sqrt{a\tau}. \quad (3.17)$$

Анализ формулы (3.15) показывает, что характер зависимости $R/\sqrt{a\tau}$ от числа Ja является нелинейным и эта нелинейность обусловлена присутствием двух факторов подвода теплоты, отличающихся различным влиянием их на рост пузыря с изменением числа Ja .

Таким образом, в результате рассмотрения и анализа решения задачи роста паровых пузырей в объеме перегретой жидкости и на теплоотдающей поверхности при развитом пузырьковом кипении можно предположить, что для рассматриваемых условий процесса кипения – при низких и умеренных давлениях, что соответствует числам $Ja > 1$ - в качестве формулы для определения скорости роста парового пузыря можно принять выражение (3.17), предложенное В.В. Яговым.

$$\frac{dR}{d\tau} = 2\gamma^2 \left(\frac{a}{R} \right) Ja^2. \quad (3.18)$$

В результате тепловой поток, передаваемый паровому пузырьку от боковых теплоотдающих поверхностей ребра dQ_1 запишется

$$dQ_1 = 2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} g dx. \quad (3.19)$$

В развернутом виде формула (3.19) будет

$$dQ_1 = 2\gamma^2 \frac{\lambda_{ж} c_{ж}^2 g^3}{r_*^2} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_n} \right) dx, \quad (3.20)$$

В реальных условиях на паровой пузырек в период его роста и в момент отрыва действуют подъемная сила, сила поверхностного натяжения, инерционная сила и сила трения. Но при развитом пузырьковом кипении, когда наблюдается сильная турбулизация пристенного слоя жидкости, превалируют инерционные силы и тогда силой поверхностного натяжения и силой трения можно пренебречь. В таком случае уравнение равновесия парового пузырька может быть записано как

$$g \left(\frac{\pi d^3}{6} \right) (\rho_{ж} - \rho_n) = \frac{1600}{3} \pi \rho_{ж} a^2 Ja^2. \quad (3.21)$$

Тепловой поток, затраченный на преодоление сил инерции парового пузырька dQ_2 может быть получен если выражение в правой части уравнения (3.21) умножить на скорость роста парового пузыря $\frac{dR}{d\tau}$. Тогда инерционную составляющую можно записать как

$$dQ_2 = \left(\frac{1600}{3} \right) \pi \rho_{ж} a^2 Ja^2 \left(\frac{dR}{d\tau} \right) dx, \quad (3.22)$$

или

$$dQ_2 = \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \pi \rho_{\text{ж}} a^3 Ja^4 \frac{dx}{RL}. \quad (3.23)$$

Выражения (3.19) и (3.23) для dQ_1 и dQ_2 получены для одиночного парового пузыря, поэтому для определения теплового потока, идущего на парообразование при кипении жидкости на поверхности, необходимо ввести в уравнение теплового баланса число паровых пузырей Z , отрывающихся от этой поверхности.

Величина Z характеризует число паровых пузырей с отрывным диаметром d_0 на единице теплоотдающей поверхности. Однако количественная оценка свойств теплоотдающей поверхности крайне затруднительна и эту величину можно определить только ориентировочно.

В предположении, что единица теплоотдающей поверхности при развитом пузырьковом кипении покрыта паровыми пузырями с отрывным радиусом R_0 (или отрывным диаметром d_0) и при условии, что не вся поверхность занята паровой фазой, а только ее часть, учитываемая коэффициентом объемного паросодержания φ , количество паровых пузырей с отрывным диаметром d_0 можно определить, исходя из следующей зависимости:

$$Z = \frac{1\varphi}{\pi R_0^2} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2}. \quad (3.24)$$

В реальных условиях процесса парообразования при интенсивной турбулизации пристенной области паровыми пузырями преобладающее влияние оказывают инерционные силы, а не силы трения и силы поверхностного натяжения. В связи с этим, на основании уравнения равновесия парового пузыря может быть определен его отрывной диаметр:

$$d_0 = \left[\frac{3200 \rho_{\text{ж}} a^2}{g (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{н}})} \right]^{1/3} Ja^{2/3}. \quad (3.25)$$

И тогда число центров парообразования будет

$$Z = \frac{4\varphi}{\pi \left[\frac{3200\rho_{ж} a^2}{g(\rho_{ж} - \rho_n)} \right]^{2/3} Ja^{4/3}}, \quad (3.26)$$

или

$$Z = \frac{4\varphi [g(\rho_{ж} - \rho_n)]^{2/3}}{\pi (Ja)^{4/3} [3200\rho_{ж} a^2]^{2/3}}, \quad (3.27)$$

или

$$Z = 1,84 \times 10^{-2} \frac{\varphi^3 [g(\rho_{ж} - \rho_n)]^2}{\pi (a \cdot Ja)^{4/3} \rho_{ж}^{2/3}}. \quad (3.28)$$

Таким образом, модель процесса теплообмена при кипении жидкостей на продольных ребрах может быть представлена в виде уравнения теплового баланса и на основании уравнений (3.19), (3.23) и (3.24) может быть записана как

$$\lambda \left[2Lf_2(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 2L \frac{df_2(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = \left[2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{R_0 L} \right] \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} dx \quad (3.29)$$

Или с учетом преобразований уравнение (3.29) будет

$$f_2(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{df_2(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\lambda L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{R_0 \lambda L^2} \right] \quad (3.30)$$

Уравнение (3.30) представляет собой дифференциальное уравнение процесса теплообмена при кипении жидкостей на продольных ребрах произвольного профиля. Для процессов теплообмена при кипении жидкостей на поперечных (радиальных)

ребрах рассуждения аналогичны тем, которые были приведены для продольных ребер.

Схема радиального ребра произвольного профиля представлена ранее.

Дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра с учетом того, что часть подводимой тепловой энергии расходуется на преодоление сил инерции парового пузыря, будет:

$$\lambda \frac{d}{dr} \left[(2\pi r) 2f_2(r) \frac{d\theta}{dr} \right] = dQ_1 + dQ_2. \quad (3.31)$$

Или

$$\lambda \frac{d}{dr} \left[(2\pi r) 2f_2(r) \frac{d\vartheta}{dr} \right] dr = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{R_0 2\pi r_0} \right] dr.$$

После преобразования левой части уравнения получим

$$4\pi\lambda \frac{d}{dr} \left[r f_2(r) \frac{d\theta}{dr} \right] = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{R_0 2\pi r_0} \right]. \quad (3.32)$$

Продифференцируем левую часть и разделим обе части уравнения на $4\pi r \lambda$. Тогда дифференциальное уравнение процесса теплообмена при кипении жидкостей на радиальных ребрах произвольного профиля будет

$$f_2(r) \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{f_2(r)}{r} \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{df_2(r)}{dr} \frac{d\vartheta}{dr} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{2\pi r \lambda} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{ж} a^3 Ja^4}{r \lambda d_0 \pi r_0} \right]. \quad (3.33)$$

Здесь радиус парового пузыря R равен отрывному радиусу R_0 .

Граничные условия

Для продольных ребер:

– при $x = b$ $\vartheta = \vartheta_0$;

$$- \text{ при } x=0 \quad \frac{d\vartheta}{dx} = -\frac{\alpha_{*e}\vartheta_e}{\lambda}. \quad (3.34)$$

Для поперечных (радиальных) ребер:

$$\begin{aligned} & - \text{ при } r=r_0 \quad \vartheta = \vartheta_0; \\ & - \text{ при } r=r_e \quad \frac{d\vartheta}{dr} = -\frac{\alpha_{*e}\vartheta_e}{\lambda}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Если теплообмен с торца ребра отсутствует, то граничные условия будут следующими

Для продольных ребер:

$$\begin{aligned} & - \text{ при } x=b \quad \vartheta = \vartheta_0; \\ & - \text{ при } x=0 \quad \frac{d\vartheta}{dx} = 0; \end{aligned} \quad (3.36)$$

Для поперечных ребер:

$$\begin{aligned} & - \text{ при } r=r_0 \quad \vartheta = \vartheta_0; \\ & - \text{ при } r=r_e \quad \frac{d\vartheta}{dr} = 0. \end{aligned} \quad (3.37)$$

3.2. Уравнения теплопроводности для продольных и радиальных ребер

Для продольных ребер обобщенное дифференциальное уравнение теплопроводности будет:

$$f_2(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{df_2(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\lambda L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{d_0 \lambda L^2} \right]. \quad (3.38)$$

Профили продольных ребер $f_2(x)$ можно описать в общем виде зависимостью $f_2(x) = (\delta_0 / 2)(x/b)^{(1-2n)/(1-n)}$ и тогда для

$$- \text{ прямоугольного профиля ребра } f_2(x) = \delta_0 / 2 \quad \frac{df_2(x)}{dx} = 0;$$

– треугольного профиля ребра $f_2(x) = \delta_0 x / 2b \quad \frac{df_2(x)}{dx} = \delta_0 / 2b$

– параболического профиля ребра $f_2(x) = \delta_0 x^2 / 2b^2 \quad \frac{df_2(x)}{dx} = \delta_0 x / b^2$

– трапециевидного профиля ребра $f_2(x) = \frac{\delta_e}{2} + \left(x - \frac{\delta_e}{2}\right) \operatorname{tg}\varphi \quad \frac{df_2(x)}{dx} = \operatorname{tg}\varphi$

(3.39)

Подставив выражения (3.39) в уравнение (3.38) и проведя преобразования, получим дифференциальные уравнения продольных ребер различного профиля.

Дифференциальное уравнение продольного прямоугольного ребра:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\lambda L \delta_0} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{2\pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{d_0 \lambda L^2 \delta_0} \right] \quad (3.40)$$

Дифференциальное уравнение продольного треугольного ребра

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{2b\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\lambda L \delta_0 x} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{2b \pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{d_0 \lambda L^2 \delta_0 x} \right] \quad (3.41)$$

Дифференциальное уравнение продольного параболического ребра

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{2b^2 \gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\lambda L \delta_0 x^2} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{2b^2 \pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{d_0 \lambda L^2 \delta_0 x^2} \right]. \quad (3.42)$$

Дифференциальное уравнение продольного трапециевидного ребра:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + \frac{1}{\left[\frac{\delta_e}{2} + \left(x - \frac{\delta_e}{2} \right) \right]} \frac{d\vartheta}{dx} =$$

$$= \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\lambda L \left[\frac{\delta_e}{2} + \left(x - \frac{\delta_e}{2} \right) \right] \operatorname{tg} \varphi} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{ж} a^3 Ja^4}{d_0 \lambda L^2 \left[\frac{\delta_e}{2} + \left(x - \frac{\delta_e}{2} \right) \operatorname{tg} \varphi \right]} \right].$$

(3.43)

Дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального (поперечного) ребра:

$$f_2(r) \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{f_2(r)}{r} \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{df_2(r)}{dr} \frac{d\vartheta}{dr} =$$

$$= \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{2\pi r \lambda} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{ж} a^3 Ja^4}{d_0 r \lambda \pi r_0} \right].$$

(3.44)

Функция профиля радиального ребра $f_2(r)$ в общем виде:

$$- f_2(r) = \frac{\delta_0 \left[(1 + r_0/b)^n - (r/b)^n \right]}{2} \quad \text{при } n \geq 1$$

$$f_2(r) = \frac{\delta_0}{2} \quad \text{при } n = 0.$$

Тогда:

– прямоугольный профиль ($n = 0$): $f_2(r) = \delta_0/2$; $\frac{df_2(r)}{dr} = 0$

– треугольный профиль ($n = 1$): $f_2(r) = \frac{\delta_0 \left[(1 + r_0/b) - (r/b) \right]}{2}$;

$$\frac{df_2(r)}{dr} = -\frac{\delta_0}{2b}$$

– параболический профиль ($n = 2$): $f_2(r) = \frac{\delta_0 \left[(1 + r_0/b)^2 - (r/b)^2 \right]}{2}$;

$$\frac{df_2(r)}{dr} = -\frac{\delta_0 r}{b^2};$$

– трапецевидный профиль $f_2(r) = \frac{\delta_e}{2} + \left(r - \frac{\delta_e}{2} \right) \operatorname{tg} \varphi$; $\frac{df_2(r)}{dr} = \operatorname{tg} \varphi$.

(3.45)

Подставив выражения (3.45) в уравнение (3.44) и проведя преобразования, получим дифференциальные уравнения радиальных ребер различного профиля.

Дифференциальное уравнение радиального прямоугольного ребра

$$\frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\vartheta}{dr} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{2\pi r \lambda \delta_0} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{ж} a^3 Ja^4}{\pi r_0 d_0 r \lambda \delta_0} \right]. \quad (3.46)$$

Дифференциальное уравнение радиального треугольного ребра

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\vartheta}{dr} - \frac{1}{b} \left[1 + \frac{r_0 - r}{b} \right]^{-1} \frac{d\vartheta}{dr} = \\ & = \left[1 + \frac{r_0 - r}{b} \right]^{-1} \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\pi r \lambda \delta_0} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{ж} a^3 Ja^4}{\pi \delta_0 d_0 r \lambda r_0} \right]. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Дифференциальное уравнение радиального параболического ребра

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\vartheta}{dr} - \frac{2r}{b^2} \frac{d\vartheta}{dr} \left[\left(1 + \frac{r_0}{b} \right)^2 - \left(\frac{r}{b} \right)^2 \right]^{-1} = \\ & = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\left(1 + \frac{r_0}{b} \right)^2 - \left(\frac{r}{b} \right)^2 \right]^{-1} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж} \vartheta}{\pi r \lambda \delta_0} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{ж} a^3 Ja^4}{\pi d_0 r \lambda r_0 \delta_0} \right]. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Дифференциальное уравнение радиального трапецевидного ребра

$$\begin{aligned} \frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{\operatorname{tg}\varphi}{\left[\frac{\delta_e}{2} + \left(r - \frac{\delta_e}{2} \right) \operatorname{tg}\varphi \right]} \frac{d\vartheta}{dr} = \\ = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс} \vartheta}{2\pi r \lambda \left[\frac{\delta_e}{2} + \left(r - \frac{\delta_e}{2} \right) \operatorname{tg}\varphi \right]} \right] + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{жс} a^2 Ja^4}{\pi r_0 d_0 r \lambda \left[\frac{\delta_e}{2} + \left(r - \frac{\delta_e}{2} \right) \operatorname{tg}\varphi \right]} \end{aligned} \quad (3.49)$$

Рассмотрим коэффициенты теплоотдачи на продольных и радиальных ребрах различного профиля при развитом пузырьковом кипении жидкостей.

Продольные ребра

Обобщенное дифференциальное уравнение продольного ребра можно записать как:

$$\begin{aligned} \lambda \left[2Lf_2(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 2L \frac{df_2(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = \\ = \left[2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{R_0 L} \right] \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} dx \end{aligned} \quad (3.50)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности, предложенное в литературе

$$\lambda \frac{d}{dx} \left[2Lf_2(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = 2\alpha_* \vartheta L dx \quad (3.51)$$

Приравняв правые части уравнений (4.163) и (4.164) получим

$$2\alpha_* \vartheta L dx = \left[2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{R_0 L} \right] \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} dx \quad (3.52)$$

Или после преобразований получим коэффициент теплоотдачи на обобщенном продольном ребре

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{L^2 \vartheta R_0} \right] \quad (3.53)$$

Для различных профилей продольного ребра коэффициент теплоотдачи будет:

– прямоугольное продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{L^2 \vartheta R_0} \right] \quad (3.54)$$

– треугольное продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{L^2 \vartheta R_0} \right] \quad (3.55)$$

– параболическое продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{L^2 \vartheta R_0} \right] \quad (3.56)$$

– трапецевидное продольное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{L^2 \vartheta R_0} \right] \quad (3.57)$$

Сравнивая уравнения (3.53)–(3.57), можно увидеть, что они одинаковы, т.к. не содержат в своих структурах функцию профиля ребра $f_2(x)$, поэтому для определения коэффициента теплоотдачи на ребре любого профиля может быть использовано уравнение (3.53).

Радиальные (поперечные) ребра:

Обобщенное дифференциальное уравнение радиального ребра:

$$\lambda \frac{d}{dr} \left[(2\pi r) 2f_2(r) \frac{d\vartheta}{dr} \right] dr = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{жс} a^3 Ja^4}{R_0 r_0} \right] dr \quad (3.58)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$\lambda \frac{d}{dr} \left[(2\pi r) 2f_2(r) \frac{d\vartheta}{dr} \right] dr = 4\pi r \alpha_* \vartheta dr. \quad (3.59)$$

Приравняв правые части уравнений (3.58) и (3.59), получим

$$4\pi r \alpha_* \vartheta dr = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[2\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{жс} a^3 Ja^4}{R_0 r_0} \right] dr. \quad (3.60)$$

Или после преобразований получим коэффициент теплоотдачи обобщенного радиального ребра

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{2\pi r} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{24} \right) \frac{\rho_{жс} a^3 Ja^4}{r \vartheta R_0 \pi r_0} \right]. \quad (3.61)$$

Для различных профилей радиальных ребер коэффициент теплоотдачи будет:

– прямоугольное радиальное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{2\pi r} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{24} \right) \frac{\rho_{жс} a^3 Ja^4}{r \vartheta R_0 \pi r_0} \right]. \quad (3.62)$$

– треугольное радиальное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{2\pi r} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{b^2 \rho_{жс} a^3 Ja^4}{\vartheta r^3 R_0 \delta_0} \right]. \quad (3.63)$$

– параболическое радиальное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{2\pi r} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{b^2 \rho_{жс} a^3 Ja^4}{\vartheta r^3 R_0 \delta_0} \right]. \quad (3.64)$$

– трапецевидное радиальное ребро:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{ж}}{2\pi r} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{b^2 \rho_{ж} a^3 Ja^4}{9r^3 R_0 \delta_0} \right]. \quad (3.65)$$

Сравнение уравнений (3.61)–(3.65) показывает, что они не содержат функцию профиля ребра $f_2(r)$, поэтому для определения коэффициента теплоотдачи на ребре любого профиля можно использовать уравнение (3.61).

Приведем уравнения, описывающие теплообмен при развитии пузырькового кипения на ребрах к безразмерному виду.

Продольные ребра

Для приведения дифференциального уравнения теплопроводности продольного ребра необходимо определить масштабы величин, приводящие размерные величины к безразмерным.

Примем в качестве масштаба для линейной величины высоту ребра b , а в качестве масштаба температуры – температуру ребра в основании ϑ_0 . Тогда безразмерный профиль ребра $F_2(x)$, безразмерная координата X , безразмерная температура θ и безразмерная длина L_* будут:

$$F_2(x) = \frac{f_2(x)}{b}; \quad f_2(x) = bF_2(x). \quad X = \frac{x}{b}; \quad x = bX. \quad \theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0}; \quad \vartheta = \vartheta_0\theta. \quad (3.66)$$

$$L_* = \frac{L}{b}; \quad L = bL_*.$$

На основании (3.66) при подстановке в (3.52) и (3.53) дифференциальное уравнение продольного ребра и граничные условия будут:

$$F_2(x) \frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{dF_2(x)}{dX} \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{1}{L_*} \right) \left[\frac{\rho_n a c_{ж}}{\lambda} + \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{ж} a^3 Ja^2}{9R_0 \lambda b L_*} \right] \quad (3.67)$$

или

$$F_2(x) \frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{dF_2(x)}{dX} \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{1}{L_*} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda} \right) (1 + P_{np}), \quad (3.68)$$

где $P = \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \lambda_{жс}^2 \vartheta \rho_{жс}}{c_{жс} r_*^2 \rho_n^3 R_0 b L_*}$ - безразмерный параметр.

Граничные условия:

$$\text{при } X=1 \quad \theta=1; \quad \text{при } X=0 \quad \frac{d\theta}{dX} = -\frac{\alpha_* l_*}{\lambda} \theta_e \left(\frac{b}{l_*} \right) \quad (3.69)$$

где $\theta_e = \vartheta_e / \vartheta_0$; l_* - капиллярная постоянная.

Если торец ребра теплоизолирован (теплоотдача с торца ребра отсутствует) то граничные условия будут:

$$\text{при } X=1 \quad \theta=1; \quad \text{при } X=0 \quad \frac{d\theta}{dX} = 0.$$

Прямоугольный профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x) = f_2(x) / b = \frac{\delta_0}{2b}; \quad \frac{dF_2(x)}{dX} = 0. \quad (3.70)$$

Из уравнения (3.68) имеем

$$\frac{\delta_0}{2b} \frac{d^2\theta}{dX^2} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{1}{L_*} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda} \right) (1 + P_{np}). \quad (3.71)$$

$$\text{Здесь } P_{np} = \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \lambda_{жс}^2 \vartheta \rho_{жс}}{c_{жс} r_*^2 \rho_n^3 R_0 L}.$$

ИЛИ

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{2b^2}{\delta_0 L} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda_n} \right) (1 + P_{np}) \quad (3.72)$$

Треугольный профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x) = \frac{\delta_0}{2} \left(\frac{x}{b^2} \right) = \frac{\delta_0}{2b} X; \quad \frac{dF_2(x)}{dX} = \frac{\delta_0}{2b}$$

$$\frac{\delta_0}{2b} X \frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{\delta_0}{2b} \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{b}{L} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda} \right) (1 + P_{np}) \quad (3.73)$$

ИЛИ

$$X \frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{2b^2}{\delta_0 L} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda} \right) (1 + P_{np}). \quad (3.74)$$

Параболический профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x) = \frac{\delta_0}{2b} X^2; \quad \frac{dF_2(x)}{dX} = \frac{\delta_0}{2b} 2X$$

$$\frac{\delta_0}{2b} X^2 \frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{\delta_0}{2b} 2X \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{b}{L} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda_n} \right) (1 + P) \quad (3.75)$$

ИЛИ

$$X^2 \frac{d^2\theta}{dX^2} + 2X \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{2b^2}{\delta_0 L} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda} \right) (1 + P_{np}). \quad (3.76)$$

Трапецевидный профиль ребра

Безразмерный профиль ребра:

$$F_2(x) = \left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(X - \frac{\delta_e}{2b} \right) \operatorname{tg}\varphi \right]; \quad \frac{dF_2(x)}{dX} = \operatorname{tg}\varphi$$

$$\left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(X - \frac{\delta_e}{2b} \right) \operatorname{tg}\varphi \right] \frac{d^2\theta}{dX^2} + \operatorname{tg}\varphi \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 Ja^2 \theta \left(\frac{b}{L} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda} \right) (1 + P_{np}) \quad (3.77)$$

Приведем дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра к безразмерному виду. Исходное уравнение и масштабы приведения будут:

$$f_2(r) \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{f_2(r)}{r} \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{df_2(r)}{dr} \frac{d\vartheta}{dr} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{\text{жс}} \vartheta}{2\pi r \lambda} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{\text{жс}} a^3 Ja^4}{\lambda d_0 \pi r r_0} \right] \quad (3.78)$$

$$F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b}; f_2(r) = bF_2(r); \theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0}; \vartheta = \vartheta_0 \theta; R = \frac{r}{b}; r = bR. R_0 = \frac{r_0}{b}; r_0 = bR_0. \quad (3.79)$$

Подставив (3.79) в уравнение (3.78) получим дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра в безразмерном виде:

$$bF_2(r) \frac{\vartheta_0 d^2 \theta}{b^2 dR^2} + \frac{bF_2(r)}{r} \frac{\vartheta_0 d\theta}{bdR} + \frac{bdF_2(r)}{bdR} \frac{\vartheta_0 d\theta}{bdR} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{\text{жс}} \vartheta_0 \theta}{2\pi \lambda bR} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{\text{жс}} a^3 Ja^4}{\pi d_0 b^2 \lambda R R_0} \right]$$

или после преобразований получим

$$F_2(r) \frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{F_2(r)}{R} \frac{d\theta}{dR} + \frac{dF_2(r)}{dR} \frac{d\theta}{dR} = ZJa^2 \gamma^2 \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \left[\frac{\rho_n a c_{\text{жс}} \theta}{\lambda} + \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{\text{жс}} a^3 Ja^2}{\vartheta_0 b R_0 \lambda d_0} \right] \quad (3.80)$$

ИЛИ

$$F_2(r) \frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{F_2(r)}{R} \frac{d\theta}{dR} + \frac{dF_2(r)}{dR} \frac{d\theta}{dR} = ZJa^2 \gamma^2 \theta \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{жс}}}{\lambda} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{\text{жс}}} \right) \left[1 + \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\lambda_{\text{жс}}^2 \vartheta}{c_{\text{жс}} \rho_n \rho_{\text{жс}} b R_0 d_0 r_*^2} \right]$$

Обозначим $P_p = \left(\frac{1600}{3} \right) \frac{\lambda_{\text{жс}}^2 \vartheta}{c_{\text{жс}} \rho_n \rho_{\text{жс}} b d_0 R_0 r_*^2}$. Тогда окончательно уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра в безразмерном виде будет

$$F_2(r) \frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{F_2(r)}{R} \frac{d\theta}{dR} + \frac{dF_2(r)}{dR} \frac{d\theta}{dR} = ZJa^2 \gamma^2 \theta \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{жс}}}{\lambda} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{\text{жс}}} \right) [1 + P_p] \quad (3.81)$$

Рассмотрим различные профили ребер.

Прямоугольное ребро:

$$F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b} = \frac{\delta_0}{2b}; \frac{dF_2(r)}{dR} = 0.$$

$$\frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\theta}{dR} = ZJa^2 \gamma^2 \theta \left(\frac{b}{\pi R \delta_0} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{жс}}}{\lambda} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{\text{жс}}} \right) [1 + P_p]. \quad (3.82)$$

Треугольное ребро

$$F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b} = \frac{\delta_0}{2b}(1+R_0-R); \frac{dF_2(r)}{dR} = -\frac{\delta_0}{2b}.$$
$$(1+R_0-R) \frac{d^2\theta}{dR^2} + \left(\frac{1}{R}-1\right) \frac{d\theta}{dR} = ZJa^2\gamma^2\theta \left(\frac{b}{\pi R\delta_0}\right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda}\right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}}\right) [1+P_p]. \quad (3.83)$$

Параболическое ребро:

$$F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b} = \frac{\delta_0}{2b}[(1+R_0)^2 - R^2]; \frac{dF_2(r)}{dR} = -\frac{\delta_0}{b}R;$$
$$[(1+R_0)^2 - R^2] \frac{d^2\theta}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\theta}{dR} - 2R \frac{d\theta}{dR} = ZJa^2\gamma^2\theta \left(\frac{b}{\pi R\delta_0}\right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda}\right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}}\right) [1+P_p]. \quad (3.84)$$

Трапецевидное ребро:

$$F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b} = \left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(R - \frac{\delta_e}{2b}\right) \operatorname{tg}\varphi\right]; \frac{dF_2(r)}{dR} = \operatorname{tg}\varphi.$$
$$\frac{d^2\theta}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\theta}{dR} + \operatorname{tg}\varphi \left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(R - \frac{\delta_e}{2b}\right) \operatorname{tg}\varphi\right]^{-1} =$$
$$= \left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(R - \frac{\delta_e}{2b}\right) \operatorname{tg}\varphi\right]^{-1} ZJa^2\gamma^2\theta \left(\frac{1}{2\pi R}\right) \left(\frac{\lambda_{жс}}{\lambda}\right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}}\right) [1+P_p]. \quad (3.85)$$

3.3. Критериальные уравнения

Продольные ребра:

Коэффициент теплоотдачи продольного обобщенного ребра в размерном виде:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6}\right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{L^2 \vartheta R_0} \right]. \quad (3.86)$$

Умножив правую и левую части уравнения (3.86) на $\frac{l_*}{\lambda_{жс}}$, получим

$$\alpha_* \frac{l_*}{\lambda_{жс}} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \frac{l_*}{\lambda_{жс}} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{L} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{L^2 \vartheta R_0} \right]. \quad (3.87)$$

После преобразований получим коэффициент теплоотдачи продольного обобщенного ребра в безразмерном виде

$$Nu_* = Z Ja^2 \gamma^2 \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{l_*}{L} \right) [1 + \Pi_{прод}], \quad (3.88)$$

$$\text{Здесь } \Pi_{прод} = \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс}^2 a^3 Ja^2}{\vartheta R_0 \lambda_{жс} \rho_n L}. \quad (3.89)$$

Как показывает анализ уравнения (3.88) число Нуссельта для продольных ребер практически не зависит от профиля ребра, а определяется внутренними характеристиками процесса кипения, теплофизическими свойствами жидкости, режимными параметрами (давлением насыщения и тепловой нагрузкой) и геометрическими параметрами ребра. Уравнение (3.88) является общим для продольных ребер, т.к. в него не входит функция профиля ребра и по этому уравнению можно рассчитывать число Нуссельта при кипении жидкости на ребре.

Радиальные (поперечные) ребра

Коэффициент теплоотдачи обобщенного радиального ребра в размерном виде:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{2\pi r} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{жс} a^3 Ja^4}{\vartheta r d_0 \pi r_0} \right] \quad (3.90)$$

Умножив правую и левую части уравнения (3.90) на $\frac{l_*}{\lambda_{жс}}$, получим:

$$\alpha_* \frac{l_*}{\lambda_{жс}} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{l_*}{2\pi r} \right) \left[\frac{\gamma^2 \rho_n a Ja^2 c_{жс}}{\lambda_{жс}} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{жс} a^3 Ja^4}{\lambda_{жс} \vartheta d_0 r_0} \right] \quad (3.91)$$

Или после преобразований уравнение (3.91) примет вид

$$Nu_* = ZJa^2 \gamma^2 \left(\frac{l_*}{2\pi r} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) [1 + \Pi_{рад}] \quad (3.92)$$

где $\Pi_{рад} = \left(\frac{800}{3} \right) \frac{\rho_{жс}^2 a^3 Ja^2}{\lambda_{жс} \vartheta R_0 \rho_n r}$ безразмерный параметр.

Как показывает анализ уравнения (3.92) число Нуссельта, а следовательно и коэффициент теплоотдачи радиальных ребер, практически не зависит от профиля ребра, а определяется внутренними характеристиками процесса кипения, теплофизическими свойствами жидкости, режимными параметрами (давлением насыщения и тепловой нагрузкой) и геометрическими параметрами ребра. Уравнение (3.92) является общим для радиальных ребер произвольного профиля, т.к. в него не входит функция профиля ребра и это уравнение может служить в качестве расчетного при определении числа Нуссельта при кипении жидкостей на ребрах.

Анализ уравнений (3.88) и (3.92) показывает, что инерционные составляющие в этих уравнениях $\Pi_{прод}$ и $\Pi_{рад}$ при развитом пузырьковом кипении гораздо меньше единицы, поэтому определение коэффициентов теплоотдачи на ребрах можно вести по уравнениям:

$$\text{для продольных ребер} \quad Nu = ZJa^2 \gamma^2 \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \left(\frac{l_*}{L} \right) \quad \text{при } \Pi_{прод} \ll 1 \quad (3.93)$$

$$\text{для радиальных ребер} \quad Nu = ZJa^2 \gamma^2 \left(\frac{l_*}{2\pi r} \right) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right) \quad \text{при } \Pi_{рад} \ll 1 \quad (3.94)$$

3.4. Моделирование теплообмена при первом кризисе кипения

Проблема интенсификации теплоотдачи при кипении в различных теплообменных аппаратах испарительного типа продолжает оставаться актуальной и в настоящее время. Это связано со снижением металлоемкости и повышением надежности поверхностей нагрева, термостатированием различных элементов

энерготехнологических установок, воспринимающих большие тепловые потоки, охлаждением элементов микроэлектронной техники и т. д. Все это требует разработки новых и совершенствования существующих методов интенсификации теплообмена, обеспечивающих как высокие коэффициенты теплоотдачи, так и отвод тепловых потоков большой мощности. Однако последнее обстоятельство приводит к тому, что большие тепловые потоки могут привести к наступлению кризиса кипения, «запариванию» поверхности, снижению отводимых тепловых потоков, снижению интенсивности теплоотдачи и перегреву теплоотдающей поверхности. Для исключения этих факторов применяют различные методы, позволяющие затягивать наступление кризиса кипения и одним из этих методов является оребрение поверхности высокими ребрами.

При кипении жидкостей на неизотермических оребренных поверхностях вследствие падения температуры от основания к вершине ребра местные температурные напоры по высоте ребра могут соответствовать различным режимам кипения, поэтому на поверхности ребра могут существовать развитый пузырьковый и переходный режимы кипения. В сочетании с эффектом развития поверхности теплообмена через основание ребра могут быть переданы тепловые потоки плотностью в несколько раз превышающие первую критическую при умеренных температурных напорах. В связи с этим применение оребренных поверхностей для отвода тепловых потоков высокой плотности в кипящую жидкость представляет значительный интерес. Таким образом, при кипении на ребрах кризис теплоотдачи наступает при гораздо более высоких значениях тепловых потоков, т.е. плотность критического теплового потока $q_{кр}$ возрастает.

Определение $q_{кр}$, как правило, проводится экспериментально, что часто связано с большими трудностями, а аналитические зависимости, полученные на основе моделирования, относятся к ребрам либо простейшей формы (прямоугольным), либо очень громоздки, что не позволяет их применять в инженерных расчетах.

На основе модельных представлений теплообмена при развитом пузырьковом кипении была получена зависимость, позволяющая определять интенсивность теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении, а именно:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_n a_{жс} Ja^2 c_{жс}}{2\pi r} \right)$$

ИЛИ

$$\alpha_* = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{жс}^2 a_{жс} c_{жс}^3}{\pi r r_*^2 \rho_n} \right) \vartheta^2 \quad (3.95)$$

$$q = \alpha_* \cdot \vartheta = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{жс}^2 a_{жс} c_{жс}^3}{\pi r r_*^2 \rho_n} \right) \vartheta^3 \quad (3.96)$$

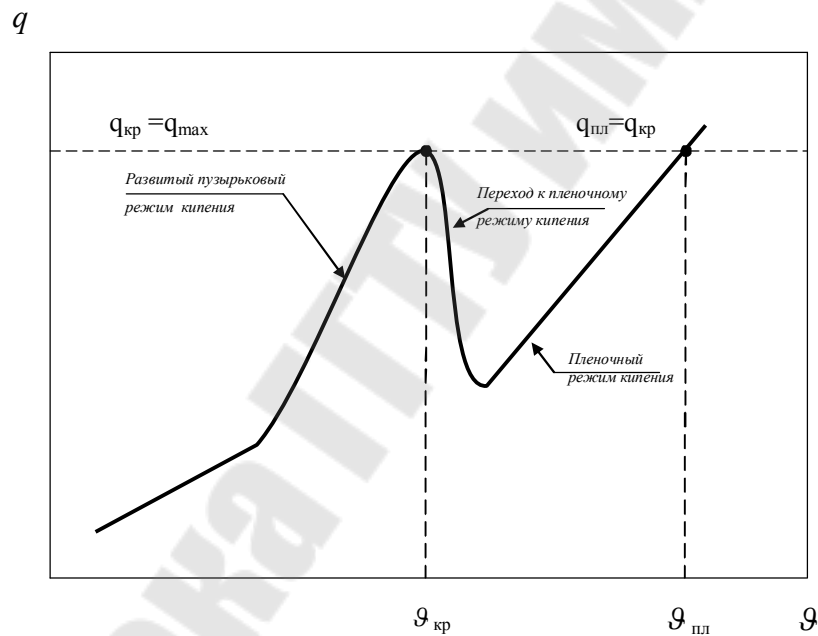


Рисунок 3.2. – Кривая кипения

$$q_{кр} = \alpha_* \cdot \vartheta_{кр} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{жс}^2 a_{жс} c_{жс}^3}{\pi r r_*^2 \rho_n} \right) \vartheta_{кр}^3 \quad (3.97)$$

Кризис кипения наступает при условии $q = q_{\max} = q_{кр}$ и $\frac{dq_{кр}}{d\vartheta_{кр}} = 0$. Таким образом и для критической плотности теплового потока можно записать (при подходе к q_{\max} слева на рис. 3.1).

При пленочном кипении при определенных условиях (при значительных температурных напорах) тепловой поток может сравняться с первым критическим тепловым потоком и тогда на основании этого при подходе к q_{\max} справа для вертикальной стенки или горизонтальной трубы в условиях свободной конвекции и ламинарного движения паровой пленки плотность теплового потока при пленочном режиме $q_{\text{пл}}$ запишется как:

$$q_{\text{пл}} = q_{\text{кр}} = \sqrt[4]{\frac{\lambda_n^3 \rho_n r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_n \vartheta_{\text{пл}} d}} \vartheta_{\text{пл}},$$

или

$$q_{\text{пл}} = q_{\text{кр}} = \sqrt[4]{C^3 \frac{\lambda_n^3 \rho_n r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_n d}} \vartheta_{\text{кр}}^{3/4}. \quad (3.98)$$

Здесь $C = \vartheta_{\text{пл}} / \vartheta_{\text{кр}}$.

Приравняв правые части уравнений (3.97) и (3.98) получим

$$\frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_n} \right) \vartheta_{\text{кр}}^3 = \sqrt[4]{C^3 \frac{\lambda_n^3 \rho_n r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_n d}} \vartheta_{\text{кр}}^{3/4}. \quad (3.99)$$

После преобразований уравнение (3.99) примет вид

$$\vartheta_{\text{кр}}^{9/4} = \left(C^{3/4} \sqrt[4]{\frac{\lambda_n^3 \rho_n r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_n d}} \right) \times \left(\frac{\pi^2 d_0^2 r r_*^2 \rho_n}{2\varphi \gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3} \right). \quad (3.100)$$

Выражение (3.100) можно записать в виде:

$$\vartheta_{\text{кр}} = \sqrt[3]{C} \frac{\lambda_n^{0,33} g^{0,1} (\pi d_0)^{0,9} d^{0,33} r_* \rho_n^{0,5}}{1,87 \mu_n^{0,1} \varphi^{0,45} \gamma^{0,9} \rho_{\text{ж}}^{0,78} a_{\text{ж}}^{0,45} c_{\text{ж}}^{1,33}}. \quad (3.101)$$

Из уравнений (3.97) и (3.101) можно получить зависимости для определения коэффициента теплоотдачи при первом кризисе кипения $\alpha_{\text{кр}}$ и критической плотности теплового потока $q_{\text{кр}}$:

$$\alpha_{\text{кр}} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_n} \right) \vartheta_{\text{кр}}^2 \quad (3.102)$$

$$q_{кр} = \alpha_{кр} \cdot \vartheta_{кр} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{жс}^2 a_{жс} c_{жс}^3}{\pi r r_*^2 \rho_n} \right) \vartheta_{кр}^3, \quad (3.103)$$

или

$$\alpha_{кр} = A \vartheta_{кр}^2 \quad \text{и} \quad q_{кр} = A \vartheta_{кр}^3,$$

где

$$A = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{жс}^2 a_{жс} c_{жс}^3}{\pi r r_*^2 \rho_n} \right).$$

Проведя подстановки и преобразования, получим

$$\alpha_{кр} = \sqrt[3]{C^2} \frac{\varphi \gamma^{0,2} \lambda_n^{0,66} g^{0,2} \rho_{жс}^{0,44} a_{жс}^{0,1} c_{жс}^{0,34}}{0,875(\pi d_0)^{0,2} \mu_n^{0,2} d^{0,34}}; \quad (3.104)$$

$$q_{кр} = C \frac{0,61\varphi(\pi d_0)^{0,7} \lambda_n^{0,99} g^{0,3} r_* \rho_n^{0,5}}{\gamma^{0,7} \rho_{жс}^{0,34} a_{жс}^{0,35} c_{жс}^{0,99} \mu_n^{0,3}}, \quad (3.105)$$

Здесь: d_0 - отрывной диаметр парового пузыря; λ_n, ρ_n, μ_n - теплопроводность, плотность и динамическая вязкость пара соответственно при температуре пара; $\rho_{жс}, a_{жс}, c_{жс}$ - плотность, температуропроводность и теплоемкость жидкости соответственно при температуре насыщения; r_* - удельная теплота парообразования; d - характерный линейный размер теплоотдающей поверхности; φ - паросодержание у теплоотдающей поверхности; γ - коэффициент, зависящий от краевого угла смачивания; g - ускорение свободного падения.

Было рассчитано значение коэффициента C при кипении воды при давлении 0,1 МПа. Величина перегрева поверхности при критическом режиме при этом давлении составляет 25 – 30К. Теплофизические свойства пара и жидкости, геометрические характеристики поверхности и внутренние характеристики процесса

кипения при этом составляют: $d_0 = 15 \cdot 10^{-4} \text{ м}$; $d = 0,035 \text{ м}$;
 $r_* = 2257 \cdot 10^3 \text{ Дж / кг}$; $\rho_n = 0,5896 \text{ кг / м}^3$;
 $\varphi = 0,5$; $\gamma = 0,07$; $\mu_n = 12,28 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$; $\rho_{жс} = 958,6 \text{ кг / м}^3$; $c_{жс} = 4216 \text{ Дж / кг} \cdot \text{К}$;
 $a_{жс} = 1,69 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$; Расчеты показывают, что при этих условиях значение коэффициента
 $C = 5,30 \cdot 10^2$, коэффициент теплоотдачи при первом кризисе кипения
 $\alpha_{кр} = 36,9 \text{ кВт / м}^2 \cdot \text{К}$; критическая плотность теплового потока
 $q_{кр} = 1015 \text{ кВт / м}^2$.

Преимуществом формулы (3.105) является то, что критическая плотность теплового потока может быть определена прямым расчетным путем по теплофизическим свойствам пара и жидкости, геометрическим характеристикам поверхности и внутренним характеристикам процесса кипения без проведения экспериментов, в то время как существующие теоретические зависимости требуют знания некоторых параметров, получение которых крайне затруднительно или требует дополнительных исследований. Например температура предельного перегрева жидкости в зависимости, представленной в требует знания температуры стенки, что не всегда возможно.

Анализ формулы (3.105) показывает, что критическая плотность теплового потока является величиной, зависящей от многих факторов, основными из которых будут объемная теплота парообразования ($r_* \rho_n$) и теплопроводность пара λ_n . Чем больше объемная теплота парообразования, тем выше плотность теплового потока при одинаковых объемах получаемого пара. Поэтому, чем больше ($r_* \rho_n$), тем при прочих равных условиях выше $q_{кр}$. Коэффициент теплопроводности λ_n оказывает влияние на тепловую проводимость пленки пара, образующейся у теплоотдающей поверхности, и с увеличением λ_n увеличивается количество теплоты, переносимой паровой фазой, следовательно, увеличивается и $q_{кр}$.

Глава 4. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ЧИСТОГО ПАРА

4.1. Основные положения

Конденсация представляет собой процесс перехода пара (газа) в жидкое или твердое состояние (фазовый переход первого рода).

Конденсация пара часто встречается на практике. В конденсаторах паровых турбин пар конденсируется на охлаждаемых трубах; конденсация пара осуществляется в опреснительных установках и многочисленных теплообменных аппаратах.

Выделение при фазовом превращении теплоты неразрывно связывает процесс конденсации пара с теплообменом.

Процесс конденсации возможен только при докритических состояниях газа (пара) и может быть осуществлен путем его охлаждения или в результате такого сжатия, чтобы при достигнутых значениях температуры и давления конденсированная фаза была термодинамически более устойчивой, чем газообразная. Если при этом температура и давление больше их значений, соответствующих тройной точке для данного вещества, то образуется жидкая конденсированная фаза, если меньше – пар переходит в твердое состояние.

Конденсация может происходить как в объеме пара, так и на охлаждаемой поверхности теплообмена. В первом случае образование конденсированной фазы может происходить самопроизвольно при значительном переохлаждении пара относительно температуры насыщения и на холодных жидких или твердых частицах, вводимых в пар.

В энергетике, во многих других областях техники и промышленности чаще приходится иметь дело с конденсацией пара в жидкое состояние на охлаждаемых поверхностях теплообмена. Эта задача прежде всего и будет рассмотрена в данной главе. При этом будем полагать, что конденсирующийся пар не содержит примесей других паров или газов, т. е. является чистым.

Конденсация насыщенного или перегретого пара на твердой поверхности теплообмена происходит, если температура поверхности меньше температуры насыщения при данном давлении. На поверхности может образоваться пленка конденсата с толщиной,

намного превышающей расстояние эффективного действия межмолекулярных сил. В ряде случаев поверхность тела может быть покрыта отдельными каплями конденсата.

Первый вид конденсации, когда жидкая конденсированная фаза образуется на поверхности теплообмена в виде устойчивой пленки, называется пленочной конденсацией, а второй – когда происходит образование капель – капельной. Пленочная конденсация имеет место, если конденсат смачивает данную поверхность теплообмена. Если же конденсат не смачивает поверхность, то происходит капельная конденсация.

Смачиваемость обычно характеризуют краевым углом θ , образованным поверхностью жидкости и поверхностью твердого тела, граничащих с некоторой третьей средой – в данном случае с паром.

При установившейся работе конденсационных устройств вода, как правило, смачивает поверхности теплообмена, и происходит пленочная конденсация. Капельная конденсация наблюдается при пуске теплообменного аппарата, когда на поверхностях стенок имеются различные, в том числе и масляные, загрязнения, при конденсации ртутного пара и в некоторых других случаях.

Капельная конденсация может быть вызвана с помощью специальных веществ, называемых лиофобизаторами (при конденсации водяного пара – гидрофобизаторами). Эти вещества наносятся на поверхность теплообмена или вводятся в пар.

При капельной конденсации водяного пара теплоотдача может быть во много раз больше, чем при пленочной. Это объясняется тем, что пленка конденсата является большим термическим сопротивлением передаче тепла фазового перехода от поверхности конденсации к стенке. При капельной конденсации в силу разрыва пленки это сопротивление гораздо меньше.

В общем случае помимо термического сопротивления конденсата можно выделить дополнительное сопротивление.

Будем полагать в дальнейших рассуждениях, что поверхность конденсации плоская (или достаточно близкая к плоской) и толщина слоя конденсата, находящегося на стенке, намного больше радиуса действия межмолекулярных сил (рис. 4.1).

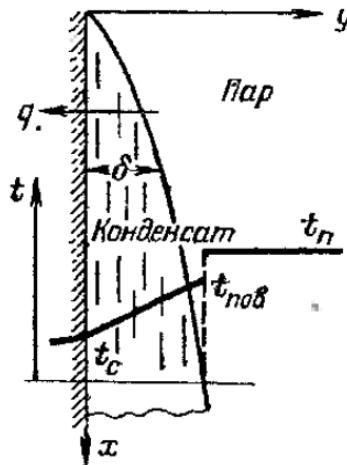


Рис. 4.1. Характер распределения температуры при пленочной конденсации чистого насыщенного пара

В общем случае краевой угол определяется не только капиллярными, но и другими силами, приложенными к капле. Например, силой тяжести, динамическим напором движущегося газа и т. д.

Термическое сопротивление передаче теплоты от пара к стенке можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$R \equiv \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{с}}}{q} \equiv \frac{1}{\alpha} = R_{\text{к}} + R_{\text{ф}}, \quad (4.1)$$

где $t_{\text{п}}$, и $t_{\text{с}}$ – соответственно температуры пара и поверхности стенки, q – плотность теплового потока; α – коэффициент теплоотдачи от пара к стенке.

В уравнении (4.1) первое слагаемое $R_{\text{к}}$ представляет собой термическое сопротивление пленки конденсата. Второе слагаемое $R_{\text{ф}}$, которое назовем термическим сопротивлением на границе раздела фаз (межфазным термическим сопротивлением), не является термическим сопротивлением в его обычном понимании. Появление этого сопротивления обусловлено скачком температуры на границе раздела паровой и жидкой фаз.

Рассмотрим физическую природу скачка температур. Видимая конденсация является результирующим эффектом процессов конденсации совокупности молекул, ударяющихся о поверхность жидкости и захватываемых ею (конденсирующихся) и испарения молекул, отрывающихся за то же время с той же поверхности. Превышение количества захватываемых молекул над количеством

испускаемых и приводит к видимому процессу конденсации. Не все молекулы, достигающие поверхности жидкости, могут быть захвачены ею. Часть молекул может отразиться от поверхности и возвратиться в пар. Энергия отраженных молекул в общем случае может быть меньше энергии падающих.

В результате в поверхностном слое пара толщиной порядка средней длины свободного пробега движутся два неравных потока молекул, имеющих различную температуру (энергию). Такой слой называется кнудсеновским. Температура пара в этом слое в среднем отличается от температуры поверхности жидкости. Перепад температур в столь тонком слое в теории сплошных сред воспринимается как скачок. За пределами кнудсеновского слоя из-за соударений молекул температура выравнивается.

Чем больше молекул, падающих на жидкость, отражается, не конденсируясь, тем больше скачок температуры. Это учитывается коэффициентом конденсации. Коэффициент конденсации представляет собой отношение числа захватываемых молекул к общему числу молекул пара, ударяющихся о поверхность конденсата. В общем случае коэффициент конденсации может изменяться от нуля до единицы.

Поток пара, проходящий через кнудсеновский слой к поверхности жидкости, будет равен $\rho_{\text{п}} \bar{c}_{\text{уп}}$, от жидкости в пар – $\rho_{\text{пов}} \bar{c}_{\text{упов}}$, здесь \bar{c}_y – нормальная к поверхности жидкости составляющая средней скорости молекул. Результирующий поток, отнесенный к единице поверхности, будет $j = (\rho_{\text{п}} \bar{c}_{\text{уп}} - \rho_{\text{пов}} \bar{c}_{\text{упов}})$, кг/(м² · с).

Из кинетической теории газов следует, что $\bar{c}_y = \sqrt{R_{\text{п}} T / 2\pi}$. Умножая j на коэффициент конденсации k и подставляя значения $\rho_{\text{п}} \bar{c}_{\text{уп}}$ и $\rho_{\text{пов}} \bar{c}_{\text{упов}}$, взятые по параметрам пара и поверхности жидкости, получим уравнение Герца–Кнудсена:

$$j = \frac{k}{\sqrt{2\pi R_{\text{п}}}} \left(\frac{p_{\text{п}}}{\sqrt{T_{\text{п}}}} - \frac{p_{\text{пов}}}{\sqrt{T_{\text{пов}}}} \right). \quad (4.2)$$

где $T_{\text{п}}$ и $T_{\text{пов}}$ – соответственно температуры пара и поверхности конденсата; $p_{\text{п}}$, $p_{\text{пов}}$ – давление насыщенного пара соответственно

при температурах $T_{\text{п}}$, и $T_{\text{пов}}$, $R_{\text{п}}$ – газовая постоянная пара; k – коэффициент конденсации; $\rho_{\text{п}} = p_{\text{п}} / R_{\text{п}} T_{\text{п}}$, $\rho_{\text{пов}} = p_{\text{пов}} / R_{\text{п}} T_{\text{пов}}$.

Формула (4.2) получена для сравнительно простой молекулярной модели. Дальнейшие уточнения показывают, что коэффициент конденсации в этой формуле должен быть заменен функцией $k / (1 - 0,4k)$.

Межфазное термическое сопротивление определяют следующим образом:

$$R_{\phi} = \frac{T_{\text{п}} - T_{\text{пов}}}{q}. \quad (4.3)$$

Полагая, что переносимая через фазовую границу теплота q есть только теплота фазового перехода, можно написать $q = rj$, где j определяется по уравнению (4.2), r – теплота фазового перехода.

Из ряда экспериментальных исследований вытекает, что при конденсации чистого водяного пара с давлением примерно $p > 10^4$ Па с достаточным приближением можно считать, что температурный скачок на границе раздела фаз отсутствует и, как следует из уравнения (4.1),

$$R \equiv \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{с}}}{q} \equiv \frac{1}{\alpha} \approx R_{\kappa}. \quad (4.4)$$

Ввиду недостаточности данных о коэффициенте конденсации последнее соотношение часто используют и при расчете конденсации паров других неметаллических жидкостей.

Термическое сопротивление пленки конденсата R_{κ} зависит от режима течения. Поперек ламинарно текущей пленки теплота переносится теплопроводностью, через турбулентную – дополнительно и конвекцией. Переход от ламинарного течения пленки к турбулентному определяют по величине числа Рейнольдса пленки. Для пленки

$$\text{Re} = \frac{\bar{w}\delta}{\nu},$$

где \bar{w} – средняя скорость течения пленки в рассматриваемом поперечном сечении; δ – толщина пленки конденсата в этом же сечении; ν – кинематический коэффициент вязкости конденсата (рис. 4.2).

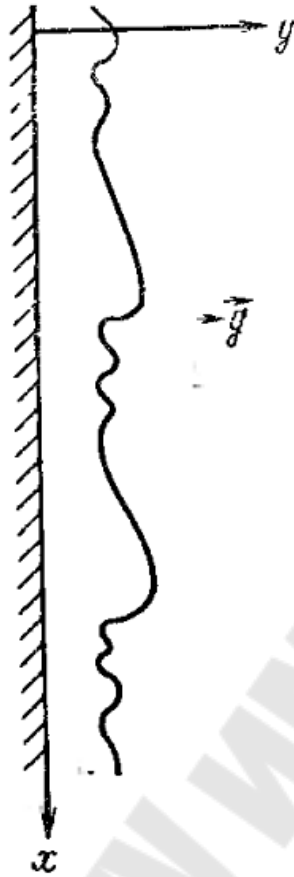


Рис. 4.2. Волновое течение пленки конденсата

Иногда в литературе применяется число Рейнольдса, в котором в качестве линейного размера принят эквивалентный диаметр, равный 4δ . Тогда число Рейнольдса пленки $Re = \bar{w}\delta / \nu$.

Вычисленный таким образом критерий Рейнольдса является местной величиной.

Опытные данные различных авторов показывают, что критическое число Рейнольдса может изменяться в пределах примерно от 60 до 500. Наиболее вероятным значением $Re_{кр}$, для случая конденсации практически неподвижного пара на вертикальной поверхности полагают величину

$$Re_{кр} = 400.$$

Ламинарное течение жидкой пленки может сопровождаться волновым движением – рис. 4.2. Частицы жидкости, находящиеся на поверхности пленки, под действием случайных возмущений могут получить смещение, приводящее к деформации поверхности и отклонению ее от равновесного состояния. При этом возникают силы, стремящиеся вернуть жидкость к равновесию. При стекании пленок

большое значение имеет сила, обусловленная поверхностным натяжением жидкости. Под действием восстанавливающих сил жидкие частицы стремятся вернуться к положению равновесия. Однако по инерции они будут проходить положение равновесия, вновь испытывать действие восстановительных сил и т.д. На это движение накладывается действие сил тяжести. В результате на поверхности пленки, подвергшейся случайному возмущению, будут возникать волны. Волновые движения, возникающие одновременно в различных местах от случайных возмущений, налагаясь друг на друга, приводят к сложной трехмерной картине процесса. Ламинарно текущая пленка обладает неустойчивостью относительно возмущений с достаточной длиной волны ($\gg \delta$). При малых числах Рейнольдса возникающие в слое возмущения сносятся вниз по течению. Если же число Рейнольдса пленки больше некоторого предельного $Re_{волн}$, то образуется устойчивый волновой режим.

При периодическом волновом движении пленки, стекающей по вертикальной поверхности под действием сил тяжести,

$$Re_{волн} = 0,56 \left(\frac{\sigma}{\rho_{жсг}^{1/3} \nu^{4/3}} \right)^{3/11}. \quad (4.5)$$

Отсюда следует, например, что для воды при $t = 15^\circ\text{C}$ $Re_{волн} \approx 5$. Это значение $Re_{волн}$ хорошо соответствует результатам, полученным при экспериментальном исследовании.

В процессе конденсации расход конденсата тесно связан с тепловым потоком. При конденсации сухого насыщенного пара последним отдается теплота фазового перехода r , Дж/кг. Кроме того, поскольку температура поверхности стенки меньше температуры поверхности конденсата, соприкасающегося с паром, стенке отдается и часть тепла конденсата. Происходит переохладение конденсата в среднем до температуры, значение которой лежит между значениями температур поверхностей пленки (со стороны пара) и стенки.

Во многих практически важных случаях теплота переохладения пренебрежимо мала по сравнению с теплом фазового перехода.

В этом случае тепловой поток (или его плотность) не изменяются по толщине пленки конденсата.

Пренебрегая теплотой переохладения конденсата, можно написать

$$Q = rG, \quad (4.6)$$

где Q – тепловой поток, Вт; G – количество конденсата, образовавшегося в единицу времени, или массовый расход, кг/с.

Расход конденсата в каком-либо произвольно выбранном сечении движущейся пленки есть $G = \rho_{жс} \bar{w} \delta f = \rho_{жс} w \delta l_z$, где l_z – размер стенки в направлении, нормальном к плоскости чертежа (рис. 4.1). Следовательно, $\bar{w} \delta = G / \rho_{жс} l_z$. На участке от $x=0$ до x образовалось G кг/с конденсата и в единицу времени была передана теплота $Q = \bar{q}F = \bar{\alpha} \Delta t F \approx rG$. Отсюда

$$\bar{w} \delta = \frac{G}{\rho_{жс} l_z} = \frac{\bar{q}x}{r \rho_{жс}};$$

$$Re = \frac{\bar{w} \delta}{\nu_{жс}} = \frac{G}{\rho_{жс} \nu_{жс} l_z} = \frac{\bar{q}x}{r \rho_{жс} \nu_{жс}} = \frac{\bar{\alpha} \Delta t x}{\mu_{жс} r}. \quad (4.7)$$

Таким образом, при названных условиях число Рейнольдса помимо своей обычной роли гидродинамического критерия является еще и величиной, определяющей интенсивность теплообмена.

Так как $Q = \bar{q}F = \bar{q}x l_z = rG = r \rho_{жс} \bar{w} \delta l_z$, то, учитывая, что

$$\bar{q} = \frac{1}{x} \int_0^x q dx \quad \text{и} \quad \bar{w} = \int_0^{\delta} w_x dy,$$

можно написать

$$\frac{Q}{l_z} = \int_0^x q dx \quad \text{и} \quad \frac{rG}{l_z} = r \rho_{жс} \int_0^{\delta} w_x dy, \quad (\text{при этом } r \text{ и } \rho_{жс} \text{ считаем постоянными}).$$

Приравняв правые части последних соотношений и проинтегрировав левую и правую части полученного уравнения по x , окончательно получим следующее уравнение для местной плотности теплового потока:

$$q = r \rho_{жс} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} w_x dy. \quad (4.8)$$

Уравнение (4.8) позволяет вычислить плотность теплового потока, если известно распределение скоростей в пленке.

Различают конденсацию движущегося и неподвижного пара. При продольном движении пара силы трения, возникающие на

границе раздела фаз, могут как подтормаживать, так и ускорять пленку конденсата в зависимости от взаимного направления движения конденсата и пара.

Конденсирующийся пар не может быть абсолютно неподвижным, так как плотность жидкой фазы $\rho_{ж}$, отличается от плотности паровой ρ_n . При состоянии, далеком от критического, $\rho_{ж} \gg \rho_n$. Пар, конденсирующийся у стенки, сейчас же восполняется новыми порциями, притекающими из основной массы последнего. Поэтому, строго говоря, пар всегда находится в движении.

При конденсации пара (или испарении жидкости) происходит как бы отсос (или вдув) пара через межфазную границу. При отсосе через единицу поверхности за единицу времени переносится количество движения

$$s_j = j_{y_{нов}} w_0 = (\rho_n w_y)_{нов} w_0 = 2c_j \frac{\rho_n w_0^2}{2},$$

где $j_{y_{нов}} = (\rho_n w_y)_{нов}$, кг/(м²·с) – плотность поперечного потока вещества на межфазной границе; w_0 – продольная вдоль границы скорость пара за пределами пограничного парового слоя, отсчитываемая от скорости поверхности раздела фаз; $c_j \equiv w_{y_{нов}} / w_0$ – коэффициент расхода. Гидродинамическое сопротивление, определяемое последней формулой, иногда называют сопротивлением стока.

Учитывая также трение, обусловленное молекулярной вязкостью, можно написать

$$s_{нов} = s_f + s_j = c_f \frac{\rho_n w_0^2}{2} + 2c_j \frac{\rho_n w_0^2}{2} = c_{ff} \frac{\rho_n w_0^2}{2},$$

где $c_{ff} = c_f + 2c_j$ соответствует коэффициенту трения, учитывающему как молекулярный, так и конвективный перенос количества движения.

Для случая омывания неограниченным потоком плоской поверхности, через которую производится равномерное отсасывание, неравенство $s_j \gg s_f$ выполняется при условии

$$c_j \sqrt{\frac{w_0 x}{\nu}} > 2 \text{ или } Re_x > \frac{4w_0^2}{w_{y_{нов}}^2}.$$

Если пар течет вдоль пленки с небольшой скоростью, то мала и величина $s_{нов}$, т. е. пар не оказывает заметного динамического воздействия на пленку конденсата и может считаться неподвижным. В этом смысле и будет в дальнейшем употребляться термин «неподвижный пар».

При рассмотрении конкретных задач теплообмена, за редким исключением, будем полагать, что конденсирующийся пар является сухим и насыщенным. Конденсация влажного и перегретого пара будет рассмотрена отдельно.

4.2. Теплообмен при пленочной конденсации неподвижного пара

Вертикальная стенка

Ламинарное течение пленки. На вертикальной стенке, температура поверхности которой всюду равна t_c , конденсируется сухой насыщенный пар. Течение пленки имеет ламинарный характер. Будем рассматривать стационарную задачу и полагать, что размер стенки в направлении оси Oz бесконечно велик (рис. 4.1).

При рассмотрении этой задачи примем следующие допущения:

– силы инерции, возникающие в пленке конденсата, пренебрежимо малы по сравнению с силами вязкости и силами тяжести;

– конвективный перенос теплоты в пленке, а также теплопроводность вдоль нее не учитываются; учитывается только теплопроводность поперек пленки;

– трение на границе раздела паровой и жидкой фаз отсутствует;

– температура внешней поверхности пленки конденсата постоянна и равна температуре насыщения t_n ;

– физические параметры конденсата не зависят от температуры;

– силы поверхностного натяжения на свободной поверхности пленки не влияют на характер ее течения;

– плотность пара мала по сравнению с плотностью конденсата.

Принятые допущения позволяют существенно упростить математическую формулировку задачи. Левая часть уравнения энергии (4.9) будет равна нулю, так как процесс стационарен и конвективный перенос теплоты не учитывается. Будут равны нулю и производные $\partial^2 t / \partial x^2$ и $\partial^2 t / \partial z^2$ так как перенос тепла теплопроводностью вдоль пленки пренебрежимо мал и стенка бесконечна в направлении оси Oz .

Уравнения движения в проекциях на оси Oy и Oz не учитываем. Пленка движется в направлении оси Ox . Левая часть уравнения движения в проекциях на ось Ox равна нулю, так как задача стационарна и инерционные силы считаются пренебрежимо малыми. Поскольку толщина пленки δ мала, $\partial^2 w_z / \partial y^2 \gg \partial^2 w_x / \partial x^2$ и производной $\partial^2 w_x / \partial x^2$ можно пренебречь. Кроме того, $\partial^2 w_x / \partial z^2 = 0$ ввиду того, что размер стенки в направлении оси Oz бесконечен. Производная $\partial p / \partial x = 0$ ввиду того, что изменение давления вдоль оси x определяется изменением гидростатического давления пара; так как плотность пара мала по сравнению с плотностью конденсата, а высота стенок невелика, градиентом давления можно пренебречь.

Если плотность пара велика, в уравнение движения вместо $\rho_{жс} g$, следует подставить член $g(\rho_{жс} - \rho_n)$, где индексы «ж» и «п» обозначают соответственно жидкость и пар. Расчеты показывают также, что, как правило, свободной конвекцией в пленке можно пренебречь.

В результате получаем систему уравнений:

$$\frac{d^2 t}{dy^2} = 0 \quad \text{и} \quad \mu_{жс} \frac{d^2 w_{жс}}{dy^2} = -\rho_{жс} g.$$

Граничные условия:

при $y = 0$ $t = t_c$ и $w_{жс} = 0$, при $y = \delta$ $t = t_n$ и $\partial w_x / \partial y = 0$.

Равенство нулю производной $\partial w_x / \partial y$ следует из условия, что трением на границе раздела фаз пренебрегаем. Так как $s_{y=\delta} = 0$, а $\mu \neq 0$, то из уравнения $s = \mu(dw_x / dy)$ следует, что при $y = \delta$ $dw_x / dy = 0$.

Интегрирование уравнения энергии при записанных граничных условиях дает:

$$\frac{dt}{dy} = \frac{t_n - t_c}{\delta}.$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha \equiv \frac{q_c}{t_n - t_c} = \frac{\lambda_{жс} \frac{dt}{dy}}{t_n - t_c} = \frac{\lambda_{жс} t_n - t_c}{\delta t_n - t_c} = \frac{\lambda_{жс}}{\delta}.$$

Таким образом, если поперек пленки теплота переносится только теплопроводностью, то

$$\alpha = \frac{\lambda_{жс}}{\delta}, \quad (4.9)$$

т. е. коэффициент теплоотдачи в определенной точке поверхности теплообмена прямо пропорционален коэффициенту теплопроводности и обратно пропорционален толщине пленки конденсата в этой точке.

Толщина пленки конденсата будет зависеть от количества образовавшегося конденсата, или расхода конденсата, в интересующем нас сечении. Количество конденсата, протекающего в единицу времени через поперечное сечение пленки при ширине последней, равной единице, определяется следующим выражением:

$$G = \rho_{жс} \bar{w} \delta \cdot 1.$$

Через сечение, лежащее ниже на величину dx , жидкости протекает больше на

$$dG = d(\rho_{жс} \bar{w} \delta). \quad (a)$$

Этот прирост расхода происходит за счет конденсации. Если полагать, что тепло, отданное стенке, есть теплота фазового перехода, будем иметь:

$$dG = \frac{q_c}{r} dx \cdot 1,$$

где q_c / r – количество конденсата, образующегося на единице поверхности теплообмена за единицу времени.

С другой стороны,

$$q_c = \lambda_{жс} \frac{dt}{dy} = \frac{\lambda_{жс}}{\delta} (t_n - t_c).$$

и

$$dG = \frac{\lambda_{жс}}{\delta} \frac{1}{r} (t_n - t_c) dx. \quad (б)$$

Приравняв правые части уравнений (а) и (б), получим

$$d(\rho_{жс} \bar{w} \delta) = \frac{\lambda_{жс}}{\delta} \frac{1}{r} (t_n - t_c) dx. \quad (в)$$

Для того чтобы проинтегрировать последнее уравнение, предварительно нужно определить среднюю скорость \bar{w} .

В уравнении движения $d^2 w_x / dy^2 = -\rho_{жс} g / \mu_{жс}$, комплекс $\rho_{жс} g / \mu_{жс}$, согласно условию является постоянной величиной.

В этом случае интегрирование дает

$$\frac{dw_x}{dy} = -\frac{\rho_{жс} g}{\mu_{жс}} y + c_1, \text{ и } w_x = -\frac{\rho_{жс} g}{2\mu_{жс}} y^2 + c_1 y + c_2.$$

Используя граничные условия, получаем

$$c_1 = \frac{\rho_{жс} g}{\mu_{жс}} \delta, \text{ и } c_2 = 0.$$

Распределение скоростей тогда будет

$$w_x = \frac{\rho_{жс} g}{\mu_{жс}} \delta y - \frac{\rho_{жс} g}{2\mu_{жс}} y^2. \quad (4.9)$$

Средняя скорость течения \bar{w} в сечении x равна

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} w_x dy = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \frac{\rho_{жс} g}{\mu_{жс}} \delta y dy - \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \frac{\rho_{жс} g}{2\mu_{жс}} y^2 dy = \frac{\rho_{жс} g}{3\mu_{жс}} \delta^2.$$

Подстановка полученного значения \bar{w} в уравнение (в) дает

$$d \left(\frac{\rho_{жс}^2 g \delta^3}{3\mu_{жс}} \right) = \frac{\lambda_{жс}}{\delta} \frac{1}{r} (t_n - t_c) dx.$$

или

$$\frac{r \rho_{жс}^2 g}{\lambda_{жс} \mu_{жс}} \delta^3 d\delta = (t_n - t_c) dx.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$\frac{r \rho_{жс}^2 g}{4\lambda_{жс} \mu_{жс}} \delta^4 = (t_n - t_c) x + c.$$

Из условия, что при $x=0$ $\delta=0$, следует, что $c=0$. Решив последнее уравнение относительно δ и учитывая значение постоянной интегрирования, будем иметь, что

$$\delta = \sqrt[4]{\frac{4\lambda_{жс} \mu_{жс} (t_n - t_c) x}{r \rho_{жс}^2 g}}. \quad (4.11)$$

Подставив значение δ в выражение $\alpha = \lambda_{жс} / \delta$, получим следующее уравнение для местного коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{r\rho_{жс}^2 g \lambda_{жс}^3}{4\mu_{жс} (t_h - t_c) x}}. \quad (4.12)$$

В рассматриваемой задаче температурный напор $\Delta t = t_h - t_c$, не изменяется по x . В этом случае методы осреднения коэффициента

теплоотдачи $\bar{a} = \frac{\bar{q}_c}{\Delta t} = \frac{\frac{1}{F_0} \int_0^{F_0} q_c dF}{\frac{1}{F_0} \int_0^{F_0} \Delta t dF} = \frac{\int_0^{F_0} a \Delta t dF}{\int_0^{F_0} \Delta t dF}$ и $\bar{a} = \frac{1}{F_0} \int_0^{F_0} a dF$ или

$\bar{a} = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} a dx$ дают одинаковые результаты. Получаем, что $\bar{\alpha} = \frac{4}{3} \alpha_{x=h}$,

и следовательно,

$$\bar{\alpha} = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{r\rho_{жс}^2 g \lambda_{жс}^3}{4\mu_{жс} (t_h - t_c) h}} = 0,943 \sqrt[4]{\frac{r\rho_{жс}^2 g \lambda_{жс}^3}{\mu_{жс} \Delta t h}}. \quad (4.13)$$

Уравнение (4.13) впервые получено Нуссельтом.

Переменность температуры поверхности вертикальной стенки не влияет на среднюю теплоотдачу, если коэффициент теплоотдачи вычисляется по уравнению $\bar{\alpha} = \bar{q} / \Delta \bar{t}$.

Из уравнений (4.11) – (4.13) следует, что $\delta = c' \sqrt[4]{x}$; $\alpha = c'' \sqrt[4]{1/x}$ и $\bar{\alpha} = c''' \sqrt[4]{1/h}$.

Характер зависимостей изображен на рис. 4.3. Коэффициенты теплоотдачи уменьшаются с увеличением x или h , а толщина пленки, наоборот, увеличивается. Увеличением толщины пленки объясняется уменьшение коэффициентов теплоотдачи, так как термическое сопротивление при этом увеличивается.

Как следует из уравнений (4.11) – (4.13), зависимость α , $\bar{\alpha}$ и δ от температурного напора Δt аналогична зависимости этих величин от x и h .

Однако уменьшение α при увеличении Δt не означает, что при этом уменьшается и q_c . Согласно закону Ньютона – Рихмана $q_c = \alpha \Delta t$ и в то же время $\alpha = c \Delta t^{-0,25}$. Таким образом, в рассматриваемом случае

$$q_c = c \Delta t^{3/4}.$$

Вследствие принятых допущений решение Нуссельта следует рассматривать как приближенное.

Решения задачи с учетом сил инерции и конвективного переноса тепла в пленке, выполненные Г. Н. Кружилиным и Д. А. Лабунцовым показывают, что при $K \equiv r / c_{pж} \Delta t > 5$, и $1 < Pr < 100$ имеется достаточно хорошее совпадение более точных решений с решением Нуссельта. Различие в коэффициентах теплоотдачи составляет всего лишь несколько процентов и может не учитываться при практических расчетах.

Только при больших температурных напорах или в околоскритической области, где $r / c_{pж}$ резко уменьшается, коэффициент теплоотдачи значительно увеличивается по сравнению с α , вычисляемым по уравнению Нуссельта.

Есть различия и для малых чисел Прандтля (жидкие металлы). В этом случае теплоотдача в широком интервале температурных напоров меньше, чем вычисленная по формулам Нуссельта.

Решение Нуссельта не учитывает переменности физических параметров конденсата. Для учета зависимости коэффициентов теплопроводности λ и вязкости μ от температуры правую часть формул (4.12) или (4.13) нужно умножить на величину $\varepsilon_t = \left[(\lambda_c / \lambda_n)^3 (\mu_n / \mu_c) \right]^{1/8}$, где индексы «с» и «н» означают, что данный коэффициент нужно выбирать соответственно по температуре поверхности стенки или температуре насыщения. При этом параметры, входящие в формулы (4.12) и (4.13), следует брать по температуре насыщения.

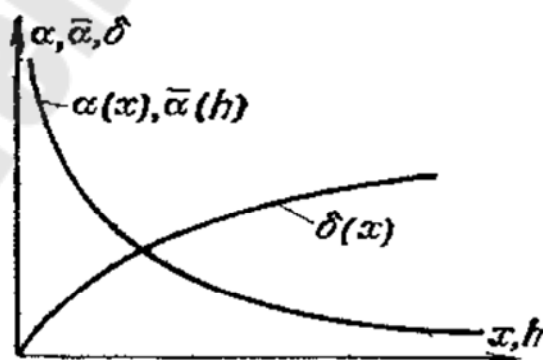


Рис. 4.3. Изменение коэффициента теплоотдачи и толщины ламинарной текущей пленки конденсата вдоль вертикальной стенки

Согласно опытным данным Н. В. Зозули поправка ε_t достаточно хорошо учитывает влияние переменности физических свойств конденсата на теплоотдачу; по своим числовым значениям она близка к поправке уравнений (4.12) и (4.13) не учитывалось влияние волнового движения пленки. П. Л. Капица полагал, что волновое движение пленки имеет установившийся периодический характер, описываемый для любого сечения x синусоидальным распределением толщины пленки во времени. Он получил, что при волновом режиме эффективная толщина слоя $\delta_{эф}$, которая должна быть введена в уравнение (4.9), меньше, чем δ , вычисляемая по уравнению Нуссельта. Падение термического сопротивления R_k , при малой толщине пленки обгоняет рост R_k , при большой ее толщине. При этом средний коэффициент теплоотдачи возрастает на 21 % по сравнению с α , вычисленным по формуле (4.13).

Пленка имеет сложный волновой характер движения, зависящий от числа Re и других факторов. Согласно Д. А. Лабунцову, поправка на волновое течение с достаточной точностью есть функция только числа Рейнольдса:

$$\varepsilon_v = Re^{0,04}.$$

При малых Re поправка ε_v близка к единице. По мере увеличения Re величина ε_v возрастает и при $Re = 400$ $\varepsilon_v = 1,27$. Число Рейнольдса относится к нижнему по ходу движения конденсата сечению пленки.

Таким образом, для расчета средних коэффициентов теплоотдачи при конденсации практически неподвижного чистого пара на вертикальных поверхностях может быть использована формула

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_N \varepsilon_t \varepsilon_v \quad (4.14)$$

В формуле (4.13) $\bar{\alpha}_N$ – коэффициент теплоотдачи, вычисляемый по формуле Нуссельта (4.12) при отнесении всех физических параметров конденсата к температуре насыщения.

Уравнение Нуссельта (4.12) и уравнение (4.13) могут быть приведены к безразмерному виду. Выбрав в качестве определяемой величины $Re = \bar{\alpha} \Delta t h / r \mu_{ж}$, получим:

$$Re = 0,943 Z^{3/4},$$

где

$$Z = \text{Ga}^{1/3} \frac{\lambda_{жс} \Delta t}{r \mu_{жс}}, \quad \text{Ga} = \frac{g h^3}{\nu_{жс}^2},$$

индекс «ж» обозначает, что в безразмерные величины входят физические параметры конденсата.

При приведении формулы (4.14) к безразмерному виду, полагая, что $\varepsilon_t^{1,04} \approx \varepsilon_t$ и учитывая, что $\varepsilon_0 = \text{Re}^{0,04}$, получаем:

$$\text{Re}_n = 0,95 Z_n^{0,78} \varepsilon_t, \quad (4.15)$$

Индекс «н» показывает, что физические параметры конденсата, входящие в числа Re и Z , выбираются по температуре насыщения. Поправка ε_0 входит в уравнение (4.15) в неявном виде. На рис. 4.4 формула (4.15) сопоставлена с опытными данными.

Если задана плотность теплового потока \bar{q}_c , то формулу (4.14) удобнее использовать в преобразованном виде. Из уравнений $\alpha = \lambda_{жс} / \delta$, и $\bar{w} = g \delta^3 / 3 \nu_{жс}$, приняв $\varepsilon_0 = 1,21$ можно получить

$$\left[\frac{\alpha}{\lambda_{жс}} \left(\frac{\nu_{жс}^2}{g} \right)^{1/3} \right] = 0,85 \text{Re}_n^{-1,3} \varepsilon_t, \quad (4.16)$$

где $\text{Re}_n = \bar{q}_c x / r \mu_{жс}$. Здесь средняя плотность теплового потока \bar{q}_c зависит от x .

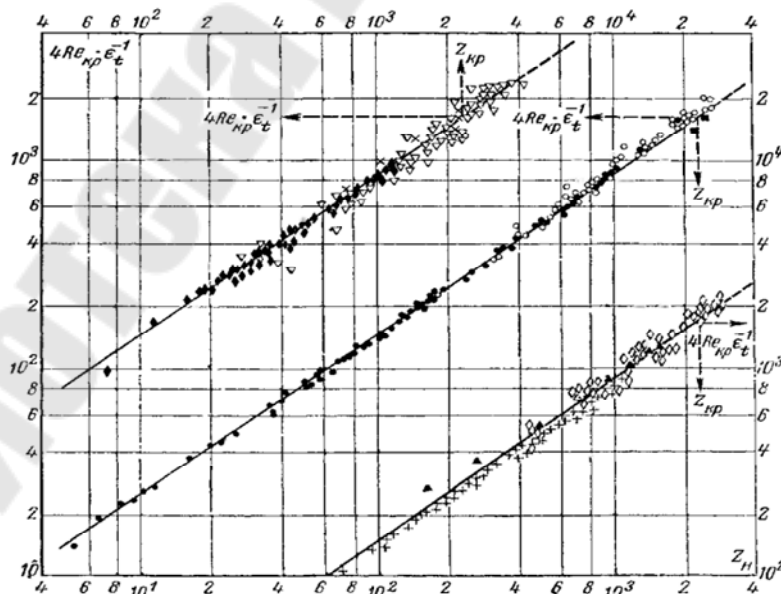


Рис 4.4. Теплоотдача при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной поверхности при ламинарном течении пленки

Турбулентное течение пленки. При $Re \geq 400$ течение в пленке становится турбулентным. В верхней же части пленки, где $Re < 400$, течение продолжает оставаться ламинарным. На стенке будет иметь место смешанное течение конденсата.

Без учета теплоты переохлаждения, диссипации механической энергии и при отсутствии в жидкости внутренних источников теплоты перенос тепла через пленку конденсата происходит в условиях постоянной плотности теплового потока поперек пленки, т. е.

$$q = q_c = const \neq f(y) \text{ или } \partial q / \partial y = 0; \quad (a)$$

где y – координата, нормальная к поверхности стенки (рис. 4.1). В этом отличие, например, от рассмотренного ранее теплообмена при течении однородной жидкости в трубах, где q изменяется от наибольшего значения на твердой стенке до нуля на оси трубы (при неизменных по периметру поперечного сечения граничных условиях).

Локальный коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации может быть найден на основе уравнений (a) и

$$q = (\lambda_{жс} + \rho_{жс} c_{pжс} \varepsilon_q) \frac{dt}{dy} = \lambda_{жс} \left(1 + \frac{Pr}{Pr_r} \frac{\varepsilon_s}{\nu_{жс}} \right) \frac{dt}{dy};$$

$$\int_{t_c}^{t_n} dt = t_n - t_c = q \int_0^{\delta} \frac{dy}{\lambda_{жс} \left(1 + \frac{Pr}{Pr_r} \frac{\varepsilon_s}{\nu_{жс}} \right)};$$

Отсюда, учитывая, что $\alpha = q_c / (t_n - t_c)$, получаем:

$$\alpha = \frac{1}{\int_0^{\delta} \frac{dy}{\lambda_{жс} \left(1 + \frac{Pr}{Pr_r} \frac{\varepsilon_s}{\nu_{жс}} \right)}}. \quad (4.17)$$

Таким образом, определение коэффициента теплоотдачи сводится к вычислению интеграла, стоящего в знаменателе уравнения (4.17). Эти вычисления были проделаны Д. А. Лабунцовым. При этом использовались уравнения для коэффициента турбулентного обмена ε_s , предложенные Линем и Шлингером. Было принято, что

физические параметры конденсата постоянны и $\varepsilon_q = \varepsilon_s$ (т. е. $Pr_T = 1$). Результаты интегрирования аппроксимированы в интервалах $1 \leq Pr_{жс} \leq 25$, и $1,5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 6,9 \cdot 10^4$ уравнением

$$\frac{\alpha}{\lambda_{жс}} \left(\frac{v_{жс}^2}{g} \right)^{1/3} = 0,0325 Re^{0,25} Pr^{0,5}, \quad (4.18)$$

где

$$\frac{\alpha}{\lambda_{жс}} \left(\frac{v_{жс}^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{Nu}{Ga^{1/3}}.$$

где α — местный коэффициент теплоотдачи.

При расчете средней теплоотдачи турбулентного течения нужно учесть, что в верхней части стенки на ламинарном участке уже образовался определенный слой конденсата.

В случае постоянных физических параметров теплоотдача ламинарного участка описывается уравнением (4.15), где $\varepsilon_t = 1$:

$$Re = 0,95 Z^{0,78}.$$

При этом величине $Re_{кр} = 400$ соответствует

$$Z_{кр} = \left(Ga^{1/3} \frac{\lambda_{жс} \Delta t}{r \mu_{жс}} \right)_{кр} = 2300.$$

Формула (4.8) в безразмерном виде

$$\frac{\alpha}{\lambda_{жс}} \left(\frac{v_{жс}^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{d Re}{dZ}.$$

Учитывая уравнение (4.17), получаем:

$$\frac{d Re}{dZ} = 0,0325 Re^{0,25} Pr^{0,5}.$$

Разделив в последнем уравнении переменные Re и Z , полагаем, что $Pr = \text{const}$ и проинтегрировав в пределах от $Z_{кр}$, до Z и соответственно от $Re_{кр}$, до Re получим:

$$\frac{3}{4} (Re^{3/4} - Re_{кр}^{3/4}) = 0,0325 Pr^{0,5} (Z - Z_{кр}).$$

Решив это уравнение относительно Re и полагая $Re_{кр} = 400$, $Z_{кр} = 2300$, получаем следующее уравнение:

$$Re = \left[89 + 0,024 Pr^{0,5} (Z - Z_{кр}) \right]^{4/3}. \quad (4.19)$$

Уравнение (4.19) описывает среднюю теплоотдачу для вертикальной поверхности, на которой имеются ламинарный и турбулентный участки течения конденсата.

Для учета зависимости физических параметров от температуры коэффициент 0,0325 в формуле (4.18) или коэффициент 0,024 в формуле (4.19) должен быть умножен на поправку $(Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25}$, где индексы «н» и «с» означают, что число Прандтля конденсата выбирается соответственно по температурам насыщения и стенки. При этом все остальные физические параметры конденсата, входящие в уравнения (4.18) и (4.19), должны выбираться по температуре насыщения.

С учетом сделанных замечаний формула для расчета среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации чистого неподвижного пара на вертикальной поверхности и смешанном течении пленки конденсата принимает следующий вид:

$$Re_n = \left[89 + 0,024 (Pr_n / Pr_c)^{0,25} Pr_n^{0,5} (Z - 2300) \right]^{4/3}. \quad (4.20)$$

Если задана плотность теплового потока \bar{q}_c то, учитывая, что $Re = \bar{q}_c h / r \mu_{жс}$, формулу (4.20) удобнее применять в следующем преобразованном виде:

$$\left[\frac{\bar{\alpha}}{\lambda_{жс}} \left(\frac{v_{жс}^2}{g} \right)^{1/3} \right]_n = \frac{Re_n}{2300 + 41 Pr_n^{-0,5} (Re_n^{3/4} - 89) (Pr_n / Pr_c)^{0,25}}. \quad (4.21)$$

Определяющей температурой является температура насыщения t_n , (исключая Pr_c), определяющим размером – высота стенки h . Все физические параметры берутся для конденсата.

Если давление пара велико и плотность пара соизмерима с плотностью конденсата, в уравнении движения член $\rho_{жс} g$, заменяют на $g(\rho_{жс} - \rho_n)$.

Эта замена приводит к тому, что в расчетных уравнениях как для турбулентного, так и для ламинарного течения пленки вместо числа Галилея $Ga = gh^3 / \nu_{ж}^2$, появляется число Архимеда:

$$Ar = \frac{gh^3}{\nu_{ж}^2} \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_{ж}} \right).$$

В частности $(\alpha / \lambda_{ж})(\nu_{ж}^2 / g)^{1/3}$, в этом случае следует записать

$$\frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \left[\frac{\nu_{ж}^2}{g \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_{ж}} \right)} \right]^{1/3},$$

вместо будет:

$$Z = Ar^{1/3} \frac{\lambda_{ж} \Delta t}{r \mu_{ж}} = \left[\frac{gh^3}{\nu_{ж}^2} \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_{ж}} \right) \right]^{1/3} \frac{\lambda_{ж} \Delta t}{r \mu_{ж}}. \quad (4.22)$$

Индексы «ж» и «п» по-прежнему обозначают, что данная величина отнесена соответственно к жидкой и паровой фазе.

На графике рис. 4.5 формула (4.20) сопоставлена с опытными данными.

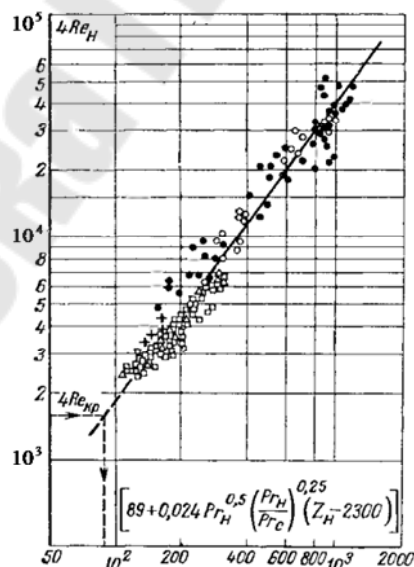


Рис 4.5. Теплоотдача при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной поверхности при смешанном (ламинарном и турбулентном) течении пленки конденсата.

+ – вода, $h = 3,66$ м (Майсенбург); $h = 6,1$ м (Стробе); \square – вода, $h = 2,9$ м (Саликов); Δ – вода, $h = 3,66$ м (Гиббард); \bullet – дифенил (Бажер)

На основе уравнений (4.14) и (4.19) составлена номограмма (рис. 4.6) для определения среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации водяного пара на вертикальных поверхностях. Номограмма позволяет найти $\bar{\alpha}$, если известны высота h поверхности теплообмена, температурный напор $\Delta t = t_n - t_c$ и температура насыщения пара.

Горизонтальная труба

Полученные ранее в этом параграфе формулы справедливы при конденсации пара на вертикальных плоских стенках. В случае наклонной стенки в исходное уравнение движения вместо g необходимо ввести проекцию вектора ускорения силы тяжести на ось Ox :

$$g_x = g \cos \varphi;$$

здесь φ – угол, образованный направлением силы тяжести и осью координат Ox ; ось Ox ориентирована по ходу течения пленки.

В результате для наклонных стенок получается следующая формула:

$$\alpha_{\text{накл}} = \alpha_{\text{верт}} \sqrt[4]{\cos \varphi}. \quad (4.22)$$

Для криволинейной поверхности, в частности для горизонтального цилиндра, угол φ будет переменной величиной. Учитывая это и принимая, что $\delta \ll d$, где d – диаметр круглого цилиндра, Нуссельт получил следующую формулу для расчета среднего по наружной окружности трубы коэффициента теплоотдачи при условии ламинарного течения пленки конденсата:

$$\bar{\alpha} = 0,728 \sqrt[4]{\frac{\lambda_{ж}^3 \rho_{ж}^2 g r}{\mu_{ж} (t_n - t_c) d}}. \quad (4.23)$$

Формула (4.23) отличается от формулы (4.12) для вертикальной стенки тем, что коэффициент пропорциональности вместо 0,943 равен 0,728 и в качестве характерного размера вместо h вводится d .

Уравнение (4.23) получено при тех же упрощающих задачу допущениях, что и формула (4.12).

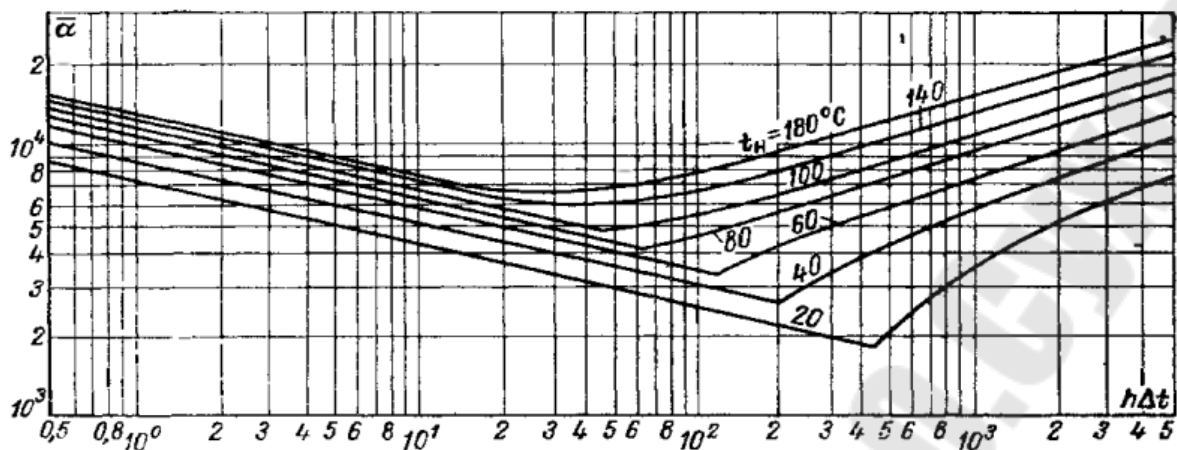


Рис. 4.6. График для расчета среднего коэффициента теплоотдачи при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной поверхности.

$\bar{\alpha}$ – ккал/(м²·ч·К), h – м; Δt – °С; 1 ккал/(м²·ч·К) = 1,16 Вт/(м²·К).

Как было сказано ранее, при $K > 5$ и $P_r > 1$ можно не учитывать инерционные силы и конвективный перенос тепла. Переменность физических параметров конденсата может быть учтена ранее введенным множителем ε_t ; при этом физические параметры конденсата, входящие в формулу (4.23), выбираются из справочных пособий по температуре насыщения.

Для развития волнового течения необходим определенный участок течения протяженностью в несколько длин волн. Поэтому на трубах небольших диаметров волновое течение не успевает развиваться. Поправку следует вводить только тогда, когда диаметр трубы удовлетворяет следующему соотношению:

$$d > 20(\delta / \rho_{жс} g)^{0,5}. \quad (4.24)$$

Формула (4.23) получена при условии $t_c = const$. При $q_c = const$ коэффициент пропорциональности, равный 0,728, должен быть заменен на 0,693.

4.3. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб

При конденсации в трубах паровой объем ограничен стенками трубы. Трубы могут быть достаточно длинными и в них может конденсироваться большое количество пара. Возникает направленное движение пара, причем скорости последнего могут быть, очень

велики (до 100 м/с и более). При этом силы трения на границе между паром и конденсатом могут быть значительными.

Если направление движения пара совпадает с направлением течения конденсата под действием сил тяжести, то вследствие трения течение пленки убыстряется, толщина ее уменьшается и коэффициент теплоотдачи увеличивается. Если направление движения пара противоположно направлению течения конденсата, то пленка может замедляться; толщина ее при этом увеличивается, а теплоотдача уменьшается. Повышение скорости пара может привести к тому, что пленка будет увлечена паром и частично сорвана с поверхности стенки. Теплоотдача при этом увеличивается.

В зависимости от величин сил тяжести и сил трения можно различать три основных случая:

– силы тяжести существенно преобладают над динамическим воздействием пара, и последний можно считать практически неподвижным; подобного рода задачи были рассмотрены в предыдущем параграфе;

– силы тяжести и силы динамического воздействия пара на пленку соизмеримы;

– динамическое воздействие пара на пленку конденсата преобладает над силами тяжести; при этом конденсат движется, увлекаемый паром, и теплоотдача практически не зависит от положения трубы в пространстве.

Конечно, между этими режимами нет резкой границы.

При конденсации в трубах скорость пара не остается постоянной, так как вдоль течения расход пара убывает (но возрастает расход конденсата). Наибольшую величину скорость пара имеет на входе в трубу. Ее среднее значение на входе может быть достаточно просто вычислено, если в трубу втекает сухой насыщенный пар, который полностью конденсируется в ней. Как следует из соотношения

$$Q = \bar{q}_c \pi dl = rG_{\text{п}} = r\rho_{\text{п}} \bar{w}_{\text{п}0} \frac{\pi d^2}{4}. \quad (4.26)$$

в котором теплота переохлаждения конденсата не учитывается, средняя скорость пара на входе $\bar{w}_{\text{п}0}$ будет:

$$\bar{w}_{\text{п}0} = \frac{4G_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}} \pi d^2} = \frac{4Q}{r\rho_{\text{п}} \pi d^2}. \quad (4.27)$$

где d и l – внутренний диаметр и длина трубы.

По мере конденсации пара часть поперечного сечения трубы заполняется конденсатом, причем средние скорости пара и жидкой фазы различны.

В расчетах удобно оперировать постоянными и заданными значениями скорости. Такой величиной может являться так называемая скорость циркуляции $w_{ц}$, определяемая следующим образом:

$$w_{ц} = \frac{G_{см}}{\rho_{жс} f} = \frac{4G_{см}}{\rho_{жс} \pi d^2}. \quad (4.28)$$

где $G_{см} = G_n + G_{жс}$ – суммарный массовый расход пара и конденсата.

Скорость $w_{ц}$, является условной величиной. Она равна действительной скорости потока только в том сечении, где конденсат полностью заполняет поперечное сечение трубы, т. е. где $G_{см} = G_{жс}$, и $G_n = 0$.

В зависимости от условий процесса пар может сконденсироваться в трубе как полностью, так и частично. При полной конденсации скорость пара на выходе из трубы равна нулю и выпар отсутствует. Если труба достаточно длинная и процесс конденсации достаточно интенсивен, то в концевой части трубы все ее сечение может быть заполнено конденсатом.

Течение конденсата и пара может быть как ламинарным, так и турбулентным. На входе в трубу течение пара может быть турбулентным. По мере конденсации пара скорость его уменьшается

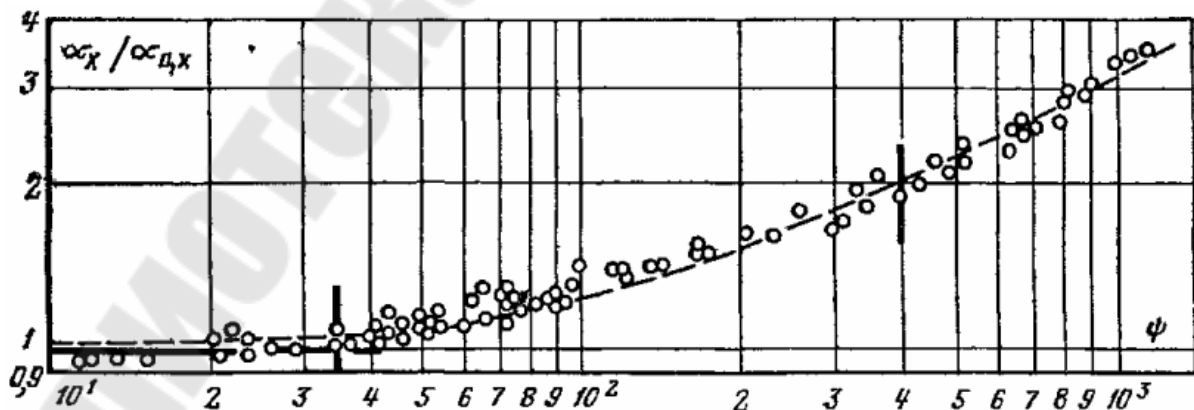


Рис. 4.7. Теплоотдача при конденсации водяного пара в вертикальной трубе; ламинарное течение пленки конденсата.

и турбулентное течение может перейти в ламинарное. Если происходит полная конденсация, в конце участка конденсации аксиальная скорость пара будет равна нулю. В то же время расход конденсата вдоль трубы непрерывно увеличивается и течение конденсата может перейти в турбулентное. При определенных условиях может иметь место и срыв капель с поверхности пленки.

Сочетание перечисленных условий делает задачу о теплообмене при конденсации пара в трубе очень сложной и затрудняет строгое и полное решение. К настоящему времени в этой области имеется много невыясненных вопросов. В частности, не ясны границы различных режимов. Многие исходные положения, используемые в теоретических решениях, недостаточно проверены опытами и т. п. Ввиду этого конкретные сведения о рассматриваемом процессе и расчетные рекомендации, которые в дальнейшем приводятся в настоящем параграфе, довольно ограничены.

Ламинарное течение пленки конденсата. На рис. 4.7 представлены результаты проведенного на кафедре ТОТ МЭИ опытного исследования теплоотдачи при конденсации насыщенного водяного пара в вертикальной трубе. Вход пара сверху. График рис. 4.7 показывает зависимость относительных коэффициентов теплоотдачи α_x / α_{0x} от

$$\phi \equiv \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \left(\frac{v_{\text{п}}}{v_{\text{ж}}} \right)^2 \frac{\text{Re}_{\text{п}d}^2}{\text{Ga}_{\text{ж}cd}^{2/3}} \text{Re}_{\text{ж}cx}^{-0,28} \varepsilon_t,$$

где $\text{Re}_{\text{п}d} = \bar{w}_{\text{п}} d / v_{\text{п}}$; $\text{Ga}_{\text{ж}cd} = g d^3 / v_{\text{ж}}^2$; $\text{Re}_{\text{ж}cx} = q_c x / r \mu_{\text{ж}}$; $\bar{w}_{\text{п}}$ – средняя в сечении x скорость пара. Физические параметры пара и конденсата, что соответственно обозначено индексами «п» и «ж», выбирались по температуре насыщения.

Коэффициенты теплоотдачи α_x являются средними на сравнительно небольших участках трубы, что в первом приближении позволяет считать их местными. Значения $\alpha_{0,x}$ вычислялись по формуле для практически неподвижного пара, конденсирующегося на вертикальной стенке.

Относительный коэффициент теплоотдачи может быть вычислен по формуле

$$\frac{\alpha_x}{\alpha_{0x}} \sqrt{0,005\phi + \sqrt{(0,005\phi)^2 + 1}}. \quad (4.29)$$

Вид уравнения (4.28) определялся теоретически при некоторых упрощающих предположениях, а постоянные уточнялись по данным опытов с водяным паром примерно атмосферного давления. Числа Re_{nd} , изменялись в опытах от 1800 до $17 \cdot 10^3$, этому соответствовала скорость пара от 3,6 до 33,5 м/с. Температурный напор изменялся от 8 до 60 К.

При $\phi \leq 35$ расчет можно вести по формулам для неподвижного пара.

Турбулентное течение конденсата. В теоретических и экспериментальных исследованиях изучалась теплоотдача при преобладающем влиянии сил трения пара. В качестве основы теоретического исследования была использована аналогия между теплообменом и сопротивлением трения; в результате была получена полуэмпирическая формула, описывающая местные коэффициенты теплоотдачи:

$$Nu_{dn} = c Re_{удн}^{0,8} Pr_{жсн}^{0,43} \sqrt{1 + x \left(\frac{\rho_{жс}}{\rho_{п}} - 1 \right)_n}, \quad (4.30)$$

где x – массовое расходное паросодержание в рассматриваемом сечении.

Среднее значение коэффициентов теплоотдачи для режима неполной конденсации пара из пароводяной смеси определяется формулой

$$Nu_{dn} = c Re_{удн}^{0,8} Pr_{жсн}^{0,43} \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + x_1 \left(\frac{\rho_{жс}}{\rho_{п}} - 1 \right)_n} + \sqrt{1 + x_2 \left(\frac{\rho_{жс}}{\rho_{п}} - 1 \right)_n} \right], \quad (4.31)$$

где x_1 и x_2 – массовые расходные паросодержания во входном и выходном сечении рассматриваемого участка трубы: $x_1 = (G_{п} / G_{см})_{вх}$, и $x_2 = (G_{п} / G_{см})_{вых}$. Для стальных труб $c = 0,024$, для медных – $c = 0,032$. В формулах (4.30) и (4.31)

$$\overline{Nu}_{dn} = \frac{\bar{\alpha}d}{\lambda_{жс}}; \quad Nu = \frac{\alpha d}{\lambda_{жс}}.$$

$$Re_{удн} = \frac{w_y d}{\nu_{жс}} = \frac{4G_{см}}{\pi d \mu_{жс}}.$$

Все физические параметры выбираются, по температуре насыщения. Индексы «ж» и «п» по-прежнему обозначают, что данная величина является физическим параметром соответственно жидкости и пара.

Уравнения (4.29) и (4.30) получены для общего случая, когда $1 \geq x_1 > 0$ и $1 > x_2 \geq 0$. В зависимости от значений x_1 и x_2 можно выделить частные режимы: а) $x_1 = 1; x_2 = 0$ – полная конденсация сухого пара в трубе; б) $x_1 = 1; 1 > x_2 > 0$ – частичная конденсация пара; в) $1 > x_1 > 0; x_2 = 0$ – полная конденсация пара из пароводяной смеси, поступившей в трубу. При $x_1 = x_2 = 0$ формулы (4.29) и (4.30) принимают структуру уравнений, используемых при расчете теплообмена однородных жидкостей.

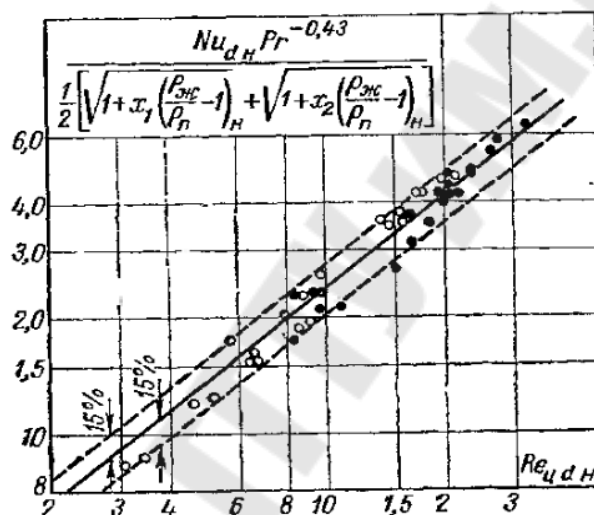


Рис. 4.8. Теплоотдача при конденсации водяного пара в трубе в условиях турбулентного течения конденсата. ● – $d = 16$ мм; ○ – $d = 20$ мм

На рис. 4.8 формула (4.30) сопоставлена с опытными данными. Опытные данные получены при $Re_{удн} > 5 \cdot 10^3$; $Pr_{ж,н} \approx 1$; $1 > x_1 > 0$; $1 > x_2 > 0$; $p_n = 1,22 \div 8,82$, МПа.

Если $Re_{удн} > 5 \cdot 10^3$, угол наклона трубы не оказывает влияния на интенсивность теплоотдачи. Это свидетельствует о преобладающем влиянии динамического воздействия пара по сравнению с силами тяжести.

Очень сложен процесс теплоотдачи при конденсации в горизонтальных трубах слабо движущегося пара, когда необходимо учитывать и силы тяжести, и силы трения. Эта задача приближенно решалась в некоторых работах. Полученные формулы достаточно

сложны, так как приходится учитывать то обстоятельство, что конденсат течет как вдоль трубы, так и по ее окружности. При этом режимы течения пара и конденсата на различных участках трубы могут быть неодинаковыми. В то же время отсутствуют данные для определения границ участков с различными режимами течения пленки. Все эти особенности процесса существенно затрудняют получение точных зависимостей.

4.4. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара на горизонтальных одиночных трубах и пучках труб

Ранее была рассмотрена теплоотдача при конденсации неподвижного пара на наружной поверхности одиночной горизонтальной трубы. Для промышленной практики важны данные о теплоотдаче при конденсации движущегося пара. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования, при движущемся паре теплоотдача горизонтальной трубы изменяется. В опытах насыщенный пар протекал сверху вниз и поперечным потоком омывал горизонтальную трубу. Некоторые результаты опытов представлены на рис. 4.9 в виде зависимости $\bar{\alpha} / \bar{\alpha}_N = f(\text{Re}_\pi, \Delta t)$. Здесь $\bar{\alpha}$ – опытный коэффициент теплоотдачи при конденсации движущегося пара; $\bar{\alpha}_N$ – коэффициент теплоотдачи, вычисленный по формуле Нуссельта (4.24) для неподвижного пара; $\text{Re}_\pi = \bar{w}_\pi d / \nu_\pi$, где \bar{w}_π – средняя скорость пара в суженной сечении канала; d – наружный диаметр трубы.

Как следует из рис. 4.8, теплоотдача увеличивается по мере увеличения числа Re_π .

Опыты проводились при $p_\pi = (0,032 \div 0,98) \cdot 10^5$; Па; $\bar{w}_\pi = 0,26 \div 17,6$, м/с; $\Delta t \approx 0,6 \div 12$ К; $\text{Re}_\pi = 46 \div 864$, и среднем объемном содержании воздуха в паре от 0,008 до 0,017 %.

В результате обобщения опытных данных была получена формула для среднего коэффициента теплоотдачи:

$$\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}_N} = B \left(\frac{\rho_\pi \bar{w}_\pi^2}{\rho_{жс} dg} \right)^{0,08} \left(\frac{\rho_{жс} g d^3 r}{\lambda_{жс} \nu_{жс} \Delta t} \right)^{-0,125} \quad (4.32)$$

Физические параметры конденсата, входящие в эту формулу, выбираются по температуре насыщения.

Из последнего уравнения следует, что при движущемся паре коэффициент теплоотдачи слабее зависит от температурного напора, чем при неподвижном: при неподвижном паре $\alpha \sim \Delta t^{-0,25}$, при движущемся

$$\alpha \sim \Delta t^{-0,25} \quad (4.33)$$

Конденсационные аппараты, как правило, имеют не одну трубку, а пучок труб. Трубы в пучке обычно размещаются в шахматной или коридорном порядке.

Процессы конденсации на наружной поверхности одиночной горизонтальной трубы и таких же труб, но собранных в пучок, различны. В случае чистого пара различие обусловлено двумя факторами: уменьшением скорости пара при его движении в пучке из-за частичной конденсации и увеличением толщины конденсатной пленки за счет последовательного стекания конденсата с трубки на трубку.

Уменьшение скорости пара по мере его продвижения через пучок приводит к последовательному уменьшению теплоотдачи при возрастании номера ряда. К такому же эффекту приводит и сток конденсата с верхних труб на нижние. Однако сток конденсата в горизонтальном пучке имеет отличие от стока по непрерывной вертикальной стенке.

Конденсат стекает с трубки не в виде сплошной пленки, а отдельными каплями или струйками (рис. 4.10). Капли, попадая на нижележащую трубку, с одной стороны, временно утолщают пленку в месте падения, растекаясь затем по ее поверхности, с другой – возмущают течение пленки, что может способствовать появлению волнового или даже турбулентного режима движения. Места отрыва и падения капель все время перемещаются вдоль трубки. Это перемещение усиливается, если трубка имеет хотя бы небольшой наклон. В этом случае волнообразная струя конденсата передвигается вдоль нижней части трубки. Такой характер стекания конденсата приводит к тому, что некоторое увеличение термического сопротивления за счет утолщения слоя конденсата в значительной части компенсируется возникающими при стоке возмущениями.

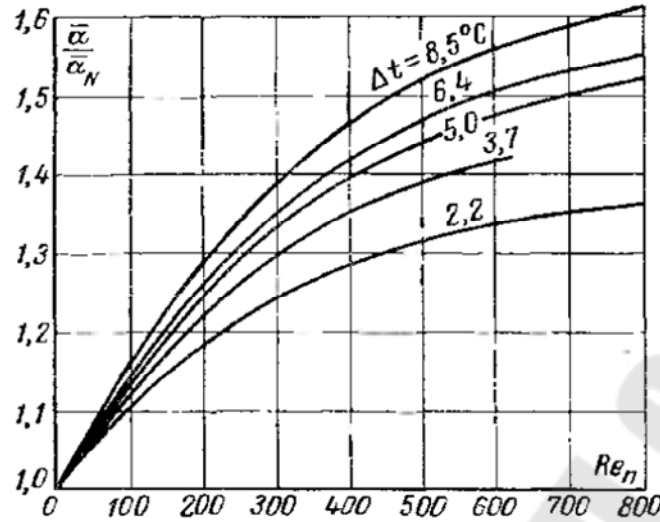


Рис. 4.9. Зависимость относительного коэффициента теплоотдачи $\bar{\alpha} / \bar{\alpha}_N$ одиночной горизонтальной трубы от числа Рейнольдса пара $p = 8,6 \cdot 10^3$ Па

Влияние конденсата, натекающего сверху на данную трубку, может быть учтено параметром $\sum_{i=1}^{i=n} \frac{G_i}{G_n}$, где $\sum_{i=1}^{i=n} G_i$ – суммарное количество конденсата, стекающего по трубе n -го ряда; G_n – количество конденсата, образующегося на рассматриваемой трубе ($i = n$). Здесь n – число рядов труб по высоте коридорного пучка или половина числа рядов труб по высоте шахматного пучка.

Опытным путем получено

$$\frac{\bar{\alpha}_n}{\bar{\alpha}_1} = \left(\frac{\sum_{i=1}^n G_i}{G_n} \right)^{-0,07}; \quad (4.33)$$

где $\bar{\alpha}_n$ – средний коэффициент теплоотдачи n -го ряда, приведенный к скорости пара и температурному напору в первом ряду труб; $\bar{\alpha}_1$ – средний коэффициент теплоотдачи первого ряда.

Если трубный пучок имеет одинаковое сечение по всей его высоте и пар в нем течет сверху вниз, то теплоотдачу можно рассчитать, используя формулы (4.32) и (4.34). Расчет усложняется тем, что коэффициент теплоотдачи для каждого горизонтального ряда труб зависит от местных значений температурного напора, давления

и скорости пара, законы изменения которых по рядам заранее неизвестны. Теплоотдачу при этом следует рассчитывать последовательно для каждого ряда труб в отдельности, начиная от первого со стороны входа пара.

Намеченный путь расчета теплоотдачи пучка очень трудоемок. Расчет можно существенно облегчить, если ввести некоторые упрощающие предположения, позволяющие получить приближенную формулу для среднего коэффициента теплоотдачи с паровой стороны.

Полагая, что температурный напор и давление пара не изменяются по высоте трубного пучка, получили следующую приближенную формулу для определения среднего для всего пучка коэффициента теплоотдачи $\bar{\alpha}_n$:

$$\frac{\bar{\alpha}_n}{\bar{\alpha}_N} = \frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_N} = \frac{0,84\varepsilon}{\left[1 - (1 - \varepsilon)^{0,84}\right] n^{0,07}}. \quad (4.35)$$

В формуле (4.35) $\bar{\alpha}_1 / \bar{\alpha}_N$ – относительный коэффициент теплоотдачи первого ряда, вычисляемый по уравнению (4.31); n – число рядов труб по высоте коридорного пучка или половина числа рядов труб по высоте шахматного пучка; $\varepsilon = (G_{\text{вх}} - G_{\text{вых}}) / G_{\text{вх}}$ – степень конденсации пара; здесь $G_{\text{вх}}$, и $G_{\text{вых}}$ – массовые расходы пара на входе и на выходе из пучка.

4.5. Отдельные задачи теплообмена при конденсации пара

Конденсация перегретого пара будет иметь место, если температура поверхности стенки меньше температуры насыщения. Если же $t_c > t_n$, то конденсация отсутствует и происходит теплообмен однофазной жидкости (пара).

При конденсации перегретого пара температура его у стенки постепенно снижается и конденсируется по существу насыщенный пар. Теплота перегрева отдается при этом поверхности конденсата обычным конвективным путем. Таким образом, конденсируясь, перегретый пар передает конденсату теплоту фазового перехода и теплоту перегрева. Кроме того, пар, не сконденсировавшийся в теплообменнике, отдает часть своей теплоты перегрева путем

обычного конвективного теплообмена; при этом температура пара снижается.

В случае полной конденсации перегретого пара каждый его килограмм отдает теплоту:

$$r_{nep} = r + c_{pn} \delta t_{nep},$$

где $\delta t_{nep} = t_{nep} - t_n$; t_{nep} – температура перегретого пара.

Теплообмен при конденсации перегретого пара исследован еще не в полной мере. Однако некоторые опытные данные по пленочной и капельной конденсации неподвижного пара позволяют считать, что при полной конденсации с достаточной для практики точностью коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по формулам для сухого насыщенного пара. При этом вместо r в формулы подставляется r_{nep} .

Конденсация влажного пара. Если пар является влажным, то часть влаги будет выпадать вместе с конденсирующимся паром. Полагают, что наибольшее количество влаги, могущее выпасть на поверхности пленки конденсата, равно влагосодержанию сконденсировавшегося пара. Приближенные оценки показывают, что при влажности в пределах до 10–20% (по массе) ее влиянием на коэффициент теплоотдачи можно пренебречь. Вопрос о влиянии влажности исследован еще недостаточно.

Литература

1. Толубинский, В. И. Теплообмен при кипении / В. И. Толубинский. – Киев : Наукова думка, 1980. – 313 с.
2. Бэнков, С. Г. Вскипание на твердой поверхности в отсутствие растворенной газовой фазы / С. Г. Бэнков // Вопросы физики кипения. – М. : Мир, 1964. – С. 80–98.
3. Арефьева, Е. И. О влиянии смачиваемости на теплообмен при кипении / Е. И. Арефьева, И. Т. Аладьев // ИФЖ. – 1958. – Т. 1, № 7. – С. 11–17.
4. Rayleigh, I. W. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity / I. W. Rayleigh // Phil. Mag. – 1917. – Vol. 34, № 200. – P. 94–98.
5. Bosnjakovic, F. Verdampfung und Flüssigkeit-überhitzung / F. Bosnjakovic // Techn. Mech. und Thermodyn. – 1930. – № 10. – P. 358–362.
6. Фритц, В. Исследование механизма парообразования с помощью киносъемки паровых пузырей / В. Фритц, В. Энде // Вопросы физики кипения. – М. : Мир, 1964. – С. 162–188.
7. Плессет, М. С. Рост паровых пузырей в перегретых жидкостях / М. С. Плессет, С. А. Цвик // Вопросы физики кипения. – М.: Мир, 1964. – С. 189 – 211.
8. Форстер, Г. Рост парового пузыря в перегретой жидкости / Г. Форстер, Н. Зубер // Вопросы физики кипения. – М.: Мир, 1964. – С. 212–225.
9. Scriven, L. E. On the dynamics of phase growth / L. E. Scriven // Chem. Eng. Sci. – 1959. – № 10. – P. 1–13.
10. Лабунцов, Д. А. Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давления / Д. А. Лабунцов, Б. А. Кольчугин, В. С. Головин // ТВТ. – 1964. – Т. 2, № 3. – С. 446–453.
11. Лабунцов, Д.А. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости / Д. А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1959. – № 12. – С. 19–26.
12. Лабунцов, Д.А. Обобщенные зависимости для критических тепловых нагрузок при кипении жидкостей в условиях свободного движения / Д.А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1960. – № 7. – С. 76–80.
13. Борнхорст, У. Д. Определение скорости роста пузырей с учетом дискретности у поверхности раздела фаз / У. Д. Борнхорст,

Г. Н. Хэтсопулос // Прикладная механика. – 1967. – Т. 89, № 4. – С. 125–132.

14. Mikic, B.B. On bubble growth rates / B. B. Mikic, W. M. Rohsenow, P. Griffith // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1970. – Vol. 13, № 4. – P. 657–666.

15. Zuber, N. The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields / N. Zuber // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1961. – V. 2, № 1. – P. 83–102.

16. Лабунцов, Д. А. Механизм роста паровых пузырьков на поверхности нагрева при кипении / Д. А. Лабунцов // ИФЖ. – 1963. – Т. 6, № 4. – С. 33–37.

17. Лабунцов, Д. А. Современные представления о механизме пузырькового кипения жидкостей / Д.А. Лабунцов // Теплообмен и физическая гидродинамика. – М.: Наука, 1974. – С. 98–115.

18. Ягов, В.В. Исследование кипения жидкостей в области низких давлений : автореф. дис. ...канд. техн. наук: 01. 04. 14 / В. В. Ягов. – М., 1971. – 34 с.

19. Жилина, В. В. Связь между краевым углом и отрывным диаметром пузырька при повышенных давлениях / В. В. Жилина // Исследование по физике кипения. – 1972. – Вып. 1. – С. 84–89.

20. Кутателадзе, С.С. Основы теории теплообмена / С. С. Кутателадзе. – Новосибирск : Наука, 1970. – 660 с.

21. Кружилин, Г.Н. Обобщение экспериментальных данных по теплопередаче при кипении жидкостей в условиях естественной конвекции / Г. Н. Кружилин // Изв. АН СССР. ОТН. – 1949. – № 5. – С. 701.

22. Волошко, А. А. Динамика роста парового пузыря при кипении в условиях свободного движения / А. А. Волошко, А. В. Вургафт // ИФЖ. – 1970. – Т. 19, № 1. – С. 15–20.

23. Кутепов, А. М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании / А. М. Кутепов, Л. С. Стерман, Н. Г. Стюшин. – М. : Высшая школа, 1977. – 352 с.

24. Гухман, А. А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена / А. А. Гухман. – М. : Высшая школа, 1974. – 328 с.

25. Толубинский, В. И. Теплообмен при кипении в условиях свободной конвекции / В. И. Толубинский // Труды института теплоэнергетики. – 1950. – № 2. – С. 19 – 29.

26. Гогонин, И. И. Теплообмен при кипении фреона-21 в условиях свободной конвекции / И. И. Гогонин // Холодильная техника. – 1970. – № 3. – С. 24–28.

27. Данилова, Г. Н. Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреонов С-318 и 21 на горизонтальной трубке / Г. Н. Данилова, А. В. Куприянова // Холодильная техника. – 1967. – № 11. – С. 15–20.

28. Куприянова, А. В. Теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных трубах / А. В. Куприянова // Холодильная техника. – 1970. – № 11. – С. 40–44.

29. Данилова, Г. Н. Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов / Г. Н. Данилова // Холодильная техника. – 1965. – № 2. – С. 18–23.

30. Данилова, Г. Н. Обобщение данных по теплоотдаче при кипении аммиака / Г. Н. Данилова, А. В. Куприянова // Холодильная техника. – 1971. – № 6. – С. 39–41.

31. Куприянова, А. В. Теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных трубах / А. В. Куприянова // Холодильная техника. – 1979. – № 11. – С. 28–32.

32. Данилова, Г. Н. Теплообмен при кипении фреонов: автореф. дис. ... д-ра тех. наук: 01. 04. 14 / Г. Н. Данилова – Л., 1968. – 28 с.

33. Волошко, А. А. О кипении фреонов в условиях свободной конвекции / А. А. Волошко // Холодильная техника. – 1971. – № 8. – С. 31–34.

34. Данилова, Г. Н. Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов / Г. Н. Данилова // В сб. Теплообмен при конденсации и кипении: Труды ЦКТИ. – Вып. 57. – 1965. – С. 56–62.

35. Лабунцов, Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении / Д. А. Лабунцов // Энергетика и транспорт. – 1963. – № 1. – С. 58–71.

36. Боришанский, В. М. Теплообмен при пузырьковом кипении / К. А. Жохов // ИФЖ. – 1968. – Т. 15, № 5. – С. 809–817.

37. Дюндин, В. А. Исследование теплообмена при кипении фреона 12 на гладкой и ребристой трубках / В. А. Дюндин // Холодильная техника. – 1969. – № 11. – С. 16–22.

38. Боришанский, В. М. Обобщенная формула для расчета теплоотдачи при пузырьковом кипении различных жидкостей / В. М. Боришанский, В. А. Шлейфер // Тепло- и массоперенос при

фазовых превращениях: материалы IV Всесоюз. конф. по теплооб. и гидр. при движ. двухфазн. потока в элем. энерг. машин и аппар., Ленинград, 1971г. – Минск, 1974. – С 202–210.

39. Данилова, Г. Н. Теплообмен при конденсации и кипении / Г. Н. Данилова // Труды ЦКТИ. – Вып. 57. – 1965.

40. Лабунцов, Д. А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкости / Д. А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1972. – № 9. – С. 14 – 19.

41. Исаченко, В. П. Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – 4-е изд. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.

42. Ягов, В. В. Интенсификация теплообмена и стабилизация процесса кипения в области весьма низких давлений / В. В. Ягов, Д. А. Лабунцов // ИФЖ. – 1971. – Т. 20, № 6. – С. 231–234.

43. Ройзен, Л. И. Тепловой расчет ребренных поверхностей / Л. И. Ройзен, И. Н. Дулькин. – М.: Энергия, 1977. – 254 с.

44. Ягов, В. В. Научное наследие Д. А. Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении / В. В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1995. – № 3. – С. 2–10.

45. Лабунцов, Д. А. Обобщенные зависимости для теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей / Д. А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1960. – № 5. – С. 76–81.

46. Лабунцов, Д. А. Современные представления о механизме пузырькового кипения жидкостей / Д. А. Лабунцов // Теплообмен и физическая гидродинамика. – М.: Наука, 1974. – С. 98–115.

47. Ягов, В. В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей / В. В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1988. – № 2. – С. 4–9.

48. Gorenflo, D. Pool boiling heat transfer from single tubes to new refrigerants / D. Gorenflo, P. Sokol, S. Caplanis // Proc. of the 18-th Int. Congr. of Refrigeration. – Montreal. – 1991. – Vol. 2. – P. 423–428.

49. Данилова, Г. Н. Теплообменные аппараты холодильных установок / Г. Н. Данилова, С. Н. Богданов, О. П. Иванов. – Л.: Машиностроение, 1986. – 303 с.

50. Васильев, Л. Л. Обобщение экспериментальных данных по теплообмену при кипении пропана на медных спеченных капиллярно-пористых покрытиях / Л. Л. Васильев, А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Вестник ГГТУ им. П. О. Сухого. – 2001. – № 2. – С. 3–13.

51. Влияние условий подвода жидкости к местам парообразования на теплообмен в пористом теле / Л. Л. Васильев

[и др.] // Тепло- и массоперенос – 2003: сб. науч. тр. / ИТМО им. А. В. Лыкова НАНБ. – Минск, 2003. – С. 106–111.

52. Овсянник, А. В. Исследование процесса теплообмена при кипении аммиака в горизонтальном кольцевом канале / А. В. Овсянник, В. С. Мурашов, В. В. Московченко // Холодильная техника и технология. – Киев: Техника, 1989. – № 49. – С. 71–74.

53. Керн, Д. Развитые поверхности теплообмена / Д. Керн, А. Краус; пер. с англ. – М.: Энергия, 1977. – 464 с.

54. Данилова, Г. Н. Экспериментальное исследование теплоотдачи при кипении R 22 и R 717 на поверхностях разного типа в горизонтальных кожухотрубных испарителях / Г. Н. Данилова, В. А. Дюндин, А. Г. Соловьев // ТВТ. – 1992. – Т. 30, № 4. – С. 784–789.

55. Кипение ацетона на горизонтальных трубах с продольным оребрением в кольцевом канале / А. В. Овсянник [и др.] // Вестн. ГГТУ им. П.О. Сухого. – 2002. – № 3. – 4. – С. 131–135.

56. Теплоотдача при кипении ацетона и этанола на горизонтальных оребренных трубах в условиях свободного движения / А. В. Овсянник [и др.] // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках: материалы XIV шк.-семинара под руковод. акад. РАН А.И. Леонтьева, Рыбинск, Россия, 26 - 30 мая 2003 г.: в 2 т. / Рыбинская авиационная технологическая академия; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – Рыбинск, 2003. – Т. 1. – С. 288–291.

57. Теплообмен при парообразовании в большом объеме и на частично затопленной горизонтальной трубе с капиллярно-пористым покрытием / Л. Л. Васильев // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках: материалы XIV шк.-семинара под руковод. акад. РАН А.И. Леонтьева, Рыбинск, Россия, 26 - 30 мая 2003 г.: в 2 т. / Рыбинская авиационная технологическая академия; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – Рыбинск, 2003. – Т. 1. – С. 363–366.

58. Experimental study of heat transfer during asetone and ethanol boiling on finned surface / A.V. Ovsianik [and all] // Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators: V Minsk International Seminar, Minsk, 8–11 September 2003: / Luikov Heat and Mass Transfer Institute; редкол.: Л. Л. Васильев [и др.]. – Minsk, 2003. – С. – 423–426.

59. Ovsianik, A. V. Summary of Experimental data obtained during asetone and ethanol boiling on finned surface / A. V. Ovsianik,

M. N. Novikov // Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators: V Minsk International Seminar, Minsk, 8 – 11 September 2003: / Luikov Heat and Mass Transfer Institute; редкол.: Л. Л. Васильев [и др.]. – Minsk, 2003. – С. – 427–431.

60. Propane Pool Boiling in Porous Structures / A.S. Zhuravlyov [and all] // Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators: V Minsk International Seminar, Minsk, 8 - 11 September 2003: / Luikov Heat and Mass Transfer Institute; редкол.: Л.Л. Васильев [и др.]. – Minsk, 2003. – С. – 522–526.

61. Овсянник, А. В. Исследование теплоотдачи при кипении ацетона и этилового спирта на оребренной поверхности / А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Холодильная техника и технология. – 2003. – №5(85). – С. 23–28.

62. Железный, В. П. Перспективы и проблемы применения углеводородов в качестве хладагентов / В. П. Железный, О. Я. Хлиева, Н. П. Быковец // Холодильная техника. – 2002. – № 7. – С. 14–16.

63. Асенчик, О. Д. Численное решение задачи теплообмена при кипении на неизотермической поверхности / О. Д. Асенчик, А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Вестн. ГГТУ им. П. О. Сухого. – 2004. – № 3. – С. 23–26.

64. Влияние давления на интенсивность теплообмена при кипении ацетона на неизотермических поверхностях / А.В. Овсянник [и др.] // Вестн. ГГТУ им. П. О. Сухого. – 2004. – № 2. – С. 43–46.

65. Кипение ацетона на горизонтальных трубах с поперечным оребрением в кольцевом канале / А. В. Овсянник [и др.] // Вестн. ГГТУ им. П. О. Сухого. – 2002. – № 2. – С. 31–36.

66. Овсянник, А. В. Теплообмен при кипении на оребренных горизонтальных трубах в условиях свободного движения / А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Весці Нацыянальнай Акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-тэхнічных навук. – 2007. – № 2. – С. 73–76.

67. Овсянник, А. В. Анализ результатов исследования теплоотдачи при кипении различных жидкостей на оребренных поверхностях / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский, Н. А. Вальченко // Современные проблемы машиноведения: материалы VI Международной НТК, Гомель, 19 – 20 октября 2006 г.: / ГГТУ им. П. О. Сухого; редкол.: С. Б. Сарело [и др.]. – Гомель, 2006. – С. 137.

68. Овсянник, А. В. Влияние давления на интенсивность теплообмена при кипении ацетона и этилового спирта на неизотермических поверхностях / А. В. Овсянник, Д. А.

Дробышевский // Холодильная техника и технология. – 2004. – № 5(91). – С. 53–56.

69. Овсянник, А. В. Интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей на неизотермической поверхности / А. В. Овсянник // Холодильная техника и технология. – 2004. – № 4 (90). – С. 40–44.

70. Овсянник, А. В. Исследование теплоотдачи при кипении фреона 134а на продольно оребренных поверхностях при постоянном давлении / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский // Холодильная техника и технология. – 2006. – № 6 (104). – С. 89–92.

71. Овсянник, А. В. Модель процесса теплообмена при кипении жидкости на ребре / А. В. Овсянник // Теплообмен ММФ 2004: материалы V Минского международного форума по тепло- и массообмену, Минск, 24–28 мая 2004 г.: в 2 т. / ИТМО им. А. В. Лыкова НАНБ; редкол.: С. А. Жданок [и др.]. – Минск, 2004. – Т. 2. – С. 72–73.

72. Овсянник, А. В. Модель процессов теплообмена при кипении на неизотермической (поперечно-оребреной) поверхности / А. В. Овсянник // Современные проблемы машиноведения: материалы V Международной научно-технической конференции, Гомель, 1–3 июля 2004 г. / ГГТУ им. П. О. Сухого; редкол.: С.Б. Сарело [и др.]. – Гомель, 2004. – С. 63.

73. Овсянник, А. В. Модель процессов теплообмена при кипении на неизотермической (поперечно-оребреной) поверхности / А. В. Овсянник // Холодильная техника и технология. – 2004. – № 2 (88). – С. 72–76.

74. Овсянник, А. В. Обобщение результатов исследования теплоотдачи при кипении фреона 134а на продольно оребренных поверхностях с различным профилем ребра / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский // Холодильная техника и технология. – 2006. – №5 (103). – С. 82–86.

75. Овсянник, А. В. Обобщение экспериментальных данных при кипении фреона 134а на гладкой технически шероховатой поверхности / А.В. Овсянник, Д.А. Дробышевский, Д.А. Гуриков // Вестн. ГГТУ им. П. О. Сухого. – 2006. – №4. – С. 104–110.

76. Овсянник, А. В. Оценка эффективности теплообмена на развитых поверхностях при кипении / А. В. Овсянник // Вестн. ГГТУ им. П. О. Сухого. – 2007. – № 1 (28). – С. 62–70.

77. Овсянник, А. В. Теплообмен при кипении на развитых поверхностях / А. В. Овсянник. – Гомель: ГГТУ им. П. О. Сухого, 2004. – 371 с.

78. Овсянник, А. В. Теплоотдача при кипении фреона-134а на оребренных поверхностях в большом объеме при различных давлениях насыщения / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский // Холодильная техника и технология. – 2007. – №1 (105). – С. 83–86.

79. Овсянник, А. В. Теплоотдача при кипении фреона-134а на оребренных поверхностях в большом объеме при различных давлениях насыщения / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский, Н. А. Вальченко // Современные проблемы машиноведения: материалы VI Международной НТК, Гомель, 19–20 октября 2006 г.: / ГГТУ им. П. О. Сухого; редкол.: С. Б. Сарело [и др.]. – Гомель, 2006. – С. 138–139.

80. Овсянник, А. В. Теплофизическое моделирование теплообмена при кипении на неизотермической (поперечно-оребреной) поверхности / А. В. Овсянник // Вестн. ГГТУ им. П. О. Сухого. – 2004. – № 3. С. 49–58.

81. Теплообмен при кипении ацетона и этилового спирта на горизонтальных оребренных трубах / А. В. Овсянник [и др.] // Теплообмен ММФ 2004: материалы V Минского международного форума по тепло- и массообмену, Минск, 24 – 28 мая 2004 г.: в 2 т. / ИТМО им. А.В. Лыкова НАНБ; редкол.: С. А. Жданок [и др.]. – Минск, 2004. – Т. 2. – С. 73–74.

82. Теплообмен при кипении фреона 134а на оребренных поверхностях с обобщением экспериментальных данных / А. В. Овсянник [и др.] // Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках: материалы XVI шк.-семинара под руковод. акад. РАН А.И. Леонтьева, Санкт-Петербург, 21–25 мая 2007 г. : в 2 т. / Московский энергет. ин-т; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – М., 2007. – Т. 1. – С. 470–473.

83. Овсянник, А. В. Моделирование теплообмена при развитом пузырьковом кипении на шипах // А. В. Овсянник / Энергетика – Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. – 2007. – № 6. – С. 47–54.

84. Experimental Study of Heat Transfer Rate During Evaporation of Ozone Safe Freon R134a on Plane and Finned Tubes // A. V. Ovsiannik [and all] // VII Minsk International Seminar « Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators», 8–11 September 2008; редак. коллегия: Л. Л. Васильев,

А.С. Журавлев, Л.В. Драгун. Minsk. Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2008. С. 508–510.

85. Бабакин, Б. С. Альтернативные хладагенты и сервис холодильных систем на их основе / Б. С. Бабакин, В. И. Стефанчук, Е. Е. Ковтунов. – М. : Колос, 2000. – 158 с.

86. Овсянник, А. В. Теплообмен и моделирование при кипении на теплоотдающих поверхностях / А. В. Овсянник. – 2018. – Lambert Academic Publishing. 339 с.

Содержание

Введение	3
Глава 1. Кипение жидкостей на гладких и структурированных поверхностях	7
1.1. Механизм процесса теплообмена при кипении на теплоотдающей поверхности.....	7
1.2. Уравнения подобия, описывающие теплообмен при пузырьковом кипении.....	18
Глава 2. Кипение на неизотермических (оребранных) поверхностях	30
2.1. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении на неизотермической поверхности	31
2.2. Теплообмен при кипении озонобезопасного фреона R134a на неизотермических оребренных поверхностях.....	59
Глава 3. Теплофизическая модель теплообмена при кипении жидкостей на неизотермических поверхностях	80
3.1. Постановка задачи.....	81
3.2. Уравнения теплопроводности для продольных и радиальных ребер.....	94
3.3. Критериальные уравнения.....	104
3.4. Моделирование теплообмена при первом кризисе кипения	107
Глава 4. Теплообмен при конденсации чистого пара	113
4.1. Основные положения.....	113
4.2. Теплообмен при пленочной конденсации неподвижного пара.....	21
4.3. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб	135
4.4. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара на горизонтальных одиночных трубах и пучках труб	140
Литература.....	145

Овсянник Анатолий Васильевич

**ПРОЦЕССЫ ТЕПЛООБМЕНА
ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ
ПРИ РАЗНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ
ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ АППАРАТОВ
ПРОМЫШЛЕННЫХ УСТАНОВОК**

**Практикум
для магистрантов специальности 1-43 80 03
«Теплоэнергетика и теплотехника»
дневной и заочной форм обучения**

Подписано к размещению в электронную библиотеку
ГГТУ им. П. О. Сухого в качестве электронного
учебно-методического документа 25.01.24.

Рег. № 56Е.

<http://www.gstu.by>