

А. В. Овсянник

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ**

**Гомель
ГГТУ им. П. О. Сухого
2012**

УДК 536.24

Овсянник, А. В. Моделирование процессов теплообмена при кипении жидкостей / А. В. Овсянник. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2012. – 284 с. : ил. – ISBN 978-985-535-113-0.

В монографии обобщены и систематизированы результаты экспериментальных и теоретических исследований по интенсификации процессов теплообмена при кипении на гладких и развитых поверхностях, приведены результаты экспериментальных исследований теплообмена при кипении озонобезопасного фреона R134a на гладких изотермических и оребренных неизоотермических поверхностях для условий испарителей теплонасосных и холодильных установок. Рассмотрена предложенная теплофизическая модель теплообмена при кипении на неизоотермической оребренной поверхности, при решении которой получены соотношения, позволяющие определять интенсивность теплоотдачи прямым путем без привлечения экспериментальных данных.

Для инженерно-технических работников, специалистов, занимающихся вопросами интенсификации теплообмена при кипении, преподавателей вузов, аспирантов, магистрантов и студентов.

Табл. 16, ил. 96, список лит. – 284 назв.

Рецензенты: зав. лаб. пористых сред ИТМО им. А. В. Лыкова
НАН Беларуси д-р техн. наук, проф. *Л. Л. Васильев*;
зав. каф. «Техническая механика» ГГТУ им. П. О. Сухого
д-р физ.-мат. наук, проф. *О. Н. Шабловский*;
зав. каф. «Энергоэффективные технологии на транспорте»
БелГУТа канд. техн. наук, доц. *В. М. Овчинников*

*Рекомендовано к изданию Советом ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 7 от 19.03.2012 г.)*

ISBN 978-985-535-113-0

© Овсянник А. В., 2012

© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2012

Научное издание

Овсянник Анатолий Васильевич

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ**

Монография

Редакторы: *Н. Г. Мансурова,
Н. В. Гладкова,
А. В. Власов*

Компьютерная верстка *М. В. Аникеенко*

Подписано в печать 09.04.12.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.
Ризография. Усл. печ. л. 16,74. Уч.-изд. л. 17,59.
Тираж 100 экз. Заказ № /22.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Издательский центр
Учреждения образования «Гомельский государственный
технический университет имени П. О. Сухого».
ЛИ № 02330/0549424 от 08.04.2009 г.
246746, г. Гомель, пр. Октября, 48

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	5
Перечень условных обозначений.....	9
Глава 1. Кипение жидкостей на гладких и структурированных поверхностях	11
1.1. Механизм процесса теплообмена при кипении на теплоотдающей поверхности	11
1.2. Уравнения подобия, описывающие теплообмен при пузырьковом кипении.....	20
1.3. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении жидкостей на гладких изотермических поверхностях ..	30
1.4. Модели процесса кипения на изотермической неинтенсифицированной поверхности теплообмена	68
Глава 2. Кипение на неизотермических ребренных поверхностях	91
2.1. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении на неизотермической поверхности.....	92
2.2. Теплообмен при кипении озонобезопасного фреона R134a на неизотермических ребренных поверхностях	146
2.3. Оценка эффективности теплообмена на развитых поверхностях при кипении	166
2.4. Модели процессов теплообмена при кипении на неизотермической ребренной поверхности	176
Глава 3. Теплофизическая модель теплообмена при кипении жидкостей на неизотермических ребренных поверхностях	190
3.1. Постановка задачи.....	190
3.2. Уравнения теплопроводности для продольных и радиальных ребер.....	201
3.3. Критериальные уравнения.....	212
3.4. Теплообмен при кипении на шипах.....	215
3.5. Моделирование теплообмена при первом кризисе кипения	223
3.6. Сравнение расчетных и экспериментальных коэффициентов теплоотдачи.....	228

3.7. Численное решение уравнений теплопроводности	230
3.8. Анализ полученных решений.....	237
Глава 4. Сравнение интенсивности теплообмена при различных способах развития поверхности.....	247
Заключение	258
Литература	260

ПРЕДИСЛОВИЕ

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 теплообменных 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 теплообменных 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 и др.), где оребренные поверхности имеют несомненный приоритет. При кипении жидкостей на оребренных поверх-

ностях 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 и, 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 и т. д.), 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 теп-

лоотдающей 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 сравнению с первой книгой, опубликованной в 2004 г., настоящая монография содержит сведения по экспериментальным исследованиям процессов теплообмена при кипении ознобезопасного фреона R134a на гладких и оребренных поверхностях в диапазонах давлений и температур насыщения, характерных для работы теплонасосных установок, рассмотрены зависимости интенсивности теплоотдачи от режимных параметров, описан механизм процесса теплообмена при кипении в различных областях режима развитого кипения. Кроме того, теплофизическая модель процессов кипения на оребренных поверхностях дополнена моделью первого кризиса кипения, получены расчетные соотношения, позволяющие рассчитывать критические параметры при первом кризисе.

Настоящая монография состоит из четырех глав, заключения и библиографического списка.

Первая глава содержит общие сведения о процессах кипения как таковых, о механизме процессов теплообмена при кипении, уравнениях, описывающих такие процессы, расчетных соотношениях.

Вторая глава посвящена общим закономерностям теплообмена при кипении жидкостей на гладких и развитых поверхностях при исследованных диапазонах режимных параметров, а также приводятся сведения по кипению фреона R134a, полученные экспериментальным путем.

В третьей главе приведена теплофизическая модель процессов теплообмена при кипении на оребренных поверхностях во всем диапазоне температурных напоров развитого кипения, включая первый кризис.

В четвертой главе приводится сравнение интенсивности теплообмена при кипении при различных способах развития теплоотдающей поверхности.

Автор выражает глубокую благодарность рецензентам настоящей монографии д-ру физ.-мат. наук, проф. О. Н. Шабловскому, сделавшему ряд ценных замечаний и предложений, а также д-ру техн. наук, проф. Л. Л. Васильеву и канд. техн. наук, доц. В. М. Овчинникову.

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. Таким образом, процесс парообразования в кипящей жидкости сопровождается интенсивным массообменом и значительной турбулизацией пристенного слоя жидкости, что существенно увеличивает интенсивность теплообмена при кипении.

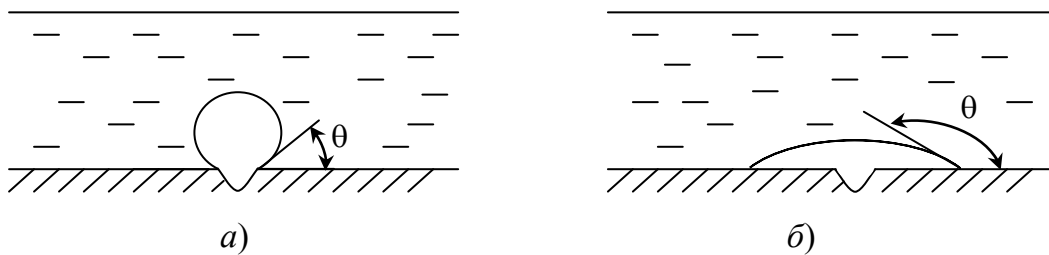


Рис. 1.1. Форма паровых пузырей при кипении жидкостей, смачивающей (а) и несмачивающей (б) теплоотдающую поверхность

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. Формы образующихся пузырей и краевые углы при кипении жидкости смачивающей и несмачивающей теплоотдающую поверхность приведены на рис. 1.1.

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 количе-

ство 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 [1]. 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 [1].

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° [2], [3], 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.

В [2] 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 $R_{кр} = (2\sigma T_n) / (r_* \rho_n \vartheta)$, если вместо $R_{кр}$ подставить R . Тогда

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

Если принять, что температура теплоотдающей поверхности T_c и прилегающего слоя жидкости $T_ж$ равны, то $\vartheta = T_ж - T_n = T_c - T_n = \vartheta_c$. Тогда выражение (1.3) примет вид [2]:

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

Однако соотношение (1.4) справедливо для условий равномерно-перегрева жидкости и поверхности, т. е. когда перегрев жидкости равен перегреву стенки и постоянен по высоте ее слоя [1]. В реальных же условиях перегрев значительно отличается от рассчитанного по (1.4), т. к. процесс кипения на поверхности протекает в условиях температурной неравномерности стенки и жидкости.

Получение точного решения задачи о начале кипения практически не представляется возможным, т. к. 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 $\frac{dR}{d\tau}$ 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 $d\tau$ 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 [6], в виде

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

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, т. к. информация о величине краевого угла для различных жидкостей при разных давлениях противоречива и недостаточно надежна. В работах Лабунцова [10] выявлена слабая зависимость θ от давления насыщения для воды при кипении на серебряной поверхности в диапазоне давлений 0,1–1,5 МПа. А в экспериментах, проведенных на различных поверхностях (сталь, медь, никель) при давлении от 0,1 до 1,5 МПа [19], 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, т. к. в реальных условиях развитого пузырькового кипения его величина не остается постоянной, а изменяется, достигая максимума при отрыве парового пузыря [1].

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 [1]. Поэтому формулу (1.16) 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 [20]:

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

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 [22]:

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

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 [22]:

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

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 [1]. При принятых в [1] значениях постоянных, связывающих размеры зародыша и впадины, выражение для определения времени ожидания будет:

$$\tau_2 = \frac{144}{\pi a} \left(\frac{\sigma T_{\text{н}}}{r_* \rho_{\text{п}} \vartheta} \right)^2. \quad (1.9)$$

В [23] 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 :

$$\tau_2 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{g}{q} \right)^2 \lambda_{ср}. \quad (1.10)$$

Однако выражения (1.9) и (1.10) не полностью отражают зависимость τ_2 от режимных параметров, т. к. 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 $\tau_2 \rightarrow 0$ [1]. 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 [22]:

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

Удовлетворительно согласуется с опытными данными и полуэмпирическое соотношение, полученное в [24]:

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

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 :

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

Видно, что решение (1.13) и полуэмпирическое соотношение (1.12) различаются между собой только коэффициентами [25].

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 [26]. 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 несоответствующим 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 [26]. 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.

В [1] рассматривается процесс пузырькового кипения, при котором практически вся теплота от теплоотдающей поверхности идет на нагрев жидкости, а затем переходит в теплоту фазового перехода (ис-

парение 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, т. к. 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 [1]. При приближенном анализе свойства поверхности можно не учитывать. В такой постановке приближенный анализ был проведен в [27], 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

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

– уравнение энергии

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

– 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:

$$\operatorname{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda}; \quad \operatorname{Pe} = \frac{wl}{a}; \quad \operatorname{Fo} = \frac{a\tau}{l^2}; \quad \operatorname{Pr} = \frac{\nu}{a}; \quad \operatorname{Gr} = \frac{gl^3\beta\vartheta}{\nu^2}; \quad \operatorname{Eu} = \frac{\Delta p}{\rho w^2}; \quad \operatorname{Ar} = \frac{gd_0^2}{\nu^2} \left(\frac{\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right).$$

При решении задачи теплообмена при кипении из всего комплекса чисел подобия необходимо выделить те числа, которые явля-

ются определяющими и определяемыми. К определяющим не относится число Эйлера, т. к. 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 числа Грасгофа и Архимеда можно исключить. Число Нуссельта Nu является определяемым числом подобия [1].

В результате определяющими числами подобия будут числа: 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 процесса кипения 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 [1].

Так как в условия однозначности (геометрические физические, временные и граничные условия) 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 ϑ , а следовательно, и от плотности теплового потока.

В качестве характеристического линейного размера при кипении жидкостей принимается среднее значение отрывного диаметра парового пузыря d_0 , т. к. его можно считать не зависящим от плотности теплового потока q . На основании этого число Пекле для теплообмена при кипении принимает вид [1]:

$$Pe = \frac{qd_0}{r_*\rho_{п}a}. \quad (1.18)$$

Здесь средний отрывной диаметр парового пузыря $d_0 = l_0 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})}}$, 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 не зависящей от плотности теплового потока q . Таким образом, число Фурье для теплообмена при пузырьковом кипении будет:

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

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

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

Число Нуссельта для теплообмена при кипении будет иметь 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, т. к. свойства теплоотдающей поверхности в принятом приближении не учитываются.

Специфической особенностью процесса кипения на теплоотдающей поверхности является наличие двухфазного «пар–жидкость» 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

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

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 [1]:

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

В виде степенной функции уравнения (1.24) получим:

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

где C – постоянная.

Уравнение (1.25) можно представить также в виде

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

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

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

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 [1]:

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

или в развернутом виде

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

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

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

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

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

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

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

Существует несколько основанных на различных предположениях 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 [20], в которой рассматриваются следующие дифференциальные уравнения:

– уравнение движения для жидкой фазы

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

– уравнение движения для паровой фазы

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

– уравнения сплошности для жидкой и паровой фаз

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

$$\text{div} \vec{w}_{\text{п}} = \frac{\partial w_{\text{п}x}}{\partial x} + \frac{\partial w_{\text{п}y}}{\partial y} + \frac{\partial w_{\text{п}z}}{\partial z} = 0; \quad (1.36)$$

– уравнение теплопроводности для жидкой фазы

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

– условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз:

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

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

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

– условия механического взаимодействия на границе раздела фаз:

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

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

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

– масштаб сформировавшихся пузырей:

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

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

В условия однозначности входят физические свойства, параметры насыщения p и $T_{\text{н}}$, температурный напор \mathfrak{E} или плотность теплового потока q , ускорение силы тяжести и геометрические размеры системы. Величина коэффициента динамической вязкости сухого насыщенного пара практически не влияет на гидродинамику двухфазного потока, поэтому величина $\mu_{\text{п}}$ исключается из условий однозначности.

В уравнении (1.38) произведение $\rho_{\text{п}} w_{\text{п}}''$ 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:

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

В зависимости (1.45) комплексы $\frac{q}{r_* \rho_{п} v} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})}} = Re$ и $\frac{g}{v^2} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}} \right) = Ar$ представляют собой числа Рейнольдса и Архимеда кипения, соответственно, т. к. в эти числа входят характеристики процесса кипения. Таким образом, интенсивность процесса парообразования на теплоотдающей поверхности при развитом пузырьковом кипении будет зависеть от чисел Пекле, Архимеда и Прандтля, а также от комплексных переменных K_p и K_t . За определяющий размер принята капиллярная постоянная $l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})}}$, а в качестве скорости – скорость парообразования $q/(r_* \rho_{п})$. Число Прандтля для жидкости $Pr = \frac{v}{a}$.

Комплекс $\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п}) l_*^2}$ 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 [25].

Число $K_p = \frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_{ж} - \rho_{п})}}$ рассматривается как отношение двух обобщенных переменных – безразмерного перепада давлений на границе раздела фаз $\frac{\Delta p}{(\sigma/d_0)}$ и величины этого перепада – $\Delta p/p$ [25].

Комплексная переменная $K_t = \frac{(r_* \rho_{\text{п}})^2}{c_p T_{\text{н}} \rho_{\text{ж}} \sqrt{\sigma g (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}}$ получена в [21]

и представляет собой произведение нескольких комплексов:

$$K_t = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \frac{\rho_{\text{п}}}{(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})} \frac{r_*}{c_p T_{\text{н}}} \frac{r_*}{g \sqrt{\sigma / [g (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})]}}.$$

Величины θ , z_i и $\delta_i \sqrt{g (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) / \sigma}$ 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 [25].

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

Число Re можно заменить на число Пекле кипения:

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

можно записать:

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

Таким образом, интенсивность процесса парообразования на теплоотдающей поверхности при развитом пузырьковом кипении будет зависеть от чисел Пекле, Архимеда и Прандтля, а также от комплексных переменных K_p и K_t .

1.3. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении жидкостей на гладких изотермических поверхностях

Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении жидкостей на различных теплоотдающих поверхностях является одним из основных методов исследования и определения интенсивности теплообмена с установлением зависимости между коэффициентом теплоотдачи и режимными параметрами. Кроме того, при экспериментальном исследовании крайне важно установить влияние

на интенсивность теплообмена других факторов, таких как теплофизические свойства жидкости, тип поверхности и ее теплофизические свойства, влияние перегрева, начало процесса развитого пузырькового кипения и т. д. В результате экспериментальных исследований появляется возможность получения обобщающих зависимостей, позволяющих рассчитать интенсивность теплообмена при кипении в исследованных условиях не только для исследованных жидкостей, но и для жидкостей со схожими физическими свойствами.

В работе [28] рассматривался процесс теплообмена при кипении фреона-21, применение которого перспективно в низкой ступени бинарного цикла мощных энергетических установок. Представлены результаты экспериментальных исследований процесса теплообмена при кипении в диапазоне температур кипения от +20 до +160 °С. Процесс кипения осуществлялся на никелевой трубке диаметром 2,5 мм и длиной 85 мм с шероховатостью 8 класса чистоты. Давление насыщения изменялось от 0,15 до 4 МПа, а плотность теплового потока от 0,4 до 200 кВт/м². Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 1.2 в виде зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при различных температурах (давлениях) насыщения.

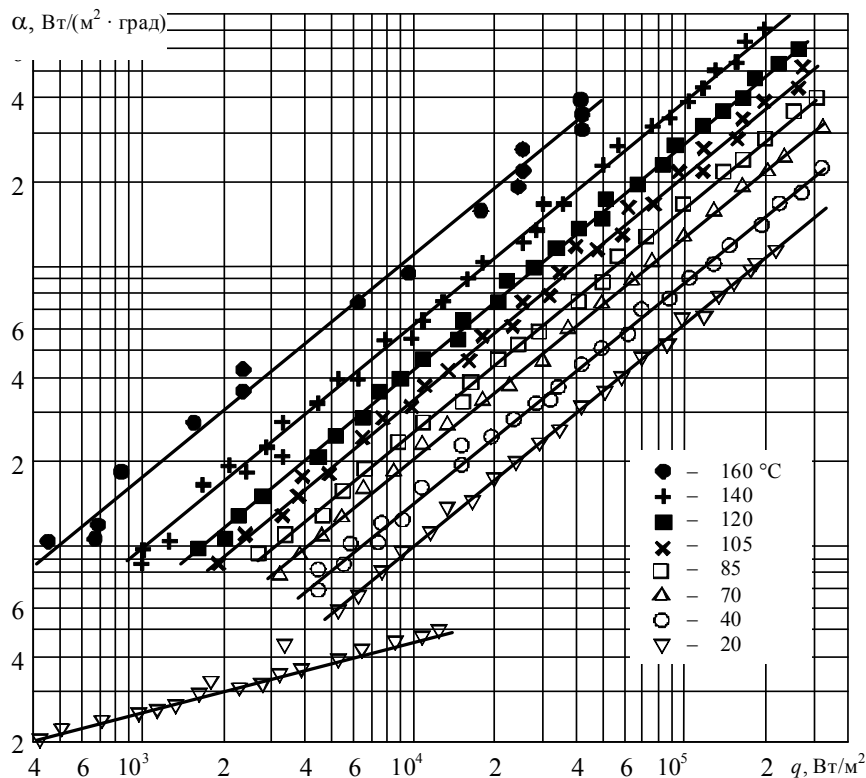


Рис. 1.2. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от теплового потока q при различных температурах насыщения [28]

В [30] рассматривается теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных одиночных трубах и пучках труб, выполненных из различных материалов.

Одиночная труба № 1: сталь 3, диаметр 5 мм, длина 90 мм, шероховатость 6,02 мкм, температура кипения $-40...+20\text{ }^{\circ}\text{C}$, плотность теплового потока $600\text{--}72000\text{ Вт/м}^2$. Одиночная труба № 2: нержавеющая сталь, диаметр 6 мм, длина 92 мм, шероховатость 2,6 мкм, температура кипения $-40...+20\text{ }^{\circ}\text{C}$, плотность теплового потока $440\text{--}91400\text{ Вт/м}^2$.

Визуальные наблюдения и измерения показали наличие гистерезиса при переходе от кипения к свободной конвекции и от свободной конвекции к кипению. Коэффициенты теплоотдачи существенно различаются при одном и том же тепловом потоке (рис. 1.4). Температура кипения при этом составила $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

В зависимости от температуры насыщения процесс кипения прекращался или начинался при значении теплового потока $4200\text{--}12000\text{ Вт/м}^2$ (рис. 1.5). Эксперименты, проведенные на трубах № 1 и 2, показали, что интенсивность процесса теплообмена не зависит от шероховатости поверхности в рассмотренном интервале шероховатостей.

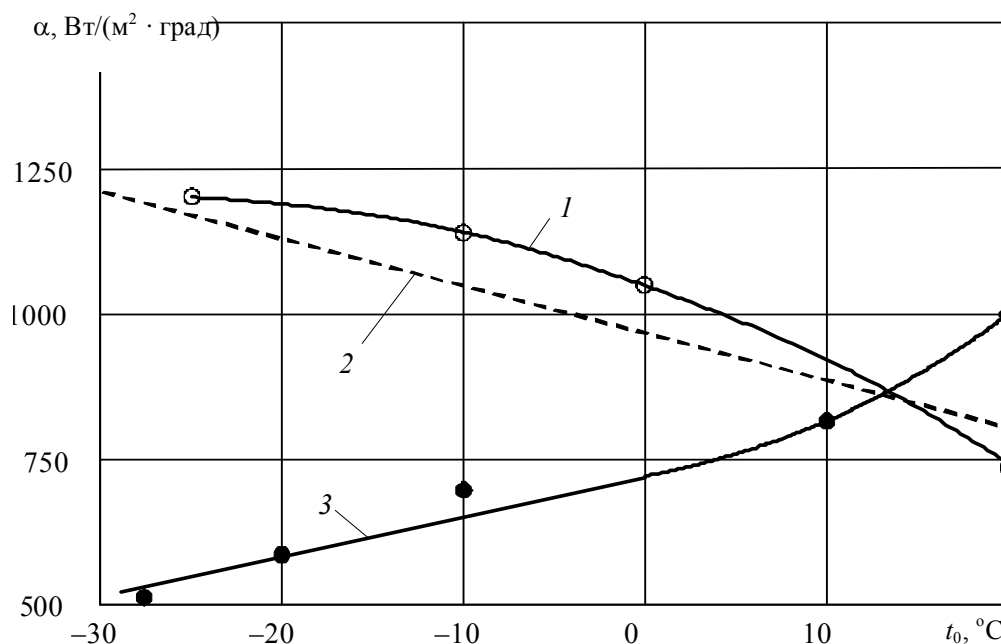


Рис. 1.4. Влияние температуры кипения на коэффициент теплоотдачи при кипении аммиака и фреона-22 на пучке труб при $q = 2000\text{ Вт/м}^2$ [30]:
 1 – аммиак (данные автора); 2 – аммиак (данные Гоголина [31]);
 3 – фреон-22 (данные автора)

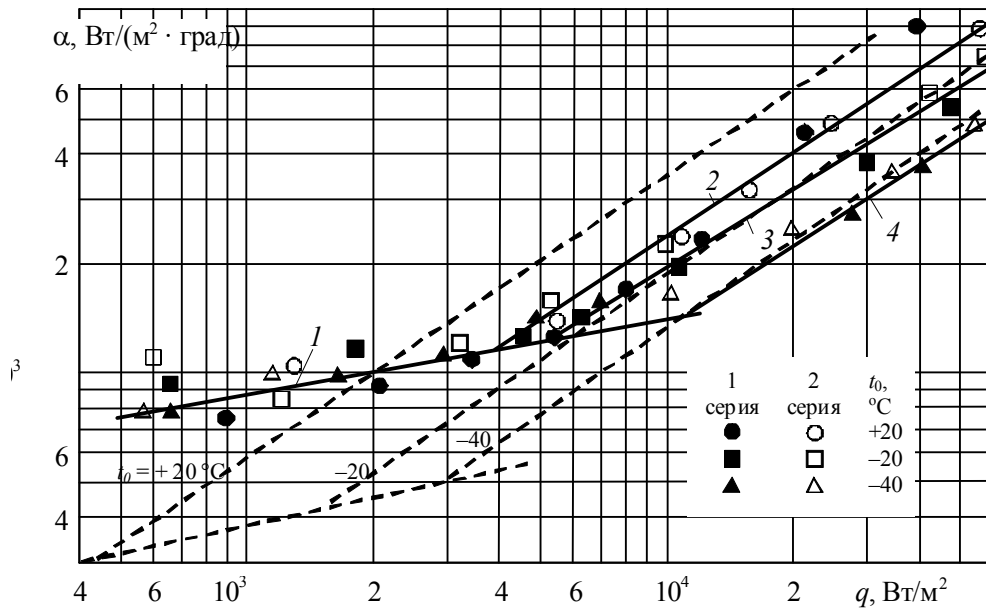


Рис. 1.5. Коэффициенты теплоотдачи при кипении аммиака на одиночной трубе № 1:

$$1 - \alpha = 215 \cdot q^{0,2} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}); \quad 2 - \alpha = 3,4 \cdot q^{0,7};$$

$$3 - \alpha = 2,7 \cdot q^{0,7}; \quad 4 - \alpha = 2,0 \cdot q^{0,7};$$

— аммиак; - - - - фреон-22 [30]

Из рис. 1.5 видно, что в области свободной конвекции при $t_0 = -40 \dots +20$ °С коэффициенты теплоотдачи могут быть обобщены линией 1, для которой $\alpha \approx q^{0,2}$. В области развитого кипения интенсивность теплоотдачи растет с повышением температуры кипения и здесь $\alpha \approx q^{0,7}$ (линии 2–4).

Для свободной конвекции была рекомендована формула Михеевой [32], которая в размерном виде имеет вид:

$$\alpha = 74,5 q^{0,2} d^{-0,2}. \quad (1.48)$$

В области развитого кипения (линии 2–4) опытные данные, обработанные в системе критериев Кутателадзе, привели к уравнению

$$\text{Nu} = 5,9 \cdot 10^{-4} \text{Re}^{0,7} \text{Pr}^{0,35} K_p^{0,7}.$$

Кипение фреона-22 начинается и прекращается при меньших тепловых потоках, чем у аммиака, что можно объяснить меньшим поверхностным натяжением фреона. Однако интенсивность теплообмена аммиака до определенного значения q выше, чем у фреона-22. Это объясняется более высокой теплопроводностью аммиака, поэтому при

малых значениях теплового потока, когда кипение фреона развито слабо, процесс передачи теплоты в аммиаке идет более интенсивно [30].

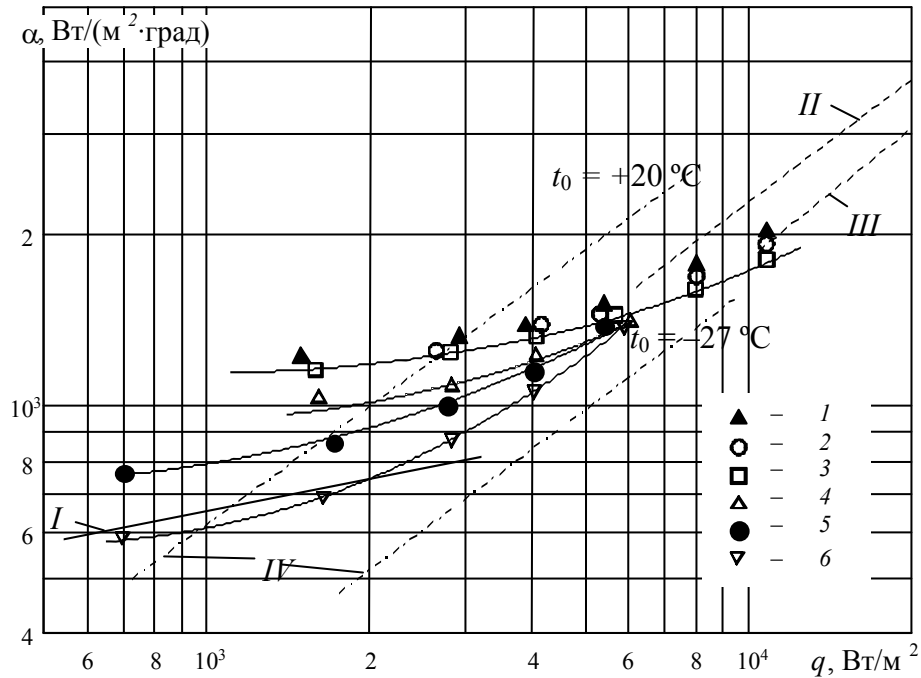


Рис. 1.6. Средние коэффициенты теплоотдачи при кипении аммиака на пучке труб:

1 – $t_0 = -25\text{ °C}$; 2 – $t_0 = -20\text{ °C}$; 3 – $t_0 = -10\text{ °C}$; 4 – $t_0 = 0\text{ °C}$; 5 – $t_0 = +10\text{ °C}$; 6 – $t_0 = +20\text{ °C}$; I, II, III – одиночная труба, аммиак [$I - \alpha = 167q^{0,7}\text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$]; II – $t_0 = +20\text{ °C}$; III – $t_0 = -20\text{ °C}$]; IV – пучок труб, фреон-22 [30]

Когда процесс кипения фреона-22 становится более интенсивным, теплоотдача фреона и аммиака становится одинаковой, а при $t_0 = +20\text{ °C}$ теплоотдача фреона-22 превышает теплоотдачу аммиака. Это говорит о большей степени влияния давления на теплоотдачу при кипении фреона-22 (при равных значениях t_0 приведенное давление у фреона-22 больше, чем у аммиака).

В области $t_0 = -20 \dots -40\text{ °C}$ и $q = (1000 - 5000)\text{ Вт}/\text{м}^2$ коэффициент теплоотдачи аммиака больше α фреона-22 в 1,2–2,2 раза, а при $q = (8000 - 13000)\text{ Вт}/\text{м}^2$ коэффициенты теплоотдачи сравниваются.

$$\text{При } t_0 = +20\text{ °C} \text{ и } q \geq 5000\text{ Вт}/\text{м}^2 \frac{\alpha_{\text{ф-22}}}{\alpha_{\text{ам}}} > 1,5.$$

Таким образом, в результате проведенных экспериментов [30] установлено наличие гистерезиса при кипении аммиака и его влияние при этом проявляется при всех исследованных значениях t_0 и охва-

тывает область тепловых потоков от 5000 до 100000 Вт/м². Начало и прекращение кипения аммиака соответствует более высоким значениям тепловых потоков, чем для фреона-22.

Оказалось, что для условий работы испарителей ($t_0 = -25 \dots -10$ °С и $q = (700-3500$ Вт/м²) теплоотдача аммиака в 1,5–2 раза выше, чем у фреона-22. С увеличением q и t_0 различие в коэффициентах теплоотдачи уменьшается и при определенных условиях величина $\alpha_{ф-22}$ оказывается больше, чем величина $\alpha_{ам}$ [30].

Были проведены исследования интенсивности теплообмена при кипении фреона-22 на одиночной медной трубе и пучке горизонтальных труб [32] наружным диаметром 20 мм и длиной 380 мм при тепловой нагрузке q от 900 до 11600 Вт/м². Температура насыщения при этом изменялась от -40 до -3 °С. Полученная зависимость $\alpha = f(q)$ представлена на рис. 1.7, и она сравнивалась с данными по теплоотдаче при кипении фреона-22 других авторов. Сопоставление представленных на рис. 1.7 данных по кипению фреона-22 на одиночной трубе удовлетворительно согласуются между собой, и коэффициенты теплоотдачи находятся в пределах $(300-5000)$ Вт/м² · К при исследованных плотностях теплового потока. Сопоставление экспериментальных данных и расчетных зависимостей различных авторов показало, что наилучшие результаты дает уравнение, предложенное Г. Н. Даниловой. Максимальное расхождение расчетных и опытных значений составило 15 %.

При кипении на пучке процесс теплоотдачи интенсифицируется, начало пузырькового кипения перемещается в область меньших тепловых потоков по сравнению с одиночной трубой. Так, если при $t_0 = -20$ °С образование паровых пузырей на поверхности одиночной трубы наблюдалось при $q > 2800$ Вт/м², то в пучке уже при $q = 2300$ Вт/м² процесс парообразования на поверхности труб носил интенсивный характер [32].

Закономерности изменения теплоотдачи с изменением нагрузки для первого и верхних рядов существенно различны. На верхних рядах теплоотдача значительно интенсивнее, чем на нижних. Это обусловлено тем, что при кипении на пучках, помимо процесса образования и отрыва паровых пузырей, на теплоотдаче существенно сказывается гидродинамика образующегося двухфазного потока [32]. В связи с этим возрастание коэффициентов теплоотдачи по рядам может быть объяснено турбулизацией потока и пограничного слоя жидкости пузырями пара, идущими от труб нижних рядов.

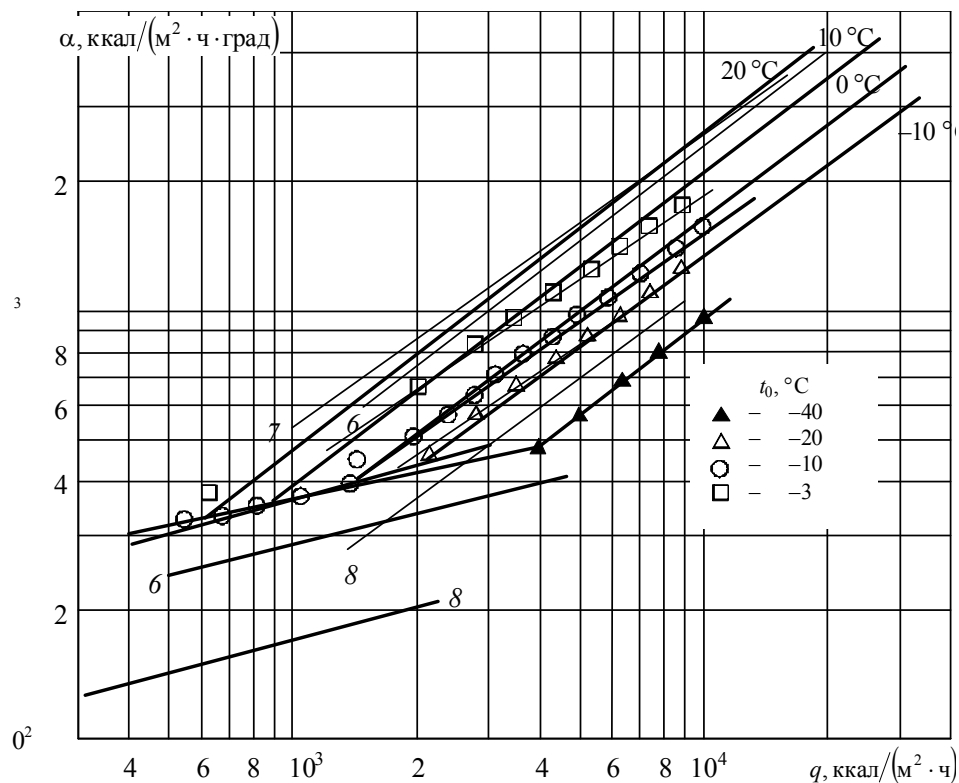


Рис. 1.7. Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона-22 на поверхности одиночной трубы: опыты: 1–4 – автора; 5 – Даниловой; 6 – Даниловой и Бельского (никелевая трубка $t_0 = 18\text{--}38\text{ }^\circ\text{C}$); 7 – Ратиани и Авалиани ($t_0 = 15\text{--}17\text{ }^\circ\text{C}$); 8 – Лавровой ($t_0 = -15\text{ }^\circ\text{C}$) [32]

По мнению Г. Н. Даниловой [32], теплоотдача при кипении на поверхности пучка труб определяется наложением двух процессов: парообразования на поверхности каждой трубы, как и для одиночной трубы; обтекания труб верхних рядов потоком паровых пузырей, образующихся на трубах нижних рядов (влияние пучка).

Степень влияния каждого из этих процессов меняется с изменением температуры кипения и тепловой нагрузки. Влияние пучка труб на интенсивность теплообмена проявляется в большей степени при малых тепловых нагрузках, когда процесс парообразования на поверхности труб протекает не интенсивно. При больших тепловых нагрузках влияние пучка проявляется слабее.

Кроме того, в [32] выявлено, что для первого ряда закономерность изменения коэффициента теплоотдачи с температурой кипения такая же, как и для одиночной трубы. Для пятого ряда зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры кипения проявляется слабее, чем для одиночной трубы. Таким образом, можно предположить, что при кипении в пучке понижение температуры кипения проявляется двояко [32].

С одной стороны, при понижении температуры кипения уменьшается число центров парообразования; интенсивность теплоотдачи и коэффициенты теплоотдачи снижаются. Этот процесс сказывается в основном на трубах первого и второго рядов снизу, где для условий теплоотдачи определяющим является процесс образования и отвода паровых пузырей.

С другой стороны, происходит значительное увеличение объема пара, приходящегося на единицу поверхности, что приводит к большей турбулизации потока. Это явление особенно важно для труб верхних рядов пучка, где определяющим фактором для процесса теплообмена является омывание труб идущим снизу потоком парожидкостной смеси [32].

Исследование теплоотдачи при кипении пропана [110] проводилось на трубке из стали 1Х18Н9Т, диаметром 10 и 15 мм, рабочей длиной 180 мм в области неразвитого и развитого пузырькового кипения в интервале плотностей тепловых потоков $500\text{--}116 \times 10^3 \text{ Вт/м}^2$ и температур насыщения $T_{\text{н}} = 273\text{--}323 \text{ К}$. Данные, полученные при кипении пропана в большом объеме на горизонтальной трубке при температуре насыщения 303 К, представлены на рис. 1.8. Для области неразвитого пузырькового кипения, в интервале плотностей тепловых потоков $500\text{--}3000 \text{ Вт/м}^2$, опытные значения коэффициента теплоотдачи описывались уравнением $\alpha = Bq^{n_1}$, где B – коэффициент пропорциональности, равный 99,6, при температуре насыщения 303 К, $n_1 = 0,24$ [33]. В этой области условия теплообмена определяются полностью свободной конвекцией жидкости. При плотности теплового потока $q > 3000 \text{ Вт/м}^2$ кипение постепенно охватывало всю трубку, температура ее поверхности падала и значения коэффициентов теплоотдачи приближались к значениям на линии развитого пузырькового кипения. Было определено, что в этой области имеет место явление гистерезиса: при постепенном увеличении плотности теплового потока от 500 до 3000 Вт/м^2 кипение запаздывало, а при постепенном уменьшении нагрузки от 4000 Вт/м^2 были получены более высокие значения коэффициентов теплоотдачи, чем в первом случае, при тех же нагрузках. Существует неустойчивая область, в которой можно получить значения коэффициентов теплоотдачи, находящиеся между значениями для развитого и неразвитого пузырькового кипения. Для пропана эта область находится в интервале плотностей тепловых потоков $900\text{--}3000 \text{ Вт/м}^2$. При $q > 4 \cdot 10^3$ и $q < 800 \text{ Вт/м}^2$ теплообмен не зависит от направления изменения тепловой нагрузки. Для области развитого пузырькового кипения опытные точки описываются уравнением:

$$\alpha = Aq^n,$$

где A – коэффициент пропорциональности, равный 4,74 при $T_n = 303$ К, $n = 0,7$ [33].

На рис. 1.9 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры насыщения, полученная экспериментально [33]. Показатели степени с изменением температуры не менялись и оставались равными 0,7 и 0,24. В области неразвитого пузырькового кипения интенсивность теплоотдачи незначительно зависит от температуры, а в области развитого кипения эта зависимость существенная. В области развитого кипения коэффициенты теплоотдачи могут быть определены по формуле [33] для фреона-12:

$$\alpha = 3,5 \frac{\gamma^{1,3} \gamma'^{0,2} \gamma''^{0,06}}{r^{0,6} \gamma_0^{0,66} c^{0,33} \sigma^{0,5} \nu^{0,3}} q^{0,6}, \tag{1.49}$$

где $\lambda, r, c, \sigma, \nu$ – для жидкости; $\gamma, \gamma', \gamma''$ – жидкости, пара и пара при 0,1 МПа.

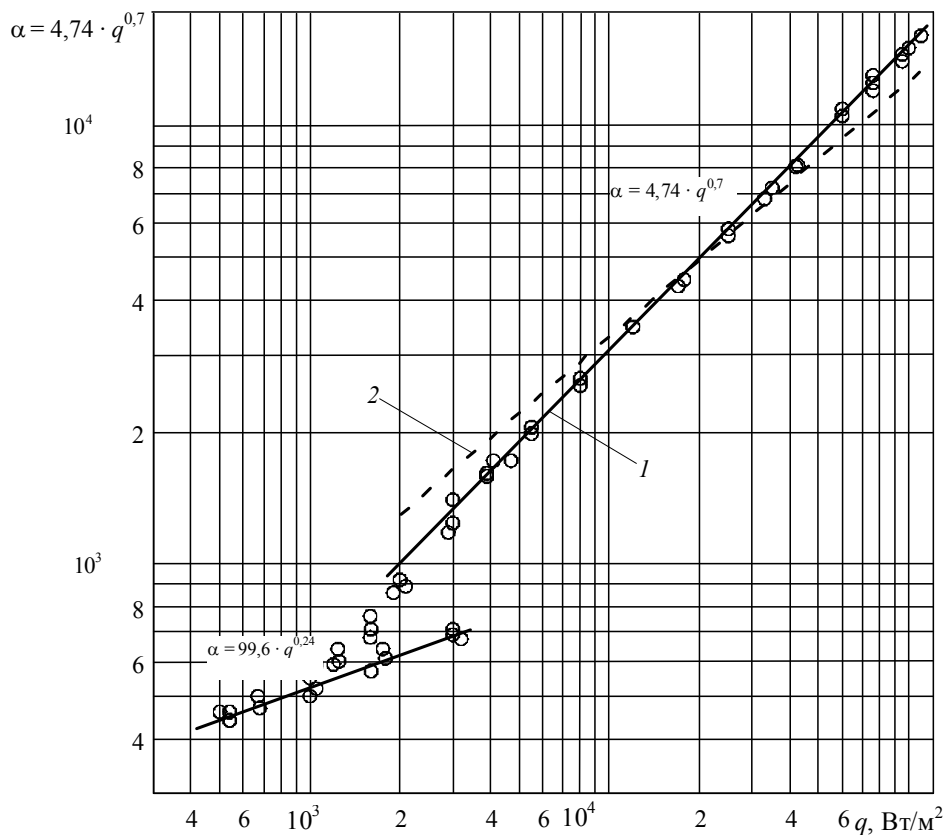


Рис. 1.8. Результаты исследования теплоотдачи при кипении пропана для $T_n = 303$ К [33]:

1 – экспериментальные данные; 2 – рассчитанные по уравнению [33]

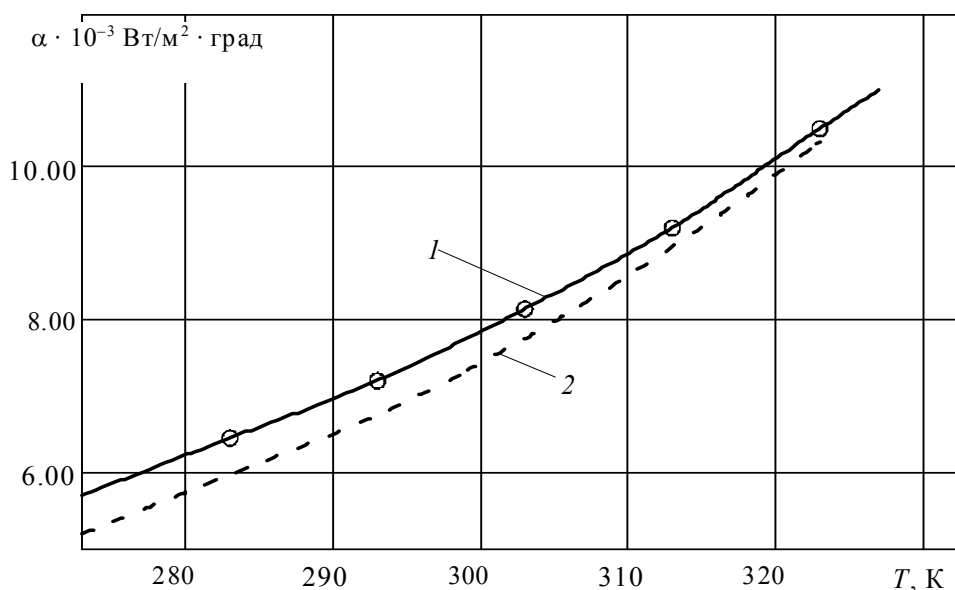


Рис. 1.9. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры насыщения [33]:
 1 – полученная экспериментально;
 2 – по уравнению [33] для $q = 41,868 \cdot 10^3$ Вт/м²

При обработке опытных данных была использована критериальная система, предложенная В. И. Толубинским [1], наиболее полно отражающая механизм пузырькового кипения, поскольку она содержит частоту отрыва и скорость роста паровых пузырей [33].

Исследование влияния расположения теплоотдающей поверхности (пластины) на интенсивность теплообмена при кипении фреона-113 при атмосферном давлении [34] в интервале плотностей тепловых потоков $900 \dots 21000$ Вт/м² показали, что в области $q = 1000 \dots 15000$ Вт/м² коэффициенты теплоотдачи на горизонтальной пластине, обращенной обогреваемой поверхностью вниз, возрастают по сравнению с коэффициентами теплоотдачи для горизонтальной пластины, обращенной греющей стороной вверх, в 2–3 раза и оказываются несколько большими, чем для трубки. Опытные данные представлены на рис. 1.10.

Визуальные наблюдения показали, что на поверхности нагрева, обращенной вверх, кипение ничем не отличается от обычно наблюдаемого. На пластине, обращенной греющей стороной вниз, растущий пузырек сначала имеет шарообразную форму, которая в процессе роста и слияния с соседними пузырями принимает форму плоских сфероидов, медленно скользящих по поверхности. Последние по мере сползания к краям пластинки отрываются в виде крупных паровых образований неправильной формы. Автор [34] это объясняет следующим образом.

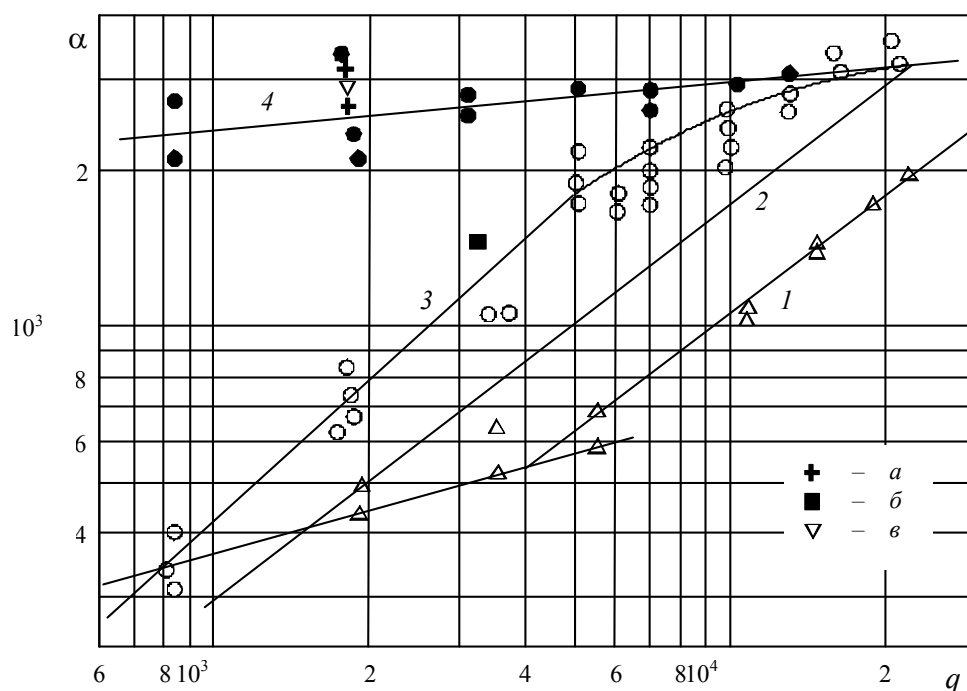


Рис. 1.10. Результаты опытных данных [34]:

1 – пластина расположена греющей стороной вверх; 2 – трубка с $R_z = 58$ мкм [29]; 3 – пластина расположена греющей стороной вниз; 4 – пластина расположена греющей стороной вниз при генерировании пузырьков пара на проволоке ($a - 1$ Вт; $b - 2$; $v - 4$) α , Вт/м² · град, q , Вт/м²

Меньшие разности температур при одинаковых тепловых потоках на пластине, обращенной греющей поверхностью вниз, в сравнении с пластиной, повернутой вверх, обусловлены различными условиями роста пузырей.

При кипении на верхней стороне пластины доля примыкающей к нагревателю поверхности пузыря, через которую происходит наиболее интенсивный подвод тепла, в процессе роста уменьшается.

Паровой пузырь, возникающий на пластине, обращенной греющей поверхностью вниз, прижимается к ней подъемной силой и вытягивается в горизонтальном направлении. Благодаря этому доля площади интенсивного теплоподвода в процессе роста увеличивается.

Размеры паровых образований, уходящих от поверхности нагрева, при этом гораздо больше отрывных диаметров паровых пузырей при обычном кипении. Таким образом, площадь и время взаимодействия паровой фазы с поверхностью нагрева (через пограничный слой жидкости) в случае кипения на нижней стороне пластины больше, чем при кипении на верхней. Следствием этого является более интенсивное испарение жидкости у поверхности нагрева, большее охлаж-

дение нагревателя и большие коэффициенты теплоотдачи в первом случае, чем во втором (при равных и невысоких q).

С ростом теплового потока увеличивается интенсивность испарения в примыкающем к поверхности нагрева слое жидкости, вследствие чего при кипении на нижней стороне пластины часть ее поверхности может оказаться в непосредственном контакте с паровой фазой. Из-за этого степень влияния теплового потока на коэффициент теплоотдачи уменьшается. Вместе с тем с увеличением теплового потока число паровых пузырей, образующихся на пластинке, повернутой вверх, растет, что приводит к более интенсивному отводу тепла от нее. В результате этого коэффициенты теплоотдачи для обоих положений пластины при больших тепловых потоках сближаются [34].

В результате проведенных экспериментов автор работы [34] делает вывод о том, что в области малых температурных напоров и низких давлений, характерных для испарителей холодильных машин, интенсификация теплообмена может быть достигнута применением труб овальной формы, что выглядит крайне декларативно.

Однако утверждение автора [34] о том, что более интенсивный теплообмен, протекающий на стороне пластины, обращенной вниз, связан с увеличением доли теплоты, подводимой путем теплопроводности через основание пузыря, и является определяющим при парообразовании вызывает большие возражения, и вот по какой причине. Известно [1], [10]–[12], что образование паровой фазы в пристенном перегретом слое жидкости в общем случае происходит как с межфазной поверхности парового пузыря, так и за счет передачи теплоты от теплоотдающей поверхности у основания пузыря. При высоких давлениях превалирует второй механизм парообразования, а при низких и средних давлениях – первый. В [34] исследована теплоотдача при кипении жидкости при атмосферном давлении, поэтому более интенсивный процесс теплообмена на нижней поверхности образца связан, по-видимому, с первым механизмом процесса парообразования за счет увеличения площади межфазной поверхности при слиянии отдельных паровых пузырей в крупные паровые конгломераты.

В [228] был исследован процесс теплообмена при кипении аммиака на горизонтальной трубе в условиях свободного движения жидкости при следующих параметрах: давление (температура) насыщения $p_n = 0,066...0,16$ МПа ($T_n = -24... -42$ °С); плотность теплового потока $q = 36...82$ КВт/м²; диаметр исследованного образца – 112 мм, длина – 750 мм. При анализе и решении задачи об интенсивности те-

плообмена в условиях вынужденного движения кипящей жидкости возникают дополнительные, по сравнению с кипением в большом объеме, трудности. Эти трудности вызваны многообразием форм течения парожидкостной смеси, необходимостью учитывать динамическое воздействие потока на процесс парообразования, а также процессами термического и механического взаимодействия между фазами на границе раздела.

При анализе условий теплообмена на поверхности образца установлено, что при малых значениях скорости циркуляции аммиака теплоотдача на поверхности определяется интенсивностью процесса парообразования, т. е. плотностью теплового потока q . С учетом этого процесс теплоотдачи можно рассматривать как теплоотдачу при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции [25], и критериальная зависимость для процесса теплообмена может быть представлена в общем виде как

$$Nu = f(Re, Ar, Pr, K_t, K_p). \quad (1.50)$$

Из переменных, стоящих под знаком функции, необходимо выделить те, которые в большей степени влияют на процесс теплоотдачи, и исключить из числа аргументов те переменные, которые незначительно влияют на теплоотдачу при кипении в исследованных условиях и усложняют расчет процесса теплоотдачи. Было установлено, что на интенсивность теплоотдачи наибольшее влияние оказывают плотность теплового потока q и давление (температура) насыщения p_n при различных массовых расходах аммиака. Влияние величин q и p_n определяется числом Рейнольдса кипения Re и числом K_p . При реализации условия беспрепятственного отвода паровой фазы теплоотдача при развитом пузырьковом кипении не зависит от формы и ориентации теплоотдающей поверхности. Это означает, что ускорение сил поля тяжести не оказывает заметного влияния на теплоотдачу и число Архимеда кипения Ar можно исключить из числа аргументов. Кроме того, из числа аргументов можно исключить и

комплексную переменную $K_t = \frac{(r_* \rho_n)^2}{c_p T_n \rho_j \sqrt{\sigma g (\rho_j - \rho_n)}}$, т. к. в нее входят

параметры, незначительно влияющие на теплоотдачу при исследованных условиях или влияние которых учтено Re или K_p . Число Прандтля Pr в исследованном диапазоне температур кипения аммиака

изменяется в небольших пределах, поэтому его также можно исключить из числа аргументов.

Следовательно, критериальная зависимость, описывающая процесс теплоотдачи на поверхности образца при кипении аммиака, запишется в виде:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, K_p), \quad (1.51)$$

а уравнение для определения коэффициента теплоотдачи будет иметь вид:

$$\text{Nu} = c \text{Re}^m K_p^n. \quad (1.52)$$

$$\text{Здесь } \text{Nu} = \frac{\alpha_*}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}}; \quad \text{Re} = \frac{w_*}{\nu} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}}; \quad K_p = \frac{p_{\text{н}}}{\sqrt{\sigma g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}};$$

$$w_* = \frac{q}{r_* \rho_{\text{п}}}.$$

Теплофизические параметры выбираются при температуре насыщения.

Как показали эксперименты, коэффициент теплоотдачи при кипении аммиака в исследованном диапазоне плотностей тепловых потоков и температур насыщения изменялся в пределах от 3700 до 5200 Вт/(м² · К).

Зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при различных температурах кипения аммиака представлены на рис. 1.11.

Полученные опытные данные коэффициента теплоотдачи использовались для определения постоянных c , m , n из уравнения (1.52), в результате чего критериальная зависимость имеет вид:

$$\text{Nu} = 0,235 \cdot 10^{-3} \text{Re}^{0,85} K_p^{0,73}. \quad (1.53)$$

Из зависимостей $\alpha_* = f(p_{\text{н}})$ видно, что с уменьшением температуры (давления) кипения аммиака интенсивность теплоотдачи падает, что обусловлено обеднением центрами парообразования теплоотдающей поверхности. При этом для зарождения на поверхности паровых пузырей данного радиуса требуется все более и более высокий перегрев жидкости или более высокое значение плотности теплового потока.

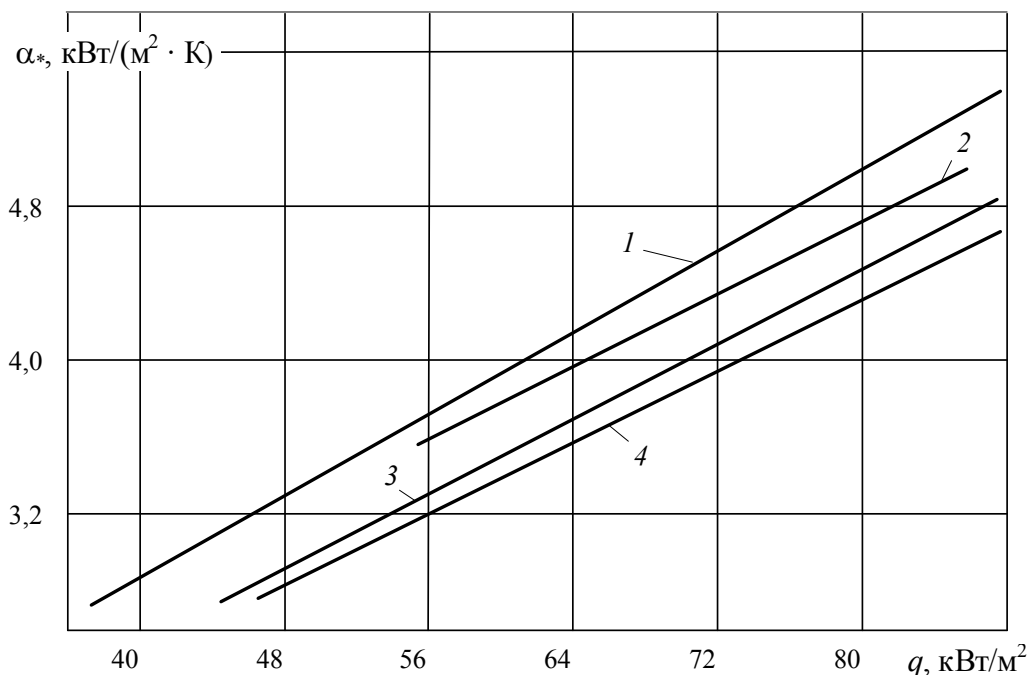


Рис. 1.11. Зависимости коэффициента теплоотдачи α_0 аммиака от плотности теплового потока q при различных температурах кипения хладагента [228]:

$$1 - t_0 = -24 \dots -26 \text{ } ^\circ\text{C}; 2 - t_0 = -30 \dots -32 \text{ } ^\circ\text{C};$$

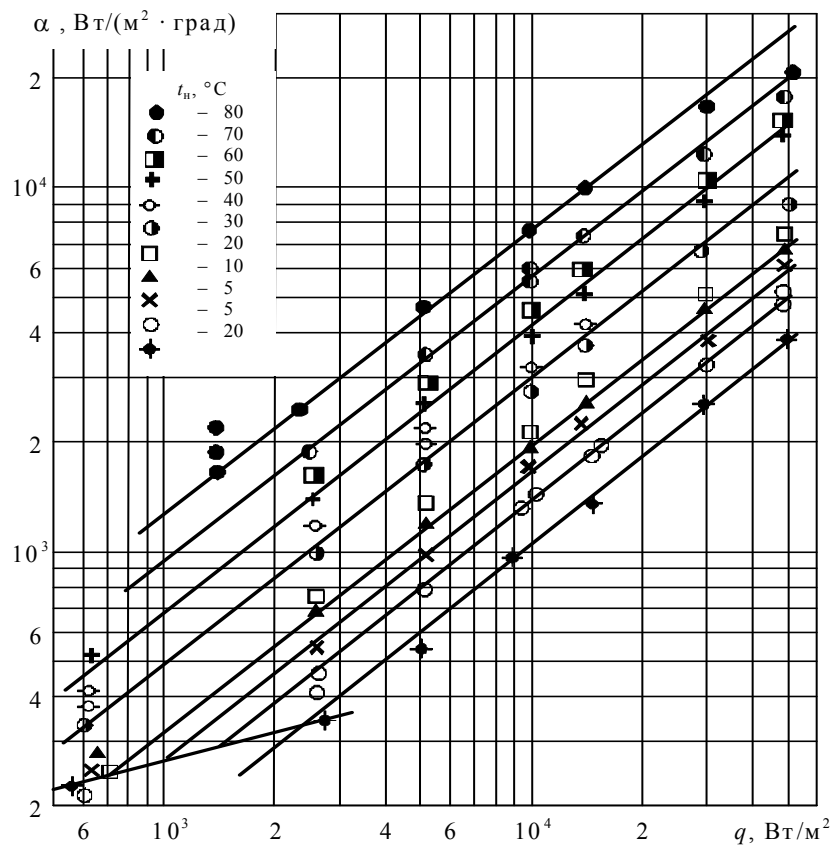
$$3 - t_0 = -35 \text{ } ^\circ\text{C}; 4 - t_0 = -40 \dots -42 \text{ } ^\circ\text{C}$$

В [29] был исследован процесс теплообмена при кипении фреона С-318 и 21 на поверхности нагрева – нержавеющей трубка $\varnothing 5,1$ мм, длиной 91 мм с толщиной стенки 0,2 мм. Половина трубки была гладкой с $R_z = 3,8$ мкм, а другая половина – шаржированной с $R_z = 9,13$ мкм.

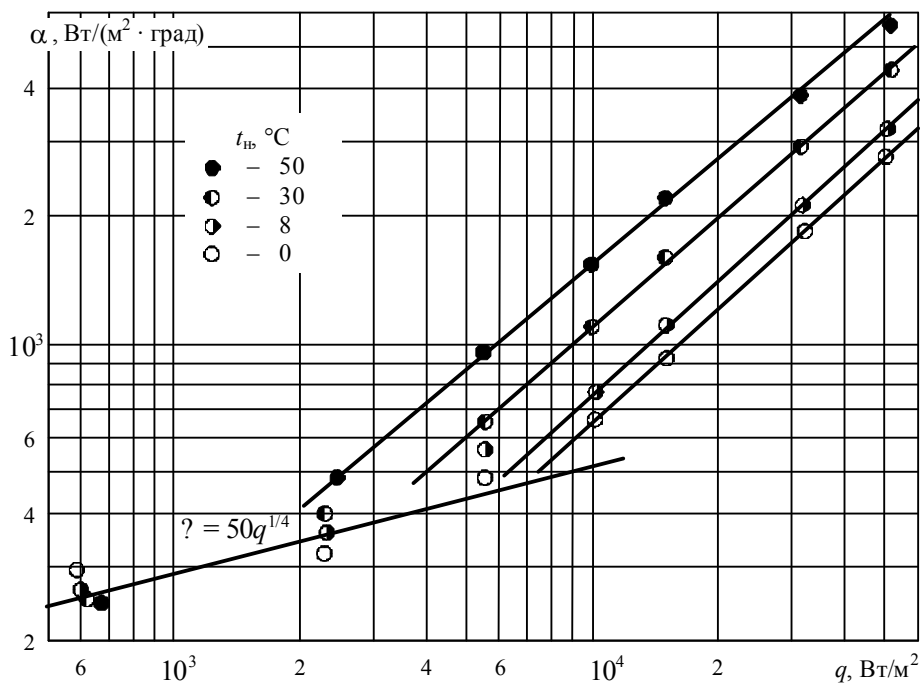
Область исследованных режимных параметров: плотность теплового потока – 600–53000 Вт/м²; для С-318 $t_0 = -20 \dots +80$ °С, $p = 0,057 \dots 1,35$ МПа; для фреона-21 $t_0 = 0 \dots +50$ °С и $p = 0,07 \dots 0,41$ МПа.

На гладкой поверхности трубки кипение начиналось и прекращалось при более высоких значениях тепловых нагрузок, чем на шаржированной. Чем выше температура кипения, тем при более низкой тепловой нагрузке начиналось кипение, причем кипение сначала начиналось на шаржированной трубке. При одинаковой тепловой нагрузке отрывные диаметры пузырей на гладкой поверхности были значительно большими, чем при тех же условиях на шаржированной.

Результаты опытов для гладкой поверхности с $R_z = 3,84$ мкм приведены на рис. 1.12.



a)



б)

Рис. 1.12. Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона С-318 (а) и фреона-21 (б) на гладком участке трубки [29]

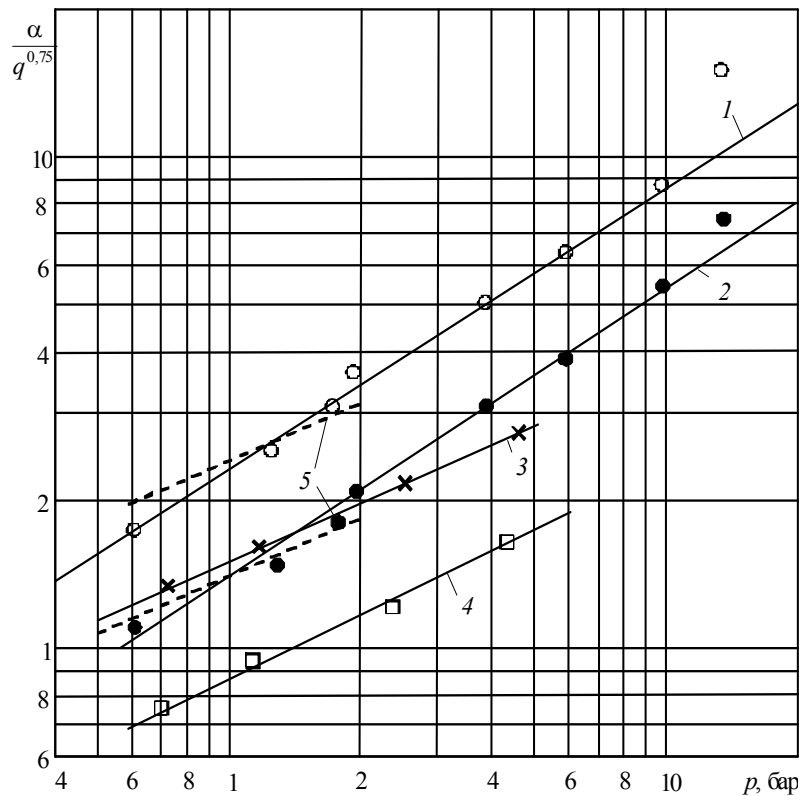


Рис. 1.13. Зависимость $\frac{\alpha}{q^{0,75}} = f(p)$:

- 1 – фреон С-318 (шаржированная поверхность);
- 2 – фреон С-318 (гладкая поверхность);
- 3 – фреон-21 (шаржированная поверхность);
- 4 – фреон-21 (гладкая поверхность);
- 5 – фреон С-318 при $p \leq 0,08p_{кр}$ [29]

Опытные данные были обработаны в виде зависимости $\alpha = Aq^n p^m$. Показатель степени n для обоих фреонов был принят 0,75. На рис. 1.13 представлена зависимость $\frac{\alpha}{q^{0,75}} = f(p)$ фреонов С-318 и 21 для гладкого и шаржированного участков. В результате для фреона-21 для гладкого участка зависимость будет $\alpha = 0,82q^{0,75} p^{0,41}$; для шаржированного участка – $\alpha = 1,50q^{0,75} p^{0,41}$.

Для фреона С-318 для гладкого участка $\alpha = 1,42q^{0,75} p^{0,58}$; для шаржированного участка $\alpha = 2,4q^{0,75} p^{0,58}$.

При $t_0 = 0 \dots + 20$ °С коэффициенты теплоотдачи фреона С-318 примерно на 15 % , а фреона-21 на 50 % ниже, чем у фреона-12 (табл. 1.1).

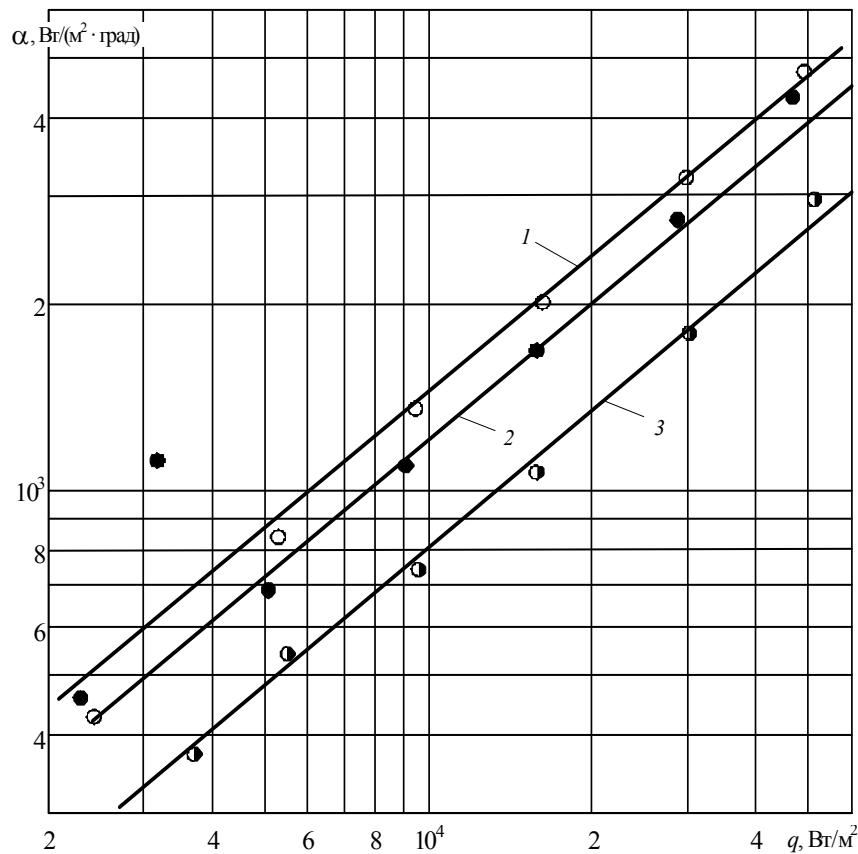


Рис. 1.14. Сравнение опытных значений коэффициентов теплоотдачи фреонов-21, 22 и С-318 при $p = 1$ атм:
 1 – фреон С-318 ($t_0 = -6,4$ °С); 2 – фреон-22 ($t_0 = -40,8$ °С);
 3 – фреон-21 ($t_0 = +8,9$ °С) [29]

Таблица 1.1

Сравнение коэффициентов теплоотдачи

$t_0, ^\circ\text{C}$	Данные	$\frac{\alpha_{\text{ф-22}}}{\alpha_{\text{ф-12}}}$	$\frac{\alpha_{\text{фс-318}}}{\alpha_{\text{ф-12}}}$	$\frac{\alpha_{\text{ф-21}}}{\alpha_{\text{ф-12}}}$
20	Опытные	1,26	0,83	0,34
	Расчетные	1,38	0,70	0,44
0	Опытные	1,59	0,85	0,46
	Расчетные	1,33	0,67	0,53

При атмосферном давлении самый большой коэффициент теплоотдачи у фреона С-318, затем фреона-22 и фреона-21 (рис. 1.14).

В табл. 1.1 приведены данные, рассчитанные по формуле (1.63).

Приведено сопоставление опытных данных с результатами расчетов по формулам различных авторов в виде зависимости

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_{p0}} = f\left(\frac{p}{p_0}\right),$$

где p – данное давление, а $p_0 = 1$ ата.

Автор

Расчетное уравнение

Кружилин Г. Н.

$$\text{Nu} = 0,082 \text{Pr}^{-0,45} K_q^{0,7} K_u^{1/3}; \quad (1.54)$$

Кутателадзе С. С.

$$\text{Nu} = 0,55 \text{Re}^{0,7} \text{Pr}^{0,35} K_p^{0,7}; \quad (1.55)$$

Лабунцов Д. А.

$$\text{Nu} = 0,125 \text{Re}^{0,65} \text{Pr}^{1/3}; \quad (1.56)$$

Аладьев И. Т.

$$\frac{\theta}{T_s} = B \left(\frac{10^{-6} qr}{A \lambda T_s} \right)^{0,3} \left(\frac{r}{c_p T_s} \right); \quad (1.57)$$

Толубинский В. И.

$$\text{Nu} = 75 K^{0,7} \text{Pr}^{-0,2}; \quad (1.58)$$

Розенов У. М.

$$\frac{\alpha}{\lambda \sqrt{(\rho' - \rho'')}} = \frac{1}{c_s f} \left[\frac{q}{\mu r} \left(\frac{\sigma}{\rho' - \rho''} \right)^{0,5} \right]^{2,3} \text{Pr}^{0,7}; \quad (1.59)$$

Ратиани Г. В.

$$\alpha = 1,35 q^{0,7} p^{665/T_s^{1,3}}; \quad (1.60)$$

$$\alpha = 600 \frac{p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6} M^{1/6}} \left(0,37 + 3,15 \frac{p}{p_{кр}} \right) q^{2/3} \text{ при } \frac{p}{p_{кр}} \leq 0,2; \quad (1.61)$$

Боришанский В. М.

$$\alpha = 600 \frac{p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6} M^{1/6}} e^{1,85 \left(\frac{p}{p_{кр}} - 0,2 \right)} q^{2/3} \text{ при } \frac{p}{p_{кр}} \geq 0,2; \quad (1.62)$$

Данилова Г. Н.

$$\alpha = 530 \frac{p_{\text{кр}}^{1/4}}{T_{\text{кр}}^{7/8} M^{1/8}} \left(0,14 + 2,2 \frac{p}{p_{\text{кр}}} \right) \left(\frac{R_z}{R_{z0}} \right)^{0,2} q^{3/4}; \quad (1.63)$$

Овсянник А. В. (аммиак)

$$\text{Nu} = 0,235 \cdot 10^{-3} \text{Re}^{0,85} K_p^{0,73}. \quad (1.64)$$

Результаты сопоставления представлены на рис. 1.15. При одинаковом p_0 изменение α с давлением для фреона С-318 оказывается более существенным, чем для фреона-21. Это объясняется различием критических давлений (для С-318 $p_{\text{кр}} = 27,8$ бар, а для фреона-21 51,7 бар).

По рис. 1.15, влияние давления на коэффициент теплоотдачи по формулам (1.54)–(1.59) сказывается в меньшей степени, чем в действительности. Расхождение между опытом и расчетом увеличивается с ростом давления и уменьшением $p_{\text{кр}}$. По (1.56) это расхождение может быть объяснено различием теплофизических свойств фреонов и жидкостей, для которых были составлены полуэмпирические формулы (1.54)–(1.59). Из-за низких критических давлений свойства, определяющие интенсивность теплоотдачи, у фреонов меняются более резко, чем у таких жидкостей, как вода ($p_{\text{кр}} = 221,5$ бар). Поэтому корректнее сопоставлять теплоотдачу при кипении различных жидкостей в соответствующих состояниях, т. е. при одинаковых величинах ($p/p_{\text{кр}}$).

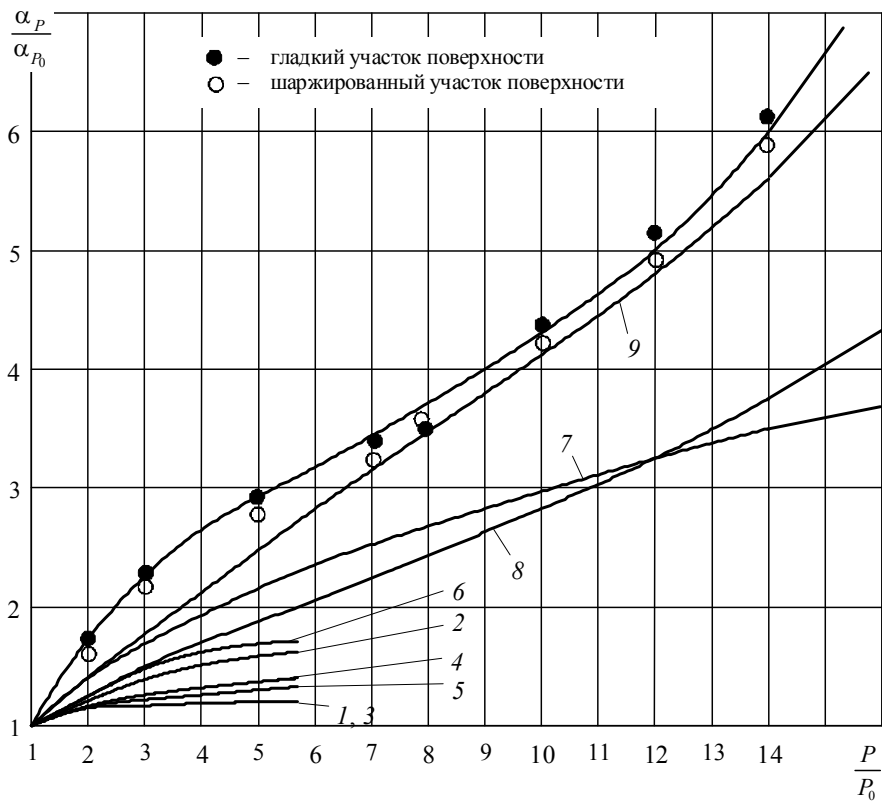
Лучшее согласование дают с опытом формулы (1.61) и (1.62), основанные на использовании теории термодинамического подобия и эмпирическая формула (1.60).

Формула (1.63) отражает влияние давления на коэффициент теплоотдачи функцией $f(\pi)$, найденной путем обработки опытов с различными фреонами [29], и имеет вид:

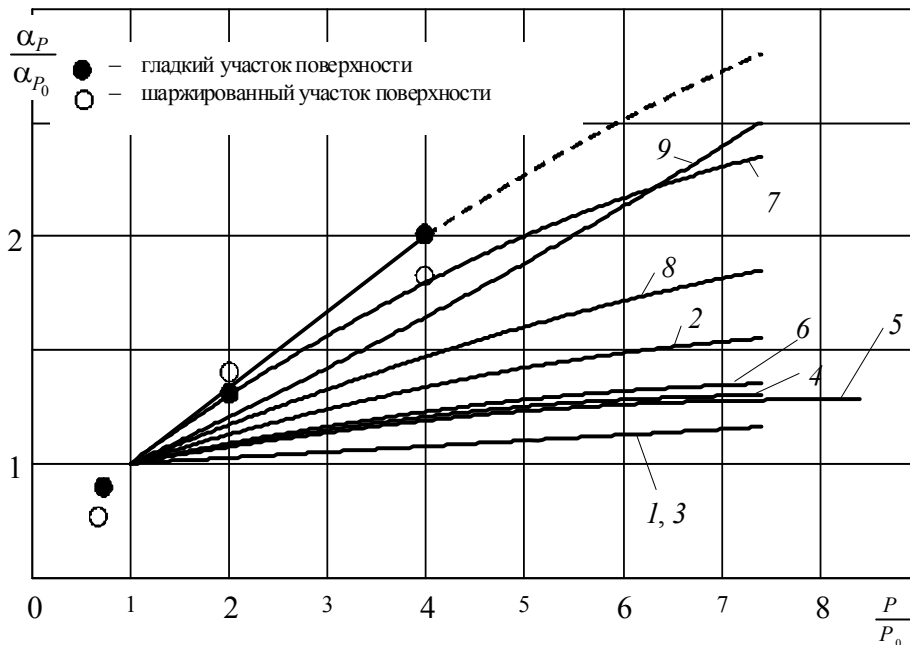
$$f(\pi) = 0,14 + 2,2 \frac{p}{p_{\text{кр}}} \text{ при } 0,02 \leq \frac{p}{p_{\text{кр}}} \leq 0,5; R_{z0} = 1 \text{ мкм.}$$

В табл. 1.2 приведены результаты расчета коэффициентов теплоотдачи С-318 и 21 при атмосферном давлении для гладкой трубки.

Формула (1.62) лучше, чем все остальные, описывает опытные данные для обоих фреонов при атмосферном давлении.



a)



б)

Рис. 1.15. Влияние давления на коэффициент теплоотдачи при кипении фреонов С-318 (а) и 21 (б):

1 – Кружилин; 2 – Кутателадзе; 3 – Лабунцов; 4 – Аладьев; 5 – Толубинский; 6 – Розенов; 7 – Авалиани; 8 – Боришанский; 9 – Данилова

Для шаржированного участка трубки опытные коэффициенты теплоотдачи выше рассчитанных по всем формулам. Подобные результаты наблюдались для шаржированной поверхности и в опытах с фреонами-12 и 113 [29].

Авторы [29] на основании опытных данных пришли к выводу о том, что коэффициенты теплоотдачи для шаржированной поверхности в 1,5–2 раза выше, чем для поверхности с чистотой, полученной на трубках промышленного изготовления.

Таблица 1.2

Сравнение расчетных и опытных коэффициентов теплоотдачи

Показатели	Расчетные формулы									Коэффициент теплоотдачи	Опытное значение
	(1.55)	(1.56)	(1.57)	(1.58)	(1.59)	(1.60)	(1.62)	(1.63)	(1.64)		
Фреон-21	840	680	1095	870	1250	647	820	1260	1010	α	820
	1,02	0,83	1,34	1,06	1,52	0,79	1,00	1,54	1,23	$\frac{\alpha}{\alpha_{оп}}$	–
Фреон С-318	695	680	975	2720	1110	354	820	1165	1100	α	1400
	0,65	0,48	0,70	1,95	0,79	0,25	0,58	0,83	0,79	$\frac{\alpha}{\alpha_{оп}}$	–

Авторы работы [36] представили обобщение опытных данных при кипении аммиака. Горизонтальные аммиачные кожухотрубные испарители работают при тепловых нагрузках 1000...5000 Вт/м² и давлениях кипения 0,08...0,3 МПа. Экспериментальные исследования показали, что при этих условиях кипение аммиака носит неразвитый характер [37] и на интенсивность теплообмена существенное влияние оказывает свободная конвекция.

Для обобщения опытных данных, полученных при кипении аммиака на одиночной трубке, был применен метод, учитывающий совместное влияние на теплоотдачу свободного движения и кипения [20].

Для обработки опытных данных [36], [37], полученных в интервале тепловых нагрузок 400...90000 Вт/м² и температур кипения $t_0 = -40...+20$ °С, была предложена зависимость

$$\frac{\alpha_{оп}}{\alpha_0} = f\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right),$$

где $\alpha_{оп}$, α_0 , α_k – коэффициенты теплоотдачи, полученные, соответственно, в опытах при свободном движении и при развитом кипении. Величи-

ну α_0 предлагалось рассчитывать по формуле Михеевой $Nu_0 = 0,50(Gr Pr)^{0,25}$, а величину α_k – по уравнению, полученному в [37]:

$$Nu = 0,37 Re^{0,7} K_p^{0,7} Pr^{0,35}. \quad (1.65)$$

Результаты обработки данных для кривой кипения, полученной при уменьшении тепловой нагрузки (рис. 1.16, линия 1 – сверху вниз), соответствуют уравнению

$$\frac{\alpha_{оп}}{\alpha_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2}. \quad (1.66)$$

Или в критериальном виде:

$$Nu_{оп} = Nu_0 \left[1 + \left(\frac{0,37 Re_*^{0,7} K_p^{0,7} Pr^{0,35} l_0}{0,50(Gr Pr)^{0,25} l_*} \right)^2 \right]^{0,5}. \quad (1.67)$$

В числах $Nu_{оп}$, Nu_0 , Gr за определяющий размер l_0 принимался диаметр трубки d , а в числе Re за определяющий размер принималась

капиллярная постоянная $l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{ж} - \rho_{п})}}$. Но принимать за опреде-

ляющий размер диаметр трубки в числе $Nu_{оп}$ будет некорректным, т. к. этот размер не отражает характерных особенностей процесса теплообмена при кипении [1], [26].

При $\frac{\alpha_*}{\alpha_0} \leq 0,1$ теплообмен характеризуется свободной конвекци-

ей и $\alpha_{оп} = \alpha_0$; при $\frac{\alpha_*}{\alpha_0} > 4$ – процессом кипения и $\alpha_{оп} = \alpha_*$.

Для случая изменения тепловой нагрузки снизу вверх (рис. 1.16, линия 2) обработка результатов приводит к следующей формуле:

$$\frac{\alpha_{оп}}{\alpha_0} = 1 + 0,12 \left(\frac{\alpha_*}{\alpha_0} \right)^2, \quad (1.68)$$

при $\frac{\alpha_*}{\alpha_0} \leq 0,4$; $\alpha_{оп} = \alpha_0$; $\frac{\alpha_*}{\alpha_0} \geq 7$; $\alpha_{оп} = \alpha_*$. Область совместного действия свободной конвекции и кипения при $t_0 = -40... + 20$ °С соответствует плотности теплового потока $q = 1000...35000$ Вт/м².

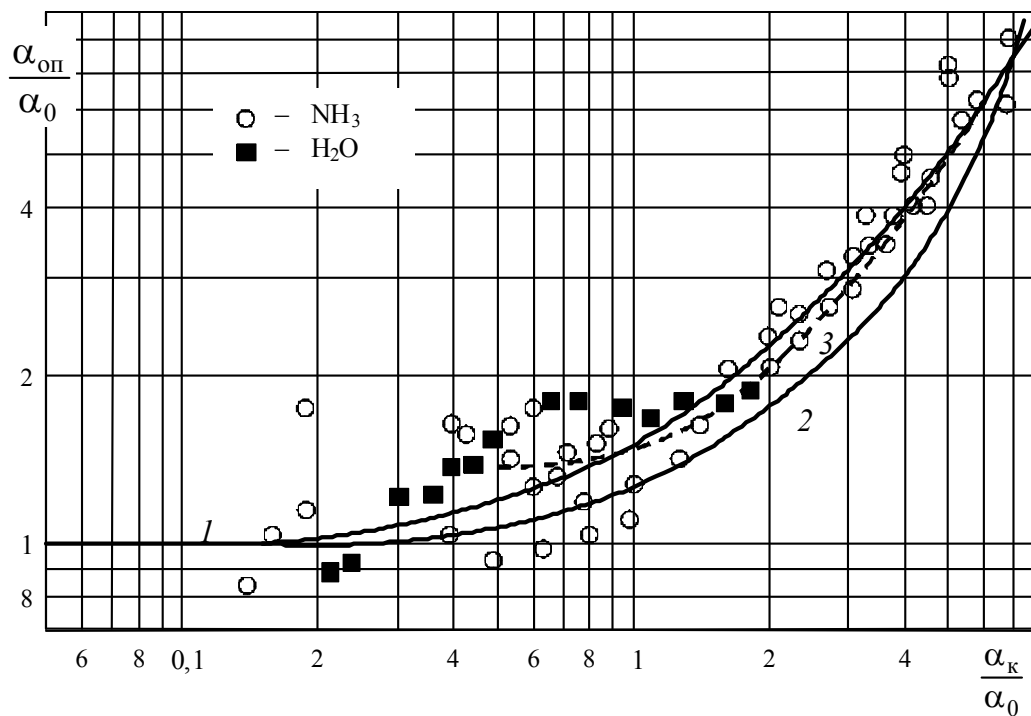


Рис. 1.16. Обобщение опытов с аммиаком, фреоном-22 и водой при кипении на одиночной трубе [36]:

$$1 - \frac{\alpha_{\text{оп}}}{\alpha_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2}; \quad 2 - \frac{\alpha_{\text{оп}}}{\alpha_0} = 1 + 0,12 \left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2; \quad 3 - \text{фреон-22}$$

На рис. 1.16 также приводятся результаты обработки данных по кипению фреона-22 [37] и воды [38], кипящей при атмосферном давлении и плотности теплового потока $q = 270 \dots 13000 \text{ Вт/м}^2$. Значения α_0 в обоих случаях рассчитывались по уравнению для Nu_0 , значения α_* для фреона-22 – по формуле Даниловой [39], для воды – по формуле Кутателадзе [20].

Зависимость для воды и аммиака оказалась одинаковой, тогда как для фреонов влияние свободной конвекции перестает сказываться на теплоотдаче при значительно меньших значениях $\frac{\alpha_*}{\alpha_0} \cdot \left(\frac{\alpha_*}{\alpha_0} = 1,6\right)$ –

для фреона-22 и $\frac{\alpha_*}{\alpha_0} \approx 4$ – для воды и аммиака.

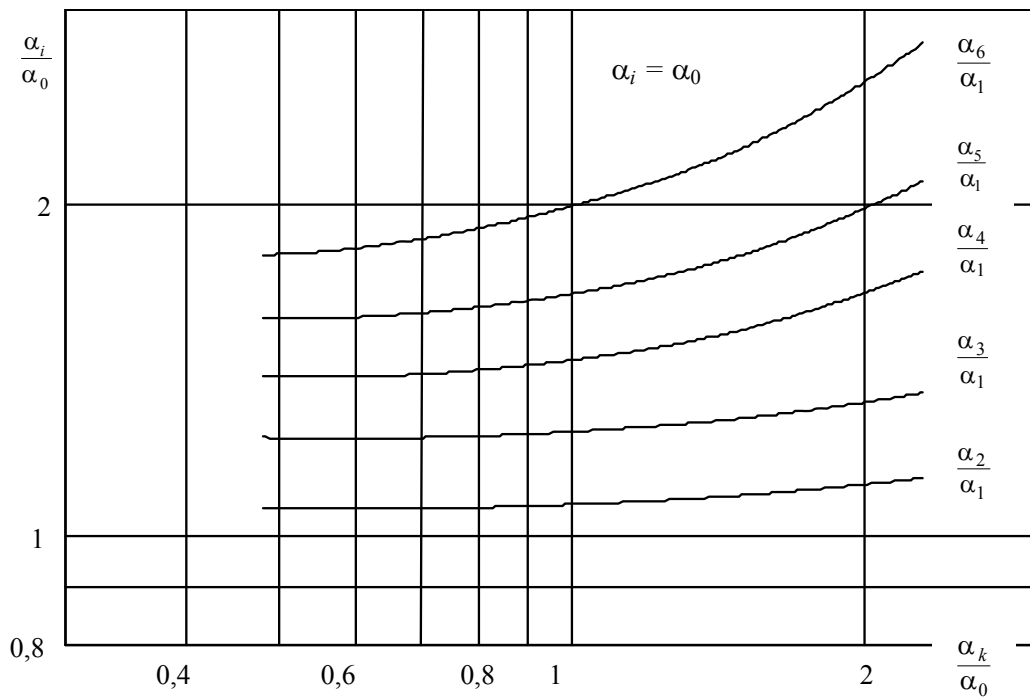
Это объясняется более благоприятными условиями возникновения паровой фазы и большим числом центров парообразования при кипении фреона по сравнению с аммиаком и водой из-за меньшего поверхностного натяжения и большего приведенного давления фреонов [36].

При кипении аммиака на шестирядном пучке труб без обечайки влияние рядности слабо сказывается на теплоотдаче [37], что объясняется неупорядоченным характером обтекания отдельных рядов жидкостью и паром. При кипении аммиака на пучке труб, огражденного обечайкой, создается направленное движение жидкости и парожидкостной смеси вдоль рядов трубок пучка из-за стесненных условий процесса кипения. Коэффициенты теплоотдачи возрастают при переходе от нижних рядов к верхним. Эксперименты показывают [36], что и в случае кипения аммиака на пучке труб при $q = 1000 \dots 10000 \text{ Вт/м}^2$ процесс парообразования развит слабо и на теплообмен существенное влияние оказывает свободная конвекция. Теплоотдача пучка труб увеличивается по сравнению с теплоотдачей одиночной трубы в 1,4 [36] раза и средний коэффициент теплоотдачи можно рассчитать по формуле

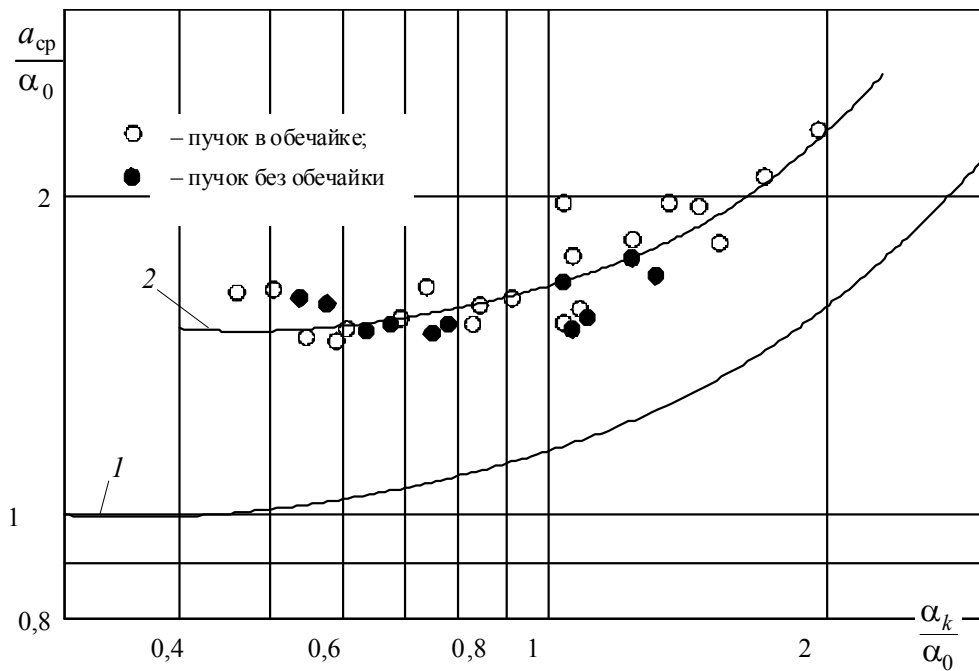
$$\frac{\alpha_{\text{ср}}}{\alpha_0} = 1,4 + 0,17 \left(\frac{\alpha_*}{\alpha_0} \right)^2. \quad (1.69)$$

Для условий работы аммиачных испарителей характерно неразвитое кипение, при котором интенсивность теплообмена определяется совместным действием парообразования и свободной конвекции [36].

Средние коэффициенты теплоотдачи на пучке труб при $t_0 = -20 \dots 0 \text{ }^\circ\text{C}$ и $q = 1000 \dots 10000 \text{ Вт/м}^2$ также существенно зависят от свободной конвекции.



а)



б)

Рис. 1.17. Обобщение опытных данных по аммиаку,

кипящему на пучках трубок [36]: а – зависимость $\frac{\alpha_i}{\alpha_1} = f\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)$; б – зависимость

$$\frac{\alpha_{cp}}{\alpha_0} = f\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right): 1 - \frac{\alpha_{оп}}{\alpha_0} = 1 + 0,12\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2; 2 - \frac{\alpha_{cp}}{\alpha_0} = 1,4 + 0,17\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_0}\right)^2$$

К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по кипению различных фреонов в области режимных параметров, соответствующих работе холодильных, теплонасосных и теплоэнергетических установок. Для анализа, сопоставления и использования их в расчетной практике эти экспериментальные данные разными авторами обычно представляются в той или иной форме обобщенных переменных. При этом используются методы теории подобия, анализ размерностей или теория приближенного термодинамического подобия [40].

Для расчета теплоотдачи при развитом кипении фреонов предложено [39] обобщенное уравнение, полученное методом приближенного термодинамического подобия, которое позволяет лучше учесть влияние свойств жидкости и давления насыщения на интенсивность теплоотдачи, но не вскрывает внутренней физической сущности процесса.

Для получения системы количественных соотношений особое значение приобретают теоретические и экспериментальные исследования с целью определения внутренних характеристик механизма пузырькового кипения, а также изучения совместного влияния этих характеристик на гидродинамическое состояние двухфазного слоя и интенсивность отвода тепла от поверхности нагрева. К таким характеристикам относятся отрывной диаметр и частота отрыва пузырька, скорость роста пузырьков и плотность центров парообразования на поверхности нагрева, макроскопические краевые углы смачивания [40].

Анализ физических представлений о механизме переноса тепла при пузырьковом кипении [39], [42], [43] и соответствующих уравнений для расчета интенсивности теплоотдачи показывает, что для получения достаточно строгих количественных соотношений, способных обобщить накопленный экспериментальный материал, необходимо наиболее удобным образом представить суммарный тепловой поток, отводимый с поверхности нагрева.

Для определения суммарной плотности теплового потока используются результаты, изложенные в [22].

Суммарная плотность теплового потока складывается из потока тепла, расходуемого на фазовое превращение, и потока тепла, затрачиваемого на перегрев жидкости, которая выносится паровыми пузырьками из пристенного слоя в основной объем. Плотность теплового потока, расходуемого на фазовое превращение [40]:

$$q_1 = \frac{\pi}{6} f d_0^3 r \rho'' n_F, \quad (1.70)$$

где n_F – число действующих центров парообразования.

Часть перегретой жидкости уносится из пристенного слоя вместе с паровым пузырьком в виде присоединенной массы. При этом всплывающий пузырек окружен оболочкой из перегретой жидкости, избыточная энтальпия которой расходуется на рост пузырька в процессе всплывания.

Таким образом, из пристенного перегретого слоя с каждого центра парообразования выталкивается и уносится в основной объем некоторая секундная масса жидкости [40]:

$$m = c_m \rho' \frac{\pi}{6} f d_0^3, \quad (1.71)$$

где c_m – числовой коэффициент.

Плотность теплового потока, затрачиваемого на перегрев этого количества жидкости [40]:

$$q_2 = \frac{\pi}{6} f d_0^3 n_F c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T. \quad (1.72)$$

Суммарная плотность теплового потока:

$$q = \frac{\pi}{6} f d_0^3 n_F (r \rho_{п} + c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T). \quad (1.73)$$

Средняя объемная скорость паровой фазы (объемный расход), отводимой от одного центра парообразования поверхности нагрева [22]:

$$\frac{\pi}{6} f d_0^3 = \frac{20\pi}{3} C_0 \sqrt{2\varphi(\theta)} a_{ж} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{1/2} \text{Ja}, \quad (1.74)$$

где C_0 – числовой коэффициент; $\varphi(\theta)$ – некоторая функция краевого угла.

Для оценки n_F используется соотношение [42]: $n_F = C_1 \left(\frac{r \rho_{п} \Delta T}{\sigma T_{н}} \right)^2$.

C_1 – числовой коэффициент.

Плотность теплового потока:

$$q = \frac{20\pi}{3} C_0 C_1 \sqrt{2\varphi(\theta)} a_{ж} \text{Ja} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{1/2} \left(\frac{r \rho_{п} \Delta T}{\sigma T_{н}} \right)^2 (r \rho_{п} + c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T). \quad (1.75)$$

Или в безразмерной форме:

$$Nu = \frac{20\pi}{3} \sqrt{2\varphi(\theta)} C_0 C_1 K_t^2 Ja^2 \left(1 + c_m \frac{\delta T}{\Delta T} Ja \right). \quad (1.76)$$

Здесь $Nu = \frac{\alpha}{\lambda_{ж}} \left[\frac{\sigma}{(\rho_{ж} - \rho_{п})g} \right]^{1/2}$.

При $c_m \frac{\delta T}{\Delta T} Ja \ll 1$

$$Nu = \frac{20\pi}{3} \sqrt{2\varphi(\theta)} C_0 C_1 K_t^2 Ja^2. \quad (1.77)$$

При $c_m \frac{\delta T}{\Delta T} Ja \gg 1$

$$Nu = \frac{20\pi}{3} \sqrt{2\varphi(\theta)} C_0 C_1 K_t^2 Ja^3 c_m \frac{\delta T}{\Delta T}. \quad (1.78)$$

Уравнение (1.76) использовалось при обобщении экспериментальных данных при кипении различных фреонов. Основные условия проведения опытов представлены в табл. 1.3 [40].

Опытные данные, соответствующие широкой области определяющих параметров для основной группы фреонов, удовлетворительно обобщаются критериальным уравнением:

$$Nu = C_W K_t^2 Ja^{2,4}. \quad (1.79)$$

Для каждой кривой значение коэффициента C_W будет [40]:

	I	II	III	IV	V	VI
$C_W \times 10^6$	0,25	0,41	0,74	1,5	2,5	4,84

Таблица 1.3

Условия проведения экспериментов

Авторы	Фреон	Пределы изменения		Характеристика поверхности нагрева
		Давление p_s , бар	Плотность теплового потока	
Данилова Г. Н.	12	1,65–5,68	$q \times 10^{-3}$ Вт/м ²	Горизонтальная стальная труба 1X18Н9Т, $\varnothing 12,5 \times 0,2$ мм длиной 253 мм
	22	3,54–9,22	3,46–51,3	
	142	0,98–2,90	0,856–51,5	
Данилова Г. Н., Куприянова А. В.	21 С318	0,71–3,97 0,545–13,5	0,226–49,7 0,6–54,3	То же $\varnothing 5,1 \times 0,2$ мм; $l = 91$; $R_z = 3,84$; 9; 13

Окончание табл. 1.3

Авторы	Фреон	Пределы изменения		Характеристика поверхности нагрева
		Давление p_s , бар	Плотность теплового потока	
Данилова Г. Н.	113	1,1–2,68	0,6–52,9 0,98–31,4	То же $\varnothing 18 \times 1$; $l = 305$ мм; $R_z = 0,6$ мкм
Данилова Г. Н.	11	0,606–2,36	1,5–125,5	То же $\varnothing 2,04 \times 0,21$ мм; $L = 156$ мм
Поволоцкая Н. М.	22	1,025–4,56	0,496–10,8	Горизонтальная медная труба $\varnothing 20 \times 3$ мм; $L = 380$ мм; $R_z = 2$ мкм
Поволоцкая Н. М.	22	0,441–5,0	0,84–5,43	То же $R_z = 2$ мкм
Гогонин И. И.	21	1,53–9,6	0,42–310	Горизонтальная никелевая труба $\varnothing 2,5 \times 0,1$ $L = 85$ мм; $R_z = 3,2$ мкм
Дюндин В. А.	12 22	1,0–5,6 1,65–9,26	0,3–23,5 0,3–18,0	Горизонтальная медная ребристая труба $\varnothing 16,5 \times 1,5$ мм; $l = 400$ мм; $R_z = 3,4$ мкм

Анализ результатов обобщения опытных данных говорит о том, что поверхностные условия существенно влияют на интенсивность теплоотдачи при кипении фреонов, поскольку каждое конкретное сочетание поверхность нагрева – жидкость в состоянии физико-химического взаимодействия при кипении создает определенные условия для зарождения паровых пузырьков [40].

Таким образом, различие коэффициентов в уравнении (1.79) объясняется своеобразными условиями, которые складываются на границе поверхность нагрева – жидкость.

Уравнением (1.79) удобно пользоваться, когда независимым переменным является температурный напор.

Если в условия однозначности входит плотность теплового потока, то уравнение можно записать [40]:

$$\text{Nu} = C_W^{0,294} K_t^{0,588} \text{Re}^{0,706}; \quad \text{Re} = \frac{q}{r \rho_{\text{II}} a_{\text{ж}}} \left[\frac{\sigma}{(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{II}}) g} \right]^{1/2}. \quad (1.80)$$

Недостатком уравнений (1.79) и (1.80) является то, что для определения интенсивности теплообмена при кипении фреонов (числа Нуссельта или коэффициента теплоотдачи) необходимо знать или определить из эксперимента коэффициенты C_0, C_1, C_W , что не всегда возможно или крайне затруднительно.

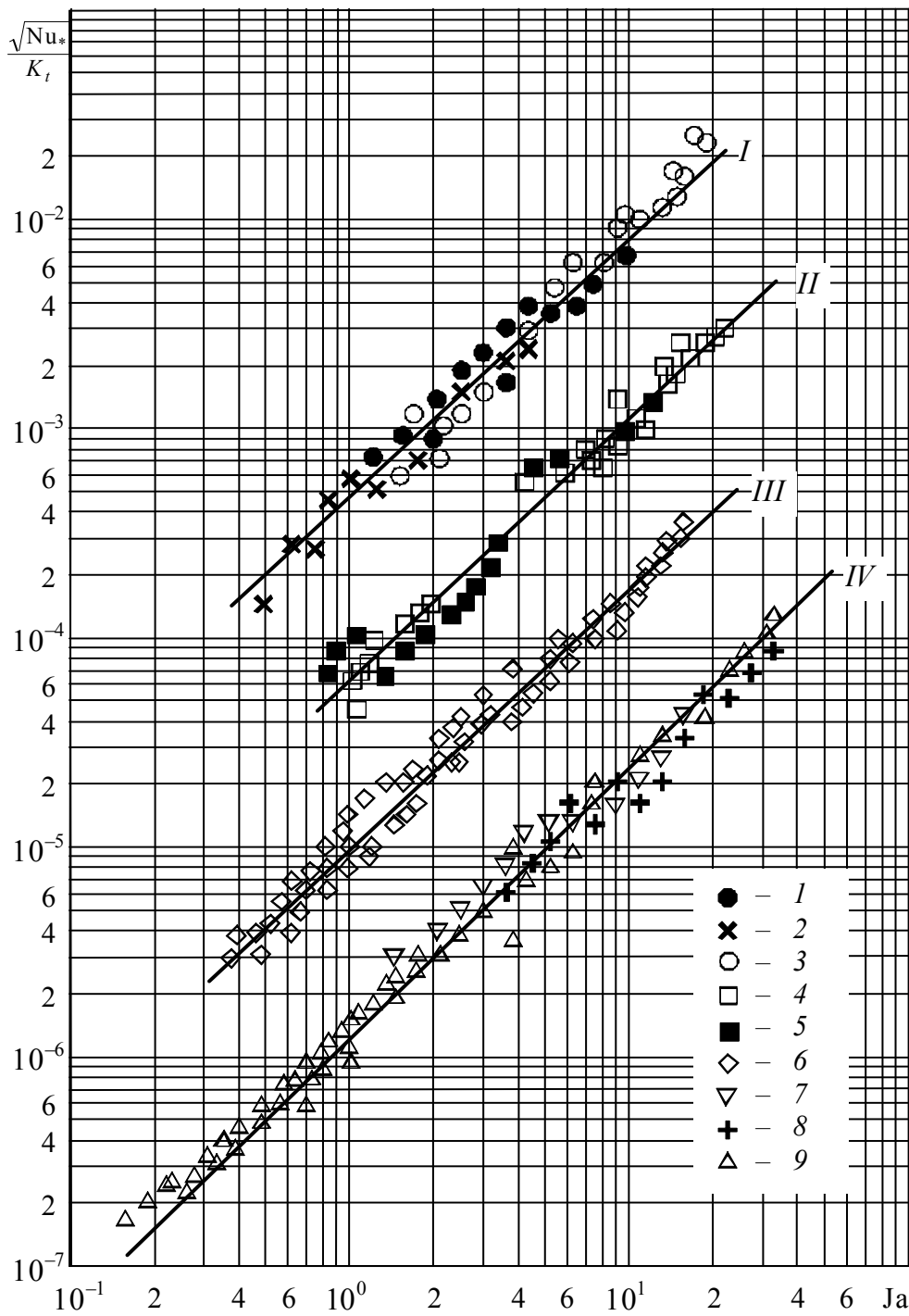


Рис. 1.18. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.79): фреоны: 1 – 12; 2 – 22; 3 – 142 [41]; 4 – 22 [32]; 5 – 22 [45]; 6 – 21 [28]; 7 – 113; 8 – 11 [39]; 9 – С318 [29]. Ординаты кривых II, III и IV уменьшены, соответственно, в 10, 100 и 1000 раз [40]

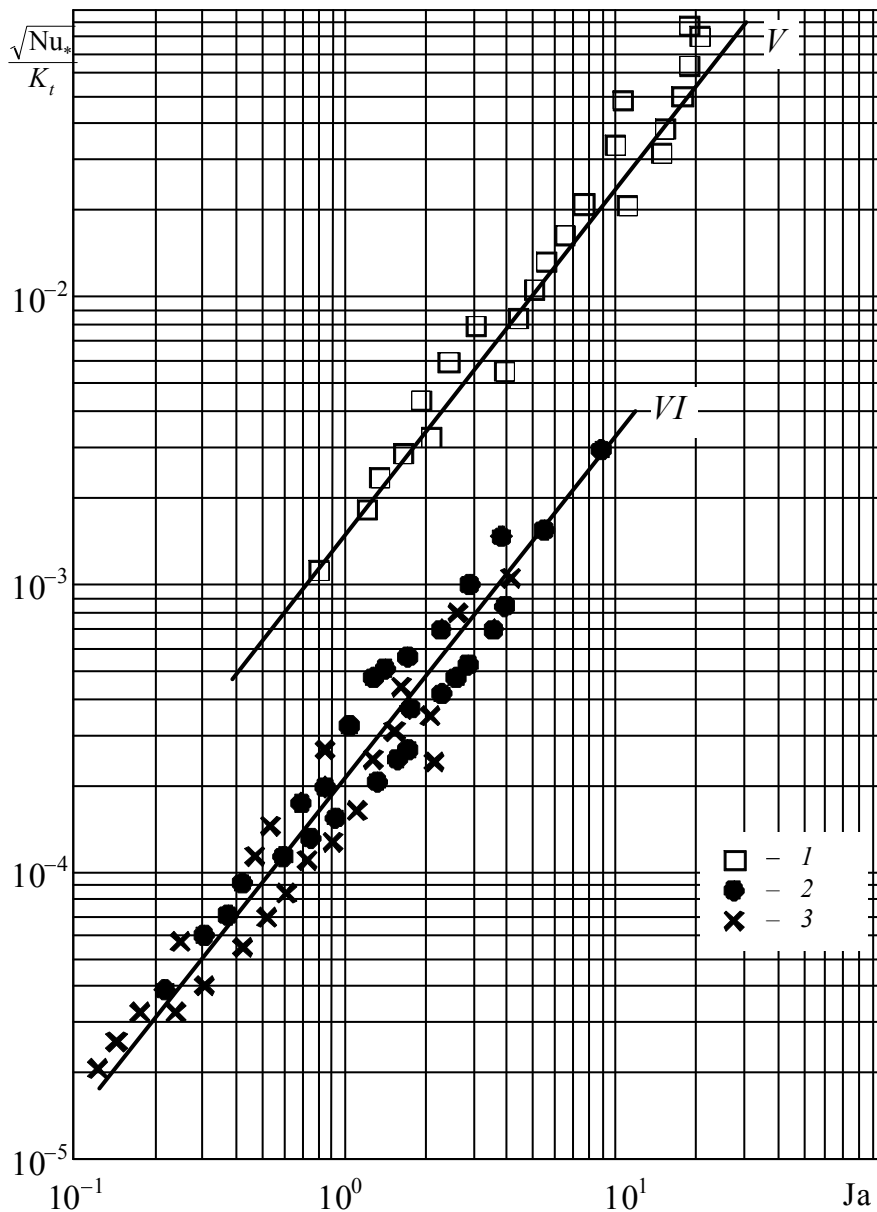


Рис. 1.19. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.79): фреоны: 1 – 21 (поверхность шаржирована) [29]; 2 – 12; 3 – 22 (оребренная поверхность) [45]. Ординаты кривой VI уменьшены в 10 раз [40]

Известные в литературе [46] эмпирические критериальные уравнения для оценки коэффициента теплоотдачи при кипении в наиболее общем случае [46] могут быть записаны в виде

$$Nu = f(Re, Pr, K_p, K_t, Gr). \quad (1.81)$$

Критериальные формулы, предложенные различными авторами [39], [47]–[49], являются частными случаями этой общей связи. Анализ этих формул показывает, что, по существу, не наблюдается обобщения

опытных данных по теплоотдаче при пузырьковом кипении жидкостей, сильно отличающихся по физическим свойствам. Так, например, отмечается, что при использовании критериальных формул, основанных на опытах с водой, для расчета теплоотдачи кипящих фреонов необходимо вводить постоянный коэффициент, равный 3, что свидетельствует об отсутствии обобщения опытных данных по различным жидкостям. Эта недостаточность вытекает из того обстоятельства, что при рассмотрении системы уравнений процесса и вывода критериальных связей аналитически не учитывается необходимость обеспечения подобия параметров состояния кипящих систем [46]. Недоучет этого обстоятельства приводит к нарушению подобия взаимосвязанных температурных и скоростных полей в пристенном слое кипящей жидкости. Именно в связи с этим раздельное рассмотрение уравнений движения и энергии является недостаточным для получения замкнутой системы, обеспечивающей моделирование процесса кипения различных жидкостей [46]–[49].

Авторы [46] предлагают иной подход при получении обобщающих соотношений для расчета интенсивности теплообмена при кипении, который заключается в необходимости модельного преобразования условий на границах раздела фаз. Это может быть обеспечено только в том случае, если системы уравнений для различных сред рассматриваются в соответствующих состояниях. Таким образом, помимо уравнений процесса, в общую систему связей должны быть введены условия, обеспечивающие подобие линий насыщения (p, T) рассматриваемых кипящих сред. Физические свойства, входящие в уравнения, описывающие явления теплообмена при кипении, взаимосвязаны на линии насыщения. Поэтому в уравнениях процесса они могут рассматриваться постоянными только в соответственных точках, которые для явления, протекающего по линии насыщения, в первом приближении определяются условием $p/p_{кр} = \text{idem}$. Поэтому подобие явления кипения может быть обеспечено только правильным моделированием всей совокупности физических свойств, входящих в уравнение процесса, включая и условия на границах раздела фаз [46].

Моделирование физических свойств, входящих в уравнения процесса теплообмена, может быть обеспечено учетом закона соответственных состояний, аналитическая запись которого должна быть включена в перечень связей, входящих в общую систему уравнений процесса [47]–[50]. В этом случае моделирование физических свойств, в том числе и коэффициентов переноса χ на линии насыщения, может производиться с учетом следующего соотношения [46]:

$$\frac{\chi}{f_1(M, p_{кр}, T_{кр}, R, g)} = f_2\left(\frac{p}{p_{кр}}\right). \quad (1.82)$$

Предложенные в [39], [47]–[49] и других работах эмпирические критериальные зависимости для оценки теплообмена при кипении могут быть с точностью до постоянных записаны в виде

$$\alpha = f_3(q)\varphi, \quad (1.83)$$

где φ – функция физических свойств.

Таким образом, в общем случае для описания теплоотдачи при пузырьковом кипении различных сред может быть написана общая связь [46], вытекающая из (1.82) и (1.83):

$$\alpha = F(q)F_2(p_{кр}, T_{кр}, M, g, R)F_3\left(\frac{p}{p_{кр}}\right). \quad (1.84)$$

Выполненный ранее анализ и сопоставление опытных данных привели к получению следующей обобщающей формулы [46]:

$$\alpha = 384 \frac{p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6} M^{1/6}} \left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{0,1} \left[1 + 4,64 \left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{1,16} \right] q^{2/3}. \quad (1.85)$$

В [46], помимо ранее использованных данных, в число рассматриваемых рабочих сред была включена группа фреонов, данные по кипению бензола и дифенила и этилового спирта (рис. 1.20).

Опытные данные были обработаны по методике [46]. Для удобства пользования зависимостью (1.83) ранее приводимые и вновь обрабатываемые данные представлены в координатах:

$$\frac{\alpha}{2q^{2/3}} \left(\frac{M}{gR}\right)^{1/6} \frac{T_{кр}^{5/6}}{A^{1/3} p_{кр}^{1/3}} = F(p/p_{кр}). \quad (1.86)$$

Осредняющая линия, проведенная через точки на графике, с достаточной степенью точности описывается зависимостью

$$\alpha = 2 \left(\frac{gR}{M}\right)^{1/6} \frac{A^{1/3} p_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6}} q^{2/3} \left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^{1/8} \left[1 + 3 \frac{p}{p_{кр}} + 5 \left(\frac{p}{p_{кр}}\right)^3 \right]. \quad (1.87)$$

Здесь $\frac{p}{p_{кр}} > 0,5$.

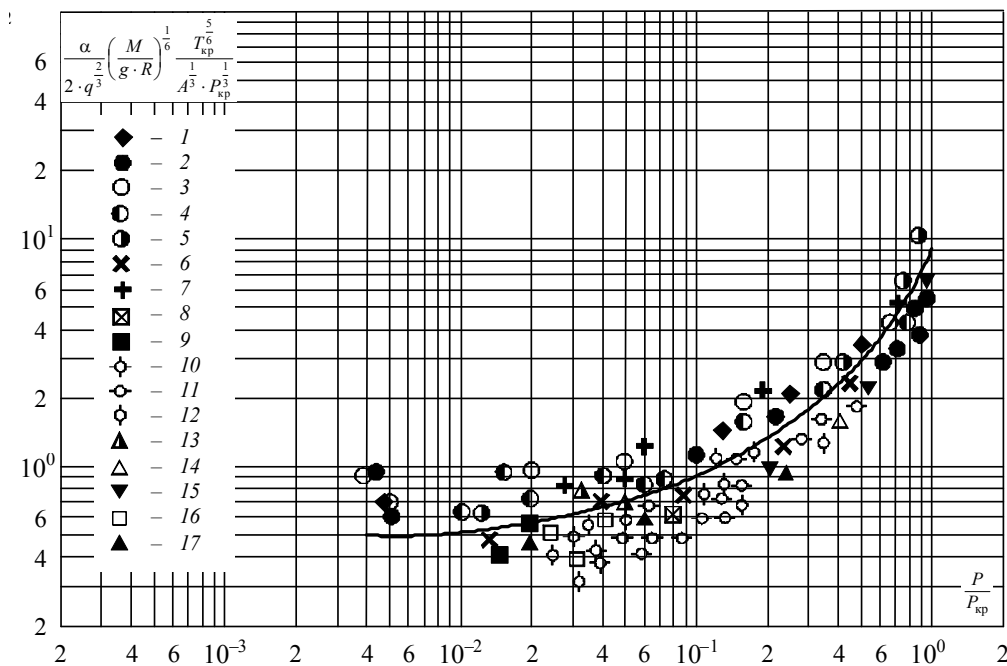


Рис. 1.20. Сопоставление расчетных линий:
 1–5 – вода; 6–8 – этиловый спирт; 9 – бензол;
 10 – ф-142; 11 – ф-12; 12 – ф-22; 13 – аммиак; 14 – гептан;
 15 – пентан; 16 – дифенил; 17 – бензол [46]

На рис. 1.21 представлено сопоставление расчетных линий по формулам (1.85) и (1.87). Как видно из графиков на рис. 1.20 и 1.21, новая формула в области значений $p/p_{кр} > 0,5$ лучше отвечает расположению опытных точек.

Формула (1.87) удовлетворительно обобщает опытные данные для значительной группы веществ с различной структурой молекул в широком диапазоне изменения режимных параметров и может быть использована для расчета теплообмена при кипении различных сред в случае отсутствия для них непосредственных экспериментальных данных.

Для относительного давления $p/p_{кр} < 0,04$ коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по упрощенной формуле

$$\alpha = 2 \left(\frac{g \cdot R}{M} \right)^{1/6} \frac{A^{1/3} P_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6}} q^{2/3} \left(\frac{p}{p_{кр}} \right)^{1/8}, \quad (1.88)$$

при относительном давлении $p/p_{кр} < 0,3$ по формуле

$$\alpha = 2 \left(\frac{gR}{M} \right)^{1/6} \frac{A^{1/3} P_{кр}^{1/3}}{T_{кр}^{5/6}} q^{2/3} \left(\frac{p}{p_{кр}} \right)^{1/8} \left[1 + 3 \frac{p}{p_{кр}} \right]. \quad (1.89)$$

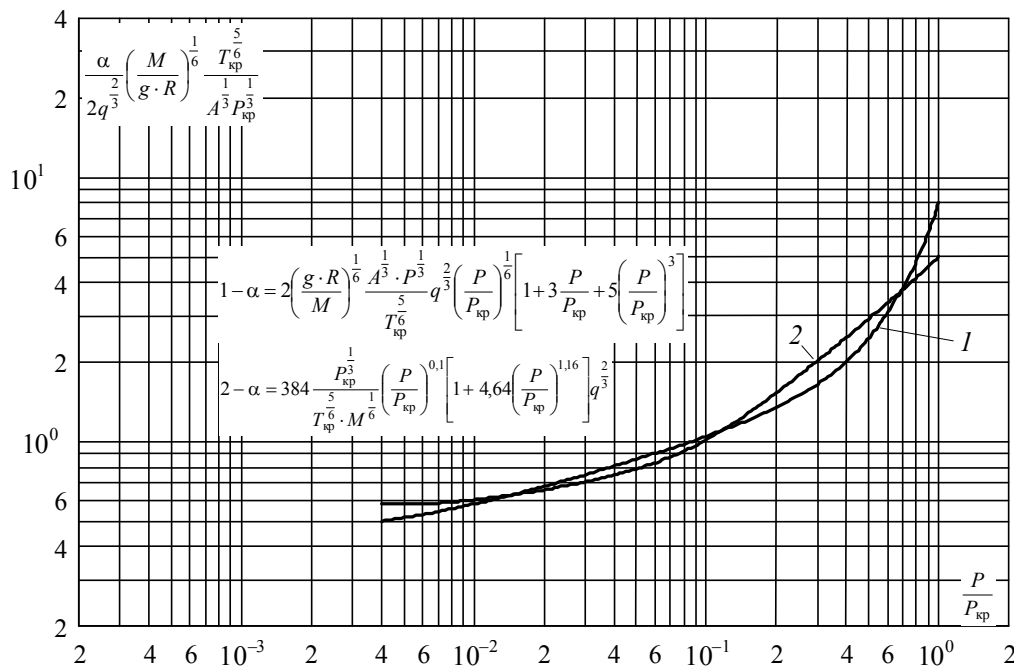


Рис. 1.21. Сопоставление расчетных линий [46]

При этом отклонение расчетов по сравнению с расчетами по точной формуле (1.87) не превышает 10 %. При относительных давлениях $p/p_{кр} > 0,3$ расчет ведется по формуле (1.87).

В связи со снижением использования и производства теплоносителей и хладагентов, разрушающих озоновый слой Земли, приобрела актуальность проблема их замены на экологически безопасные, при сохранении параметров эксплуатируемого оборудования. В качестве альтернативы фреонам можно рассматривать углеводороды, обладающие необходимыми качествами (экологическая безопасность, высокие теплофизические и диэлектрические свойства, инертность к конструкционным материалам). В табл. 1.4 показаны основные термодинамические свойства наиболее распространенных в промышленности хладагентов — фреонов (R12 и R22), аммиака, а также пропана и н-бутана.

Аммиак обладает высокими теплофизическими свойствами, но крайне агрессивен к цветным металлам. Фреон-12 — тяжелый бесцветный газ с очень слабым запахом. Один из наименее токсичных для человека холодильных агентов, но с 01.01.2000 г. запрещен к использованию из-за экологических соображений. Хорошо растворим в масле. При отсутствии влаги нейтрален к металлам. Не растворим в воде. Имеет немного худшие термодинамические свойства, нежели аммиак. Фреон-22 имеет близкие физические качества к фреону-12 и хорошие термодинамические свойства (близкие к аммиаку). При отсутствии влаги нейтрален к металлам. Не взрывоопасен и не горюч, но более токсичен, чем фреон-12.

Таблица 1.4

Термодинамические свойства хладагентов

Жидкость	Термодинамические свойства при $p = 1$ атм			Диэлектрическая проницаемость
	Температура кипения $T_{кип}, ^\circ\text{C}$	Теплота парообразования $r,$ кДж/кг	Плотность $\rho,$ кг/м ³	
Аммиак	-33	1370	683	4-6
Фреон-12	-30	170	1394	2
Фреон-22	-41	234	1285	6
Пропан	-42	426	586	2-4
н-Бутан	-0,5	355	581	2-4

Пропан обладает более высокими термодинамическими свойствами по сравнению с фреонами, имеет нулевой потенциал истощения озонового слоя, не токсичен и инертен к металлам, является диэлектриком. Поэтому понятен возросший интерес к теплообмену при кипении пропана, бутана и их смесей в нашей стране и за рубежом. Недостатком углеводородов является горючесть, что ограничивает область их применения герметичным оборудованием.

На рис. 1.22 представлены экспериментальные данные различных авторов при кипении фреонов, пропана и н-бутана на гладкой поверхности.

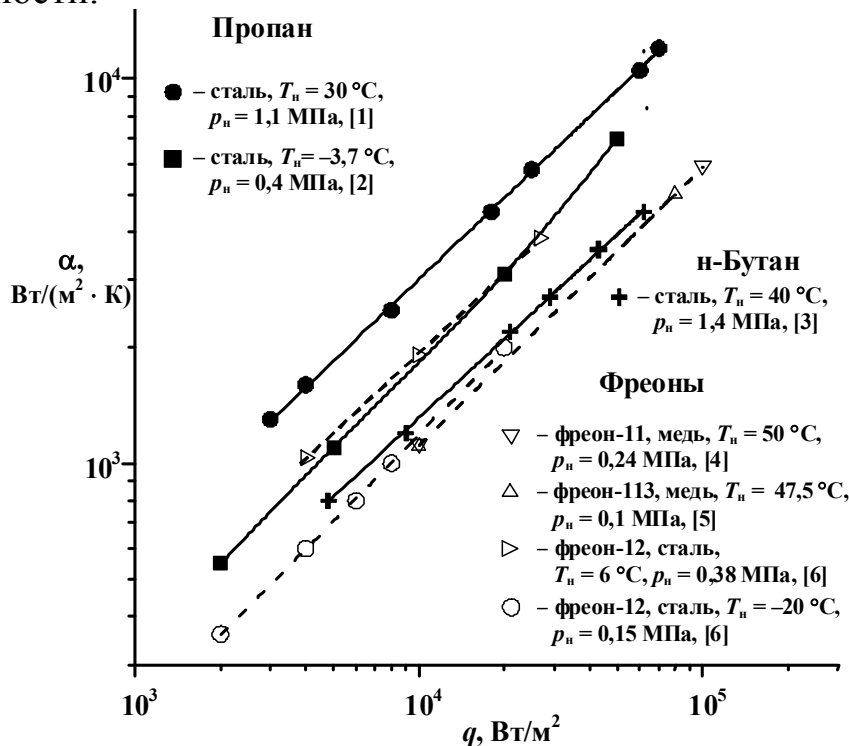


Рис. 1.22. Опытные данные по теплоотдаче при кипении фреонов, пропана и н-бутана на гладкой поверхности

Как видно из рис. 1.22, коэффициенты теплоотдачи при кипении пропана при схожих условиях соизмеримы и даже выше, что подтверждает возможность его использования в качестве хладагента и теплоносителя.

1.4. Модели процесса кипения на изотермической неинтенсифицированной поверхности теплообмена

Интерес к исследованию процесса кипения обусловлен большим разнообразием технических приложений, где кипение либо является частью технологического процесса (энергетика, холодильная техника, дистилляция, выпарка и т. д.), либо позволяет осуществлять охлаждение различных тепловыделяющих и теплопередающих поверхностей, их термостабилизацию в узком интервале температур. Для создания теории теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей большое значение приобретают теоретические исследования для определения внутренних характеристик механизма процесса кипения. Как уже говорилось, к ним относятся скорость роста пузырьков, плотность центров парообразования на поверхности нагрева, отрывной диаметр, частота отрыва пузырька и макроскопические краевые углы смачивания. Всем этим вопросам посвящены работы [187]–[189], [192], [209].

Как отмечается в [187], средняя частота парообразования f при кипении на реальной поверхности не зависит от плотности теплового потока и реальная поверхность характеризуется некоторым распределением по размерам впадин, являющихся потенциальными центрами парообразования. Каждая из этих впадин, зависящих от ее геометрии, при определенном перегреве, становится активным центром парообразования и начинает работать с некоторой начальной частотой f_{\min} . С ростом q и количества действующих центров парообразования f для каждого центра возрастает, но вновь активизирующиеся центры начинают действовать со все меньшей f_{\min} . Величина же средней по всей поверхности нагрева частоты f может изменяться или оставаться постоянной в зависимости от фактического распределения размеров впадин, являющихся центрами парообразования [187].

Высокая интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении объясняется спецификой этого процесса, которая связана с образованием и ростом паровых пузырей на поверхности нагрева. Независимо от того, какой путь и механизм интенсивного отвода тепла от поверх-

ности нагрева при кипении является преобладающим в том или ином случае (турбулизация пристенного слоя жидкости, отвод тепла паровыми пузырями, выталкивание перегретой жидкости из пристенного слоя, тепло- и массоперенос при конденсации пара на верхушке пузыря и испарение жидкости из микрослоя), важную роль во всех случаях играет средняя за цикл скорость роста паровых пузырей \bar{w}'' . Она представляет собой произведение максимального диаметра парового пузыря \bar{d}_m на частоту его отрыва от поверхности нагрева f . При кипении насыщенной жидкости максимальный диаметр парового пузыря \bar{d}_m равен его отрывному диаметру \bar{d}_o . Интенсивность теплообмена при кипении находится в обратной зависимости от средней за цикл скорости паровых пузырей, которая однозначно определяет число действующих центров парообразования n_F при заданной плотности теплового потока q .

Средняя за цикл скорость роста паровых пузырей определяется физическими свойствами жидкости, давлением и не зависит от плотности теплового потока.

С изменением w'' интенсивность теплообмена при кипении изменяется в противоположном направлении [187].

Физические представления о скорости роста паровых пузырей, плотности центров парообразования на поверхности нагрева, отрывном диаметре, частоте отрыва пузыря и о макроскопических краевых углах смачивания рассматриваются в работе [188].

В [42], [16] рассмотрены физические представления о скорости роста паровых пузырей, зарождающихся на поверхности нагрева. Согласно предложенной модели, основная зона испарения находится на участках поверхности пузыря, расположенных вблизи его основания. При этом тепло, расходуемое на испарение, подводится к этим участкам непосредственно от поверхности нагрева путем теплопроводности через прилегающие слои жидкости. Поэтому

$$\frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} \text{Ja.} \tag{1.90}$$

Для оценки отрывного диаметра паровых пузырей используется уравнение Фритца $d_o = 0,02\theta_*$. Величины $fd_o, f\sqrt{d_o}, fd_o^3$ служат своеобразной мерой скорости отвода паровой фазы от поверхности нагрева и используются при теоретическом анализе и обобщении экспериментальных данных пузырькового кипения.

Формула Фритца получена без учета динамического взаимодействия парового пузыря с окружающей его жидкостью [188], а получена из условия равновесия пузыря, находящегося в момент отрыва под действием двух сил: подъемной и силы поверхностного натяжения.

В [22] выполнено решение задачи по определению размера парового пузыря при отрыве его от горизонтальной, обращенной вверх поверхности нагрева при действии на пузырь:

- подъемной силы – $F_q = \frac{\pi}{6} d_o^3 (\rho_{ж} - \rho_n) g$;
- силы поверхностного натяжения – $F_\sigma = \pi d_o \sigma f(\theta)$;
- силы инерции – $F_i = \frac{d(mu)}{d\tau} = \frac{8\pi}{3} C_m \beta^2 \rho_{ж} a^2 Ja^2$; $u = \frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} Ja$.

В соответствии с [188] суммарная плотность теплового потока состоит из потока тепла, расходуемого на фазовое превращение q_1 , и потока тепла, затрачиваемого на перегрев жидкости q_2 , которая выталкивается и уносится паровыми пузырями из пристенного слоя в основной объем:

$$q_1 = \frac{\pi}{6} f d_o^3 r \rho_{п} n_F. \quad (1.91)$$

Из пристенного перегретого слоя с каждого центра парообразования выталкивается и уносится в основной объем некоторый массовый расход жидкости:

$$m = c_m \rho_{ж} \frac{\pi}{6} f d_o^3. \quad (1.92)$$

Плотность теплового потока q_2 затрачивается на перегрев этого расхода жидкости:

$$q_2 = c_m \frac{\pi}{6} f d_o^3 n_F \rho_{ж} c_{ж} \delta T; \quad (1.93)$$

$$q = q_1 + q_2 = \frac{\pi}{6} f d_o^3 n_F (r \rho_{п} + c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T). \quad (1.94)$$

Из [42]

$$n_F = c_w \left(\frac{r \rho_{п} \Delta T}{\sigma T_H} \right)^2, \quad (1.95)$$

или

$$q = \frac{20\pi}{3} c_0 c_w \sqrt{2\varphi(\theta)} a_{ж} Ja_* \left(\frac{r\rho_{п} \Delta T}{\sigma T_{н}} \right)^2 (r\rho_{п} + c_m \rho_{ж} c_{ж} \delta T). \quad (1.96)$$

Или в безразмерном виде:

$$Nu = AK_i^2 Ja^2 (1 + BJa). \quad (1.97)$$

Здесь $A \equiv \frac{20\pi}{3} c_0 c_w \sqrt{2\varphi(\theta)}$; $B \equiv c_m \frac{\delta T}{\Delta T}$.

$$\text{При } BJa \ll 1 \rightarrow Nu = A(K_i Ja)^2. \quad (1.98)$$

$$\text{При } BJa \gg 1 \rightarrow Nu = ABK_i^2 Ja^3. \quad (1.99)$$

В настоящее время нет сведений для аналитического определения значений A и B . Однако полученные уравнения (1.98) и (1.99) показывают, что в зависимости от числа Ja показатель степени при нем в общем случае может изменяться и существенно зависит от давления насыщения. Решения (1.98) и (1.99) отражают доминирующее влияние одного из указанных слагаемых суммарной плотности теплового потока [188].

На рис. 1.23а и 1.23б приведено сопоставление полученного уравнения (1.97) с экспериментальными результатами. Как видно из рис. 1.23а, экспериментальные результаты В. М. Боришанского [46], [39] и Д. А. Лабунцова удовлетворительно описываются критериальным уравнением

$$Nu = 25 \cdot 10^{-8} K_i^2 Ja^{2,75}. \quad (1.100)$$

С ростом числа Ja показатель степени при этом числе должен возрастать. Это подтверждается экспериментальными результатами Рабена и Н. Н. Мамонтовой [188]. Эти опытные данные обобщаются (рис. 1.23б) уравнениями:

$$Nu = 25 \cdot 10^{-7} K_i^2 Ja^3; \quad (1.101)$$

$$Nu = 25 \cdot 10^{-8} K_i^2 Ja^3. \quad (1.102)$$

Уравнения (1.100–1.102) удобны для расчета α , когда независимым переменным является температурный напор. Если в условия однозначности входит плотность теплового потока, то уравнение (1.100) можно записать (при $Pe = Ja \cdot Nu$):

$$Nu = 1,78 \cdot 10^{-2} K_i^{0,53} Pe^{0,73}. \quad (1.103)$$

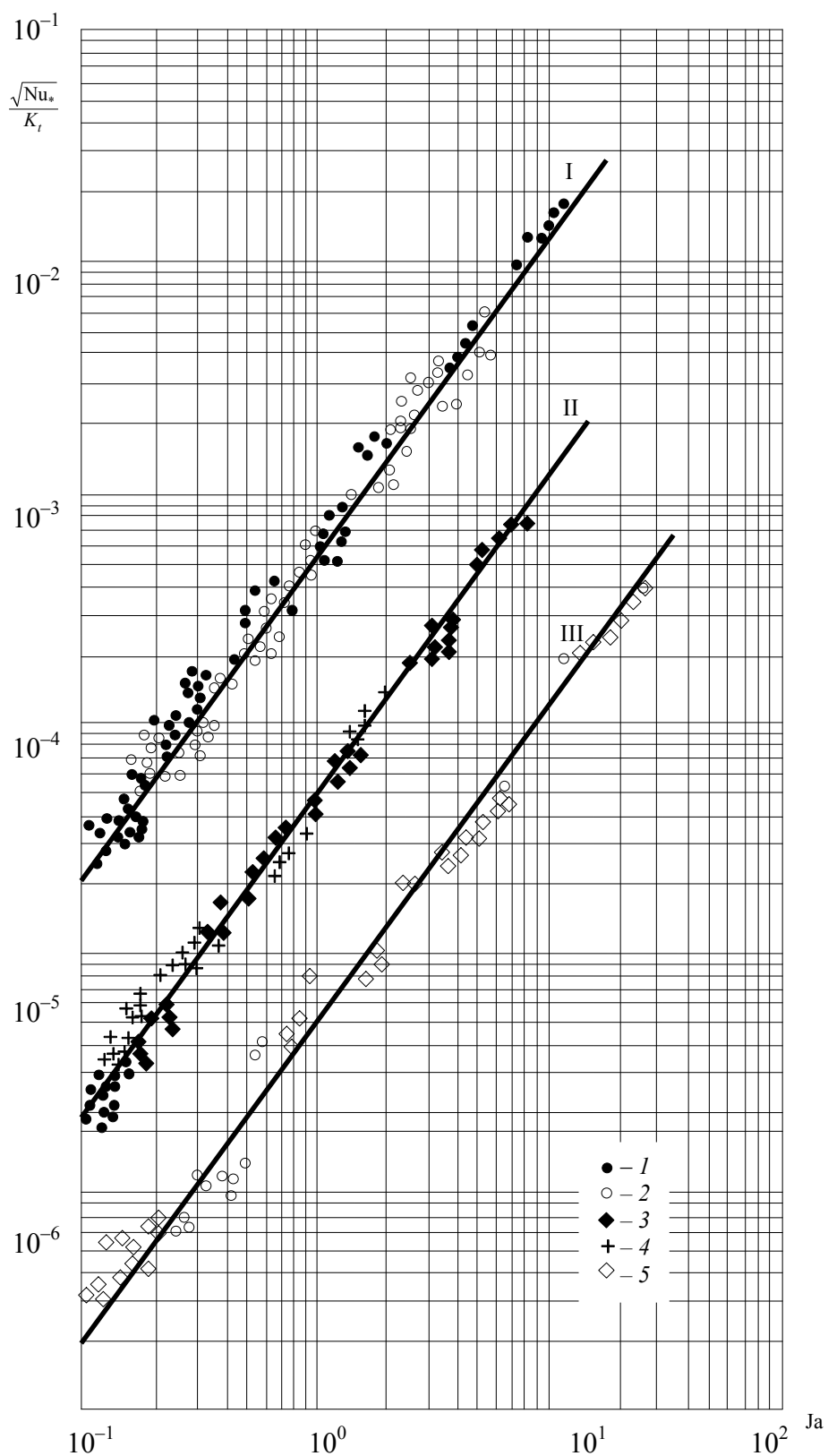


Рис. 1.23а. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.97) [188]:

1 – вода–сталь; 2 – этиловый спирт–сталь; 3 – вода–сталь;
4 – вода–латунь; 5 – вода–серебро

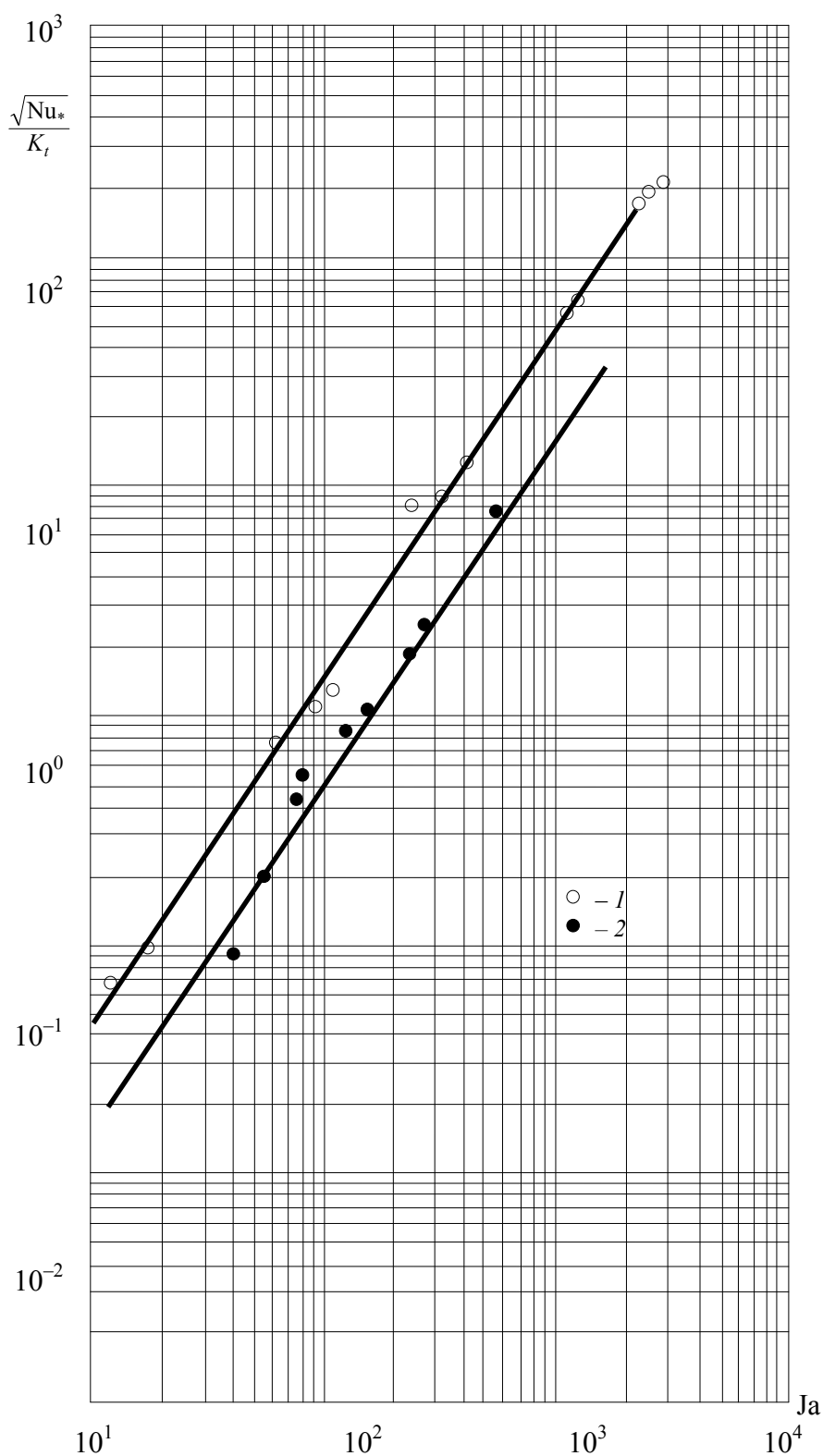


Рис. 1.23б. Сопоставление экспериментальных данных с уравнением (1.97) [188]:
 1 – вода–медь; 2 – вода–сталь

Различные числовые коэффициенты в (1.101) и (1.102) объясняются тем, что каждое сочетание «поверхность–жидкость» в состоянии физико-химического взаимодействия в процессе кипения создает определенные поверхностные условия, которые оказывают существенное влияние на плотность центров парообразования, а следовательно, и уровень теплосъема [188].

При отсутствии замкнутого математического описания процесса [192] теплоотдачу при кипении рассчитывают чаще всего по эмпирическим (размерным или безразмерным) соотношениям. При этом использование ранее не исследованных жидкостей или изменение режимных и геометрических характеристик оборудования заставляет каждый раз прибегать к опытному моделированию процесса. Только в настоящее время опубликованы результаты опытного изучения кипения озонобезопасных хладонов [193]–[195], фторуглеродов [196] как жидкостей, перспективных для охлаждения чипов – элементов вычислительных машин нового поколения, реактивных углеводородных топлив [189] в связи с перспективой их использования для охлаждения элементов конструкций сверх- и гиперзвуковых самолетов [189].

В [191] Лабунцов подчеркивал, что влияния на теплоотдачу при кипении «слабых» факторов (малые примеси поверхностно-активных добавок, загрязнения и растворенные газы, специфичная микрогеометрия поверхности кипения, связанная со структурой материала, технологией приготовления и обработки поверхности, адсорбционные свойства поверхности, ее однородность, смачиваемость и т. д.) оказываются более значительными, чем воздействие «сильных» факторов, таких как уровень напряженности гравитационного поля, вибрации, организация циркуляции и вынужденного движения жидкости, наложение электрического поля, теплофизические свойства материала поверхности. Стремление учесть все факторы, влияющие на теплоотдачу при кипении, означало бы нарастание объема экспериментальных исследований, заканчивающихся все новыми и новыми эмпирическими формулами [189].

Другое направление исследований кипения связано с созданием обобщающих расчетных соотношений для коэффициента теплоотдачи. В [192] отмечалось, что отсутствие замкнутого математического описания процесса и обилие факторов, влияющих на теплоотдачу при кипении, делают выбор обобщенных переменных произвольным. В настоящее время число различных обобщенных соотношений для теплоотдачи при кипении исчисляется десятками [189]. В [190] Ла-

бунцов указывал на такую ситуацию, когда один и тот же массив опытных данных о коэффициентах теплоотдачи при кипении различных жидкостей удовлетворительно описывается различными – в отношении влияния поверхностного натяжения, вязкости, теплоты испарения и других свойств жидкости – эмпирическими формулами. Согласно [190], это объясняется взаимозависимостью различных теплофизических свойств жидкостей. В некоторых работах отвергаются подходы, связанные с разработкой каких-либо физических моделей процесса, и используется формальный метод регрессионного анализа значимости для теплоотдачи при кипении некоторых произвольно выбранных безразмерных комплексов. В результате получены четыре различные эмпирические корреляции для теплоотдачи при кипении воды, углеводородов, хладонов и криогенных жидкостей [189]. Парадоксальность этих результатов состоит в том, что только соотношение для теплоотдачи при кипении хладонов содержит комплекс, отражающий влияние вязкости, причем положительное, что противоречит экспериментам Г. Н. Кружилина, В. И. Толубинского, А. Моргана и Л. Бромли [190]. Выбор чисел подобия опирается в [197] на некоторые физические соображения, поэтому расчетное соотношение этой работы более традиционно [189]:

$$\text{Nu} = C \text{Pe}^{0,6} K_p^{0,54} \text{Pr}^{-0,33} K_\lambda^{0,12}, \quad (1.104)$$

где $\text{Pe} = qb(r\rho_\Pi)^{-1}$; $K_p = pl_*/\sigma$; $K_\lambda = \lambda_w/\lambda_{ж}$; $l_* = [\sigma/[g(\rho_{ж} - \rho_\Pi)]]^{1/2}$; $\lambda_{ж}$, λ_w – коэффициенты теплопроводности жидкости и материала стенки; r – теплота парообразования. Однако и здесь сомнительна следующая (1.104) зависимость: $\alpha \sim r^{-0,6}$. Более серьезные возражения вызывает использование комплекса K_p , которое не может быть обосновано в рамках теории подобия [189]. Кроме того, использование в качестве линейного масштаба l_* приводит хотя и к слабой, но конечной зависимости α от q , что противоречит опытным наблюдениям даже при кипении в большом объеме и совершенно лишено смысла для случая кипения в каналах [197]. Для достижения согласия с экспериментальными данными константа C в (1.104) принимается различной для четырех групп жидкостей, так что ее крайние значения отличаются более чем в 1,5 раза [189].

Путь, избранный автором [197], противостоит подходу Лабунцова, который направлял все усилия на понимание механизма процес-

са, на получение необходимых количественных соотношений. Применительно к кипению такие соотношения будут, во-первых, полуэмпирическими, а во-вторых, способными описывать лишь некоторый средний уровень теплоотдачи [189].

В [190] излагается положение о том, что при кипении жидкостей, смачивающих поверхность, высокая интенсивность теплоотдачи определяется в основном интенсивными пульсациями частиц жидкости непосредственно у поверхности нагрева. Эти пульсации обусловлены [189] статистической природой возникновения зародышей паровых пузырей и взрывообразным характером их роста в первые моменты существования. С увеличением тепловой нагрузки возрастает как число очагов возмущений, так и интенсивность пульсаций. Пульсации, связанные с зарождением и ростом на поверхности пузырьков пара, происходят «в той области, которая в остальных случаях конвективного теплообмена расположена в глубине пограничного слоя и практически свободна от каких бы то ни было возмущений» [189]. Именно это обстоятельство объясняет факт независимости теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении от различных внешних гидродинамических воздействий. В [198]–[200] установлено отсутствие влияния формы поверхности, расположения труб в пучке, ориентации поверхности относительно вектора массовых сил на теплообмен в области развитого пузырькового кипения. Фактическую независимость коэффициента теплоотдачи при кипении от интенсивности массовых сил, как сильно превосходящих стандартную гравитационную силу, так и составляющих малую долю от нее (условия практической невесомости), подтвердили экспериментальные результаты.

Исходя из положения о том, что теплообмен при кипении определяется внутренними для самого процесса кипения механизмами, в [190] из сопоставления с опытными данными получено конкретное соотношение для коэффициента теплоотдачи:

$$\text{Nu} = 0,125 \text{Re}^{0,65} \text{Pr}^{1/3} \text{ при } \text{Re} \geq 10^{-2}; \quad (1.105)$$

$$\text{Nu} = 0,0625 \text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{1/3} \text{ при } \text{Re} \leq 10^{-2}, \quad (1.106)$$

где в качестве линейного масштаба используется $l_* = \rho_n c_p \sigma T_n (r \rho_n)^{-2}$; число $\text{Re} = w_* l_* / \nu$ построено по приведенной скорости парообразования $w_* = q / (r \rho_n)$; c_p, ν – изобарная теплоемкость и кинематическая вязкость жидкости. В соответствии с принятой концепцией величины,

входящие в уравнения (1.105) и (1.106), не содержат ускорения массовых сил.

В [42] из физической модели прямым путем впервые было получено расчетное соотношение, связывающее плотность теплового потока и перегрев стенки ΔT . В основу модели положена фундаментальная гипотеза, согласно которой пульсационное движение в пристенном слое жидкости, обусловленное возникновением и ростом паровых пузырей, количественно может быть охарактеризовано некоторой средней скоростью w_* , аналогичной по своей роли динамической скорости при однофазной турбулентной конвекции. Значение величины w_* , согласно [42], однозначно определяется скоростью роста пузырька \dot{R} и средней плотностью центров парообразования n_F . Последняя, согласно [42], связана с радиусом жизнеспособного зародыша R_* соотношением

$$n_F \sim R_*^{-2}. \quad (1.107)$$

Для средней скорости пульсационного движения при кипении получено

$$w_* \sim R \dot{R} / R_*. \quad (1.108)$$

Закон изменения текущего радиуса пузыря во времени:

$$R = [2\beta\lambda\Delta T / (r\rho_n)t]^{1/2}, \quad (1.109)$$

где $\beta = 6$. Критический радиус парового зародыша при малых ΔT определяется формулой

$$R_* = 2\sigma T_n / (r\rho_n\Delta T). \quad (1.110)$$

Толщина теплопроводного подслоя, определяющего термическое сопротивление теплоотдаче при кипении, выражается в [42] как

$$\Delta \approx 10\nu / w_*. \quad (1.111)$$

Тогда «конвективная» составляющая плотности теплового потока с учетом (1.108)–(1.111) [189]:

$$q_1 = C_1\lambda^2\Delta T^3 / (\nu\sigma T_n), \quad (1.112)$$

причем константа C_1 оценивалась в [42] порядка 10^{-3} .

Часть тепла от обогреваемой поверхности идет на парообразование у самой стенки. С этим связана вторая составляющая плотности теплового потока, которая в [42] определялась, как представляется, без достаточного обоснования в виде

$$q_2 = C_2 r \rho_{\text{п}} w_*.$$

Итоговое соотношение [189]:

$$q = q_1 + q_2 = 0,001 \lambda^2 \Delta T^3 (\nu \sigma T_{\text{н}})^{-1} \left[1 + 5 \nu r \rho_{\text{п}} / (\lambda \Delta T) \right]. \quad (1.113)$$

В [190] данные о структуре пристенной области нашли отражение в виде новой модели развитого кипения, отвечающей области достаточно высоких тепловых нагрузок. Согласно [190], толщина жидкой пленки δ_0 под паровыми объемами зависит от вязкости жидкости; число разрывов (центров парообразования) в ней и частота появления этих разрывов связаны с приведенной скоростью парообразования w_* . Анализ размерностей и формула (1.107) для плотности центров парообразования приводят к соотношению [189]:

$$\delta_0 \sim [\nu R_* / w_*]^{1/2}. \quad (1.114)$$

В предположении, что $q \approx \lambda \Delta T / \delta_0$ из (1.113), получается

$$q \sim \lambda^2 \Delta T^3 / (\nu \sigma T_{\text{н}}). \quad (1.115)$$

Так как в таком виде (1.115) не отражает влияние давления на теплоотдачу при кипении, итоговое соотношение [190] включает эмпирическую функцию отношения плотностей жидкости и пара и в явной форме относительно коэффициента теплоотдачи имеет вид [189]:

$$\alpha = 0,075 \left[1 + 10 \left[\rho_{\text{п}} / (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) \right]^{2/3} \right] \times \left[\lambda^2 q^2 / (\nu \sigma T_{\text{н}}) \right]^{1/3}. \quad (1.116)$$

На основе разработанных Д. А. Лабунцовым представлений о механизме теплообмена при пузырьковом кипении можно также утверждать, что вытекающий из анализа работ [190], [191], [77] и позднее [192] безразмерный комплекс

$$\tilde{\alpha} = \alpha (\nu \sigma T_{\text{н}})^{1/3} (\lambda q)^{-2/3} \quad (1.117)$$

отражает существенные, принципиальные особенности процесса и может, видимо, рассматриваться как число подобия, играющее при кипении роль, сходную с ролью числа Стантона St в однофазной конвекции [189]. Н. Зубер [15] принимал, что рост пузырька на твердой стенке в неоднородном температурном поле происходит вследствие избыточной энтальпии окружающих слоев перегретой жидкости и, следовательно, может быть описан теми же соотношениями, которые получены в задаче о росте сферического пузырька в объеме равномерно перегретой жидкости [202]. Тот же подход к анализу роста пузырьков преобладает в англоязычной литературе [203]. Лабунцов показал, что при относительно высоких давлениях, когда $Ja < 1$, энергетические запасы окружающей пузырек перегретой жидкости не позволяют ему вырасти за пределы теплового пограничного слоя, что не согласуется с опытными наблюдениями. В связи с этим была предложена иная модель [42], согласно которой пузырек растет в результате притока тепла непосредственно от твердой стенки. При этом происходит испарение с поверхности слоев жидкости, непосредственно примыкающих к основанию растущего на стенке пузырька. При такой модели на закон роста не оказывает влияние теплоемкость жидкости.

В [191] представлен анализ условий отрыва парового пузыря от стенки. Показано, что баланс сил не может рассматриваться как условие отрыва пузырька от стенки.

В работе [192] рассматривается теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей на теплоотдающей изотермической поверхности. Разработка теории теплообмена при кипении и получение на основании этой теории количественных соотношений еще далека от завершения. Множество эмпирических соотношений, полученных на основании экспериментальных исследований, могут быть применены в инженерных расчетах, но эти соотношения применимы в определенном диапазоне режимных параметров и для определенного класса жидкостей [192].

В [192] речь идет о приближенной полуэмпирической теории, т. к. строгое решение задачи в настоящее время практически невозможно.

Расчетное соотношение как результат приближенной теории теплообмена при пузырьковом кипении впервые было получено Д. А. Лабунцовым [42]:

$$q = 0,001 \frac{\lambda_{ж}^2 \vartheta^3}{\nu_{ж} \sigma T_{н}} \left(1 + 5 \frac{\nu r_* \rho_{п}}{\lambda \vartheta} \right). \quad (1.118)$$

Это соотношение является итогом двух составляющих теплового потока от стенки к кипящей жидкости:

– теплового потока конвекцией через теплопроводный слой жидкости, толщина которого обратно пропорциональна средней динамической скорости, связанной со скоростью роста индивидуального парового пузыря;

– теплового потока, идущего на непосредственное испарение жидкости в паровые пузыри, растущие на обогреваемой поверхности.

Режим индивидуальных пузырьков наблюдается при относительно низких тепловых потоках ($q \leq (0,1 \dots 0,2)q_{кр}$). При развитом кипении пузырьки сливаются, образуя на небольшом расстоянии от стенки зону с повышенным паросодержанием – сросшиеся паровые конгломераты, под которыми существует тонкая пленка жидкости, которая сохраняется вплоть до наступления кризиса кипения. В такой пленке наблюдаются сухие пятна [205]–[207], которые можно отождествлять с центрами парообразования. Схема развитого кипения представлена на рис. 1.24.

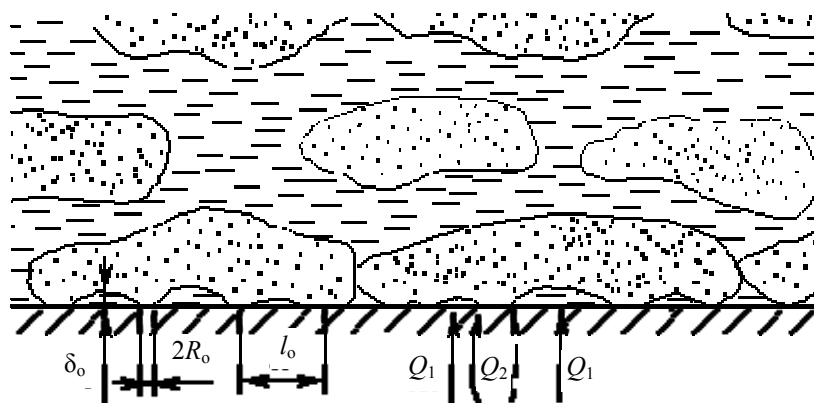


Рис. 1.24. Схематическое представление пристенной области при пузырьковом кипении [192]

На основании такой схемы в работе [77] была проведена оценка эффективной толщины жидкой пленки в режиме развитого кипения и было получено аналитическое соотношение для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = b \left(\frac{\lambda^2}{\nu \sigma T_H} \right)^{1/3} q^{2/3}. \quad (1.119)$$

Однако соотношение (1.119) не отражает влияния давления на теплоотдачу, поэтому параметр b подбирался по опытным данным как функция отношения плотностей пара и жидкости:

$$b = 0,075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}} \right)^{2/3} \right]. \quad (1.120)$$

В работе [192] модель Д. А. Лабунцова [77] развивается путем оценки вклада стоков теплоты на границах сухих пятен в общий тепловой поток, отводимый от стенки.

Считается, что в зоне между сухими пятнами тепловой поток Q_1 определяется эффективной толщиной жидкой пленки δ_0 . При этом размеры сухих пятен должны быть соизмеримы с размерами центров кипения, т. е. примерно равны диаметру жизнеспособного зародыша парового пузыря $2R_*$. Поскольку R_* составляет $10^{-8} - 10^{-5}$ м в широком диапазоне изменения давления, суммарная площадь сухих пятен весьма мала и тепловой поток можно отнести ко всей площади поверхности теплообмена F :

$$Q_1 = q_1 F = \frac{\lambda \vartheta}{\delta_0} F. \quad (1.121)$$

Число центров парообразования n_F [42], [77] обратно пропорционально R_*^2 с константой пропорциональности $10^{-7} - 10^{-8}$. Среднее расстояние между центрами кипения (сухими пятнами) $l_* = 1/\sqrt{n_F}$, т. е. составляет примерно $10^4 R_*$.

Средняя эффективная толщина жидкой пленки [192]:

$$\delta_0 \sqrt{\frac{vl_*}{w_*}} = C_0 \sqrt{\frac{vr_* \rho_{\text{п}} R_*}{q}}. \quad (1.122)$$

Здесь $w_* = q/r_* \rho_{\text{п}}$ – приведенная скорость парообразования; q – средняя плотность теплового потока на стенке. Константа пропорциональности C_0 имеет порядок 10^2 .

Плотность теплового потока, передаваемого через пленку [192]:

$$q_1 = C_1 \lambda \vartheta \sqrt{\frac{q}{vr_* \rho_{\text{п}} R_*}}, \quad (1.123)$$

где C_1 имеет порядок 10^{-2} .

Тепловой поток, приходящийся на одно сухое пятно [192]:

$$Q_2 = C_2 \lambda \vartheta \delta_M \quad (1.124)$$

с константой C_2 порядка 10^1-10^2 . Здесь δ_M – толщина пленки в зоне максимальной интенсивности испарения (рис. 1.25).

Массовый расход жидкости Γ_R на единицу ширины мениска пленки dR :

$$\Gamma_R = C_3 \frac{\delta_M^3 \sigma}{\nu R_*^2}. \quad (1.125)$$

Плотность теплового потока, обусловленная испарением жидкости на границах сухих пятен [192]:

$$q_2 = Q_2 n_F = C_6 \left(\frac{\lambda \vartheta}{R_*} \right)^{3/2} \left(\frac{\nu}{\sigma r_*} \right), \quad (1.126)$$

где C_6 имеет порядок $10^{-2}-10^{-3}$.

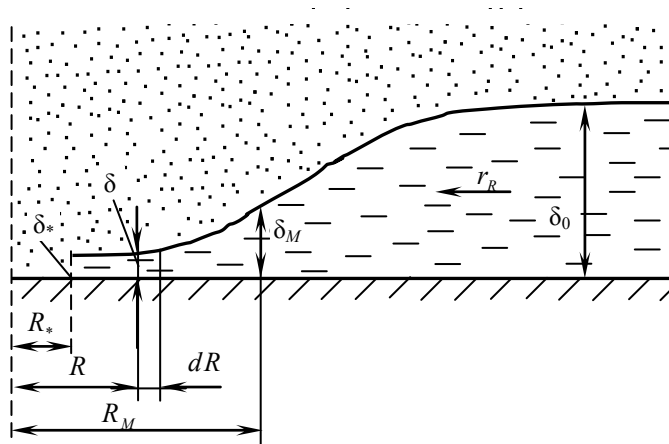


Рис. 1.25. Схема испаряющегося мениска жидкой пленки на границе сухого пятна [192]

Средняя плотность теплового потока:

$$q = q_1 + q_2 = A \sqrt{q} + B, \quad (1.127)$$

где $A = \frac{C_1 \lambda \vartheta}{\sqrt{\nu r_* \rho_{\text{п}} R_*}}$, $B = C_6 \left(\frac{\lambda \vartheta}{R_*} \right)^{3/2} \left(\frac{\nu}{\sigma r_*} \right)^{1/2}$.

В результате решения (1.127) зависимость для плотности теплового потока при кипении будет [192]:

$$q = C'_7 \frac{\lambda^2 \vartheta^3}{\nu \sigma T_H} \left(1 + \frac{r_* \vartheta}{2\tilde{R} T_H} \right) \times \left[1 + \sqrt{1 + 2C'_8 \frac{r_* (\rho_{\Pi} \nu)^{3/2}}{\sigma (\lambda T_H)^{1/2}} + C'_8 \frac{r_* (\rho_{\Pi} \nu)^{3/2}}{\sigma (\lambda T_H)^{1/2}}} \right]. \quad (1.128)$$

Множитель в первой круглой скобке формулы (1.128) отражает вклад уточнения, внесенного в выражение для R_* , по сравнению с обычно используемым $R_* = 2\sigma T_H / (r_* \rho_{\Pi} \vartheta)$. Здесь R – газовая постоянная.

Константы C'_7 и C'_8 в (1.128) [192] подбирались на основе сопоставления с результатами экспериментов. Это сопоставление (рис. 1.26) проводилось с использованием безразмерных комплексов в виде зависимости:

$$\frac{\alpha}{q^{2/3}} \left(\frac{\nu \sigma T_H}{\lambda^2} \right)^{1/3} \left(1 + \frac{r_* \vartheta}{2\tilde{R} T_H} \right)^{-1/3} = f \left(\frac{r_* (\rho_{\Pi} \nu)^{3/2}}{\sigma \lambda^{1/2} T_H^{1/2}} \right).$$

Зависимость, описывающая опытные точки (рис. 1.26), с погрешностью $\pm 35\%$ будет [192]:

$$\alpha = 0,07 \left(1 + \frac{r_* \vartheta}{2\tilde{R} T_H} \right)^{1/3} \left(\frac{\lambda^2 q^2}{\nu \sigma T_H} \right)^{1/3} \times \left[1 + \sqrt{1 + 800 \frac{r_* (\rho_{\Pi} \nu)^{3/2}}{\sigma (\lambda T_H)^{1/2}} + 400 \frac{r_* (\rho_{\Pi} \nu)^{3/2}}{\sigma (\lambda T_H)^{1/2}}} \right]^{1/3}. \quad (1.129)$$

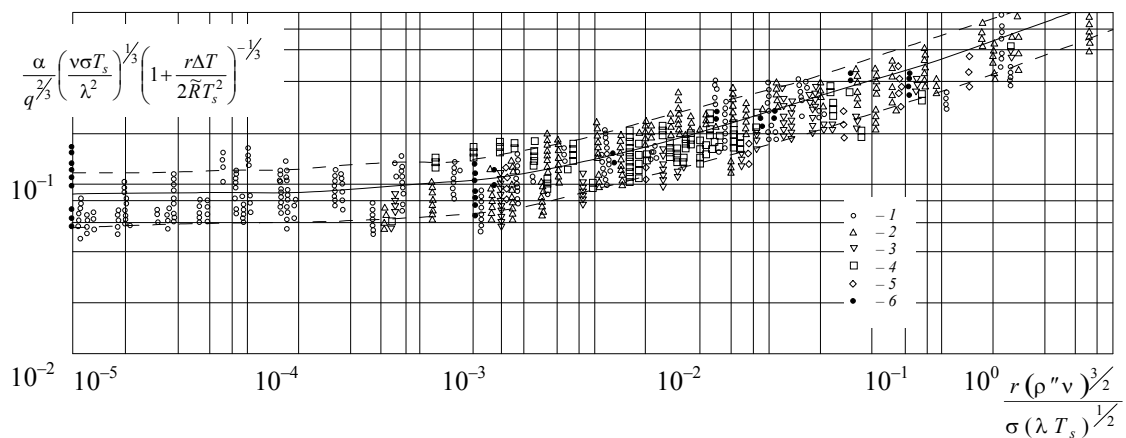


Рис. 1.26. Сопоставление расчетного соотношения (1.148) с опытными данными [192]: 1 – вода (данные автора и других исследований); 2 – этанол; 3 – бензол; 4 – хладоны (данные автора); 5 – азот; 6 – этан, этилен, метан

Константы в формуле (1.128) составляют $C'_7 = 3,43 \cdot 10^{-4}$, $C'_8 = 400$, что согласуется с предсказанным ранее порядком этих величин.

Физическая модель, приводящая к соотношениям (1.128) и (1.129), относится к развитому пузырьковому кипению, когда пузыри объединяются в конгломераты.

Модель теплообмена при пузырьковом кипении, изложенная в [192], хорошо согласуется с механизмом кризиса, который описан в других работах.

В [209] представлена модель теплообмена при пузырьковом кипении в развитии работ [189], [192]. Согласно [42], плотность теплового потока q , передаваемого от нагретой стенки к кипящей жидкости, складывается из двух составляющих:

$$q = q_1 + q_2. \quad (1.130)$$

Здесь q_1 передается теплопроводностью через вязкий подслой толщиной δ :

$$q_1 = \lambda \Delta T / \delta.$$

По аналогии с однофазной вынужденной конвекцией

$$\delta = \nu / W,$$

где $W = R(dR/dt)\sqrt{N}$ – динамическая скорость, соответствующая «эффективной турбулентности кипения». Отсюда первое слагаемое, описывающее теплообмен в области низких давлений, будет [209]:

$$q_1 = \frac{\lambda^2 \Delta T^3}{\nu \sigma T_s}. \quad (1.131)$$

Составляющая q_2 передается путем испарения жидкости в паровые пузыри:

$$q_2 = r \rho_{\text{п}} W.$$

Это дает второе слагаемое в (1.130), описывающее теплообмен в области высоких давлений:

$$q_2 = \frac{\lambda r \rho_{\text{п}} \Delta T^2}{\sigma T_{\text{п}}}. \quad (1.132)$$

В [192] В. В. Ягов указал на определяющую роль «сухих пятен» на поверхности нагрева в области высоких давлений. В [192] получена зависимость $q(\Delta T)$, которая в области низких давлений асимптотически переходит в соотношение (1.132). Асимптотика решения [192] в области высоких давлений имеет вид [209]:

$$q_2 \approx \frac{\nu^{1/2} r \Delta T^3}{\sigma^2} \left(\frac{\lambda \rho_{\text{н}}}{T_{\text{н}}} \right)^{3/2}. \quad (1.133)$$

Таким образом, для области низких давлений обе теории – [42] и [192] – дают формулу (1.131). Для области высоких давлений предпочтительной является формула (1.133), лучше описывающая экспериментальные данные. Переходя в соотношениях (1.131), (1.133) от координат $q(\Delta T)$ к координатам $\alpha(q)$, автор [209] получил следующие предельные выражения для коэффициента теплоотдачи:

– для области низких давлений

$$\alpha_1 \approx \left(\frac{\lambda^2 q^2}{\nu \sigma T_{\text{н}}} \right)^{1/3}; \quad (1.134)$$

– для области высоких давлений

$$\alpha_2 \approx \nu^{1/6} r^{1/3} \left(\frac{q}{\sigma} \right)^{2/3} \left(\frac{\lambda \rho_{\text{н}}}{T_{\text{н}}} \right)^{1/2}. \quad (1.135)$$

В последнее время были проведены экспериментальные исследования теплообмена при кипении органических жидкостей и хладонов, результаты которых обобщены и зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока представлена в [209] соотношением

$$\bar{\alpha} = F \bar{l}^{-0,133} \bar{q}^{-m}. \quad (1.136)$$

Здесь $\bar{\alpha} = \alpha / \alpha_0$, $\bar{q} = q / q_0$; $\bar{l} = l / l_0$ – безразмерные значения коэффициента теплоотдачи, плотности теплового потока и характерного размера шероховатости. Масштабы величин в (1.136) равны:

$$\alpha_0 = 0,1 \left(\frac{\lambda \rho r q_0^2}{\sigma T_{\text{н}}^2} \right)^{1/3}; \quad q_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2; \quad l_0 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ м}. \quad (1.137)$$

Величины F и m являются функциями приведенного давления \bar{P} :

$$m(\bar{P}) = 0,9 - 0,3\bar{P}^{0,3}, \quad F(\bar{P}) = 1,2\bar{P}^{0,27} + \bar{P}\left(2,5 + \frac{1}{1-\bar{P}}\right). \quad (1.138)$$

Сопоставление (1.136)–(1.138) с теоретическими соотношениями (1.134), (1.135) обнаруживает следующие существенные различия [209]:

1. Экспериментальный показатель степени m в зависимости $\bar{\alpha} \approx \bar{q}^m$ уменьшается с 0,9 при $\bar{P} \rightarrow 0$ до $m = 0,6$ при $\bar{P} \rightarrow 1$. Теория [216] дает $m = 2/3$ для всего диапазона изменения приведенных давлений.

2. Экспериментальная зависимость $\bar{\alpha}(\bar{P})$ при $\bar{P} \rightarrow 0$ имеет вид: $\bar{\alpha} \approx \bar{P}^{0,27}$. Согласно теоретическому соотношению (1.134) работы [216], теплоотдача в области $\bar{P} \rightarrow 0$ практически не зависит от давления.

3. Из приведенной обобщающей формулы (1.136) следует, что для всего диапазона изменения приведенных давлений зависимость теплоотдачи от характерного размера шероховатости имеет вид $\bar{\alpha} \approx \bar{l}^{0,133}$. Отмечается [209], что последние экспериментальные исследования дают еще более сильную зависимость (степень 0,2...0,3). Теоретические модели [42], [192] не содержат анализа влияния шероховатости на теплообмен при кипении.

В [209] предлагается приближенная модель теплообмена при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции, которая согласуется с результатами экспериментальных исследований.

В работе [209] пузырьковое кипение рассматривается как пристенная турбулентность. В отдельных работах при анализе турбулентного теплопереноса в двухфазном пузырьковом слое введен коэффициент турбулентной температуропроводности, обусловленной колебаниями поверхности пузырей:

$$a_t \approx R^2 \omega,$$

где ω – частота собственных колебаний пузыря, рассчитываемая по формуле Рэлея:

$$\omega \approx \sqrt{\frac{\sigma}{\rho R^3}}.$$

Теплоперенос в пузырьковом слое с одинаковым значением радиуса пузыря определяется эффективным коэффициентом теплопроводности [209]:

$$\lambda_* = \rho c_p (a + a_t).$$

Отсюда плотность теплового потока [209]:

$$q = -\rho c_p \left(a + k \sqrt{\frac{\sigma R}{\rho}} \right) \frac{dT}{dy}, \quad (1.139)$$

где k – численная константа порядка единицы.

Выражение для профиля температур в пристенном кипящем слое [209]:

$$T = T_W - \frac{2qa}{c_p \sigma} \left(\sqrt{\bar{y}} - \ln(1 + \sqrt{\bar{y}}) \right). \quad (1.140)$$

Здесь $\bar{y} = k_1 y \sigma / (\rho a^2)$ – безразмерное расстояние от стенки; $k_1 \approx k$ – численная константа.

На внешней границе пристенного двухфазного слоя температура жидкости должна достигать температуры насыщения:

$$y = \delta; \quad T = T_n.$$

Тогда выражение, связывающее коэффициент теплоотдачи и безразмерную толщину пристенного жидкого слоя $\bar{\delta} = \sigma \delta / (\rho a^2)$, будет:

$$1 = \frac{2\alpha a}{c_p \sigma} \left(\sqrt{\bar{\delta}} - \ln(1 + \sqrt{\bar{\delta}}) \right). \quad (1.141)$$

При $\bar{\delta} \rightarrow 0$ из (1.141) следует «ламинарная» [209] формула для переноса тепла через пристенную жидкую пленку механизмом теплопроводности, аналогичная подходу [42]:

$$\alpha \approx \lambda / \delta.$$

При $\bar{\delta} \rightarrow \infty$ соотношение (1.141) приводит к «турбулентному» закону теплопереноса

$$\alpha^2 \approx \frac{\rho \sigma c_p^2}{\delta}.$$

Полагая $\delta \approx \lambda/\alpha$ и проводя оценку порядков величин ($k_1 \approx k \approx 1$; $\sigma \approx 10^{-2} \dots 10^{-1}$; $\rho \approx 10^3$; $a \approx 10^{-7} \dots 10^{-6}$; $\alpha \approx 10^4 \dots 10^5$), автор [209] получил: $\bar{\delta} \approx 10^4 \dots 10^6$; $\sqrt{\bar{\delta}} \gg \ln(1 + \sqrt{\bar{\delta}})$. Отсюда следует, что теплоперенос через пристенный кипящий слой практически всегда будет определяться закономерностями «турбулентности пузырькового слоя». В подходе Д. А. Лабунцова [42] толщина пристенной жидкой пленки рассчитывается по динамическим характеристикам процесса кипения – радиусу и скорости роста парового пузыря. В модели по [209] принимается условие плотной упаковки «макропузырей» в двухфазном слое $\delta \approx L$. Здесь L – расстояние между центрами соседних пузырей. Тогда выражение для коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении будет [209]:

$$\alpha^2 \approx \frac{\rho \sigma c_p^2}{L}. \quad (1.142)$$

Далее, в [209] автор определяет расстояние между центрами парообразования или, что то же самое, поверхностную плотность центров парообразования:

$$N \approx \frac{1}{L^2}. \quad (1.143)$$

Первое теоретическое соотношение для величины N было предложено Д. А. Лабунцовым [42]:

$$N \approx \frac{1}{R_*^2},$$

где радиус парового критического зародыша определялся из линейной аппроксимации кривой насыщения:

$$R_* \approx \frac{\sigma T_n}{r \rho_n \Delta T}. \quad (1.144)$$

Для области низких давлений В. В. Ягов [192] из квадратичной аппроксимации кривой насыщения получил:

$$R_* \approx \frac{\sigma T_n^2}{r \rho_n \Delta T^2}. \quad (1.145)$$

Соотношения (1.144), (1.145) приводят к степенным зависимостям плотности центров парообразования от перепада температур: $N \approx \Delta T^4$ – для области низких давлений; $N \approx \Delta T^2$ – для области высоких давлений. Однако в ряде экспериментальных исследований была получена весьма сильная зависимость $N(\Delta T)$ во всем диапазоне давлений (вплоть до критической точки): $N \approx \Delta T^4 \dots \Delta T^5$. Это свидетельствует о том, что расстояние между центрами парообразования определяется не радиусом парового критического зародыша, а некоторым макромасштабом длины процесса пузырькового кипения. В [210] такой макромасштаб определялся из анализа течения жидкой пленки под паровыми пузырями на поверхности нагрева. В результате было получено: $N \approx \Delta T^6$ для области низких давлений; $N \approx \Delta T^4$ для области высоких давлений. В некоторых работах установлена еще более сильная зависимость плотности центров парообразования от перепада температур – $N \approx \Delta T^7$ для широкого диапазона изменения давлений.

Для объяснения указанных данных в [209] применяется модель формирования центров кипения, основанная на «квантовой гипотезе».

Использование «принципа относительного соответствия» позволяет записать соотношение для поверхностной плотности центров парообразования [209]:

$$N \approx \frac{1}{L^2} \approx \frac{a\mu l^3}{\sigma R_*^6}. \quad (1.146)$$

В работе [209] были получены предельные соотношения для интенсивности теплоотдачи.

Для области низких давлений ($\bar{P} \rightarrow 0$):

$$\alpha_1 \approx \frac{q^{3/4} \lambda^{1/4} \rho^{3/8} r^{3/8} l^{3/16}}{T_s^{3/4} \rho^{1/16} a^{1/8} \sigma^{5/16}}. \quad (1.147)$$

Приведенное давление $\bar{P} \approx \rho_n / \rho$. Соотношение (1.147) в безразмерном виде:

$$\bar{\alpha}_1 \approx A \bar{P}^{3/8} \bar{l}^{3/16} \bar{q}^{-3/4}. \quad (1.148)$$

Здесь A – безразмерная константа, которая может быть записана лишь в виде громоздкой формулы, включающей свойства жидкости и

масштабы величин, задаваемые соотношением (1.148). Как видно из рис. 1.27, обнаруживается хорошее согласование расчетов по соотношению (1.147) с экспериментальными данными в интервале приведенных давлений $0 \dots 0,1$.

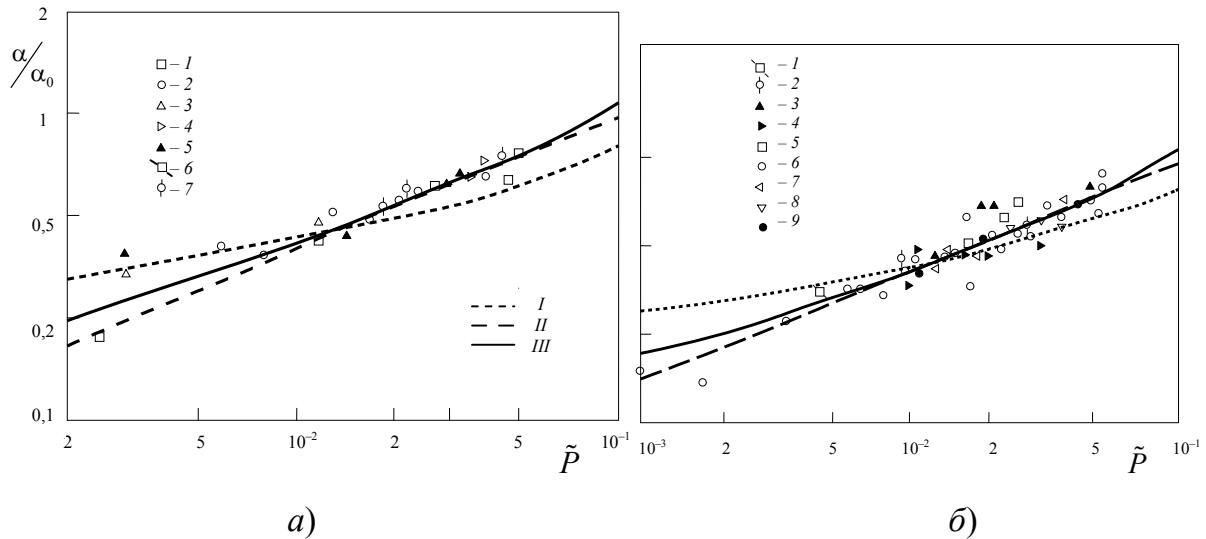


Рис. 1.27. Теплообмен при пузырьковом кипении в области низких давлений:
а – хладонов; *б* – органических жидкостей, по экспериментальным данным других авторов, расчету по соотношению [210] и по формуле (1.147);
 (II) (III) – аппроксимация экспериментальных данных [209]:
а – 1 – R-11; 2 – R-12; 3 – R-22; 4 – R-23; 5 – R-113; 6 – R-114; 7 – R-226;
б – 1 – CH_4 ; 2 – C_2H_6 ; 3 – C_4H_{10} ; 4 – C_3H_{12} ; 5 – CH_4O ; 6 – $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$;
 7 – $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$; 8 – C_4H_{10} ; 9 – $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$

Для области высоких давлений ($\bar{P} \rightarrow 1$):

$$\alpha_2 \approx \frac{q^{3/5} \lambda^{2/5} \rho^{3/5} r^{3/5} l^{3/10}}{T_s^{3/5} \rho^{1/10} a^{1/5} \sigma^{1/2}}. \quad (1.149)$$

Сопоставление (1.149) с предельным соотношением В. В. Ягова (1.135) показывает практическое совпадение показателей степеней при физических свойствах, сильно зависящих от давления. В [192] показано, что (1.135) удовлетворительно описывает теплообмен в области высоких давлений. Это относится и к формуле (1.149). Однако она включает и зависимость коэффициента теплоотдачи от размера шероховатости.

Глава 2

КИПЕНИЕ НА НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ РЕБРЕННЫХ 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 ($\vartheta \leq \vartheta_{н.к}$), развитому пузырьковому режиму ($\vartheta_{н.к} < \vartheta \leq \vartheta_{кр1}$), переходному ($\vartheta_{кр1} < \vartheta < \vartheta_{кр2}$) и пленочному ($\vartheta > \vartheta_{кр2}$). Зоны разделены температурными напорами: начала кипения – $\vartheta_{н.к}$, 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 превышающей $q_{кр1}$ 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 фреона-113 на отдельных ребрах и в системах ребер посвящены работы [181]–[186], [211]–[214], [218], [233].

В качестве примера развития поверхности теплообмена в работе [233] 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 околокритическим 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 оребрения был выполнен в виде колец, прикрепленных к группе продольных ребер, выступающих из цилиндра. Если смотреть вдоль цилиндра, то кольцо имеет вид наружной оболочки, образующей оребренный 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 [233] 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.

Авторы работы [145] предложили 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 ко-

эффективности 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.

В работе [145] 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).

В работе [217] 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 дается их обоснование.

Авторы работы [217] применили 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.

В работе [183] рассматривалась 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 [178].

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 и т. д. 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 [179]. 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 [178]. 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.

В [177] 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 гофр-элемента h , мм	Длина гофр-элемента l , мм	Ширина гофр-элемента b , мм	Толщина пластины δ , мм	Гидравлический диаметр d , мм	Компактность, $\text{м}^2/\text{м}^3$
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 гофра-ми ребер каналы, в которых кипел хладагент, во всех образцах были расположены вертикально, а хладагент поступал снизу. Плотность теплового потока составляла $1\text{--}10 \text{ кВт}/\text{м}^2$ при температурах насыщения $+10\text{...}-10 \text{ }^\circ\text{C}$.

Коэффициент теплоотдачи представлялся в виде произведения отдельных функций, определяющих зависимость теплоотдачи от комплекса теплофизических свойств жидкости, режимных парамет-

ров и конструктивных особенностей поверхности теплообмена. По мнению авторов [177] 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

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

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 [45].

В работе [45] приводятся 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	$d_{\text{вн}}$, мм	D_n , мм	S_p , мм	α	δ_0 , мм	δ_t , мм	$\delta_{\text{ср}}$, мм	$F_{\text{н}}$, м ² /1 пог. м	$F_{\text{вн}}$, м ² /1 пог. м	$\frac{F_{\text{н}}}{F_{\text{вн}}}$	$\frac{G}{F_{\text{н}}}$, кг/м ²	l , м
1	Гладкая	–	12	16	–	–	–	–	–	0,0503	0,0377	1,34	15,6	0,4
2	Накатная	16,5	13,2	21	2	35	1,5	0,3	0,9	0,145	0,0415	3,5	9,5	0,4
3	»	13,7	11,9	16,7	1,24	20	0,8	0,2	0,5	0,153	0,0374	4,1	3,08	0,388
4	С прямыми круглыми ребрами	17,55	12	24,475	3	–	0,85	0,85	0,85	0,39	0,0374	10,35	7,65	0,4

Здесь d_0 – основной диаметр трубок; D_n – наружный диаметр ребра; $d_{\text{вн}}$ – внутренний диаметр трубок; S_p – шаг ребра; α – угол ребра; δ_0 – толщина ребра у его основания; δ_t – толщина торца ребра; $\delta_{\text{ср}}$ – средняя толщина ребра; $F_{\text{н}}$ – полная наружная поверхность трубок; $F_{\text{вн}}$ – 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 $t_0 = -30\text{...}+20$ °С.

Мощность электронагревателя в [45] относили к полной наружной поверхности оребренного рабочего участка.

Чтобы исключить влияние гистерезиса, нагрузку на экспериментальную трубку изменяли от максимальной до минимальной.

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.

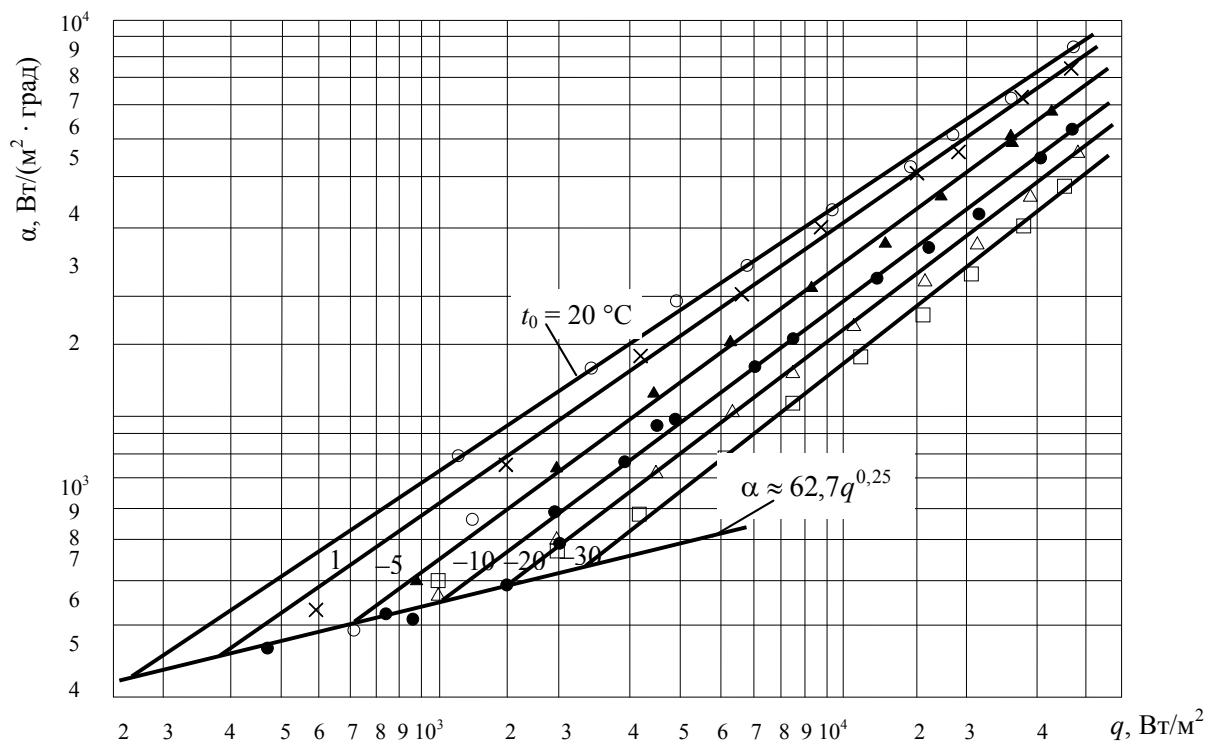
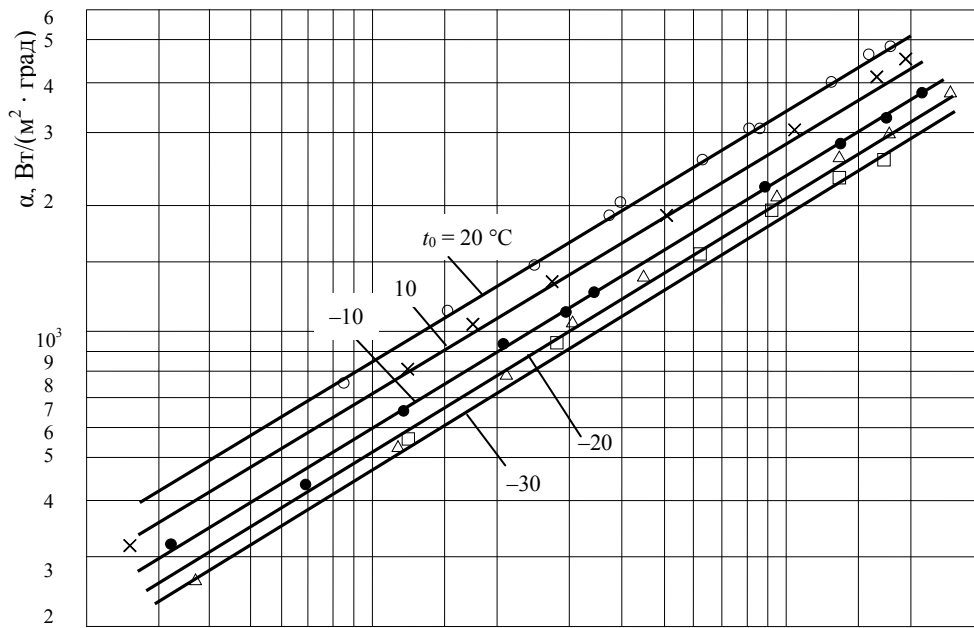


Рис. 2.1. Зависимость $\alpha = f(q)$ при кипении фреона-12 на гладкой трубке № 1 [45]

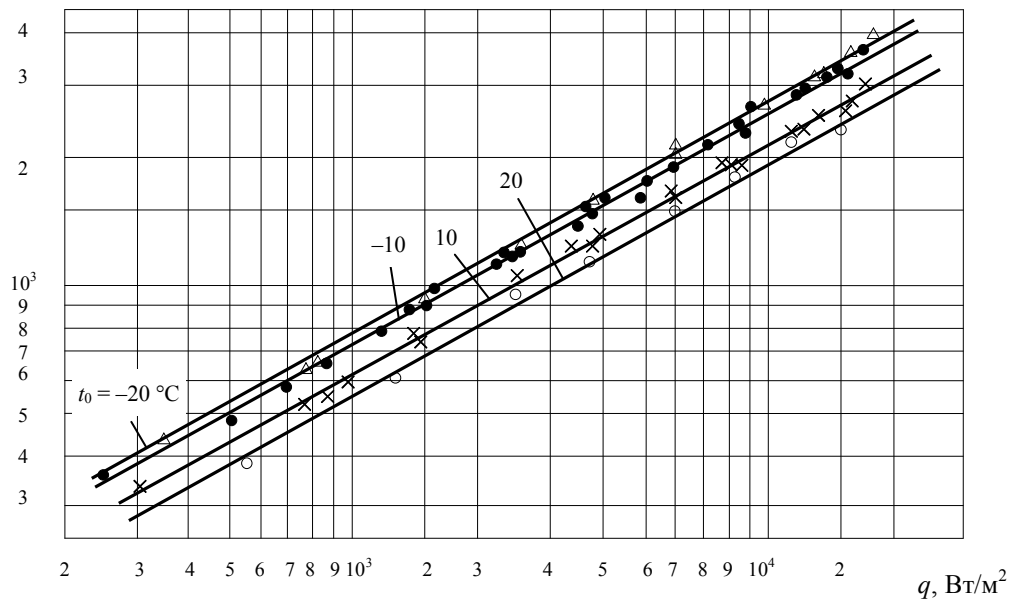
Таблица 2.3

Сравнение коэффициентов теплоотдачи при кипении фреона-12 на гладкой и ребристой трубках

Номер трубки	Отношение $\frac{\alpha_p}{\alpha_{гд}}$ для различных температур кипения t_0 (°C)				
	-30	-20	-10	10	20
при $q = 30000 \text{ Вт/м}^2$					
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 $q = 60000 \text{ Вт/м}^2$					
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



а)



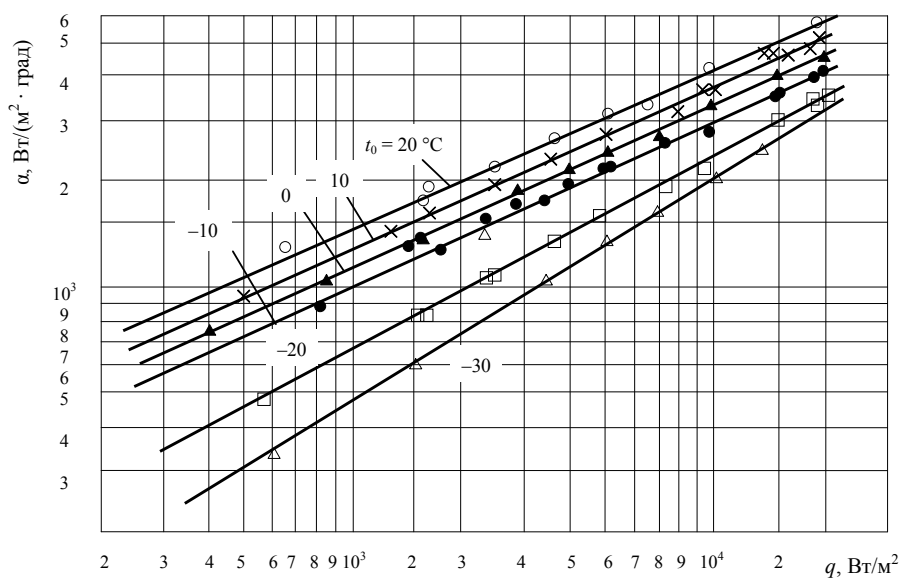
б)

Рис. 2.2. Зависимость $\alpha = f(q)$:
 а – при кипении фреона-12 на ребристой трубке № 2; б – при кипении смеси фреона-12 и масла ХФ-12 на ребристой трубке № 2 [45]

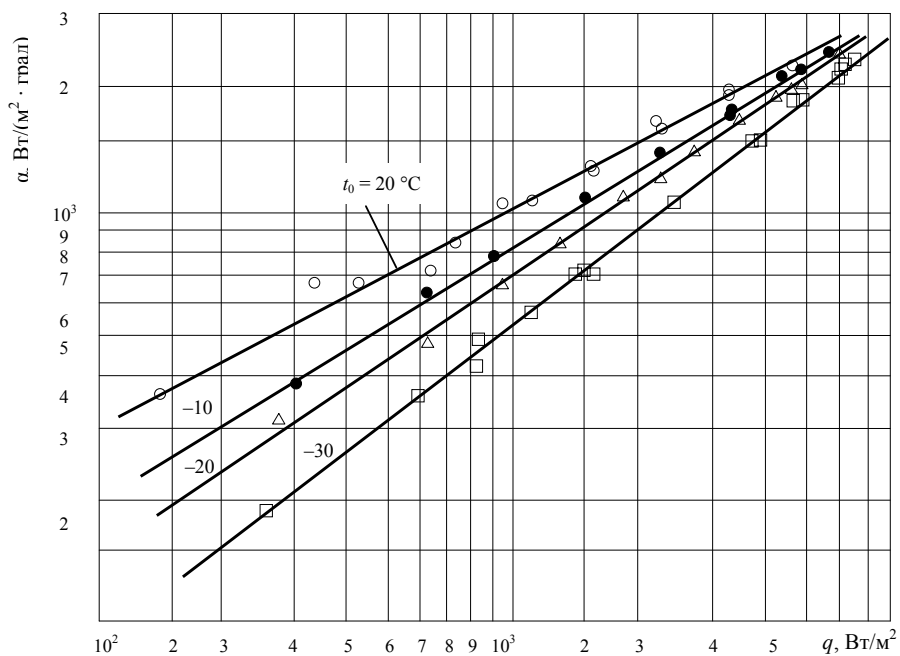
Как показывают графики, коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона-12 на ребристой поверхности α_p значительно выше, чем на гладкой $\alpha_{гп}$, что видно также из табл. 2.3. Отношение $\alpha_p / \alpha_{гп}$ для исследованных трубок возрастает с уменьшением теплового потока и по-

нижением температуры кипения, особенно оно велико в условиях, характерных для работы испарителей холодильных машин [45].

Увеличение интенсивности теплоотдачи при кипении на ребренных трубках связано, по-видимому, со своеобразием условий возникновения роста и отрыва пузырей по сравнению с гладкими [45].



а)



б)

Рис. 2.3. Зависимость $\alpha = f(q)$ при кипении фреона-12 на ребристых трубках № 3 (а) и № 4 (б) [45]

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 ребренную поверхность [45].

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 [45]. 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 [45], что низкорребристые трубы для испарите-

лей холодильных машин, работающих на фреоне-12 в диапазоне $t_0 = 0 \dots -30$ °С, 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 «запаривание» 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 [45].

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 [45]. Толщина ребра существенного влияния на теплообмен не должна оказывать, поскольку трубки изготовляют 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 [45].

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 [45].

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 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 [45].

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	$\frac{0,77}{2,72}$	$\frac{0,68}{6,54}$	$\frac{0,62}{11,47}$	—	—	—	$\frac{0,53}{26,7}$

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

Влияние давления и теплового потока на коэффициенты теплоотдачи для ребренной 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 трубок № 3 и 4.

Исследованию теплообмена при кипении воды и фреона-113 на поверхности единичного ребра постоянного поперечного сечения посвящены аналитические и экспериментальные работы. В [181] приводится решение уравнения теплопроводности для ребра в предположении, что:

- поле температур в ребре одномерно;
- внутренние источники тепловыделений отсутствуют;
- коэффициент теплопроводности материала ребра постоянный;
- локальные коэффициенты теплоотдачи поверхности ребра равны коэффициентам теплоотдачи для изотермической поверхности при соответствующих температурных напорах.

В [233] приведено численное решение, а в [182] изотермическая кривая кипения воды и фреона-113 аппроксимирована степенными зависимостями и описан метод расчета ребер.

Исследованию теплообмена при кипении жидкостей на системе ребер посвящено значительно меньшее число (в основном экспериментальных) работ. По мнению авторов [181] при анализе ребристых элементов задача значительно усложняется: необходимо учитывать взаимное влияние ребер, возрастающее по мере уменьшения зазора между ними, тип ребра, профиль ребра и геометрические характеристики ребра.

В [181] представлены результаты исследования процесса кипения воды и фреона-113 на цилиндрических ребреных элементах с диаметром несущей поверхности 30 мм, длиной 59 и 52 мм с 8 и 16 продольными ребрами высотой 20 мм и толщиной $\delta_p = 4$ мм. Межреберное расстояние составляло 8 и 2 мм; толщина несущей стенки – 5 мм.

Полученные результаты обрабатывались в виде зависимости плотности теплового потока q через наружную поверхность цилиндрической оболочки от разности температур θ_0 в основании ребра и насыщения жидкости. Температура в основании ребра определялась интерполяцией по значениям температур в стенке и по высоте ребра.

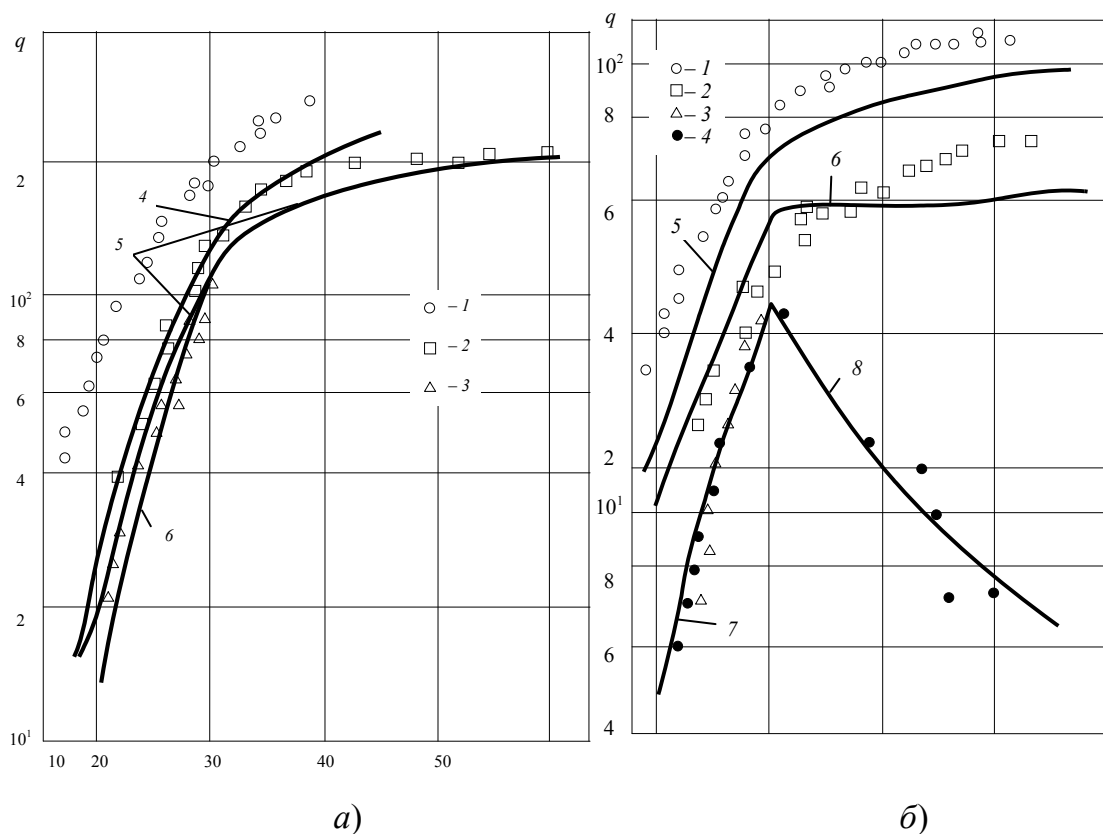


Рис. 2.4. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора в основании ребра для воды – а (опытные данные: 1 – $n = 16$; 2 – 8; 3 – 0; расчетные: 4 – по (4.1), $n = 16$; 5 – по (4.1), $n = 8$; 6 – по точкам 3) и фреона-113 – б (опытные данные: 1 – $n = 16$; 2 – 8; 3 – 0; $n = 0$; расчетные: 5 – по (4.1), $n = 16$; 6 – по (4.1), $n = 8$; 7 – по точкам 3, 4; 8 – по точкам 4; q , Вт/см²; θ_0 °С [181])

На рис. 2.4 представлены зависимости $q = f(\theta_0)$ для воды и фреона-113.

Температурное поле в ребре и несущей стенке является двумерным и коэффициент теплоотдачи есть нелинейная функция локального температурного напора. Суммарный тепловой поток, рассеиваемый в кипящую жидкость высокотеплопроводными ребрами, может быть с достаточной точностью рассчитан по одномерной модели. Результаты [182] показывают, что расчет по одномерной модели удовлетворительно согласуется с опытными данными.

В данной работе полагалось, что температура ребра изменяется только по высоте ребра, а температура несущей стенки постоянна (поверхность изотермическая). В этом случае плотность теплового потока через несущую поверхность определялась по уравнению теплового баланса для элемента несущей стенки под ребром:

$$q = \frac{q_p \delta + q_0 s}{\delta_p + s}, \quad (2.1)$$

где q_p и q_0 – плотности теплового потока для заданной θ_0 через основание ребра и неоребренную поверхность несущей стенки. Величина q_p рассчитывалась с использованием кривых кипения на изотермической поверхности по методике [182]. Плотность теплового потока q_0 принималась при температурном напоре в основании ребра θ_0 [181].

Проведены также эксперименты по кипению воды и фреона-113 на изотермической поверхности – вертикальной цилиндрической оболочке без ребер диаметром 28 мм, длиной 52 мм и имитирующей несущую поверхность ребристого элемента. Полученные для пузырькового режима кипения данные представлены на рис. 2.4, *а*, *б*. Кривая *б* на рис. 2.4, *а* является аппроксимацией опытных данных для воды соотношением $q_0 = 12,9 \cdot 10^{-3} \theta_0^3$, кривая 7 на рис. 2.4, *б* – аппроксимирующая зависимость $q_0 = 2,89 \cdot 10^{-3} \theta_0^3$ для фреона-113. Кривая переходного кипения воды выражалась зависимостью $q_0 = 125 \text{ Вт/см}^2$, для фреона-113 – зависимостью $q_0 = 9,2 \cdot 10^3 \theta_0^{-2}$ (кривая 8 рис. 2.4, *б*). Эти соотношения использовались для расчета q .

Для оценки степени влияния неизотермичности несущей стенки выполнен тепловой расчет оребренной оболочки по одномерной модели, в которой учитывалось изменение температуры ребра только по высоте ребра и несущей стенки – по оси, направленной вдоль нее.

Проведенный анализ показал, что расчет исследованных элементов по уравнению (2.1) приводит к занижению величины q . (по сравнению со вторым вариантом расчета) не более чем на 5 % для фреона-113 и 8 % для воды. На рис. 2.4 сопоставлены экспериментальные данные с результатами расчета по уравнению (4.1). На рис. 2.4, *а* – это расчетные кривые 4 и 5, на рис. 2.4, *б* – 5 и 6, соответствующие экспериментальным точкам 1 и 2.

Экспериментальные данные для восьмиреберного элемента с минимальным зазором между ребрами $s \cong 8$ мм, охлаждаемого как водой, так и фреоном-113, находятся в хорошем соответствии с результатами расчета по уравнению (2.1); в области развитого кипения расхождение не превышает 30 %. В докритической для изотермической поверхности области ($\theta_0 < 20$ °С) величина плотности теплового

потока q через несущую поверхность незначительно превышает q_0 . При температурном напоре $\theta_0 = 30$ °С кривая кипения воды приближается к 200 Вт/см². При дальнейшем увеличении температурного напора тепловая нагрузка практически не меняется. Кризис кипения наблюдался при $\theta_0 \cong 50$ °С. Для фреона-113 достигались критические нагрузки 54 Вт/см² при $\theta_0 \cong 45$ °С. Для шестнадцатиреберного элемента с минимальным зазором между ребрами 2 мм экспериментальные данные превышали расчетные, причем для воды в большей степени. Кривая кипения фреона-113 совпадала, а воды превышала расчетную кривую $q_p = f(\theta_0)$ для единичного ребра. Температурному напору $\theta_0 = 30$ °С для воды соответствовали нагрузки 280 Вт/см²; кризис не был достигнут. Критическая нагрузка при кипении фреона-113 составляла 90 Вт/см² при $\theta_0 \cong 41$ °С. В исследованном интервале температурных напоров развитое кипение воды (в отличие от фреона-113) наблюдалось только на небольшом участке ребра, прилегающем к основанию, где величина зазора минимальна, поэтому для воды влияние зазора было выражено более резко [181].

Анализ работ [184], посвященных теплообмену при кипении на одиночных ребристых трубах, а также 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 интенсивность теплообмена. Вместе с тем полученные в этих работах 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 как чистых агентов, так и фреоно-масляных смесей, в [184] было осуществлено исследование теплообмена при кипении чистых фреонов-12, фреонов-22, фреонов-502 и смесей фреонов-12 с маслом ХФ-12, фреона-22 с маслом ХФ-22. Опыты проводились на двух гладких и девяти ребристых медных трубах с различными параметрами оребрения для выявления их влияния на интенсивность теплообмена при кипении [184].

Геометрические параметры труб изменялись в пределах $h = 1,0 \dots 3,5$ мм, $S = 0,35 \dots 1,5$ мм, $d_0 = 14 \dots 17$ мм (для большинства труб $d_0 = 16$ мм; режимные параметры $t_0 = -30 \dots +30$ °С и $q = 3,10^2 \dots 4,10^4$ Вт/м²).

При кипении на ребристых трубах зона свободной конвекции ограничивалась меньшими величинами q , чем на гладких трубах. Значения q , соответствующие переходу от свободной конвекции к кипению, зависели от p , свойств агентов, параметров оребрения и изменялись в пределах 500...1700 Вт/м² (меньшие q соответствовали большим p). Для этой области справедлива зависимость для области свободной конвекции фреонов на гладких трубах. Следовательно, в этой области наличие оребрения приводит к интенсификации теплопередачи в испарителях только за счет развития поверхности.

В области развитого кипения α для ребристых труб выше, чем для гладких, особенно при малых q и низких p . Влияние q и p на теплообмен для ребристых труб проявляется в меньшей степени, чем для гладких [184]. В среднем $\alpha \sim p^{0,33}$ и $\alpha \sim q^{0,6}$. При прочих равных условиях $\alpha_{\phi-22} > \alpha_{\phi-502} > \alpha_{\phi-12}$. Существенное влияние на теплообмен оказывают геометрические параметры S и h . Значения α увеличиваются при уменьшении s , когда последнее соизмеримо с d_0 .

Особенности теплообмена при кипении на ребристых поверхностях, по мнению авторов [184], 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 нерастворенные 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 и улучшение условий роста пузырей. При S , соизмеримых с d_0 , 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, заключенной в межреберных пространствах, вызывает усиление турбулентных возмущений пограничного слоя, по сравнению с гладкими поверхностями, и увеличение конвективного теплопереноса. Отмеченные обстоятельства вызывают уменьшение перегрева при одинаковых q и p для ребристых труб по сравнению с гладкими [184].

Влияние оребрения сказывается наиболее существенно на величине α_p / α в начальной стадии развитого кипения, т. е. при небольших

$q(\Delta t)$, а также при меньших S . При больших q ($q \approx 2 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^4$) Вт/м² 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 S , соизмеримыми с d_0 , процесс теплообмена не является автомодельным относительно геометрических характеристик оребрения S и h . По мнению авторов [184], они являются существенными для процесса и должны входить в условия однозначности.

Авторами была получена система критериев и параметрических симплексов, характеризующих процесс теплообмена на ребристых поверхностях [184]:

$$\text{Nu}_* = f \left(\text{Re}_*, \text{Pr}, K_p, \frac{h}{s}, \frac{h}{e_x}, \frac{s}{e_*} \right). \quad (2.2)$$

В качестве определяющего размера в системе (2.2), в отличие от процесса кипения на гладких поверхностях, была принята величина S . На основании обработки опытных данных в [184] получено уравнение

$$\text{Nu}_* = 11 \text{Re}_*^{0,6} \cdot \text{Pr}^{0,35} \cdot K_p^{0,75} \left(\frac{h}{s} \right)^{0,2} \left(\frac{h}{e_*} \right)^{0,4}. \quad (2.3)$$

Зависимость (2.3) справедлива в области $0,4 < \text{Re}_* < 50$; $0,06 < K_p < 0,9$; $3,17 < \text{Pr} < 3,70$; $1,0 < \frac{h}{S} < 6,0$.

Принимая во внимание возможность лучшего учета влияния p и теплофизических свойств с помощью привлечения закона соответственных состояний к описанию процесса теплообмена при кипении, полученная зависимость имеет вид [184]:

$$\alpha = 1600 \frac{p_{\text{кр}}^{0,4}}{T_{\text{кр}}^{0,8} \cdot M^{0,2}} \left(\frac{p}{p_{\text{кр}}} \right)^{0,33} \left(\frac{h}{S} \right)^{0,2} q^{0,6} \quad (2.4)$$

и формула (2.4) аппроксимирует опытные данные с точностью $\pm 11\%$, справедлива в области $0,02 < \frac{p}{p_{\text{кр}}} < 0,25$; $2 \cdot 10^3 < q < 2 \cdot 10^4$ Вт/м²;

$1,0 < \frac{h}{S} < 6,0$; $1,0 < h < 3,5$ мм; $0,3 < S < 1,5$ мм и может быть использована для фреонов, теплофизические свойства которых известны [184].

В настоящее время в технике в подавляющем большинстве случаев используется процесс кипения жидкости на изотермических поверхностях, имеющих во всех точках практически одинаковую температуру [185]. Поскольку режим кипения на изотермической поверхности определяется температурным напором «стенка–жидкость», то на такой поверхности можно получить любой, но только один режим кипения (пузырьковый, переходный или пленочный). На поверхности ребра, существенно неизотермической, возможно устойчивое сосуществование нескольких режимов кипения и режима конвекции (без кипения). Оребренная поверхность позволяет реализовать в пересчете на несущую поверхность плотности теплового потока, значительно превышающие первое критическое значение и, что также существенно, расширить диапазон температурных напоров («стенка–жидкость») устойчивого теплосъема [185].

Отсюда понятен тот интерес, который проявляется к исследованиям теплообмена при кипении жидкости на оребренной поверхности. Охлаждение ТВЭЛов кипящих реакторов, лазеров на циклотронном резонансе (МЦР-генераторы), ракетных двигателей, установок для непрерывной разливки металлов – только часть проблем, решение которых в той или иной степени связано с развитием этих исследований [185].

Так как процесс кипения жидкости на изотермической поверхности хорошо изучен, известны данные по теплоотдаче для ряда жидкостей в широком диапазоне температурных напоров и давлений, то, естественно, возникает вопрос о применении этих данных для расчета суммарной теплоотдачи при кипении жидкости на оребренной поверхности. Факторы, влияющие на теплоотдачу при кипении жидкости на изотермической поверхности, существенны и при кипении на неизотермической поверхности. Однако процесс кипения жидкости на оребренной поверхности имеет свои специфические особенности [185]:

1. Даже в случае одного режима кипения на такой поверхности местная теплоотдача зависит от степени неизотермичности стенки. Механизм образования и движения паровой фазы отличен от такового при кипении на изотермической поверхности. Можно ожидать, что при существовании нескольких режимов кипения, имеющих различные гидродинамические характеристики граничных слоев, взаимодействие их окажет влияние на закономерности теплоотдачи каждого режима.

2. Следует ожидать влияния на суммарную теплоотдачу оребренной поверхности геометрии ребер (что практически не было установлено), их взаимного расположения и, в частности, зазора между ними.

Отмеченные факторы указывают на сложность задачи о теплообмене при кипении жидкости на оребренной поверхности и необходимость поэтапных исследований. В литературе в основном изучается теплообмен при кипении жидкости на одиночных ребрах, хотя для реальных устройств характерен процесс кипения на оребренных поверхностях. Такой подход оправдан, т. к. исследование последнего невозможно без привлечения результатов, полученных на одиночных ребрах [185].

Существующие методы расчета теплообмена при кипении жидкости на поверхности ребер можно условно подразделить на две группы. К первой группе относятся методы, в которых предполагается, что зависимость плотности теплового потока от температурного напора, полученная на изотермической поверхности, с достаточной точностью отражает закон теплообмена в каждой точке неизотермической поверхности. Вторую группу составляют методы, в которых предполагается, что местный тепловой поток на неизотермической поверхности постоянен. В том и другом случае задача о теплообмене при кипении жидкости на неизотермической поверхности ребра $q_0 = f(\theta_0)$ сводится к решению дифференциального уравнения теплопроводности с граничными условиями третьего рода $\alpha = \varphi(\theta)$ или второго рода $q_m = \text{const}$. С целью упрощения анализа рассматривается стационарный процесс теплообмена на ребрах простейшей геометрической формы. В этом случае уравнение теплопроводности имеет вид:

$$f\lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} = \alpha(\theta)\theta u$$

при граничном условии $x = L$; $\lambda \left(\frac{d\theta}{dx} \right)_{x=L} = -\alpha(\theta_L)\theta$.

Так как зависимость $\alpha = \varphi(\theta)$ при кипении имеет довольно сложный характер, то эта зависимость в областях пузырькового, переходного и пленочного режимов кипения аппроксимировалась степенными зависимостями [185]:

$$\alpha_i = A_i \theta^{n_i},$$

где A_i и n_i имеют постоянные значения для данного режима кипения. Одномерная задача теплопроводности ребра, к основанию которого

подводится тепловой поток, а на поверхности кипит жидкость, решалась численным методом Рунге-Кутты. Естественно, что одномерная модель несколько упрощает действительный процесс. Но, как показали специально выполненные расчеты, эти погрешности невелики.

Сопоставление результатов расчета q_0 с опытными данными показывает, что при чисто пузырьковом кипении на ребре расчетные значения q_0 на 10–50 % ниже опытных данных. При сосуществовании на ребре пленочного, переходного и пузырькового режимов кипения расчетные значения q_0 до 25 % ниже опытных данных при градиентах температуры вдоль ребра $\sim 4 \cdot 10^3$ °С/м и до 85 % ниже – при градиентах температуры $\sim 15 \cdot 10^3$ °С/м. В диапазоне θ_0 , отвечающем возникновению на ребре переходного кипения, имеется тенденция к завышению результатов расчета q_0 по сравнению с опытными данными. Сравнение результатов моделирования с опытными данными обнаруживает при существовании на ребре всех трех режимов кипения хорошее согласование. Анализ существующих работ показывает, что, если считать расхождение в 30 % удовлетворительным, то при небольших градиентах температуры вдоль ребра (до $4 \cdot 10^3$ °С/м) расчет суммарной теплоотдачи можно производить с учетом допущения, что зависимость местной теплоотдачи от температурного напора имеет тот же вид, что и на изотермической поверхности. Однако при больших градиентах отмечено существенное влияние неизотермичности на характер этой зависимости. Располагая интегральными характеристиками теплообмена, т. е. количеством тепла, отданным всей поверхностью ребра жидкости, нельзя выявить, какие режимы кипения подвержены большему воздействию [185]. Для этого необходимо исследовать местную теплоотдачу. Следует также отметить, что в большинстве работ не принимались специальные меры для обеспечения идентичности микрогеометрии изотермической и неизотермической поверхностей. Опытные данные, полученные на одной поверхности (в изотермических условиях), использовались для расчета суммарной теплоотдачи и сопоставления ее с экспериментальными данными, полученными на другой поверхности (в неизотермических условиях). Все это затрудняет сопоставление расчетных и экспериментальных данных [185].

В работе [185] опыты проводились при кипении фреона-113 в условиях свободной конвекции при атмосферном давлении на горизонтальном плоском ребре в диапазоне градиентов температуры вдоль теплоотдающей поверхности от нуля до $15 \cdot 10^3$ °С/м. Результа-

ты измерений зависимости местной теплоотдачи от местного температурного напора представлены на рис. 2.5. Для сравнения здесь же приведены измеренные значения α на изотермической поверхности. Видно, что значения α при устойчивом пузырьковом кипении на изотермической и неизотермической поверхностях одинаковы. В области $q_{кр1}$ значения α на неизотермической поверхности на $\sim 40\%$ ниже, чем на изотермической. Это обусловлено взаимодействием режимов кипения. Градиент скоростей парообразования вдоль поверхности, по-видимому, способствует вихревому движению жидкости и подтеканию сюда пара из переходной области, что увеличивает паросодержание граничного слоя и уменьшает теплоотдачу. При значениях местных градиентов температуры от $1,3 \cdot 10^3$ до $4,5 \cdot 10^3$ °C/м в [185] не замечено влияние градиентов температуры на местную теплоотдачу в этой области. Значения α в переходной области на неизотермической поверхности на 40–130 % выше, чем на изотермической. Значения α оказались практически одними и теми же в диапазоне измерения местных градиентов температуры от $3 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^3$ °C/м. Своеобразное поведение зависимости $\alpha = \varphi(\theta)$ наблюдается и в области точки Лейденфроста [185].

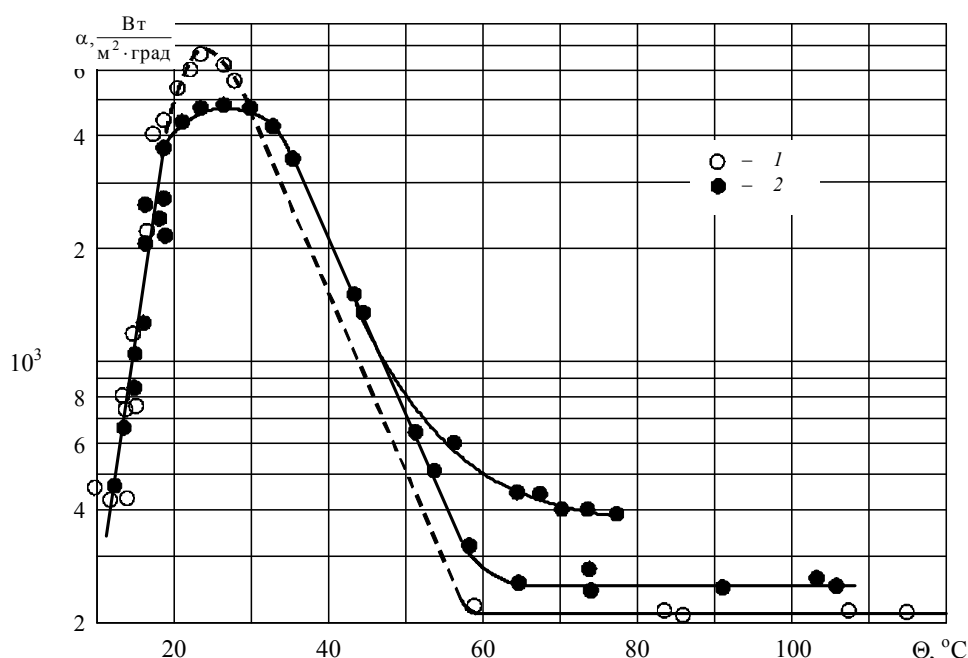


Рис. 2.5. Зависимость местной плотности теплового потока от местного температурного напора при кипении фреона-113 на неизотермической и изотермической поверхностях [185]

Использование оребренных поверхностей, на которых кипит жидкость, позволило создать компактные системы, рассеивающие тепловые потоки, плотность которых (в расчете на единицу несущей поверхности) в несколько раз превышает первую критическую плотность теплового потока при кипении на изотермической поверхности [182]. Столь высокие значения обеспечиваются за счет развития поверхности теплообмена $\left(\frac{uh}{f} > 1\right)$ и устойчивого сосуществования на ребре различных режимов кипения [131].

Для проектирования оребренных элементов теплоотвода необходимо установить связь между тепловым потоком, передаваемым ребром, максимальной температурой (в основании ребра), геометрическими размерами ребра, его теплопроводностью и коэффициентом теплоотдачи кипящей жидкости.

Сложность аналитического решения задачи обусловлена тем, что коэффициент теплоотдачи по поверхности ребра изменяется в зависимости от локальной разности температур ребра и кипящей жидкости.

В [182] выполнен расчетный анализ режимов теплоотвода при кипении жидкости на ребре постоянного поперечного сечения и приведены результаты экспериментального исследования теплообмена при кипении воды и фреона-113 на цилиндрических медных стержнях.

Суть расчетного анализа заключается в том, что зависимость локального коэффициента теплоотдачи от температурного напора принята $\alpha = a\vartheta^n$. Коэффициент a и показатель степени n сохраняют постоянные значения в пределах участка (зоны) ребра с одним режимом кипения, а функция $\alpha(\vartheta)$ аппроксимирует кривую кипения жидкости на изотермической поверхности. Значения a и n для различных режимов кипения воды и фреона-113 приведены в табл. 2.5. Границы между зонами с различными режимами теплообмена определяются температурами начала пузырькового кипения $\vartheta_{н.к}$ (между зонами свободной конвекции и пузырькового кипения), первой критической $\vartheta_{кр1}$ (между зонами пузырькового и переходного режимов кипения) и второй критической $\vartheta_{кр2}$ (между зонами переходного и пленочного режимов кипения). При степенной аппроксимации кривых кипения эти температуры определяются точками пересечения кривых $\alpha(\vartheta)$ для соседних режимов.

Таблица 2.5

**Зависимость локального коэффициента теплоотдачи
от температурного напора**

Зона	Вода		Фреон-113	
	<i>a</i>	<i>n</i>	<i>a</i>	<i>n</i>
Свободной конвекции $0 < \vartheta \leq \vartheta_{н.к}$	$1,16 \cdot 10^{-1}$	1/3	$2,16 \cdot 10^{-2}$	1/3
Пузырькового кипения $\vartheta_{н.к} < \vartheta \leq \vartheta_{кр1}$	$8,00 \cdot 10^{-3}$	2	$1,10 \cdot 10^{-3}$	2
Переходного кипения $\vartheta_{кр1} < \vartheta \leq \vartheta_{кр2}$	$1,41 \cdot 10^4$	-2,4	$4,40 \cdot 10^5$	-4
Пленочного кипения $\vartheta > \vartheta_{кр2}$	$2,51 \cdot 10^{-2}$	0	$1,59 \cdot 10^{-2}$	0
Температурные напоры, °С				
$\vartheta_{н.к}$	5		6	
$\vartheta_{кр1}$	25,9		27,1	
$\vartheta_{кр2}$	250		72,5	

Полагая, что температурное поле в ребре одномерно, внутренние источники тепловыделений отсутствуют и коэффициент теплопроводности материала ребра постоянен, записывается дифференциальное уравнение теплопроводности для ребра [182]:

$$f\lambda \frac{d^2\vartheta}{dx^2} = \alpha(\vartheta)\mu\vartheta. \quad (2.5)$$

Если ввести в (2.5) степенную зависимость $\alpha = a\vartheta^n$ и привести уравнение к безразмерному виду, используя переменные $X = x/h$, $\theta = \vartheta/\vartheta_{н1}$, $\bar{\alpha} = A\theta^n$, где $A = \frac{\alpha\vartheta_{н1}^n}{\alpha_{пл}}$, то получается:

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = K^2 A\theta^{n+1}. \quad (2.6)$$

Уравнение (2.6) решается при следующих граничных условиях:
при $X = 0$

$$\theta = 1; \quad (2.7)$$

при $X = 1$

$$\frac{d\theta}{dX} = -\frac{\alpha_L h}{\lambda} \theta^{n_L+1}; \quad (2.8)$$

при $X = X_{kj}$

$$\theta_{kj} = \theta_{n(j+1)}; \quad (2.9)$$

$$\left(\frac{d\theta}{dX} \right)_{kj} = \left(\frac{d\theta}{dX} \right)_{n(j+1)}. \quad (2.10)$$

Решение этого уравнения при граничных условиях (2.7)–(2.10) дает выражение для определения плотности теплового потока, передаваемого ребром:

$$q = \left\{ \frac{2\alpha_{пл}}{Bi} \left[\left(\frac{\alpha \vartheta_n^{n+2}}{n+2} \right) (1 - T_*^{n+2} \mu) \right]_1 \right\}^{1/2}. \quad (2.11)$$

Если теплоотдачей с торца можно пренебречь, уравнение (2.11) принимает вид:

$$q = \left\{ \frac{2\alpha_{пл}}{Bi} \sum_{i=1}^L \left[\left(\frac{\alpha \vartheta_n^{n+2}}{n+2} \right) (1 - T_*^{n+2}) \right]_i \right\}^{1/2}. \quad (2.12)$$

На рис. 2.6 представлены опытные данные при кипении фреона-113 на горизонтальных стержнях, а также кривые $q(\vartheta_{н1})$ для тех же стержней, рассчитанные по уравнению (2.11). Расчетные кривые хорошо соответствуют опытным данным. Опытные значения q превышают расчетные не более чем на 30 % в области высоких $\vartheta_{н1}$ для каждого стержня [182].

Расчетные температуры перехода от комплексного кипения к пленочному на всем стержне (на рис. 2.6 соответствуют максимальным значениям q для каждого стержня) и обратного перехода (соответствуют минимальным значениям q на нижних ветвях кривых) также хорошо согласуются с опытными. Соответствие расчетных ($\alpha(\vartheta)$ по кривой кипения для изотермической поверхности) и опытных данных свидетельствует, по-видимому, о довольно слабом взаимодействии между зонами с различными режимами кипения фреона-113 [182].

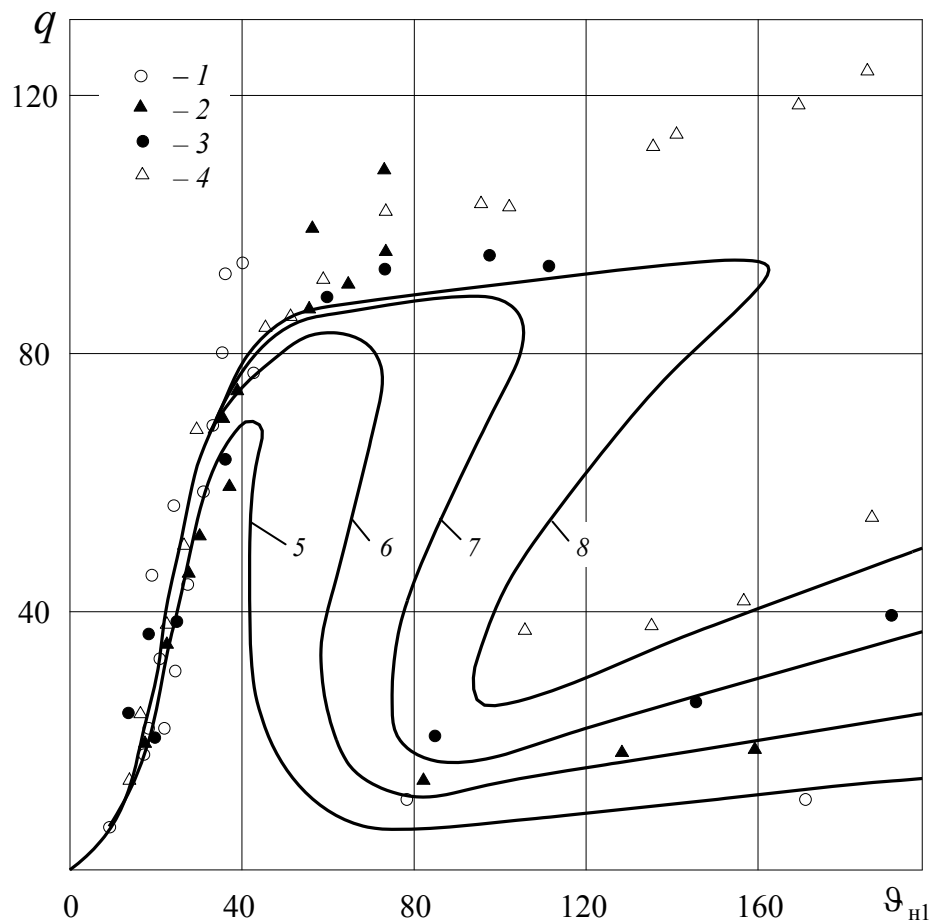


Рис. 2.6. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора в основании при кипении фреона-113 на горизонтальных медных стержнях $D = 1,4$ см (q , Вт/см², $\Theta_{н1}$, °С): 1–4 – опытные данные; 5–8 – расчетные кривые для стержней длиной 1,25 см ($K = 0,14$); 2,65 см ($K = 0,3$); 4,4 см ($K = 0,5$) и 6,6 см ($K = 0,75$) соответственно [182]

На рис. 2.7 представлены опытные данные и расчетные кривые при комплексном кипении на стержнях воды. Характер кипения воды существенно отличался от кипения фреона-113. Наблюдалось сильное взаимодействие зон пузырькового и переходного режимов кипения. При $\Theta_{н1}$, больших 30–40 °С, пар из обеих зон сливался в общий пузырь, размеры и частота отрыва которого увеличивались с ростом $\Theta_{н1}$ [182].

Пузырь отрывался с поверхности ребра из узкой области, прилегающей к основанию. На остальной части стержня кипение практически отсутствовало. Кривая 5 (рис. 2.7), рассчитанная по уравнению (2.12) с помощью кривой кипения для изотермической поверхности во всех зонах (табл. 2.5), значительно занижена по сравнению с опытными данными. Расчет, проведенный по тому же уравнению, но при $n = -1$,

$a = q_{\text{кр1}} = 125 \text{ Вт/см}^2$, т. е. при постоянной локальной плотности теплового потока в зоне переходного кипения (кривая б), хорошо соответствует опытным данным. Это подтверждается и рис. 2.8, на котором представлены экспериментальные и расчетные профили температуры по длине стержня длиной 6,6 см. Изменение температуры, соответствующее областям переходного и развитого пузырькового кипения воды, происходит на длине, соизмеримой с отрывным размером пузыря ($\sim 1,2 \text{ см}$).

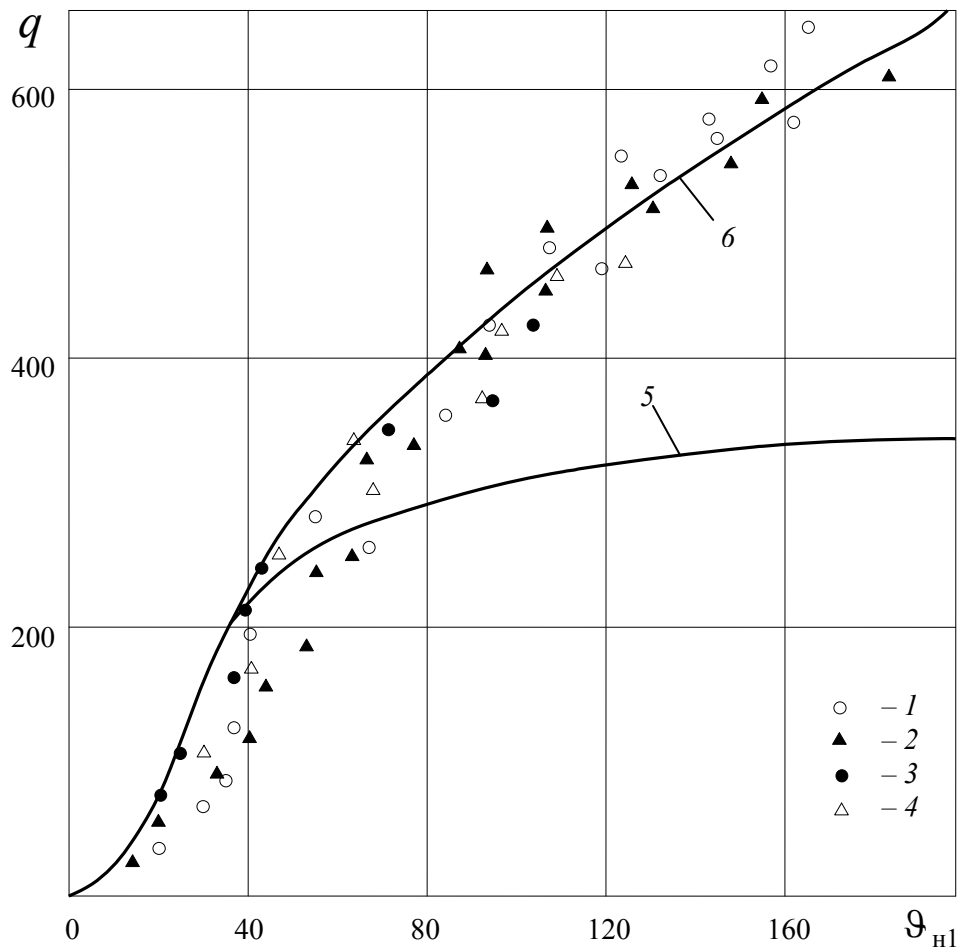


Рис. 2.7. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора в основании при кипении воды в вертикальных медных стержнях $D = 1,4 \text{ см}$ (q , Вт/см^2 , $\Delta T_{\text{н1}}$, $^{\circ}\text{C}$):
 1–4 – опытные данные для стержней длиной 1,25 см ($K = 0,1785$); 2,65 см ($K = 0,379$); 4,4 см ($K = 0,628$) и 6,6 см ($K = 0,945$) соответственно;
 5, 6 – расчетные кривые при комплексном кипении на всех исследованных стержнях для $n = -2,4$ и $n = -1$ в зоне переходного кипения соответственно [182]

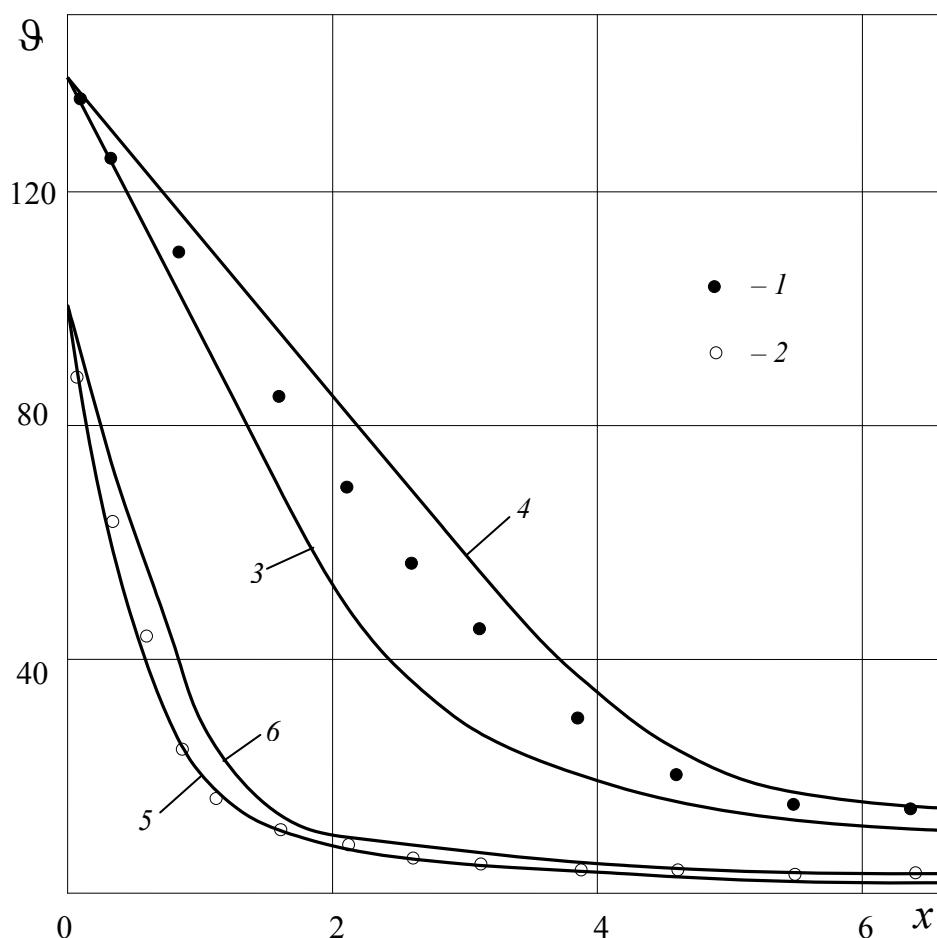


Рис. 2.8. Профиль температуры по длине горизонтального медного стержня ($B = 1,4$ см, $h = 6,6$ см) при кипении фреона-113 и воды: фреон-113: 1 – опытные данные; 3, 4 – расчет при $n = -1$ и $n = -4$ в зоне переходного режима кипения; вода: 2 – опытные данные; 5, 6 – расчет $n = -1$ и $n = -2,4$ в зоне переходного режима кипения [182]

По-видимому, вследствие взаимодействия обеих зон при высоком градиенте температуры вследствие взаимодействия обеих зон при высоком градиенте температуры в стержне теплообмен в области переходного режима кипения не уменьшается в соответствии с кривой кипения для изотермической поверхности, а падает значительно слабее. На рис. 2.8 приведены также соответствующие экспериментальный 1 и расчетные 3, 4 профили температуры при кипении фреона-113.

В опытах не было обнаружено заметного влияния положения стержня на зависимость $q = \theta_{н1}$. При сосуществовании различных режимов кипения максимальное расхождение теплового потока при различных положениях стержня не превышало 5%. При пленочном кипении на всем стержне тепловой поток при вертикальном положении примерно на 20% выше, чем при горизонтальном [182].

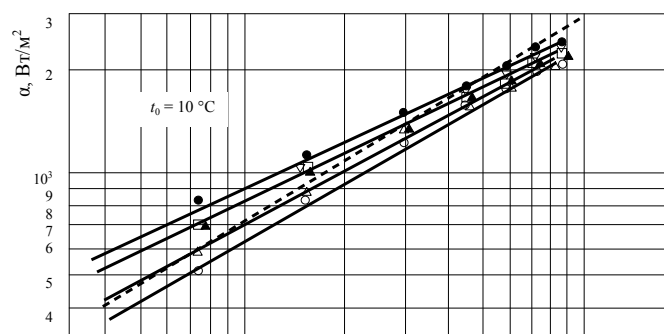
В ряде исследований процессов теплообмена при кипении хладагентов отмечается, что коэффициент теплоотдачи на ребре зависит от теплофизических свойств хладагентов, режимных параметров (тепловой нагрузки и температуры кипения) и от геометрических характеристик оребренной поверхности: расстояния между ребрами и высоты ребер. В результате исследования [213], проведенного на девяти одиночных оребренных трубках с различной геометрией оребрения ($S = 0,35 \dots 1,5$ мм, $h = 1,05 \dots 3,5$ мм), было выявлено, что с уменьшением расстояния между ребрами коэффициент теплоотдачи возрастает. Этот же вывод сделан и Шротом [213]. Однако по мнению авторов [213] эти выводы распространять на теплообмен при кипении фреонов на пучке неправомерно. Для получения закономерностей процесса теплообмена при кипении фреонов на пучке труб были проведены исследования на трубных пучках с оребрением. Параметры оребренных поверхностей приведены в табл. 2.6.

Таблица 2.6

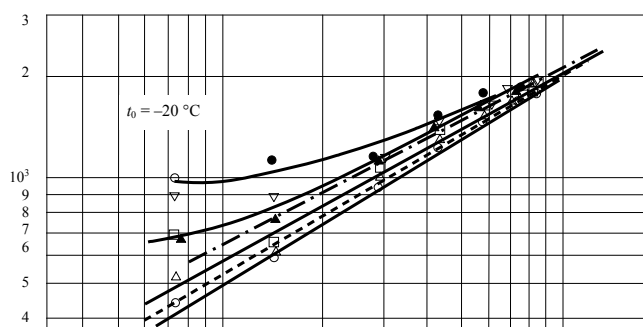
Параметры оребренных поверхностей

Пучок	Диаметр труб, мм		Толщина ребер, мм		Среднее расстояние между ребрами в свету S , мм	Высота ребра h , мм	Отношение полной наружной поверхности к поверхности труб по основанию ребер F_n/F_0
	Наружный d_n	По основанию ребер d_0	На торце δ_r	В основании δ_0			
№ 1	20,90	17,63	0,324	0,605	1,565	1,63	2,34
№ 2	19,15	16,30	0,435	0,435	0,478	1,41	4,55

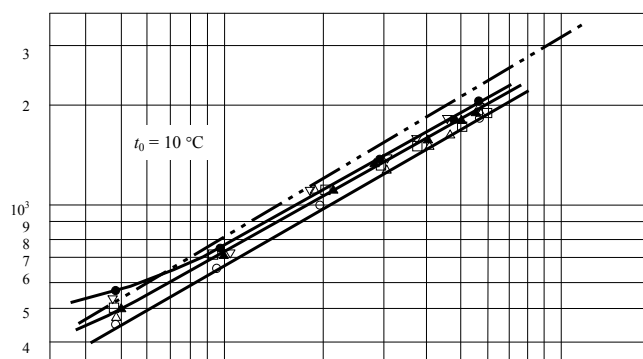
Эксперименты проводились в диапазоне температур кипения $t_0 = -20 \dots +30$ °С и плотностей тепловых потоков $q = 500 \dots 9000$ Вт/м². Пучки состояли из шести рядов медных труб и имели шахматное расположение с относительным шагом 1,28. Длина рабочего участка составляла 300 мм. Результаты экспериментов представлены на рис. 2.9 и 2.10. Устойчивое кипение на пучках наблюдалось даже при малых значениях тепловой нагрузки.



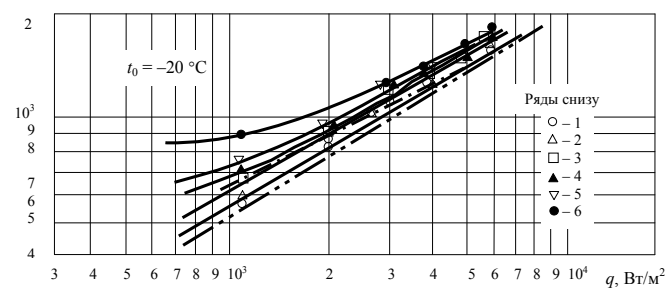
а)



б)



в)



г)

Рис. 2.10. Локальные коэффициенты теплоотдачи (по рядам) при кипении фреона-12 на пучках оребренных труб [213]:

а, б – пучок № 1; в, г – пучок № 2;

— — — — — одиночная ребристая труба; - - - - - $\alpha_{\text{ср}}$ для пучка
 - · · · · · — одиночная ребристая труба; - · · · · · $\alpha_{\text{ср}}$ для пучка

Процесс парообразования становился более интенсивным при переходе от нижних рядов труб пучка к верхним, причем для пучка № 1 (с большим коэффициентом оребрения и, следовательно, с большей площадью поверхности ребер) это проявлялось в большей степени, чем для пучка № 2. Влияние рядности пучка на интенсивность теплообмена уменьшалось с ростом плотности теплового потока и температуры кипения и было значительно меньшим, чем для гладкотрубного пучка. Для пучка № 2 с меньшим шагом ребер влияние теплофизических свойств кипящих жидкостей на интенсивность теплообмена практически не сказывалось. Для пучка № 1 с большим межреберным расстоянием влияние рядности проявлялось в большей степени при кипении фреона-12, чем фреона-22, особенно в области малых значений q . Для пучка № 2 влияние рядности было практически одинаковым при кипении фреона-12 и 22 [213].

При проведении экспериментов было установлено, что влияние q и t_0 на α при кипении на оребренных пучках сказывалось слабее, чем на одиночных оребренных трубах и гладкотрубных пучках, и для фреона-22 в меньшей степени, чем для фреона-12. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока проявлялась в большей степени при низких температурах кипения для нижних рядов труб, чем для верхних; с повышением температуры кипения эта разница уменьшалась.

Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреонов на пучках оребренных труб при одинаковых величинах q и t_0 выше, чем на гладкотрубных пучках [213]. Особенность теплообмена на пучках труб связана с влиянием гидродинамики двухфазного потока, движущегося в межтрубном пространстве.

Увеличение α при переходе от нижних рядов пучка к верхним в основном связано с усилением конвективного переноса тепла движущейся снизу вверх парожидкостной смесью. Наиболее существенно это проявляется при низких значениях t_0 и малых q , когда интенсивность парообразования мала, а объем паровых пузырьков и скорость их подъема велики, что обуславливает большую скорость движения снизу вверх парожидкостной смеси. При этом преобладает режим неразвитого кипения и влияние конвекции на теплообмен является определяющим. Интенсивность теплообмена, связанная с конвекцией, зависит, следовательно, от скорости парожидкостной смеси, изменяющейся по высоте пучка. С увеличением q и номера ряда по высоте пучка возрастают объемное паросодержание смеси, движущий на-

пор и сопротивление потоку парожидкостной смеси. Следовательно, скорость циркуляции и движущий напор возрастают до определенного предела, после которого увеличение паросодержания должно привести к уменьшению скорости циркуляции и движущего напора. Этим можно объяснить различное влияние конвекции на теплообмен в зависимости от q для разных оребренных пучков. По высоте межтрубных каналов скорость движения парожидкостной смеси увеличивается. Одновременно возрастает и сопротивление, что приводит к снижению скорости циркуляции. Это обстоятельство объясняет относительное уменьшение влияния конвекции на теплообмен верхних рядов и наступления для них стабилизации коэффициентов теплоотдачи. С понижением температуры кипения вследствие возрастания объемного паросодержания (рост движущего напора) скорость циркуляции увеличивается. При этом скорость парожидкостной смеси по высоте канала изменяется сильнее, чем при более высоких значениях t_0 . Этим объясняется большее влияние конвекции на теплообмен с понижением t_0 [213].

Вследствие более интенсивного процесса кипения на оребренных трубах по сравнению с гладкими значительно возрастает объемное паросодержание, что приводит к относительно большему сопротивлению (уменьшение движущего напора) и снижению скорости циркуляции. Поэтому воздействие циркуляционного движения парожидкостной смеси на теплообмен на оребренных пучках меньше, чем на гладких. Этим же можно объяснить смещение зоны сильного влияния конвекции в область меньших значений q по сравнению с гладкотрубными пучками [213].

В [213] отмечено, что в процессе кипения фреонов на одиночных оребренных трубах при больших значениях q может наступить «запаривание» теплообменной поверхности. При кипении фреонов на пучках оребренных труб увеличение паросодержания по высоте межтрубных каналов может привести при высоких значениях q к «выключению» части поверхности теплообмена, причем при тепловых нагрузках, более низких, чем для одиночных труб. Уменьшение влияния конвекции на теплообмен с повышением q , а также возможность запаривания верхних рядов пучков при больших значениях q объясняет уменьшение влияния q на коэффициент теплоотдачи на оребренных пучках по сравнению с гладкотрубными и с одиночными оребренными трубами при одинаковых значениях q и t_0 . По этой же

причине коэффициенты теплоотдачи для нижних и верхних рядов пучка практически одинаковы.

Таким образом, на интенсивность процесса теплообмена при кипении на пучках оребренных труб существенное влияние оказывают гидродинамика парожидкостной смеси и условия кипения на трубах, которые, в свою очередь, зависят от многих переменных: режимных параметров q , t_0 ; геометрических характеристик труб и пучка h , S , S_n ; материала и состояния теплообменных поверхностей; теплофизических свойств жидкостей [213]. Однако следует отметить, что в [213] практически не установлено влияние на интенсивность теплоотдачи геометрии оребренной поверхности, теплофизических свойств жидкостей и состояния теплоотдающей поверхности.

Как показали эксперименты (рис. 2.9), для пучка № 2 при одинаковых величинах q и t_0 средний коэффициент теплоотдачи на 5–10 % выше, чем для пучка № 1. Для одиночных оребренных труб влияние геометрических характеристик более заметно [213]. Выравнивание коэффициентов теплоотдачи пучков № 1 и 2 происходит, вероятно, из-за турбулизации кипящей на верхних рядах жидкости, поднимающимися с нижних рядов пучка паровыми пузырями. Кроме того, различие среднего коэффициента теплоотдачи для пучка № 1 и 2 на 5–10 % не следует принимать во внимание, так как эта разность лежит в пределах погрешности эксперимента. Поэтому можно говорить с большой долей уверенности о том, что в данном случае средние коэффициенты теплоотдачи примерно одинаковы и интенсивность теплообмена не зависит от геометрических характеристик оребренной поверхности.

При обобщении опытных данных при развитии кипения фреонов-12 и 22 на шестирядных пучках оребренных труб в [213] предложены эмпирические зависимости:

$$\text{для фреона-12} \quad \alpha_{\text{ср}} = 18,3q^{0,5} p^{0,25},$$

$$\text{для фреона-22} \quad \alpha_{\text{ср}} = 33q^{0,45} p^{0,25}.$$

Эти зависимости рекомендованы для расчета многорядных пучков оребренных труб при $q \geq (2000 \dots 3000) \text{ Вт/м}^2$. В области $q \leq 2000 \text{ Вт/м}^2$ расчет средних коэффициентов теплоотдачи следует

проводить по формуле $\alpha_{\text{ср.п}} = \alpha_{\text{ср}} \varepsilon_{\text{п}}$, где $\varepsilon_{\text{п}} = f(q, t_0, n_{\text{п}})$; $\varepsilon_{\text{п}} = \frac{\alpha_{\text{ср.п}}}{\alpha_{\text{срб}}}$ –

коэффициент, учитывающий влияние числа рядов в пучке. Таким об-

разом, как следует из [213] коэффициенты теплоотдачи при кипении фреонов на пучках оребренных труб выше, чем на гладкотрубных пучках и влияние q и t_0 на α для оребренных пучков более слабое, чем для гладкотрубных пучков и одиночных оребренных труб. Коэффициенты теплоотдачи для пучков, имеющих меньший шаг оребрения (большой коэффициент оребрения) выше, чем для пучков с меньшим коэффициентом оребрения. Как было отмечено в работе [213], интенсивность теплоотдачи не зависит от геометрических характеристик оребренной поверхности, что подтверждается и другими работами. Однако это утверждение противоречит предыдущему (о большем коэффициенте теплоотдачи для пучка, с меньшим шагом оребрения, или с большим коэффициентом оребрения).

В [183] рассматривается определение оптимальных параметров оребрения цилиндрической оболочки с вертикальными прямоугольными ребрами из условия обеспечения максимального теплового потока, передаваемого через несущую поверхность оребренной стенки в пределах пузырькового режима кипения.

На основании теплового баланса для оребренной поверхности получено выражение для критической плотности теплового потока через несущую поверхность:

$$q_{\text{кр}} = \frac{2lE + d_0}{\delta_p + d_0} q_{0\text{кр}}.$$

Максимально целесообразная высота ребра l выбрана на основании анализа выражения для коэффициента эффективности прямоугольного ребра:

$$l = 1,2\sqrt{\lambda\delta_p/2\alpha_0} \text{ и } q_{\text{кр}} = \frac{1,2\sqrt{\lambda\delta_p/2\alpha_0} + d_0}{\delta_p + d_0} q_{0\text{кр}}. \quad (2.13)$$

Оптимальные значения δ_0 при заданном d_0 определялись из уравнения

$$\frac{\partial q_{\text{кр}}}{\partial \delta_p} = 0. \quad (2.14)$$

При этом получено:

$$\delta_{p,\text{опт}} = d_0 \left[1 - \frac{2}{c^2} \left(\sqrt{d_0^2 + c^2 d_0} - d_0 \right) \right], \quad c = 1,2\sqrt{\lambda/2\alpha_0}.$$

Оптимальное значение d_0 определялось на основании совместного анализа уравнений (2.13) и (2.14). Для определения α_0 , u , $q_{0\text{кр}}$ в основании ребер проведены исследования этих величин. С использованием опытных данных по $q_{0\text{кр}}$ и α_0 с помощью формул (2.13) и (2.14) получены графические зависимости критической плотности теплового потока, отнесенной к несущей поверхности медной стенки при различных значениях давления и высоты межреберного канала. При $p = (1,0 \dots 4,6)$ бар оптимальная величина зазора $d_{0\text{опт}} = (0,9 \dots 1,4)$ мм, толщина ребра $\delta_{\text{опт}} = (0,7 \dots 1,0)$ мм. Максимальная плотность теплового потока равнялась $(6,0 \cdot 10^6 \dots 8,0 \cdot 10^6)$ Вт/м².

При испытаниях реберной поверхности в качестве критической плотности теплового потока было принято ее значение в точке излома кривой зависимости $q = f(\Delta t)$, что соответствует началу возникновения пленочного режима кипения у основания ребер. Максимальная теплопередающая способность цилиндрической оболочки с оптимальным оребрением более чем в 4 раза превышает значение $q_{0\text{кр}}$, полученное для гладкой изотермической поверхности.

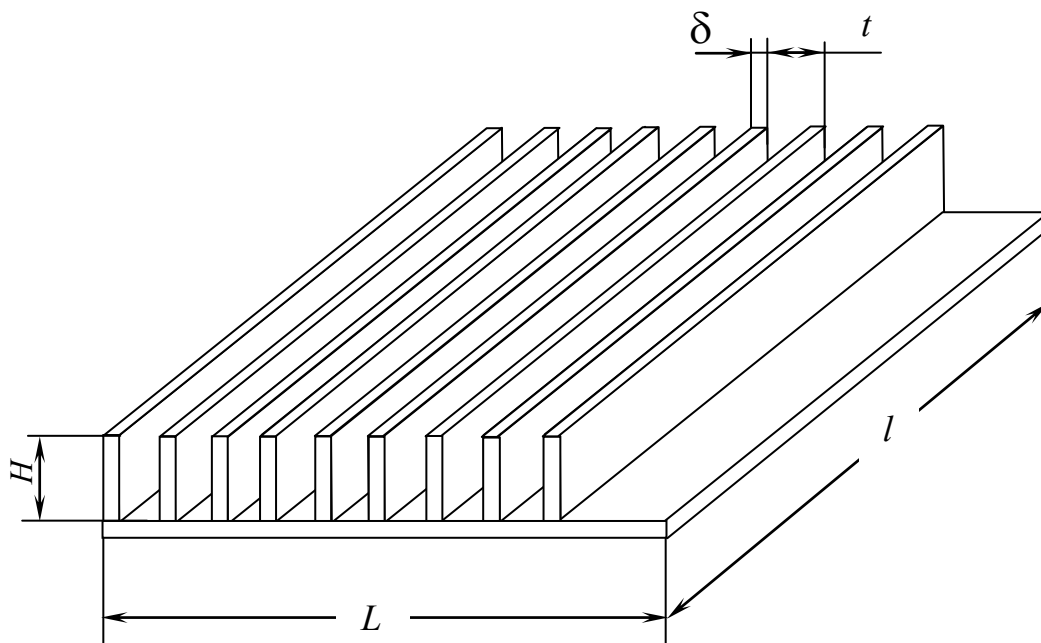


Рис. 2.11. Схема оребренной поверхности [186]

Некоторые процессы химической технологии, связанные с использованием малых температурных напоров и тепловой обработкой многокомпонентных смесей веществ с сильно отличающимися свой-

ствами, характеризуются относительно низкой интенсивностью переноса тепла. Отвод значительных тепловых потоков при малых температурных напорах можно осуществить только при организации процесса кипения на теплоотдающей поверхности и, при этом, большую роль играют оптимальные размеры оребренной поверхности.

В [186] решена задача выбора оптимальных размеров прямоугольных ребер, обеспечивающих передачу максимального теплового потока при прочих равных условиях.

Эта задача в [186] решается для процесса кипения жидкости только в пластинчато-ребристых теплообменниках, а также для труб с продольными прямоугольными ребрами (рис. 2.11), принимая, что интенсивность теплоотдачи не зависит от формы и размеров ребер. Считается, что это допущение справедливо для одиночного ребра и может быть распространено на оребренную поверхность при условии, если межреберное расстояние значительно больше отрывного диаметра пузыря [186].

Оптимальные параметры оребренной поверхности с прямоугольными ребрами определяются по следующей методике [186].

Объем ребер:

$$V = \frac{HLl\delta}{t}. \quad (2.15)$$

Принимая $L = l = 1$ м:

$$V = \frac{H\delta}{t}. \quad (2.16)$$

Поверхность, образованная ребрами:

$$F_p = \frac{2H}{t}. \quad (2.17)$$

Поверхность между ребрами:

$$F_{\text{гл}} = 1 - \frac{\delta}{t}. \quad (2.18)$$

Количество тепла, передаваемое ребрами:

$$Q_p = \alpha_1 \Delta T_1 \eta_p F_p, \quad (2.19)$$

где η_p – КПД ребра (отношение количества тепла, отдаваемого поверхностью ребер, к количеству тепла, отдаваемого основной поверх-

ностью такой же величины). Для развитого пузырькового кипения коэффициент теплоотдачи может быть выражен соотношением

$$\alpha_1 \sim q^n \text{ или } \alpha_1 = A\Delta T_1^{\frac{n}{1-n}}. \quad (2.20)$$

Согласно последней зависимости, для пузырькового кипения коэффициент теплоотдачи изменяется по высоте ребра. Решение дифференциального уравнения распространения тепла в ребре постоянной величины с использованием уравнения (2.20) при $n = 0,7$ показало, что в этом случае КПД ребра будет существенно меньше, чем при конвективном теплообмене. Для прямоугольных ребер при развитом пузырьковом кипении КПД ребра можно записать [186]:

$$\eta_p = \frac{\text{th}[(1,75 - 0,078mH)mH]}{(1,75 - 0,078mH)mH}, \quad (2.21)$$

где

$$mH = Vt \sqrt{\frac{2A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda\delta^3}}. \quad (2.22)$$

Количество тепла, отдаваемое гладкой поверхностью:

$$Q_{\text{гл}} = \alpha_1 \Delta T_1 F_{\text{гл}}. \quad (2.23)$$

Общее количество тепла, отдаваемое оребренной поверхностью:

$$Q = \alpha_1 \Delta T_1 \left(\frac{2H\eta_p - \delta}{t} + 1 \right). \quad (2.24)$$

Выражение в скобках – это величина приведенной оребренной поверхности, созданной на 1 м^2 гладкой поверхности:

$$F_{\text{пр}} = \frac{2H\eta_p - \delta}{t} + 1. \quad (2.25)$$

Очевидно, что максимум Q будет соответствовать максимальной приведенной поверхности. Так как при заданном объеме ребер только две переменные могут быть независимыми, в [186] принимается за независимые δ, t .

При рассмотрении $F_{\text{пр}} = f(t)$ видно, что с уменьшением t величина $F_{\text{пр}}$ монотонно возрастает, т. е. по переменной t имеется крае-

вой экстремум $F_{\text{пр}}$. Следовательно, для получения максимальной приведенной поверхности шаг оребрения должен быть минимальным. Однако его величина ограничена технологическими возможностями изготовления оребренной поверхности и удобством ее эксплуатации. Поэтому при нахождении $F_{\text{пр}}^{\text{max}}$ шаг оребрения является исходной величиной, а единственной независимой переменной будет δ . Поскольку эта задача в окончательном виде не может быть решена аналитически, оптимальные значения δ , соответствующие $F_{\text{пр}}^{\text{max}}$, были найдены численным путем [186].

Для обработки результатов расчета $\delta_{\text{опт}}$ и $F_{\text{пр}}^{\text{max}}$ были использованы полученные зависимости между обобщенными переменными:

$$\frac{\delta_{\text{опт}}}{\sqrt{Vt}} = f\left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda} \sqrt{Vt}\right); \quad (2.26)$$

$$\frac{(F_{\text{пр}}^{\text{max}} - 1)t}{\delta_{\text{опт}}} = f'\left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda} \sqrt{Vt}\right). \quad (2.27)$$

Установлено, что величина $\delta_{\text{опт}} / \sqrt{Vt}$ с высокой степенью точности подчиняется степенному закону в зависимости от определяющего параметра. В этом случае получено уравнение

$$\delta_{\text{опт}} = 0,915 \left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda}\right) (Vt)^{0,63}. \quad (2.28)$$

Поскольку зависимость (2.27), аналогично зависимости (2.26), может быть также аппроксимирована степенной функцией, выражение для определения $F_{\text{пр}}^{\text{max}}$ будет иметь вид [186]:

$$F_{\text{пр}}^{\text{max}} = 0,622 \left(\frac{A\Delta T_1^{2,33}}{\lambda}\right)^{-0,46} t^{-0,73} V^{0,27} + 1. \quad (2.29)$$

При теплопередаче задается общий температурный напор ΔT , а величина ΔT_1 неизвестна и зависит от значения $F_{\text{пр}}^{\text{max}}$. Поэтому можно получить зависимость, позволяющую определить ΔT_1 через ΔT [186].

Коэффициент теплоотдачи со стороны греющей среды с учетом термического сопротивления стенки и слоя загрязнений $\alpha_{\text{пр}} = \left(\frac{1}{\alpha_2} + R\right)$.

Количество тепла, передаваемого через гладкую поверхность 1 м^2 , будет равно

$$\alpha_{\text{пр}}(\Delta T - \Delta T_1) = A \Delta T_1^{3,33} F_{\text{пр}}^{\text{max}}. \quad (2.30)$$

После подстановки в равенство (2.30) выражения (2.29) и $\Delta T_1 = \vartheta \Delta T$ его можно привести к виду:

$$\frac{\vartheta^{3,33}}{1 - \vartheta} P_3 (0,622 P_2 x^{0,27} \vartheta^{-1,073} + 1) - 1 = 0, \quad (2.31)$$

где $P_3 = \frac{A \Delta T^{2,33}}{\alpha_{\text{пр}}}$; $P_2 = \left(\frac{A \Delta T^{2,33}}{\lambda} \right)^{-0,46} t^{-0,73} S^{0,27}$; $x = \frac{V \rho}{M_0}$.

Определив из (2.31) величину ϑ , можно найти значение ΔT_1 , необходимое для расчета $\delta_{\text{опт}}$, $F_{\text{пр}}^{\text{max}}$.

Для неоребренной поверхности (при $V = 0$ и $x = 0$) уравнение (2.31) имеет следующий вид:

$$\frac{\vartheta_0^{3,33}}{1 - \vartheta_0} P_3 - 1 = 0. \quad (2.32)$$

Тепловой поток, проходящий через оребренную поверхность:

$$q = \alpha_{\text{пр}} \Delta T (1 - \vartheta). \quad (2.33)$$

Тепловой поток в случае неоребренной поверхности:

$$q_0 = \alpha_{\text{пр}} \Delta T (1 - \vartheta_0). \quad (2.34)$$

Отношение тепловых потоков

$$\frac{q}{q_0} = \frac{1 - \vartheta}{1 - \vartheta_0} \quad (2.35)$$

показывает, во сколько раз оребренная поверхность передает тепла больше, чем гладкая.

Зависимость $(q/q_0 - 1)$ от $P_2 x^{0,27}$ при различном P_3 приведена на рис. 2.12.

В [186] определен объем металла, который обеспечивает наибольшее отношение количества передаваемого тепла к массе теплопередающей поверхности. Для неоребренной поверхности площа-

дью 1 м^2 отношение количества переданного тепла к удельной массе поверхности

$$E_0 = q_0 / M_0, \quad (2.36)$$

а для оребренной поверхности

$$E_1 = \frac{q}{M_0 + V\rho}. \quad (2.37)$$

Или

$$\varphi = \frac{E_1}{E_0} = \frac{1 - \vartheta}{(1 - \vartheta_0)(1 + x)}. \quad (2.38)$$

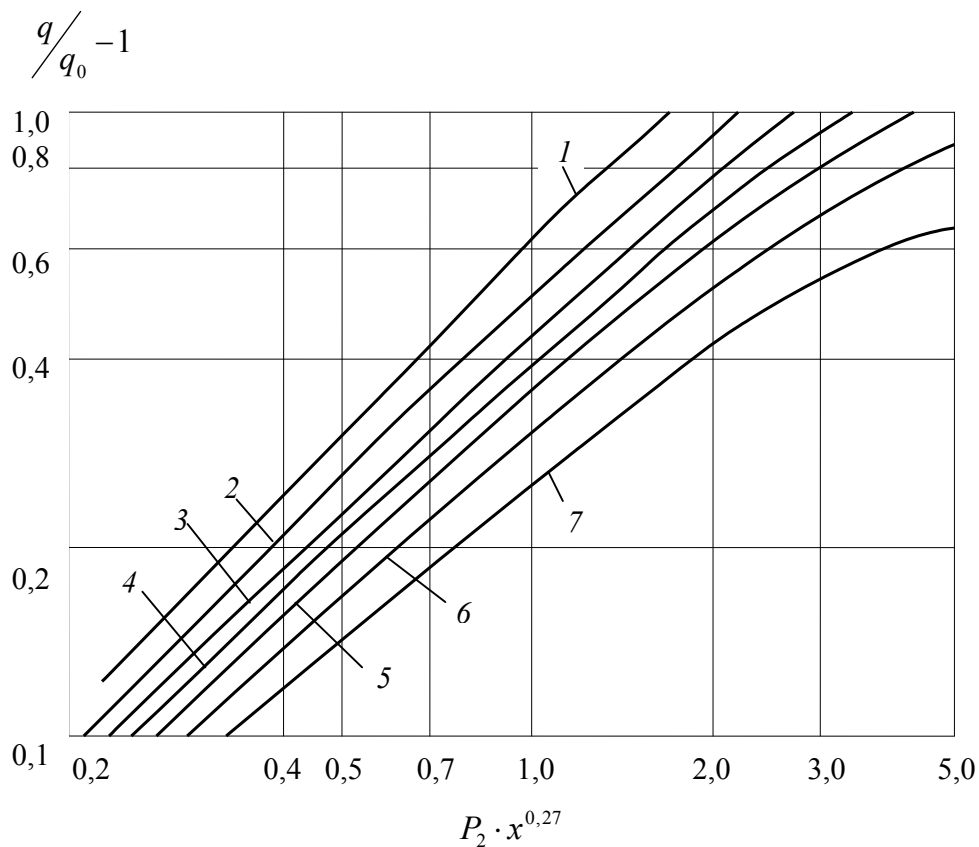


Рис. 2.12. Зависимость $\frac{q}{q_0} - 1$ от $P_2 \cdot x^{0,27}$ при различном P_3 :
 $1 - P_3 = 0$; $2 - P_3 = 0,1$; $3 - P_3 = 0,2$; $4 - P_3 = 0,3$; $5 - P_3 = 0,5$;
 $6 - P_3 = 1$; $7 - P_3 = 2$ [186]

Анализ (2.38) показывает, что φ не является монотонной функцией x , а имеет максимум при некотором $x_{\text{опт}}$, обеспечивающим мак-

симальный теплосъем с единицы массы теплопередающей поверхности. Численное решение дает, что в большинстве случаев значения $x_{\text{опт}}$ составляют 0,05...0,08 и соответствующее им повышение теплосъема не удовлетворяет практическим потребностям.

При увеличении $x > x_{\text{опт}}$ величина ϕ уменьшается и при некотором x_{max} становится равной 1. Следовательно, с точки зрения экономии металла применение оребрения целесообразно при $0 \ll x \leq x_{\text{max}}$, обеспечивающих величины $\phi \geq 1$. В противном случае оребрение приводит к ухудшению массовых характеристик теплопередающей поверхности. Зависимость x_{max} от P_2 при различном P_3 приведена на рис. 2.13 [186].

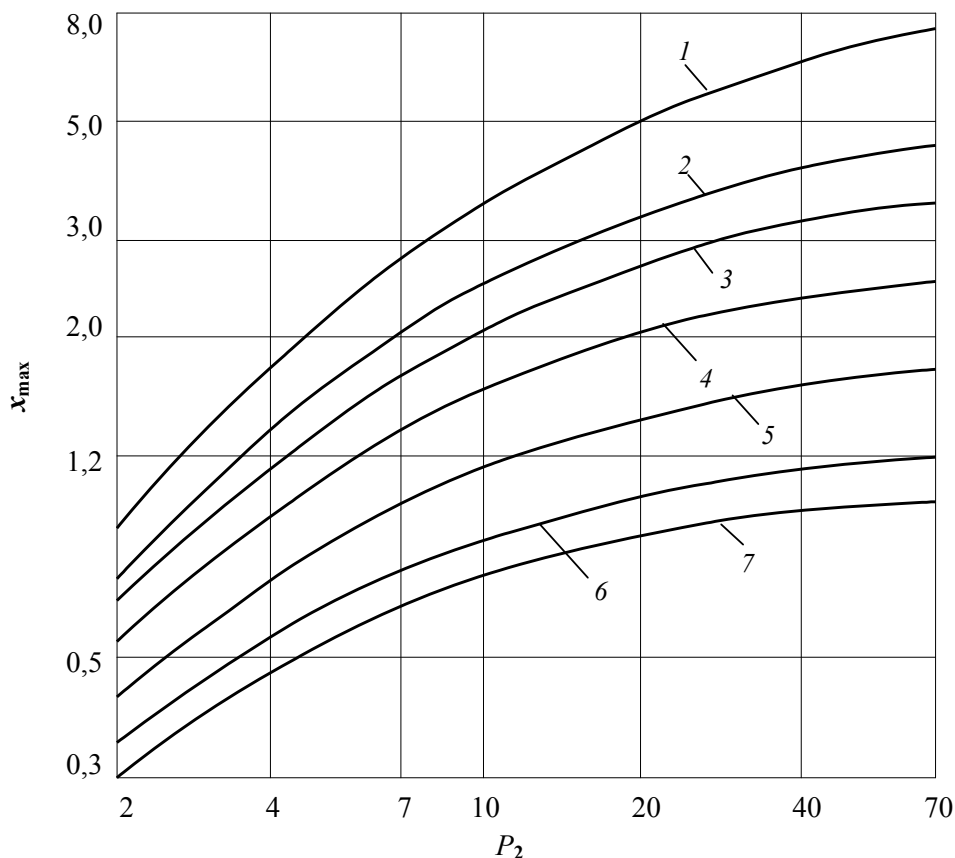


Рис. 2.13. Зависимость x_{max} от P_2 при различном P_3 :
 1 – $P_3 = 0,1$; 2 – $P_3 = 0,2$; 3 – $P_3 = 0,3$; 4 – $P_3 = 0,5$; 5 – $P_3 = 1$;
 6 – $P_3 = 2$; 7 – $P_3 = 3$ [186]

Таким образом, применение оребрения со стороны кипящей среды приводит к относительно небольшому увеличению теплосъема (15...20 %) по сравнению с теплосъемом с гладкой поверхности. Зна-

чительный эффект может быть достигнут лишь в некоторых особых случаях, когда требуется отводить тепло с поверхности, имеющей постоянную температуру, например в результате кипения хладагента ($P_3 \rightarrow 0, \alpha_{пр} \rightarrow \infty$) [186]. Эти выводы не относятся к оребренным поверхностям, создаваемым без дополнительных затрат материала (при накатке труб). Здесь повышение теплосъема будет тем больше, чем больше материала может быть потрачено на создание ребер. Во всех случаях, когда для теплообмена с кипящей средой применяется оребренная поверхность, размеры ребер в [186] рекомендуется определять по формулам (2.31), (2.28), (2.16).

При высоких температурных напорах, приводящих к пленочному режиму на неоребренной поверхности, оребренная поверхность будет иметь значительно большие преимущества.

Особенностью условий теплообмена при кипении на оребренной поверхности является неизотермичность теплоотдающей поверхности. Из-за конечной теплопроводности ребра на его поверхности устанавливается температурное поле, характеризующееся снижением температуры от основания ребра к его вершине. Вследствие этого на ребре могут сосуществовать различные режимы кипения, что значительно затрудняет расчет теплоотдачи. В настоящее время не существует аналитических методов, позволяющих надежно рассчитать интенсивность теплообмена при развитом кипении на такой поверхности, поэтому практическое значение приобретают полуэмпирические зависимости, подтвержденные экспериментально [237], [238].

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

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).

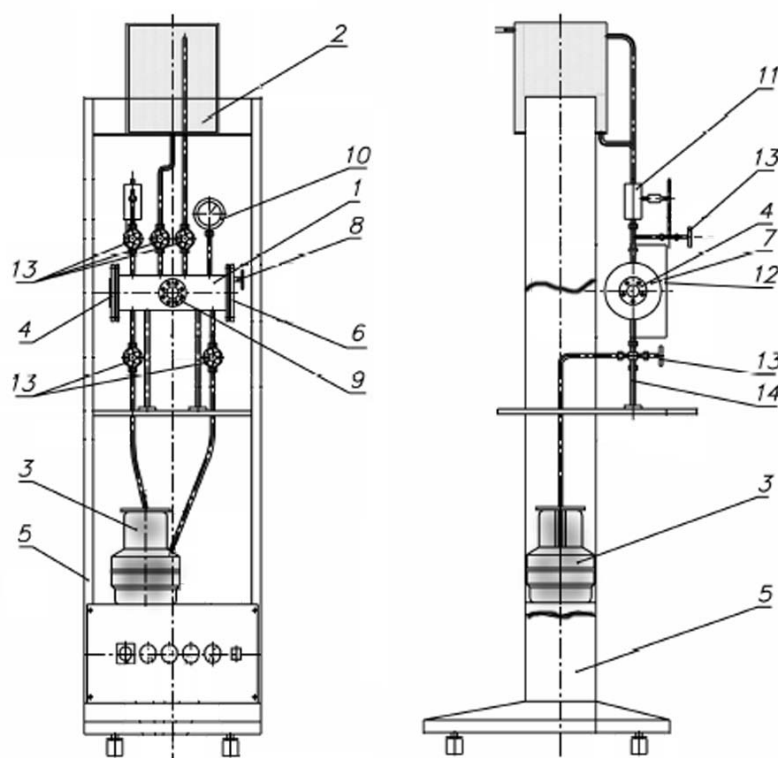


Рис. 2.14. Экспериментальная установка:

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

Экспериментальные образцы представляли собой дюралюминиевые горизонтальные оребренные трубы, изготовленные фрезерованием. Характеристики исследованных образцов представлены в табл. 2.7.

Таблица 2.7

Характеристики исследованных образцов

№ п/п	Тип ребра	d_b/d_o , мм	h , мм	s , мм	δ_b/δ_o	L_{op} , мм	L_o , 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			

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 термопарами, 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 мин. 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 оребренной 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.

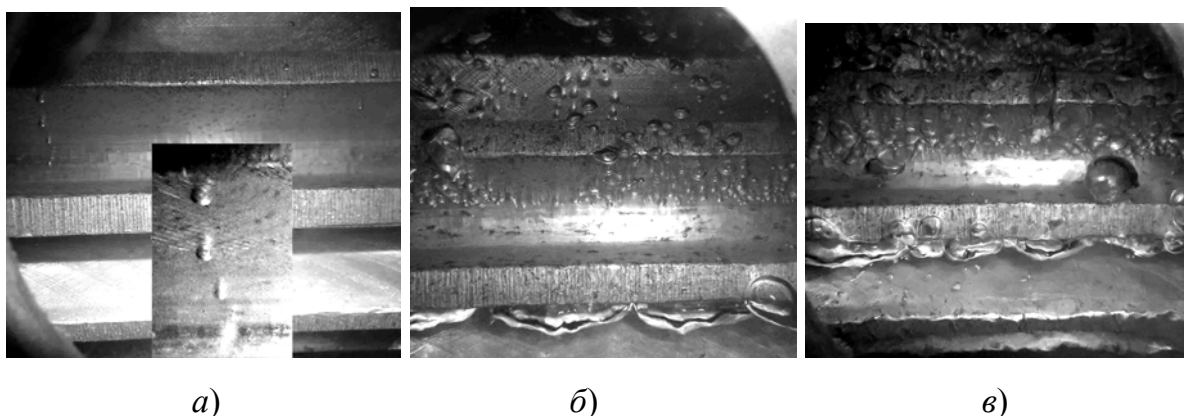


Рис. 2.15. Фотографии процесса кипения ацетона на образце с продольным прямоугольным оребрением:

а – неразвитое кипение ($q_{\text{мр}} = 11 \text{ кВт/м}^2$); *б* и *в* – развитое кипение ($q_{\text{мр}} = 40 \text{ кВт/м}^2$ и $q_{\text{мр}} = 60 \text{ кВт/м}^2$ 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:

$$Q = Q_{\text{мр}} + Q_{\text{р}}, \quad (2.39)$$

где

$$Q_p = Q \frac{F_o - F_{\text{мр}}}{F_o} \text{ и } Q_{\text{мр}} = Q \frac{F_{\text{мр}}}{F_o}; \quad (2.40)$$

F_o – площадь основной (несущей) поверхности.

Соответственно определялись плотности теплового потока на ребрах и межреберной поверхности:

$$q_p = \frac{Q_p}{F_p} \text{ и } q_{\text{мр}} = \frac{Q_{\text{мр}}}{F_{\text{мр}}}. \quad (2.41)$$

На рис. 2.16 приведены зависимости температурного напора по элементам оребренной поверхности от подводимой тепловой мощности при кипении ацетона.

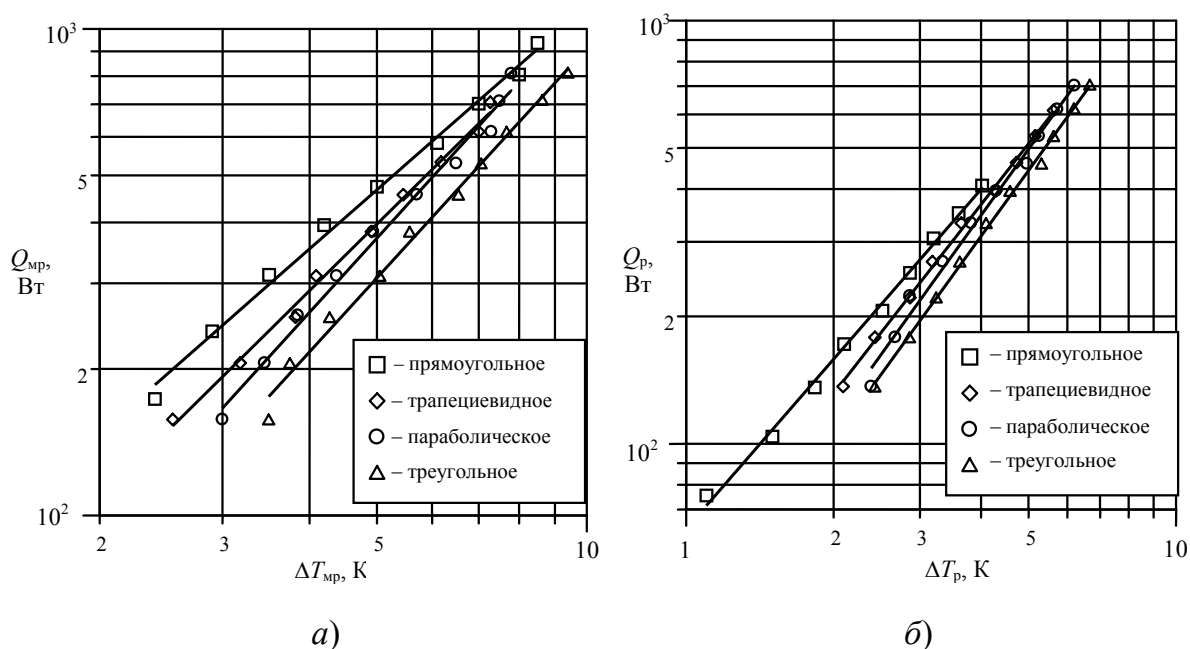


Рис. 2.16. Экспериментальные зависимости среднего температурного напора основной поверхности от теплового потока, отводимого межреберной поверхностью (а) и ребром (б) для поперечного оребрения при кипении ацетона

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. 2.17 представлены характерные зависимости для ребер.

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

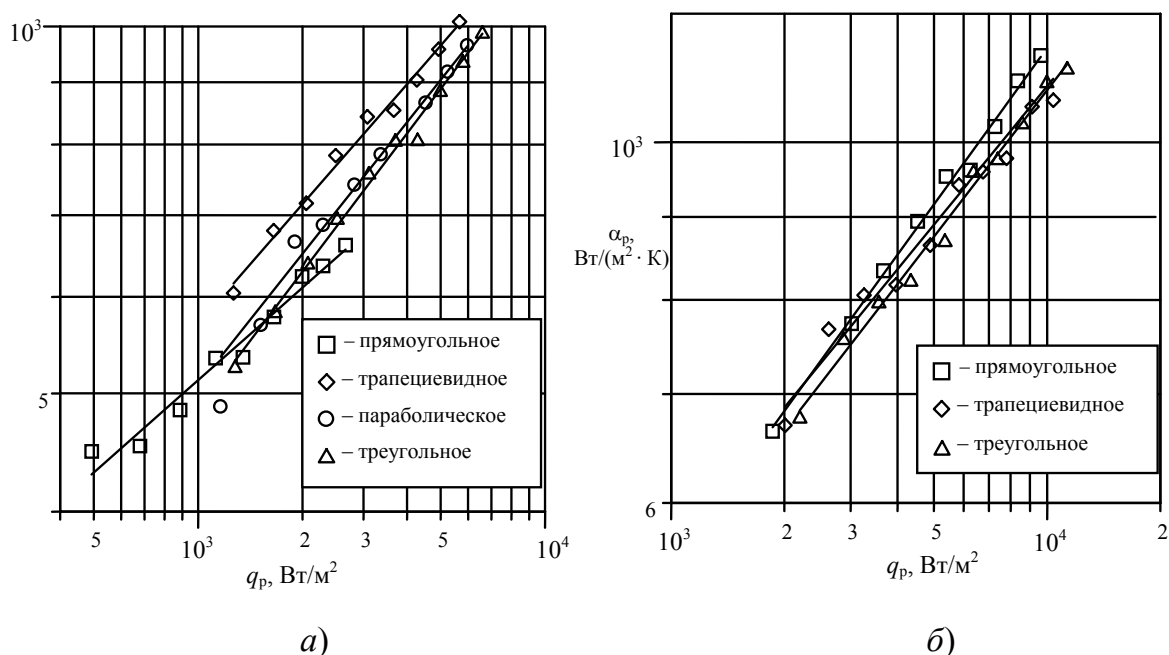


Рис. 2.17. Зависимости среднего коэффициента теплоотдачи по ребру от плотности теплового потока, отводимого ребром: *а* – для поперечного оребрения при кипении ацетона; *б* – для продольного оребрения при кипении этилового спирта

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.

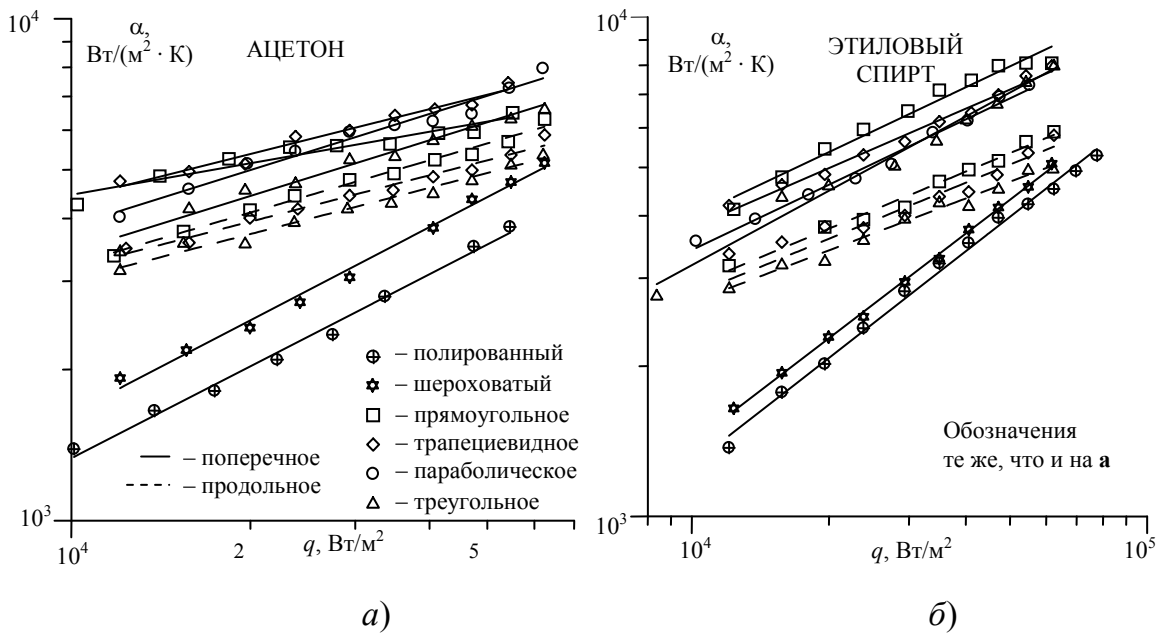


Рис. 2.18. Зависимости коэффициентов теплоотдачи основной поверхности от плотности теплового потока на основной поверхности образца для ацетона (а) и этилового спирта (б)

Как видно из рис. 2.18, 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. 2.19 приведены зависимости отношения коэффициентов теплоотдачи (при ΔT основной поверхности) от плотности теплового потока на основной поверхности образца к коэффициентам теплоотдачи на гладкой поверхности — $\alpha_{\text{мр}}/\alpha_{\text{гл}}$, при кипении ацетона и этилового спирта для всех типов исследованных оребренных поверхностей.

Как видно из рис. 2.19, 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.

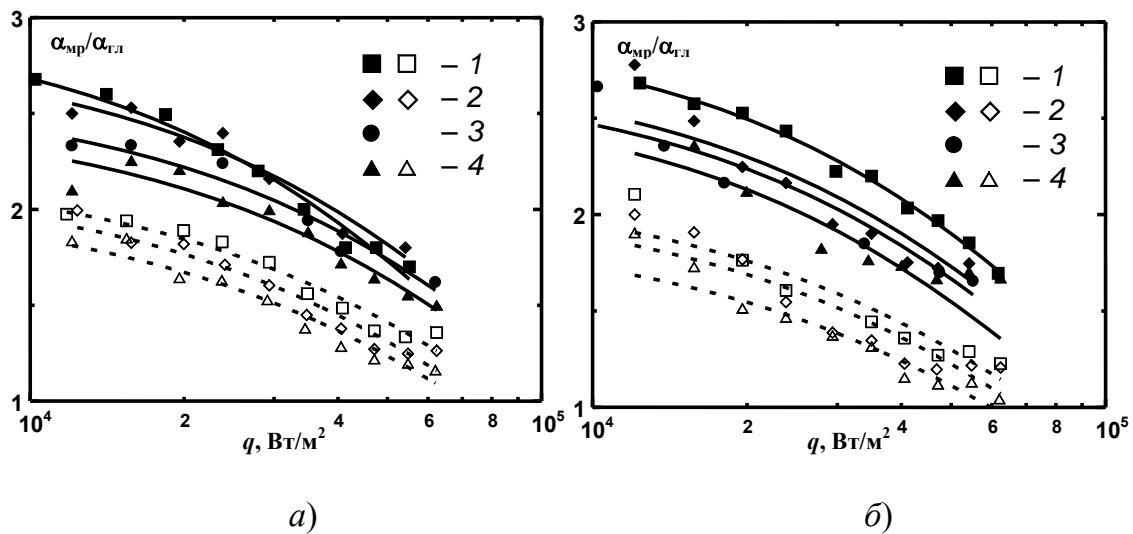


Рис. 2.19. Зависимость α_{mr}/α_{gl} :

a – 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 $\alpha_{прив}$:

$$\alpha_{прив} = \alpha_p \cdot E \frac{F_p}{F_{mr} + F_p} + \alpha_{mr} \frac{F_{mr}}{F_{mr} + F_p}, \quad (2.42)$$

где E – коэффициент эффективности ребра.

Следовательно, задача заключается в определении коэффициентов теплоотдачи по элементам оребренной поверхности α_p и α_{mr} .

При анализе и решении задачи об интенсивности теплообмена при кипении жидкостей на оребренных 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 оребренной поверхности при развитом кипении на ребре можно рассматривать как теплоотдачу при пузырьковом кипении в условиях естественной конвекции на теплоотдаю-

щих поверхностях, имеющих различную ориентацию в пространстве, и зависимость для определения интенсивности теплообмена в общем виде может быть записана как [241], [243]:

$$\text{Nu} = f(\text{Pe}, \text{Fo}, \text{Pr}). \quad (2.43)$$

Для ребра данное уравнение можно записать:

$$\text{Nu} = f(\text{Pe}, \text{Fo}, \text{Pr}, X), \quad (2.44)$$

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:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot l_*}{\lambda_{\text{ж}}}. \quad (2.45)$$

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

$$\text{Nu} = f(K, \text{Pr}, X), \quad (2.46)$$

где

$$K = \text{Pe} \cdot \text{Fo} = \frac{q}{r \rho_{\text{п}} d_0 f} = \frac{q}{r \rho_{\text{п}} \omega''}. \quad (2.47)$$

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]:

$$\omega'' = 0,36 \cdot 10^{-3} \cdot \pi^{-1,4}, \quad (2.48)$$

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

В качестве параметра, учитывающего форму и размеры ребра, предлагается использовать функцию профиля ребра [243], отнесенную к высоте ребра:

$$X = \frac{f_p}{h_p}, \tag{2.49}$$

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 (2.44) было получено следующее уравнение:

$$Nu_p = 21 \cdot X^{-0,1} K_p^{0,3} Pr^{-0,2}. \tag{2.50}$$

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.

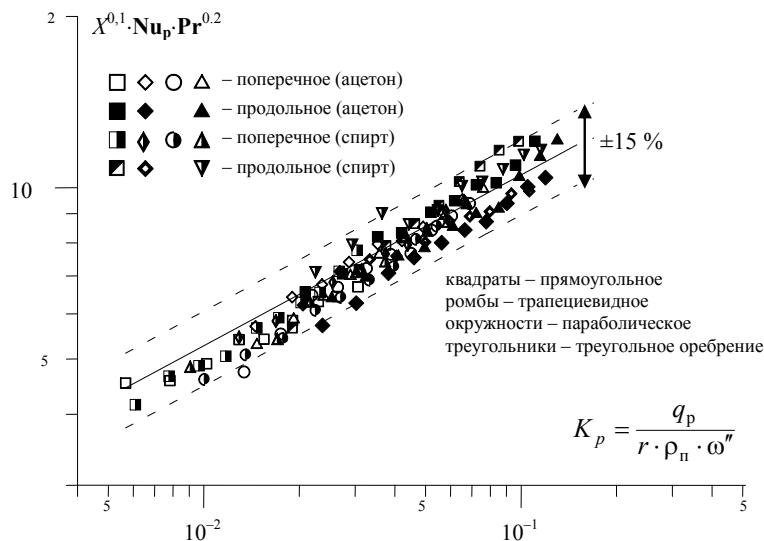


Рис. 2.20. Обобщение экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи на ребре

При обобщении экспериментальных значений коэффициентов теплоотдачи на межреберной поверхности по уравнению (2.43) получены следующие зависимости:

– для поперечного типа оребрения:

$$\text{Nu}_{\text{мр}} = 115 \cdot K_{\text{мр}}^{0,4} \text{Pr}^{-0,2}; \quad (2.51)$$

– для продольного типа оребрения:

$$\text{Nu}_{\text{мр}} = 85 \cdot K_{\text{мр}}^{0,4} \text{Pr}^{-0,2}. \quad (2.52)$$

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 в [241], [243] 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 $\pm 15\%$ [243].

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 [273].

– 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 [273].

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 – TEWI (Total Equivalent Impact). Этого можно достичь выбором хладагентов, имеющих высокую энергетическую эффективность и низкий потенциал глобального потепления. Таким требованиям в значитель-

ной 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 долго 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 растет токсичность хладагентов и их озоноразрушающая способность.

Представленные периодические схемы хладагентов могут действовать 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 (рис. 2.21). 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, поглощаемые 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 «озоноразрушающим».

На диаграмме веществ группы этана (рис. 2.23) интерес представляют хладагенты R134a и R125.



Рис. 2.21. Периодическая схема хладагентов

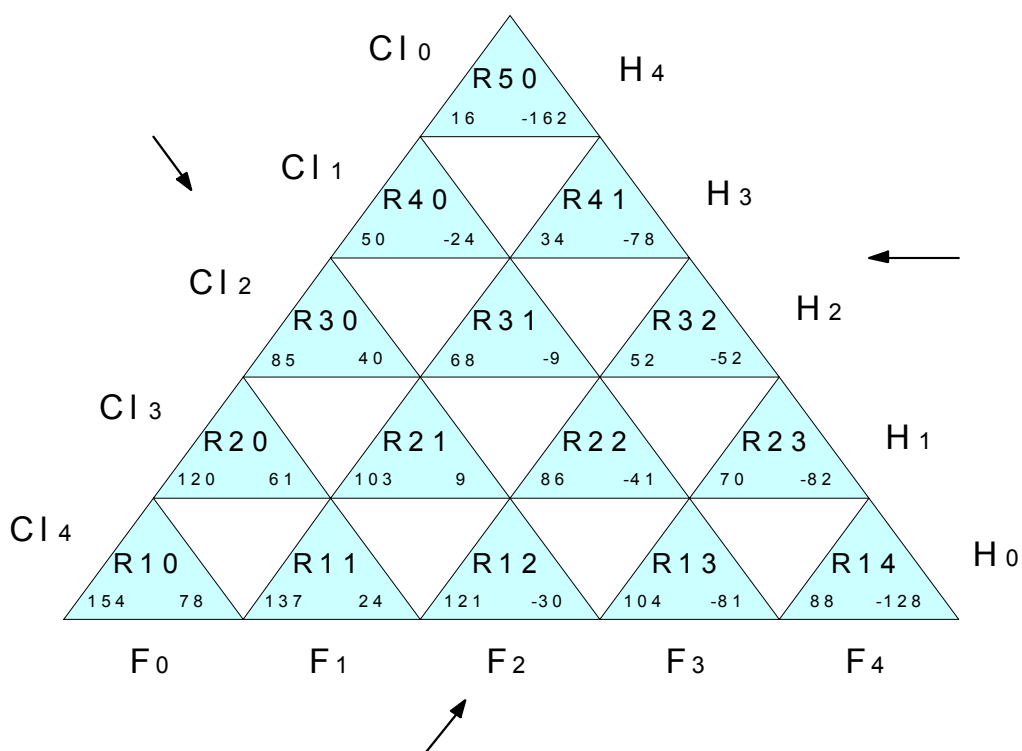


Рис. 2.22. Галогенозамещенные углеводороды ряда метана

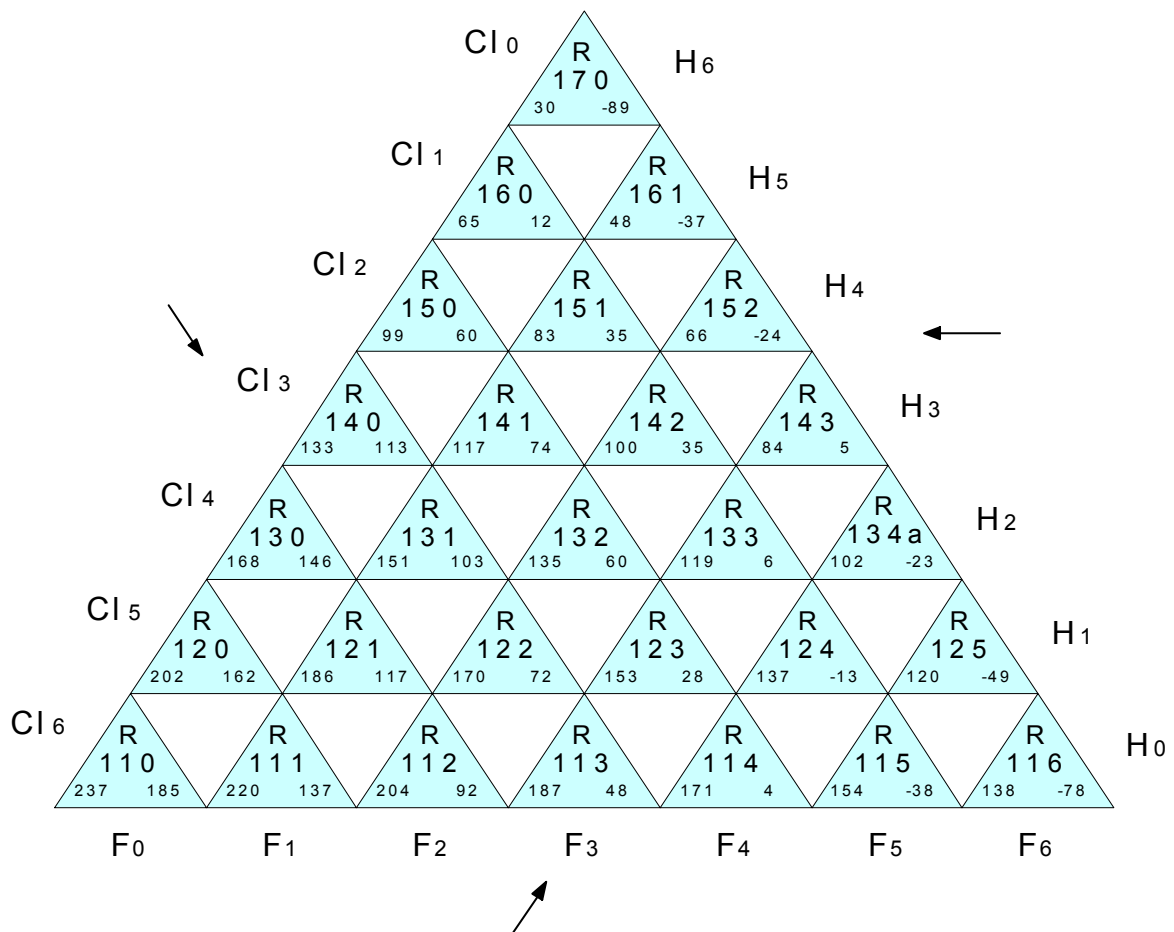


Рис. 2.23. Галогенозамещенные углеводороды ряда этана

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 в работах [183], [31], [213], [214], [45], [212], [145], [181] 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 [255], [259], [260], [263], [264], [270] по теплоотдаче при кипении фреона-134а в условиях давления насыщения $p_n = 0,6 \text{ МПа}$ ($t_n = 22,5 \text{ °C}$) проводились на экспериментальной установке в условиях свободного движения рабочего тела при плотностях теплового потока $q = 5 \dots 60 \text{ кВт/м}^2$.

Геометрические параметры экспериментальных трубок (1 – гладкий шероховатый образец; 2 – продольное прямоугольное оребрение; 3 – продольное треугольное оребрение; 4 – продольное трапециевидное оребрение) представлены в табл. 2.8.

Таблица 2.8

Геометрические параметры исследованных образцов

Номер образца	d_0 , мм	D_0 , мм	$d_{\text{вн}}$, мм	φ_p , град	δ_0 , мм	$\delta_{\text{в}}$, мм	L_0 , мм	N_p , шт.	h_p , мм	F_0 , м ²	$F_{\text{н}}$, 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; φ_p – межреберный угол; δ_0 – толщина ребра у его основания; $\delta_{\text{в}}$ – толщина у вершины ребра; L_0 – длина образца; N_p – количество ребер; h_p – высота ребра; F_0 – площадь образца по основной поверхности; $F_{\text{н}}$ – полная наружная площадь образца; D – наружный диаметр кольцевого канала.

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 оребренной 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.

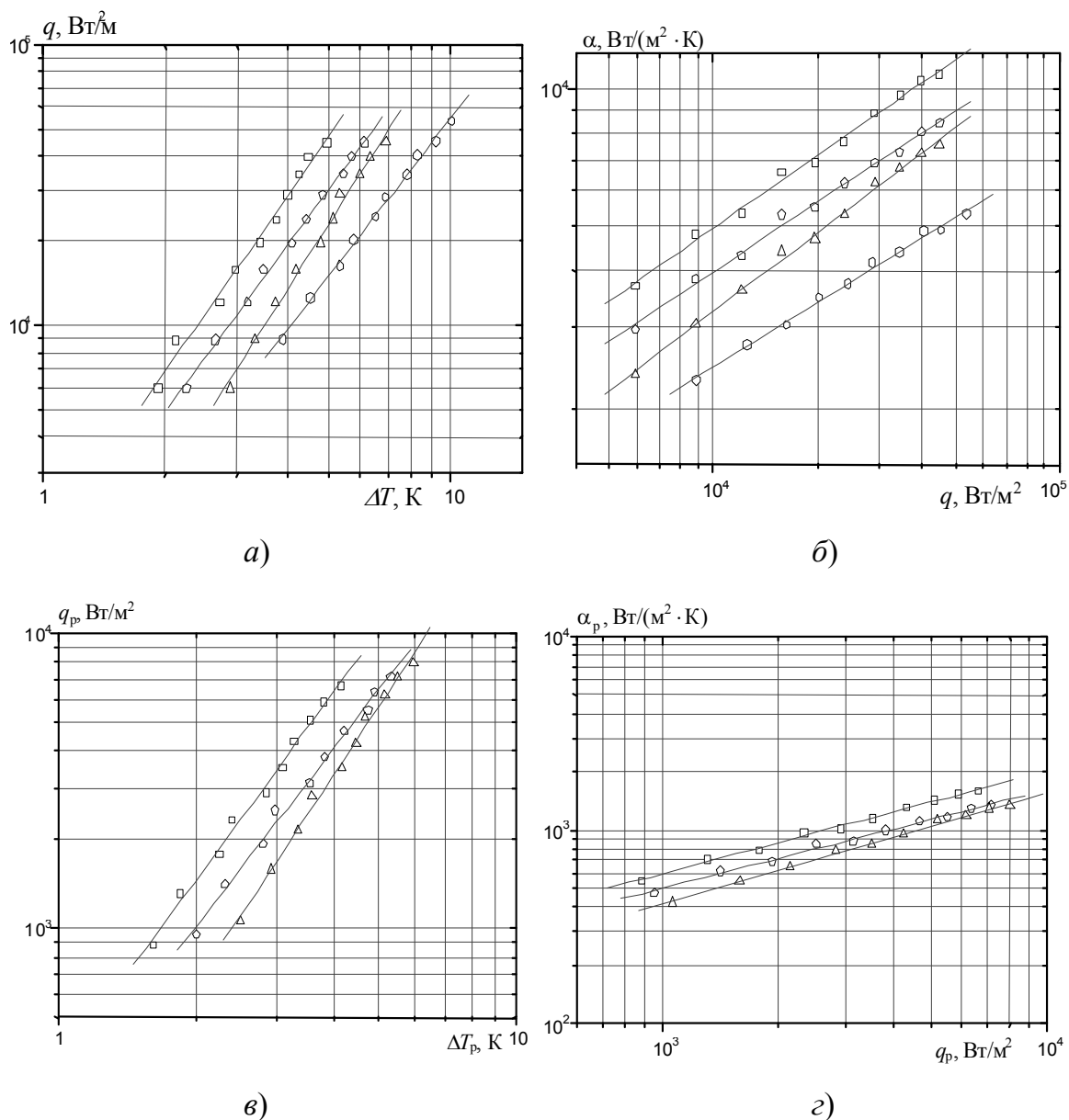


Рис. 2.24. Сравнение полученных экспериментальных зависимостей при кипении фреона-134а на продольно оребренных поверхностях с различным профилем ребра:

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

Как видно из рисунка, коэффициенты теплоотдачи при кипении фреона-134а на ребристой поверхности значительно выше, чем на гладкой, т. е. при развитом пузырьковом режиме кипения теплообмен на оребренных поверхностях в 2–4 раза интенсивнее, чем на неразвинутой 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, заключенной 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 на рис. 2.24 экспериментальные зависимости $q = f(\Delta T)$ и $\alpha = f(q)$ подтвердили высокую эффективность оребренных поверхностей. Интенсификация процесса теплооб-

мена 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 МПа ($t_n = 22,5$ °С) 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 интенсификации теплообмена, причем степень влияния давления по-разному проявляется в зависимости от вида теплоотдающей поверхности и теплофизических свойств жидкости.

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

Экспериментальные исследования по теплоотдаче при кипении фреона-134a в условиях различных давлений насыщения проводились на горизонтальных продольно оребренных трубчатых поверхностях нагрева при давлениях насыщения $p_n = 0,4 \dots 0,7$ МПа ($t_n = 9,8 \dots 27,5$ °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 зависимо-

сти коэффициента теплоотдачи от давления насыщения при кипении фреона-134а на оребренных поверхностях на межреберной поверхности (рис. 2.25, а) 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.

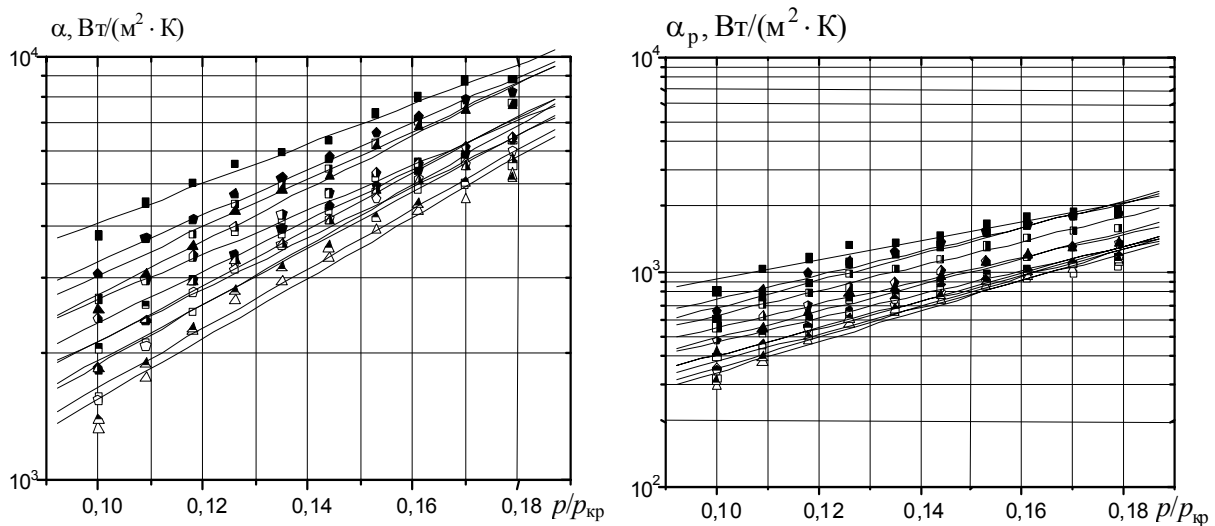


Рис. 2.25. Зависимость $\alpha = f(p_n/p_{кр})$ по основной поверхности и $\alpha_p = f(p_n/p_{кр})$ – по ребру:

- 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 – прямоугольное трапециевидное оребрение;
- △ 0,4 МПа; ▲ 0,5 МПа; ▲ 0,6 МПа; ▲ 0,7 МПа – продольное треугольное оребрение

Кроме того, из рис. 2.25 видно, что увеличение 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.

На основании проведенных экспериментальных исследований был определен показатель степени k .

На рис. 2.26 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. 2.26, а) и для ребра (рис. 2.26, б).

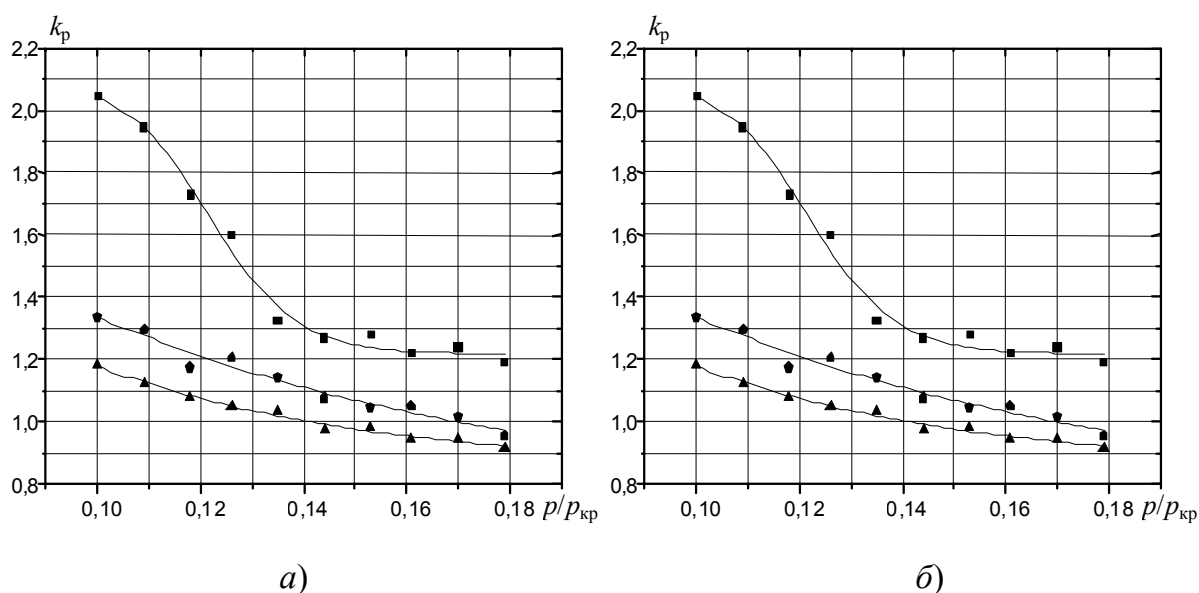


Рис. 2.26. Зависимость показателя степени $k_{осн}$ в соотношении $\alpha_p = f(p_n / p_{кр})^{k_{осн}}$ и k_p в соотношении $\alpha_p = f(p_n / p_{кр})^{k_p}$ от приведенного давления при кипении R134а:
 ■ – продольное прямоугольное оребрение;
 ◆ – продольное трапецевидное оребрение;
 ▲ – продольное треугольное оребрение

Из рис. 2.26 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.

На рис. 2.27 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. 2.27, *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. 2.27, *б* и 2.27, *г* 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 оребренной 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.

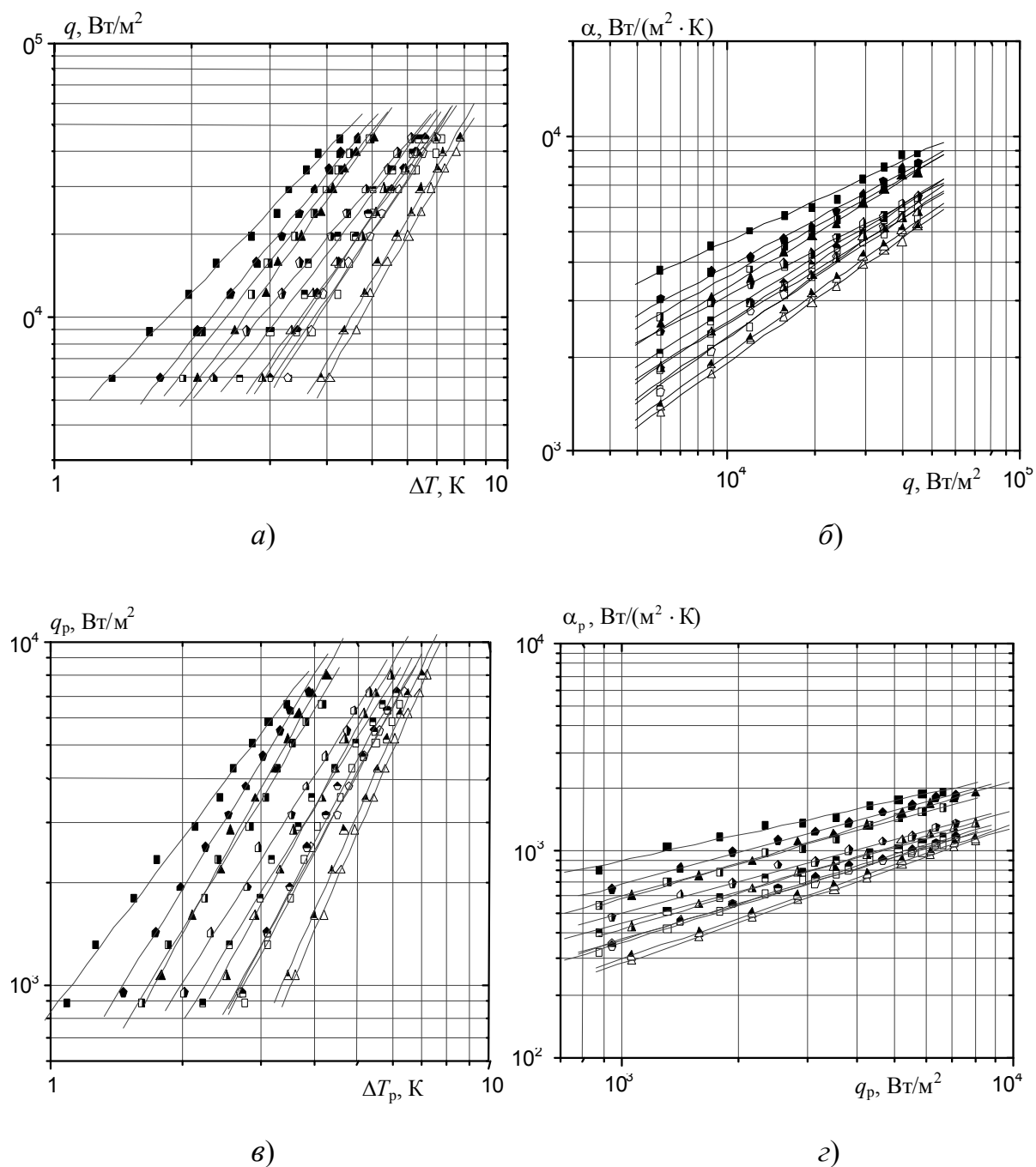


Рис. 2.27. Сравнение полученных экспериментальных зависимостей при кипении фреона-134а на продольно оребренных поверхностях с различным профилем ребра и давлений насыщения

$p_n = 0,4 \dots 0,7$ МПа ($t_n = 9,8 \dots 27,5$ °С):

- 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 – прямоугольное трапециевидное оребрение;
- △ 0,4 МПа; ▲ 0,5 МПа; ▲ 0,6 МПа; ▲ 0,7 МПа – продольное треугольное оребрение

Исследования показали, что при кипении фреона R134а при различных давлениях насыщения на оребренных поверхностях интен-

сивность 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, т. к. 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 [260], параметры которых представлены в табл. 2.8. Плотность теплового потока изменялась в пределах 8...63 кВт/м², давление насыщения – в пределах 0,5...0,8 МПа ($t_n = 15,7...31,1$ °С).

На рис. 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.

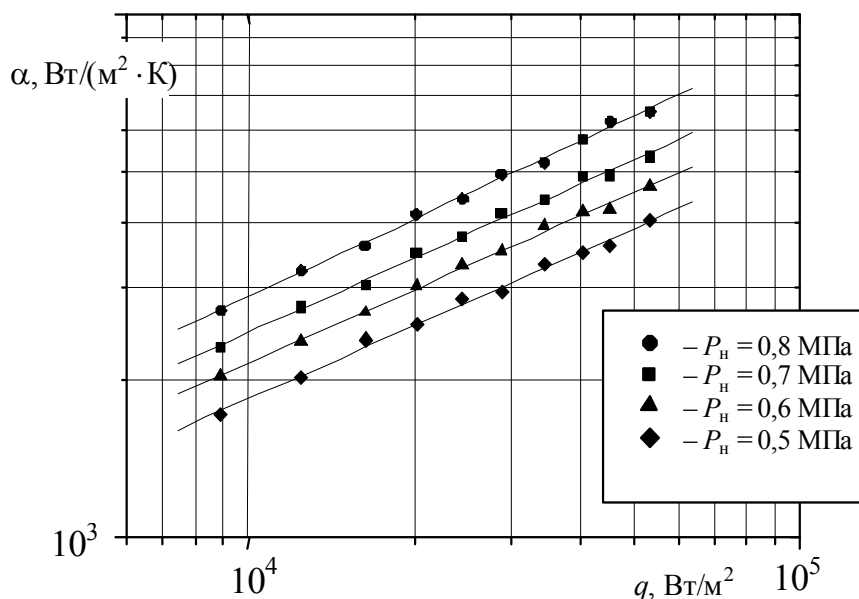


Рис. 2.28. Экспериментальные зависимости $\alpha = f(q)$ при кипении фреона-134а на гладкой технически шероховатой поверхности

Кутателадзе С. С. [20] 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:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}, \text{Ar}, K_t, K_p). \quad (2.53)$$

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 теплоотда-

ча 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

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}, K_p). \quad (2.54)$$

Уравнение для определения коэффициента теплоотдачи в критериальном виде тогда запишется:

$$\text{Nu} = c \cdot \text{Re}^n \cdot K_p^k \cdot \text{Pr}^l. \quad (2.55)$$

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

Теплофизические свойства жидкости и пара берутся при температуре насыщения.

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

$$\text{Nu} = 9,0 \cdot \text{Re}^{0,5} \cdot K_p^{0,11} \cdot \text{Pr}^{-0,3}. \quad (2.56)$$

Как видно из рис. 2.29, экспериментальные данные для R134а удовлетворительно описываются уравнением (2.56) с погрешностью $\pm 23\%$.

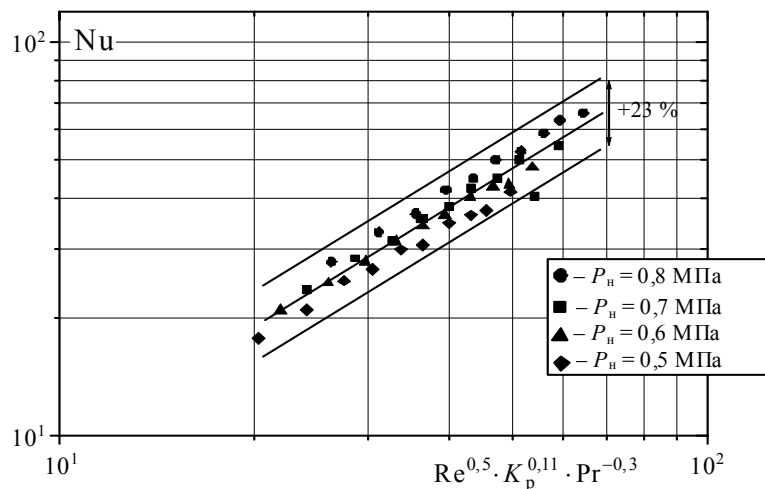


Рис. 2.29. Обобщение экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении фреона-134а на гладких технически шероховатых поверхностях

Таким образом, на основе представлений С. С. Кутателадзе получено критериальное уравнение, позволяющее рассчитать интенсивность теплоотдачи при кипении фреона R134a в диапазоне тепловых потоков $8 \dots 63 \text{ кВт/м}^2$ и давлений насыщения $p_n = 0,5 \dots 0,8 \text{ МПа}$ 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 R134a в условиях большого объема на гладких технически шероховатых поверхностях.

На рис. 2.30 представлена зависимость $\alpha = f(q)$ при кипении фреона R134a 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 R134a примерно в 1,7 раза, что необходимо иметь в виду при замене озоноразрушающего хладагента R12 на озонобезопасный хладагент R134a при ретрофите холодильного оборудования.

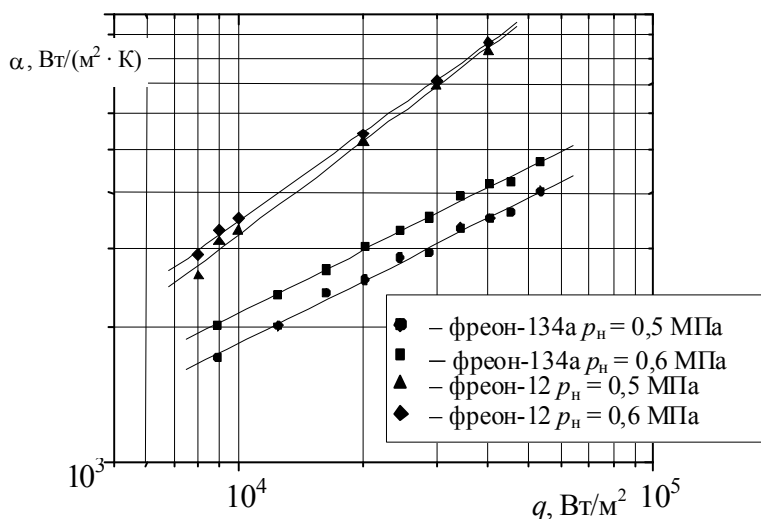


Рис. 2.30. Зависимости $\alpha = f(q)$ при кипении фреона R134a и фреона R12 на гладкой технически шероховатой поверхности

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:

$$\text{Nu} = f(X, \text{Re}, K_p, \text{Pr}). \quad (2.57)$$

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 (2.57) запишем в виде

$$\text{Nu} = AX^s \text{Re}^m \text{Pr}^n K_p^z, \quad (2.58)$$

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

$$\text{Nu} = 3,6 \cdot \text{Re}^{0,52} \text{Pr}^{-0,37} K_p^{0,88}, \quad (2.59)$$

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

$$\text{Nu}_p = 1,0 X^{-0,15} \text{Re}^{0,54} \text{Pr}^{-0,37} K_p^{1,22}. \quad (2.60)$$

Из рис. 2.31 видно, что формулы (2.59) и (2.60) удовлетворительно согласуются с опытными данными и отклоняются от расчетной зависимости не более чем на $\pm 25\%$.

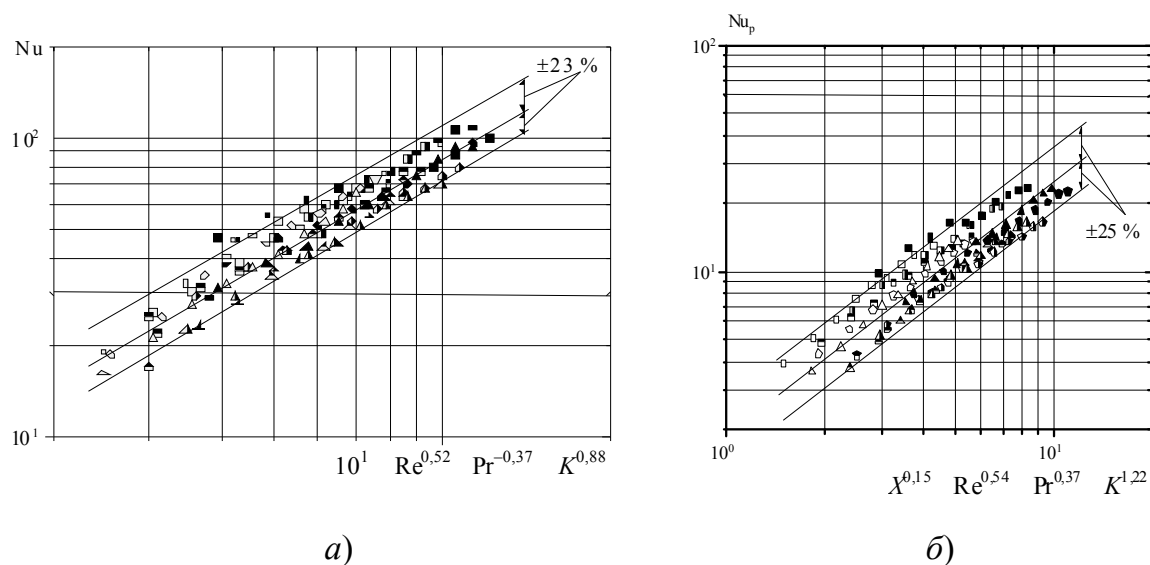


Рис. 2.31. Обобщение экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи при кипении фреона-134а:
a – на межреберной поверхности; *б* – на ребре

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

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

Применяемые в настоящее время в холодильных и теплонасосных установках масла (минеральные и алкилбензолные) 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.

2.3. Оценка эффективности теплообмена на развитых поверхностях при кипении

Влияние теплоотдающей поверхности на интенсивность теплообмена при кипении и на степень перегрева ее было обнаружено очень давно, но первые систематические исследования влияния поверхности на теплоотдачу при пузырьковом кипении были проведены Якобом и Фритцем [275]. Корти и Фоуст [274] исследовали теплоотдачу при кипении различных жидкостей на теплоотдающих поверхностях при различном их состоянии.

Митрович [276] определяет теплоотдающую поверхность при кипении как идеальную при условии, если изменение плотности теплового потока не приводит к изменению перегрева поверхности, т. е. необходимым и достаточным условием существования идеальной поверхности при кипении является $\vartheta = \text{const}$ при $q = \text{var}$. Выполнение этого условия требует изменения термического сопротивления теплоотдаче R при пузырьковом кипении в соответствии с выражением

$$\vartheta = \frac{1}{\alpha} q = Rq = \text{const}, \quad (2.61)$$

которое означает, что любое увеличение плотности теплового потока приводит к соответствующему уменьшению термического сопротивления теплоотдаче, сохраняя разность температур неизменной.

Процесс теплоотдачи при пузырьковом кипении обусловлен испарением на существующей границе раздела «пар–жидкость», если молекулы, покидающие жидкую фазу, испытывают резкое увеличение энергии (энергии активизации) непосредственно от поверхности нагрева. Это означает, что тепловой поток теплоотдающей поверхности полностью расходуется на парообразование непосредственно на поверхности. Для этого необходимо, чтобы частота роста пузырьков пара обеспечивалась без дополнительного увеличения температуры

стенки. Одним из факторов, обеспечивающих это условие, является постоянное наличие границы раздела «пар–жидкость» на поверхности нагрева. Другим фактором может быть идея использования соответствующей структуры поверхности, взаимодействующей с жидкостью и способствующей образованию и росту пузырьков пара. Учитывая это, можно сделать вывод о том, что поверхность, являющаяся эффективной для пузырькового кипения, должна быть способной формировать пузырьки пара при времени ожидания, равном или близком к нулю [276]. Это означает, что паровой зародыш должен оставаться в центре парообразования при отделении пузырька пара. Условие существования этого зародыша будет являться критерием роста пузырьков.

Автор [276] отмечает, что для того, чтобы обеспечить постоянную разность температур при кипении на теплоотдающей поверхности, критический радиус парового пузырька должен быть фиксированным, т. е. все центры парообразования должны иметь один и тот же радиус. Таким образом, исключается возможность существования центров парообразования других размеров и теплоотдающая поверхность должна иметь моноразмерную структуру. Следовательно, термодинамический перегрев стенки, соответствующий этой схеме, будет одинаковым для всей поверхности.

В случае использования моноразмерной структуры центров парообразования предполагается, что все они будут активизироваться одновременно при одинаковой величине перегрева. Увеличение температуры стенки выше той, которая обусловлена требованием термодинамического равновесия, приведет к интенсификации парообразования на поверхности нагрева, а не к активизации других потенциальных центров парообразования. Так как образование пара в основном происходит на линии раздела, перегрев стенки будет оставаться неизменным, в то время как тепловой поток (интенсивность парообразования) будет расти. Иными словами, увеличение теплового потока будет возможным без повышения температуры стенки [276].

Таким образом, для того чтобы это утверждение было справедливым, необходимы два условия:

1. Образование пузырька происходит при времени ожидания равном нулю или близком к нулю, что означает наличие жизнеспособного парового зародыша в центре парообразования после отделения пузырька пара, что может быть реализовано в структуре, сформированной соответствующим образом.

2. Расстояние между центрами парообразования должно быть задано определенным образом для того, чтобы к каждому центру парообразования обеспечивался подвод теплоты, необходимой для роста парового пузырька.

На рис. 2.32 представлены характеристики кипения, полученные при кипении R11 при атмосферном давлении [276].

Постоянство перегрева стенки отмечалось только при относительно большом тепловом потоке.

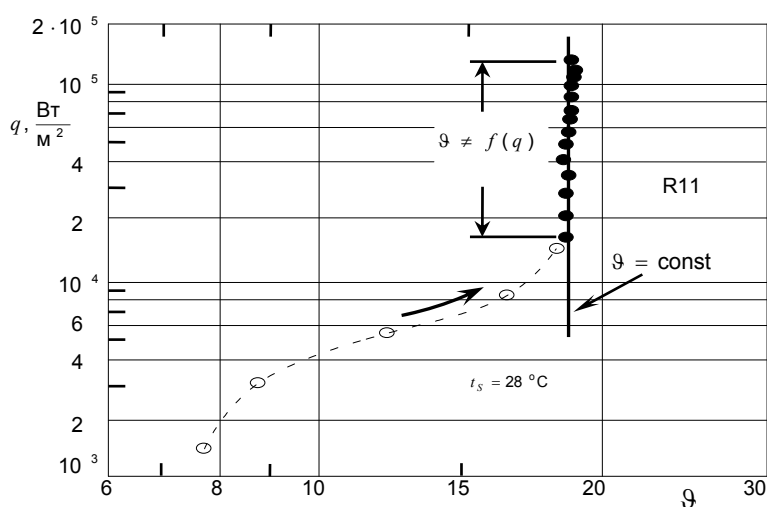


Рис. 2.32. Кривая кипения R11 на идеальной поверхности [276]

Эта характеристика кипения отмечалась только при горизонтальном расположении поверхности нагрева.

Необходимо отметить статью Митровича и Хартмана [276], в которой идет речь о пузырьковом кипении в большом объеме R141b. В исследованиях была использована горизонтальная труба, снабженная новой микроструктурой, выполненной методом электронапыления с использованием гальванического метода (рис. 2.33).

Высота шипообразных элементов диаметром от 1 до 25 мм была в диапазоне от 10 до 100 мм, в то время как плотность шипов изменялась от $1 \cdot 10^4$ до $1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Оба образца (трубки) выполнены из меди в связи с ее высокой теплопроводностью и преимуществами с точки зрения процесса электронапыления (внешний диаметр 18 мм, нагреваемая длина 180 мм).

Различные характеристики кипения, наблюдаемые при различных тангенциальных положениях трубки, обуславливаются естественной конвекцией, которая влияет на теплоотдачу внизу трубки.

Вверху трубки перегрев стенки практически не зависит от теплового потока, как требуют условия уравнения (2.61). Было отмечено незначительное уменьшение ΔT при увеличивающемся q , которое не получило объяснения в [276], но может быть объяснено эффектом «взрывного» вскипания, проявляющегося в том, что при увеличении плотности теплового потока вступают в работу активные центры парообразования примерно одинакового размера, в результате чего на них образуются паровые пузыри примерно одинакового отрывного диаметра.

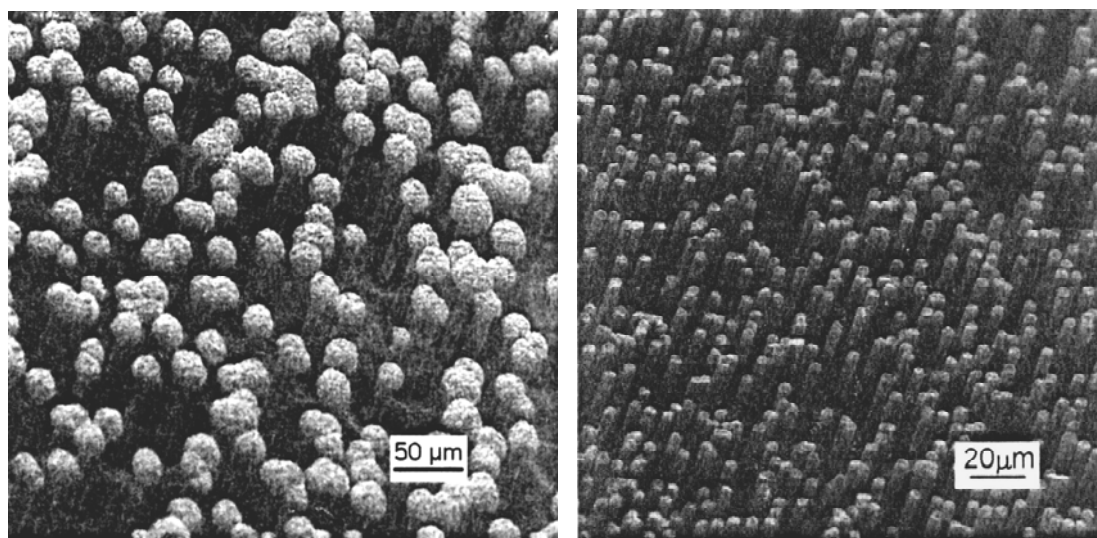


Рис. 2.33. Экспериментальные образцы с идеальной микроструктурой поверхности [276]

При достижении определенной плотности теплового потока (при которой происходит отрыв паровых пузырей) от теплоотдающей поверхности отрывается большое количество паровых пузырей одинакового размера, отводя от поверхности большое количество теплоты и уменьшая перегрев стенки.

Постоянство перегрева стенки при разных тепловых потоках определяется соответствующим изменением плотности пузырьков пара на поверхности нагрева. Так как активация других пузырьков в структуре в равной мере возможна в любом месте поверхности, новые пузырьки формируются при том же перегреве поверхности. Темп активации новых пузырьков пара должен быть пропорциональным изменению плотности теплового потока, чтобы исключить дополнительный перегрев стенки. Это обеспечивает независимость перегрева стенки от теплового потока. В соответствии с этим замедление роста

линии раздела (уменьшение количества активных центров парообразования), связанное с увеличением плотности пузырьков и их ростом, уменьшает термическое сопротивление, таким образом, обуславливая постоянный перегрев стенки.

Шипы действуют не только как элементы, формирующие линию раздела. Они также предотвращают формирование (за счет действия капиллярных сил) сухой точки под пузырьком, улучшая теплоотдачу. Когда пузырек отделяется от поверхности нагрева, предполагается, что образование шейки и отрыв пузырька происходит во внешней части капиллярной структуры. Пар, остающийся в капилляре, образованном соседними шипами, является ядром для следующего пузырька, что в значительной степени уменьшает как время ожидания, так и энергетический барьер при формировании пузырька по сравнению с плоской поверхностью [276].

Из этой модели становится очевидным, что форма и плотность расположения шипов в значительной степени влияют на теплоотдачу. Обычно предполагается, что для чистых жидкостей при оптимальных условиях плотность пузырьков пара должна увеличиваться с давлением. Таким образом, можно изготавливать по заказу структуру поверхности в зависимости от параметров системы, которая работает в соответствии с уравнением (2.61).

Эти элементы связаны друг с другом через жидкость, что не всегда обеспечивается при использовании полостей, сформированных на поверхности нагрева. Иными словами, эффективная поверхность должна быть выполнена не с полостями, а с шипами одинаковой формы, равномерно распределенными по поверхности. Элементы микроструктуры могут иметь любую форму. Поперечное сечение элементов должно быть одинаковым, но нет каких-либо обязательных рекомендаций по поводу их формы [276].

Существенным выводом из анализа рассмотренных идей и представлений является то, что на поверхности кипения должны использоваться не полости (отверстия), а идентичные выступы.

Капиллярно-пористая высокотеплопроводная поверхность может рассматриваться как близкая к идеальной при условиях [261] (рис. 2.34):

1. Спеченную высокотеплопроводную капиллярно-пористую структуру необходимо рассматривать как поверхность, образованную шипами, состоящими из частиц одинакового размера.

2. Темп активации новых пузырьков пара должен быть пропорциональным изменению плотности теплового потока, чтобы исключить дополнительный перегрев стенки.

3. Подводимая к теплоотдающей поверхности теплота расходуется на образование новых активных центров, а не на интенсификацию теплоотдачи за счет уже существующих. Причем интенсивность образования новых центров парообразования должна быть пропорциональна изменению тепловой нагрузки.

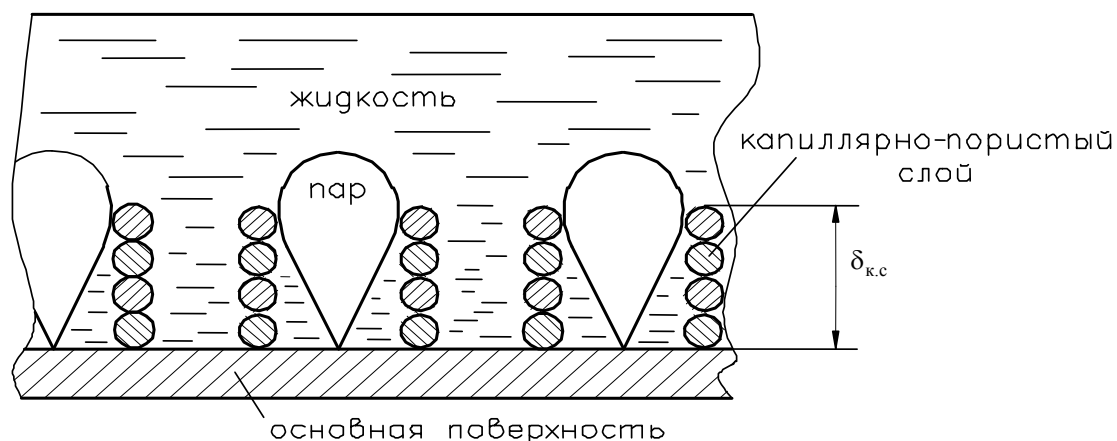


Рис. 2.34. Схема идеализированной капиллярно-пористой поверхности [261]

4. Независимость изменения температуры от плотности теплового потока должна иметь место при небольших значениях q (для второго участка) так как в противном случае интенсивное образование новых центров парообразования при увеличении q приведет к значительному увеличению количества паровой фазы и в конечном итоге – к запариванию поверхности теплообмена и к резкому падению интенсивности теплоотдачи.

Теплотехническую эффективность теплоотдающей поверхности можно оценивать по коэффициенту β_1 , равному отношению изменения перегрева стенки $\Delta\vartheta$ к изменению плотности теплового потока Δq [261], т. е.

$$\beta_1 = \frac{\Delta\vartheta}{\Delta q}, \quad (2.62)$$

где $\beta_1 = 0$ для идеальной поверхности, когда $\Delta\vartheta = 0$, и $\beta_1 \rightarrow \infty$ для крайне неэффективной поверхности, когда $\Delta q \rightarrow 0$ при $\Delta\vartheta$, принимающей достаточно большое значение.

Из уравнения Томсона для пузырька в жидкости с однородной температурой величина перегрева прилегающего к поверхности слоя жидкости будет:

$$\vartheta = T_W - T_\infty = 2 \frac{\sigma T_H}{r \rho_\Pi R_*}. \quad (2.63)$$

Для идеальной поверхности ($\beta_1 = 0$) $d\vartheta = 0$ или $d\left(\frac{\sigma T_H}{r \rho_\Pi R_*}\right) = 0$.

Из этого выражения следует, что для идеальной поверхности

$$\frac{\sigma T_H}{r \rho_\Pi R_*} = \text{const}. \quad (2.64)$$

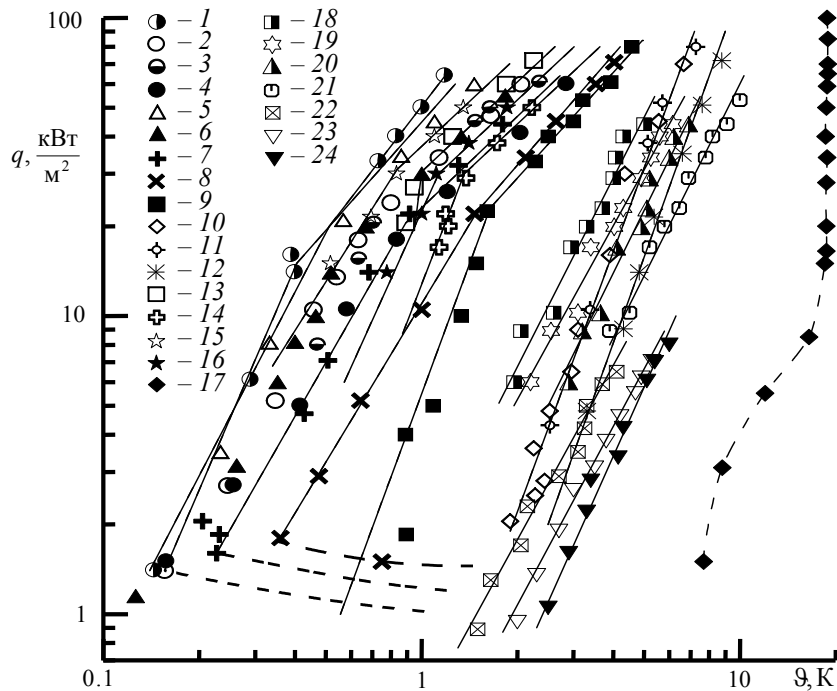


Рис. 2.35. Зависимость плотности теплового потока от перегрева теплоотдающей поверхности [261]

Экспериментальные исследования показывают, что высокотеплопроводная капиллярно-пористая поверхность, спеченная из частиц примерно одинакового размера близка к идеальной поверхности при развитом пузырьковом кипении, что можно видеть на рис. 2.35 (образцы 1–9).

Теплотехнический коэффициент эффективности различных поверхностей β_1 приведен в табл. 2.9 [261].

Таблица 2.9

Характеристики анализируемых образцов

Номер образца	Толщина покрытия $\delta_{к.с}$, мм	Диаметр частиц $d_ч$, мкм	Средний размер частиц $\langle d_ч \rangle$, мкм	Средний гидравлический размер пор d_0 , мкм	Коэффициент эффективности по-верхности β_1	Температурный напор начала развигото кипения	Температурный напор начала запаривания
1	0,2	40–63	51,5	18,37	0,018	0,16	0,42
2	0,3				0,030	0,16	0,60
3	0,4				0,032	0,20	0,80
4	0,5				0,043	0,20	0,90
5	0,3	63–100	81,5	24,48	0,009	0,16	0,33
6	0,4				0,030	0,16	0,67
7	0,5				0,039	0,23	1,0
8	0,6				0,052	0,36	1,60
9	0,8	100–160	130	35,4	0,063	0,70	1,75
10	0,4				0,063	2,0	–
11	0,5				0,063	2,0	–
12	Медная трубка с покрытием Turbo-B [193]	Пропилен			0,093	2,7	–
13	То же [193]	Пропан			0,017	0,48	1,0
14	Медная трубка с покрытием Thermexcel-E [193]	Пропилен			0,034	0,61	1,40
15	То же [193]	Пропан			0,023	0,2	0,75
16	0,3...1,0 [162]	100...250 R12, R22 30,2...69,4			0,036	0,28	1,25
17	Идеальная поверхность с толщиной структуры 0,01...0,10 мм	Фреон R11			0,0	7,8	–
18	Основная поверхность при прямоугольном, трапециевидном и треугольном оребрении	Фреон R134a			0,046	2,0	–
19					0,066	2,20	–
20					0,069	3,0	–
21					0,103	4,0	–
22	Ребра прямоугольные, трапециевидные и треугольные соответственно	Фреон R134a			0,036	1,6	–
23					0,040	2,0	–
24					0,046	2,5	–

Однако оценка эффективности поверхности будет не полной если не оценить ее энергетическую эффективность, которая характеризуется величиной перегрева поверхности при развитом пузырьковом кипении. Энергетическую эффективность теплоотдающей поверхности можно оценить коэффициентом β_2 , равным отношению температурного напора начала развитого кипения к соответствующему коэффициенту теплоотдачи [261].

Общий коэффициент эффективности поверхности β , учитывающий теплотехническую и энергетическую эффективности будет [261]:

$$\beta = \beta_1 \cdot \beta_2 = \frac{\Delta\vartheta}{\Delta q} \frac{\vartheta}{\alpha} = \frac{(\Delta\vartheta)\vartheta^2}{(\Delta q)q}. \quad (2.65)$$

Из рис. 2.36 видно, что наиболее эффективной при кипении будет капиллярно-пористая поверхность с толщиной слоя 0,2...0,4 мм, спеченная из частиц со средним размером 51,5 и 81,5 мкм соответственно.

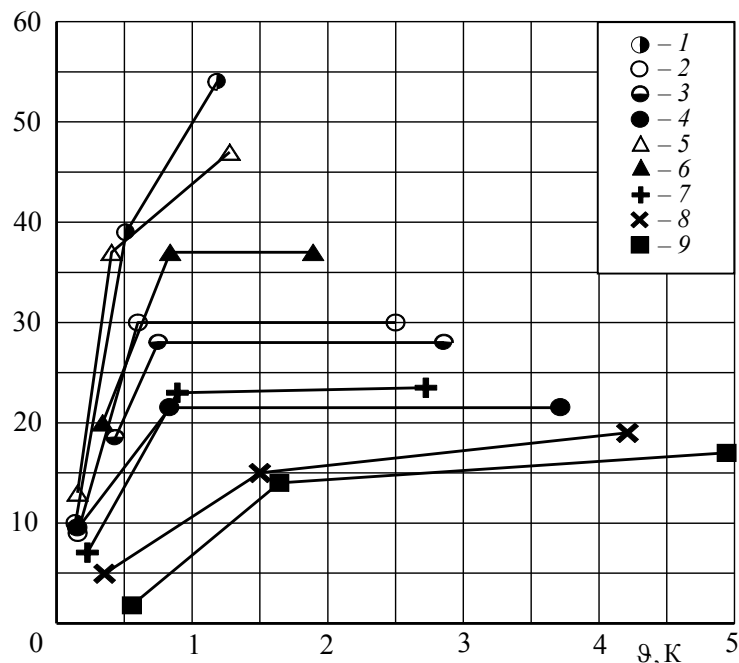


Рис. 2.36. Зависимость коэффициента теплоотдачи капиллярно-пористой поверхности от ее перегрева при кипении на ней пропана [261]

При организации процесса кипения на теплоотдающей поверхности большое значение имеет величина перегрева поверхности, при которой начинается развитое пузырьковое кипение и величина перегрева

поверхности соответствует режиму «запаривания». Чем больше разность между этими двумя величинами, тем больше диапазон плотности теплового потока, в котором теплоотдающая поверхность будет работать с наибольшей интенсивностью и наоборот. Большое влияние на перегрев поверхности при кипении имеют ее геометрические параметры и, в частности, толщина капиллярно пористого слоя. На рис. 2.37 [261] приведена зависимость перегрева начала кипения и начала «запаривания» от толщины капиллярно-пористого слоя, которые показывают их линейную зависимость от $\delta_{к.с.}$. Из рис. 2.37 видно, что с увеличением размера частиц степень влияния толщины слоя на величину перегрева начала кипения и «запаривания» увеличивается (зависимость более «крутая»). Увеличение перегрева поверхности, при котором начинается развитый режим кипения, приводит к снижению энергетической эффективности поверхности, а увеличение перегрева начала «запаривания» приводит к расширению диапазона плотности теплового потока, в котором поверхность работает с наибольшей интенсивностью. Поэтому при выборе поверхности необходимо учитывать эти обстоятельства.

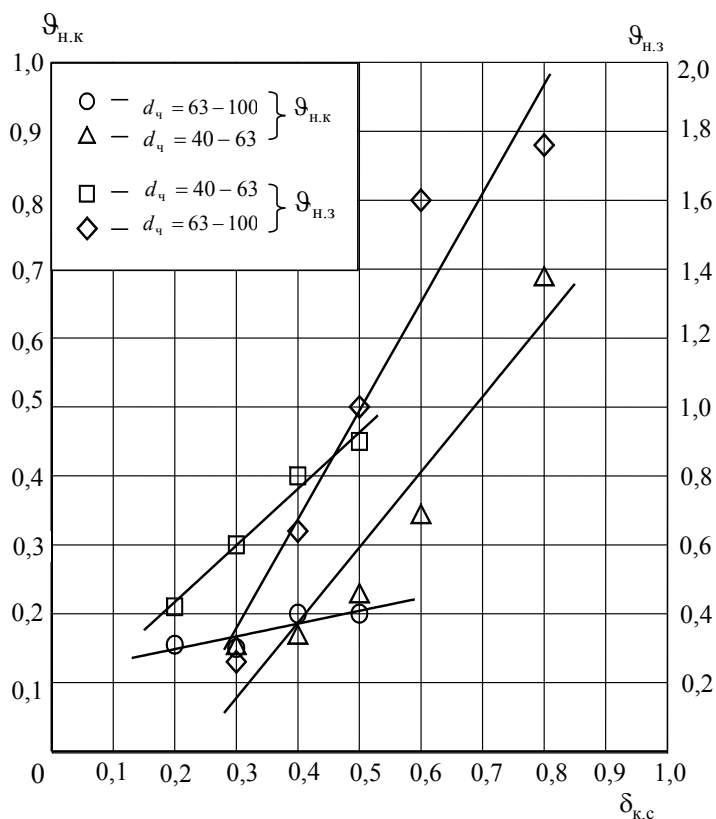


Рис. 2.37. Зависимость перегрева начала кипения $\theta_{н.к.}$ и начала «запаривания» $\theta_{н.з.}$ от толщины капиллярно пористого слоя при кипении пропана [261]

Значения коэффициентов β_1 , β_2 и общего коэффициента эффективности поверхности β приведены в табл. 2.10 [261].

Таблица 2.10

**Значения коэффициентов β_1 , β_2 и β
для капиллярно-пористой поверхности при кипении на ней пропана**

Номер образца	Толщина покрытия $\delta_{к.с}$, мм	Диаметр частиц $d_{ч}$, мкм	Средний размер частиц $\langle d_p \rangle$, мкм	Средний гидравлический размер пор d_0 , мкм	Теплотехнический коэффициент эффективности поверхности β_1	Энергетический коэффициент эффективности поверхности β_2	Общий коэффициент эффективности поверхности β
1	0,2	40–63	51,5	18,37	0,018	0,016	0,00029
2	0,3				0,030	0,016	0,00048
3	0,4				0,032	0,011	0,00035
4	0,5				0,043	0,020	0,00086
5	0,3	63–100	81,5	24,48	0,009	0,013	0,00012
6	0,4				0,030	0,008	0,00024
7	0,5				0,039	0,033	0,00130
8	0,6				0,052	0,072	0,00374
9	0,8				0,063	0,230	0,01450

2.4. Модели процессов теплообмена при кипении на неизотермической ребренной поверхности

Строгий аналитический расчет теплоотдачи ребренных поверхностей, отводящих тепло в кипящую жидкость, вызывает значительные трудности, т. к. температурное поле в ребре и несущей стенке двумерно и коэффициент теплоотдачи является нелинейной функцией локального температурного напора.

Ребра различной геометрии и теплопроводности по-разному работают даже в одинаковых условиях. Температуры источников и коэффициенты теплоотдачи между ними и ребром могут изменяться по различным законам. При этом важную роль играют допущения, позволяющие четко определить и ограничить задачу, а зачастую и упростить ее решение. Анализ рассматриваемых ребер, проведенный в работе [233], 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. Коэффициент теплоотдачи постоянен и однороден по всей поверхности ребра.
4. Температура среды, окружающей ребро, постоянна.
5. Толщина ребра мала по сравнению с его высотой, поэтому температурными градиентами по толщине ребра можно пренебречь.
6. Температура в основании ребра однородна.
7. Термическое сопротивление между ребром и основной поверхностью отсутствует.
8. Источники и стоки тепла внутри ребра отсутствуют.
9. Тепловой поток через торцевую поверхность ребра пренебрежимо мал по сравнению с тепловым потоком, отводимым с боковых поверхностей.
10. Тепловой поток между ребром и окружающей средой пропорционален температурному напору между ними.

Продольные ребра

Гарднер [233] предложил рассматривать обобщенное ребро (рис. 2.38). Согласно его методу дифференциальное уравнение, полученное из уравнения теплового баланса для элемента ребра, почленно сравнивается с обобщенным уравнением Бесселя, предложенным Дугласом. Рассматривается продольное ребро произвольного профиля в предположении, что оно рассеивает тепло в окружающую среду.

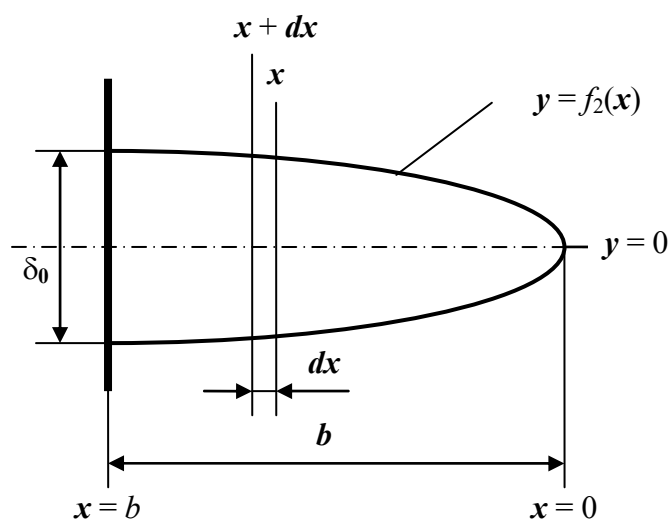


Рис. 2.38. Обобщенное продольное ребро [233]

Для обобщенного ребра с температурой t и коэффициентом теплопроводности λ разность тепловых потоков, поступающего в элемент через сечение $x + dx$ и покидающего его через сечение x путем теплопроводности, будет:

$$dq = \lambda \frac{d}{dx} \left[f_1(x) \frac{dt}{dx} \right] dx. \quad (2.66)$$

Так как процесс стационарен, эта разность должна быть равна тепловому потоку, отводимому с боковых поверхностей элемента ребра. При отводе тепла конвекцией

$$dq = 2\alpha(t - t_s) dx. \quad (2.67)$$

При отводе тепла кипящей жидкостью dq равно теплоте фазового перехода.

Здесь $f_1(x)$ – площадь поперечного сечения ребра; t – текущая температура ребра; t_s – температура окружающей среды; b – высота ребра; δ_0 – толщина ребра у основания.

Профиль ребра ограничен двумя симметричными кривыми $y = f_2(x)$ и $y = -f_2(x)$. Тогда площадь поперечного сечения продольного ребра на единицу длины будет: $f_1(x) = 2Lf_2(x) = 2f_2(x)$.

Температурный напор между ребром и окружающей средой $\vartheta = t - t_s$; $d\vartheta = dt$. В результате – дифференциальное уравнение теплопроводности для обобщенного ребра будет [233]:

$$\lambda \frac{d}{dx} \left[f_1(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = 2\alpha\vartheta dx \quad (2.68)$$

или

$$f_1(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{df_1(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} - \frac{2\alpha}{\lambda} \vartheta = 0. \quad (2.69)$$

Заменив функцию поперечного сечения для единицы ребра $f_1(x)$ функцией толщины (профиля) ребра $2f_2(x)$, получим дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного продольного ребра произвольного профиля [233]:

$$2f_2(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 2 \frac{df_2(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} - \frac{2\alpha}{\lambda} \vartheta = 0. \quad (2.70)$$

Обобщенная функция профиля $f_2(x)$ для продольных ребер [233]:

$$f_2(x) = (\delta_0/2)(x/b)^{(1-2n)/(1-n)}. \quad (2.71)$$

Частное решение (2.70) получают при граничных условиях:

$$\text{при } x = b, \quad \vartheta = \vartheta_0;$$

$$\text{при } x = 0 \quad \frac{d\vartheta}{dx} = 0.$$

• *Продольное ребро прямоугольного профиля.* Контур (функция) профиля такого ребра имеет вид:

$$f_2(x) = \delta_0/2; \quad df_2(x)/dx = 0.$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для продольного ребра прямоугольного профиля будет:

$$\left(d^2\vartheta/dx^2\right) - (2\alpha/\lambda\delta_0)\vartheta = 0. \quad (2.72)$$

Частное решение можно записать:

$$\vartheta(x) = [\vartheta_0 \operatorname{ch}(mx)] / \operatorname{ch}(mb).$$

Тепловой поток, передаваемый через основание ребра при площади поперечного сечения ребра, на единицу длины в основании $F = L\delta_0 = \delta_0$ ($L = 1$).

$$q_0 = \lambda\delta_0 m \vartheta_0 \operatorname{th}(mb), \quad (2.73)$$

где $m = (2\alpha/\lambda\delta_0)^{1/2}$.

Эффективность ребра $\eta = \operatorname{th}(mb)/(mb)$.

• *Продольное ребро треугольного профиля.* Контур (функция) профиля ребра имеет вид:

$$f_2(x) = (\delta_0/2)(x/b); \quad [df_2(x)/dx] = \delta_0/2b. \quad (2.74)$$

Подставляя (2.74) в (2.70), получим дифференциальное уравнение теплопроводности для продольного ребра треугольного профиля [262]:

$$x(d^2\vartheta/dx^2) + (d\vartheta/dx) - m^2 b \vartheta = 0. \quad (2.75)$$

Частное решение будет:

$$\vartheta = \left[\vartheta_0 I_0(2m\sqrt{bx}) / I_0(2mb) \right]. \quad (2.76)$$

Тепловой поток через основание:

$$q_0 = \left[2\alpha\vartheta_0 I_1(2mb) \right] / \left[m I_0(2mb) \right]. \quad (2.77)$$

Эффективность ребра:

$$\eta = \left[I_1(2mb) \right] / \left[mb I_0(2mb) \right]. \quad (2.78)$$

• *Продольное ребро вогнутого параболического профиля.* Контур профиля ребра:

$$f_2(x) = (\delta_0/2)(x/b)^2; \quad (df_2(x)/dx) = (\delta_0/b)(x/b). \quad (2.79)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для продольного ребра вогнутого параболического профиля:

$$x^2(d^2\vartheta/dx^2) + 2x(d\vartheta/dx) - m^2b^2\vartheta = 0. \quad (2.80)$$

В отличие от предыдущих соотношений это уравнение представляет собой не уравнение Бесселя, а уравнение Эйлера. Частное его решение будет:

$$\vartheta = \vartheta_0(x/b)^{R_1}. \quad (2.81)$$

Тепловой поток, передаваемый ребром:

$$q_0 = (\lambda\delta_0\vartheta_0/2b) \left[-1 + \sqrt{1 + (2mb)^2} \right]. \quad (2.82)$$

Эффективность ребра:

$$\eta = 2 / \left[1 + \sqrt{1 + (2mb)^2} \right]. \quad (2.83)$$

• *Продольное ребро выпуклого параболического профиля.* Для такого ребра показатель степени обобщенной функции профиля ребра удовлетворяет этой геометрии, когда $n = 1/3$.

Контур (функция) профиля такого ребра имеет вид:

$$f_2(x) = (\delta_0/2)(x/b)^{1/2}; \quad [df_2(x)/dx] = (\delta_0/4)(b/x)^{1/2}. \quad (2.84)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для ребра выпуклого параболического профиля будет:

$$x^{1/2} \left(d^2 \vartheta / dx^2 \right) + \left[1/2x^{1/2} (d\vartheta / dx) \right] - m^2 b^{1/2} \vartheta = 0. \quad (2.85)$$

Частное решение уравнения можно записать:

$$\vartheta = \vartheta_0 \left(\frac{x}{b} \right)^{1/4} \frac{I_{-1/3} \left(\frac{4}{3} mb^{1/4} x^{3/4} \right)}{I_{-1/3} \left(\frac{4}{3} mb \right)}. \quad (2.86)$$

При $x = b$ $\vartheta = \vartheta_0$.

Тепловой поток через основание ребра (на единицу длины):

$$q_0 = \lambda \delta_0 \vartheta_0 m \frac{I_{2/3} \left(\frac{4}{3} mb \right)}{I_{-1/3} \left(\frac{4}{3} mb \right)}. \quad (2.87)$$

Эффективность ребра:

$$\eta = \frac{1}{mb} \frac{I_{2/3} \left(\frac{4}{3} mb \right)}{I_{-1/3} \left(\frac{4}{3} mb \right)}. \quad (2.88)$$

Радиальные ребра

Схема радиального ребра произвольного профиля представлена на рис. 2.39.

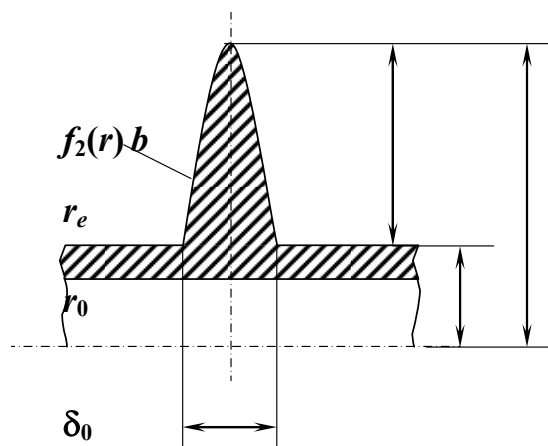


Рис. 2.39. Схема радиального ребра произвольного профиля

Профиль ребра ограничен двумя симметричными кривыми $y = f_2(r)$ и $y = -f_2(r)$. Здесь r_0 – радиус основной поверхности; r_e – радиус ребра; δ_0 – толщина ребра у основания.

Разность тепловых потоков, подводимых путем теплопроводности в бесконечно малый элемент через поверхность r и отводимых через поверхность $r + dr$, равна [233]:

$$dq = \lambda \frac{d}{dr} \left[(2\pi r) 2f_2(r) \frac{d\vartheta}{dr} \right] dr. \quad (2.89)$$

Тепловой поток, покидающий элемент за счет кипения на нем жидкости:

$$dq = 2\alpha(2\pi r dr) \vartheta. \quad (2.90)$$

Уравнение теплового баланса для элемента ребра будет:

$$4\pi\lambda \frac{d}{dr} \left[r f_2(r) \frac{d\vartheta}{dr} \right] dr = 4\pi\alpha \vartheta r dr. \quad (2.91)$$

После преобразований получим дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального ребра произвольного профиля [233]:

$$f_2(r) \frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \frac{f_2(r)}{r} \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{df_2(r)}{dr} \frac{d\vartheta}{dr} - \frac{\alpha}{\lambda} \vartheta = 0. \quad (2.92)$$

Для радиальных ребер различного профиля будем иметь:

• *Радиальное ребро прямоугольного профиля.* Контур (функция) профиля:

$$f_2(r) = \delta_0/2; \quad [df_2(r)/dr] = 0.$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$r^2 \frac{d^2\vartheta}{dr^2} + r \frac{d\vartheta}{dr} - m^2 r^2 \vartheta = 0. \quad (2.93)$$

Граничные условия [233]:

$$\text{при } r = r_0 \quad \vartheta = \vartheta_0;$$

$$\text{при } r = r_e \quad \frac{d\vartheta}{dr} = 0. \quad (2.94)$$

Решение дифференциального уравнения:

$$\vartheta = \frac{\vartheta_0 [K_1(mr_e)I_0(mr) + I_1(mr_e)K_0(mr)]}{I_0(mr_0)K_1(mr_e) + I_1(mr_e)K_0(mr_0)} \quad (2.95)$$

при $r = r_0$ $\vartheta = \vartheta_0$.

Тепловой поток через основание ребра:

$$q_0 = 2\pi r_0 \delta_0 \lambda m \vartheta_0 \left[\frac{I_1(mr_e)K_1(mr_0) - K_1(mr_e)I_1(mr_0)}{I_0(mr_0)K_1(mr_e) + I_1(mr_e)K_0(mr_0)} \right]. \quad (2.96)$$

Эффективность ребра:

$$\eta = \frac{2r_0}{m(r_e^2 - r_0^2)} \left[\frac{I_1(mr_e)K_1(mr_0) - K_1(mr_e)I_1(mr_0)}{I_0(mr_0)K_1(mr_e) + I_1(mr_e)K_0(mr_0)} \right]. \quad (2.97)$$

• *Радиальное ребро гиперболического профиля.* Функция профиля ребра:

$$f_2(r) = C_1 / r; \quad df_2(r) / dr = -C_1 / r^2, \quad (2.98)$$

где C_1 – постоянная.

Площадь поперечного сечения ребра будет:

$$f_1(r) = 2(2\pi r) f_2(r) = 4\pi r (C_1 / r) = 4\pi C_1,$$

т. е. площадь поперечного сечения, нормального тепловому потоку, постоянна при $r = r_0$, $f_2(r_0) = \delta_0 / 2$; $C_1 = \delta_0 r_0 / 2$.

Дифференциальное уравнение теплопроводности для ребра радиального гиперболического профиля будет:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dr^2} - \frac{m^2}{r_0} r \vartheta_0 = 0. \quad (2.99)$$

Если $M^2 = m^2 / r_0$, то общее решение будет:

$$\vartheta = r^{1/2} \left[C_1 I_{1/3} \left(\frac{2}{3} M r^{3/2} \right) + C_2 I_{-1/3} \left(\frac{2}{3} M r^{3/2} \right) \right], \quad (2.100)$$

где произвольные постоянные C_1 и C_2 вычисляются из граничных условий:

$$- \text{при } r = r_0; \quad \vartheta = \vartheta_0;$$

– при $r = r_e$ $(d\vartheta/dr) = 0$.

Тепловой поток через основание ребра:

$$q_0 = 2\pi\lambda r_0 \delta_0 \vartheta_0 M (r_0)^{1/2} \psi, \quad (2.101)$$

где ψ – комбинация модифицированных функций Бесселя.

Эффективность ребра:

$$\eta = 2r_0\psi / \left[m(r_e^2 - r_0^2) \right]. \quad (2.102)$$

Математическая модель процессов теплообмена при кипении жидкости на ребре в [145] решена в виде зависимости плотности суммарного теплового потока q_0 от температурного напора в основании ребра и безразмерных комплексов N и Bi , т. е. в обобщенной форме, позволяющей производить тепловые расчеты ребер произвольных геометрических размеров и теплопроводности. Расчеты обобщенных зависимостей были проведены применительно к кипению на ребре фреона-113 и воды в большом объеме при атмосферном давлении. Схема анализируемой системы представлена на рис. 2.40.

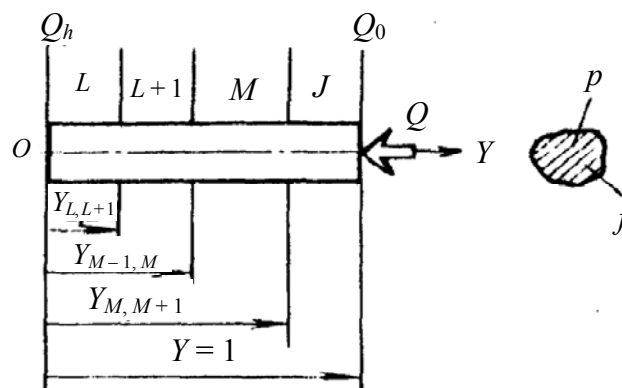


Рис. 2.40. Расчетная схема анализируемой системы [145]

Вся область температурных напоров кривой местной теплоотдачи разбита на четыре зоны: 1 – свободной конвекции без кипения; 2, 3, 4 – соответственно пузырькового, переходного и пленочного режимов кипения. Зависимость местного коэффициента теплоотдачи от температурного напора в каждой зоне – степенная $\alpha_i = a_i \vartheta_i^{n_i}$ (i – номер зоны), причем коэффициент a_i и показатель степени n_i сохраняют постоянные значения в пределах зоны с данным режимом тепло-

обмена. Одномерное дифференциальное уравнение теплопроводности для произвольной зоны ребра имеет вид (без индекса зоны):

$$\frac{d^2\vartheta}{dy^2} = \frac{a\vartheta^n p}{f\lambda} \vartheta, \quad (2.103)$$

где ϑ – местный температурный напор «ребро – кипящая жидкость».

Справедливость применения одномерного уравнения теплопроводности для расчета ребра, на котором кипит жидкость, подтверждена путем сопоставления с результатами расчетов теплообмена по двумерной модели.

Авторами [145] были введены следующие безразмерные величины: продольная координата, отсчитываемая от вершины ребра $Y = y/h$; температурный напор в произвольной зоне $\Theta = \vartheta/\vartheta_n$, где ϑ_n – температурный напор в «начале» произвольной зоны; коэффициент теплоотдачи $A = a\vartheta_n^n/\alpha_c$, где α_c – постоянный коэффициент теплоотдачи; характеристический параметр ребра (приведенный) $N = (\alpha P/\lambda f)^{0,5} h$; приведенное число Био $Bi = \alpha_c f/\lambda P$.

Пользуясь введенными переменными, можно переписать (2.103) в безразмерном виде:

$$\frac{d^2\Theta}{dY^2} = N^2 A \Theta^{n+1}. \quad (2.104)$$

Граничные условия. При $Y = 0$ (у вершины ребра, в зоне L):

$$\frac{d\Theta_{k,l}}{dY} = N \sqrt{Bi A \Theta_{K,L}^{n+1}}. \quad (2.105)$$

Если торец ребра теплоизолирован, то

$$\frac{d\Theta_{R,L}}{dY} = 0. \quad (2.106)$$

При $Y = Y_{R,M+1} = Y_{H,M}$ (на границах соседних зон теплообмена) [145]:

$$\Theta_{K,M+1} = \frac{\vartheta_{H,M}}{\vartheta_{H,M+1}}; \quad (2.107)$$

$$\frac{d\Theta_{K,M+1}}{dY} = \frac{\vartheta_{H,M}}{\vartheta_{H,M+1}} \frac{d\Theta_{H,M}}{dY}. \quad (2.108)$$

При $Y = 1$ (в основании ребра):

$$\Theta_{H,J} = 1. \quad (2.109)$$

Первый интеграл уравнения (2.104) имеет вид:

$$\frac{d\Theta}{dY} = N\sqrt{2A\int\Theta^{n+1}d\Theta} = N\sqrt{2A(\Phi(\Theta)+C)}, \quad (2.110)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi(\Theta) &= \frac{\Theta^{n+2}}{n+2} \text{ при } n \neq -2; \\ \Phi(\Theta) &= \ln \Theta \text{ при } n = -2; \end{aligned} \quad (2.111)$$

C – постоянная интегрирования.

Для зоны L , прилегающей к торцу ребра, C определяется из граничного условия (2.105). Градиент температуры в зоне L находится из уравнения

$$\frac{d\Theta}{dY} = N\sqrt{2A[\Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)] + \text{Bi}(A\Theta_K^{n+1})^2}. \quad (2.112)$$

С помощью граничных условий (2.107) и (2.108) последовательно можно найти постоянные интегрирования во всех зонах вплоть до рассматриваемой ($M+1$) и по (2.110) определить градиент температуры в последней [145]:

$$\frac{d\Theta}{dY} = \frac{N}{\Theta_{H,M+1}} \left\{ \begin{aligned} &2A[\Theta_H F(\Theta, \Theta_R)]_{M+1} + \\ &+ \sum_{i=L}^M [2A\Theta_H^2 F(\Theta_K)]_i + \text{Bi}[\Theta_H (A\Theta_K^{n+1})^2]_L \end{aligned} \right\}^{0,5}, \quad (2.113)$$

где $F(\Theta, \Theta_K) = \Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)$;

$$F(\Theta_K) = \Phi(1) - \Phi(\Theta_K). \quad (2.114)$$

Из (2.113) можно получить выражение для плотности аксиального теплового потока i -й зоне:

$$q\sqrt{\text{Bi}} = \left\{ \begin{aligned} &2\alpha_c [a\vartheta_H^{n+2} F(\Theta, \Theta_K)]_{M+1} + \\ &+ 2\alpha_c \sum_{i=1}^M [a\vartheta_E^{n+2} + F(\Theta)]_i + \text{Bi}[(a\vartheta_K^{n+1})^2]_L \end{aligned} \right\}^{0,5}. \quad (2.115)$$

Первый член в фигурных скобках в формуле (2.115) учитывает теплоотдачу в рассматриваемой зоне $M + 1$, второй представляет сумму вкладов в тепловой поток за счет теплоотдачи в зонах от L до M и последний член учитывает теплоотдачу со свободного торца.

При $M + 1 = J$ и $\vartheta = \vartheta_{H,J}$ из (2.115) определяется плотность суммарного теплового потока, передаваемого ребром [145]:

$$q_0 \sqrt{\text{Bi}} = \left\{ 2\alpha_c \sum_{i=L}^J [a\vartheta_H^{n+2} F(\Theta_K)]_i + \text{Bi} (a\vartheta_K)_L^{2n+2} \right\}^{0,5}. \quad (2.116)$$

Из (2.116) следует, что $q_0 \sqrt{\text{Bi}}$ в общем случае зависит от температурных напоров в основании $\vartheta_{H,J} = \vartheta_0$, у вершины ребра $\vartheta_{K,L} = \vartheta_h$, на границах зон теплообмена $\vartheta_{H,i}$, а также коэффициентов a_i , n_i и числа Bi . Параметры $\vartheta_{H,i}$, a_i , n_i определяются кривой местной теплоотдачи, а независимыми переменными являются ϑ_0 , ϑ_h , Bi . Поэтому (2.116) можно записать в символической форме

$$q_0 \sqrt{\text{Bi}} = \varphi(\vartheta_0, \vartheta_h, \text{Bi}). \quad (2.117)$$

Если торец ребра теплоизолирован, число Bi выпадает из правой части (2.117). Для интегрирования уравнения (2.113) необходимо преобразовать его к виду

$$\frac{d\Theta}{dY} = N \sqrt{A \{ 2[\Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)\mu]_{M+1} \}^{0,5}}, \quad (2.118)$$

где

$$\mu_{M+1} = 1 - \frac{\sum_{i=L}^M [a\vartheta_H^{n+2} F(\Theta_K)]_i + \text{Bi} / \alpha_c (a\vartheta_K)_L^{n+1}}{(a\vartheta_H^{n+2})_{M+1} \Phi(\Theta_K)_{M+1}}. \quad (2.119)$$

Функции $\Phi(\Theta)$ и $F(\Theta_K)$ определяются по (2.111) и (2.114). Интегрируя (2.106) для произвольной зоны (i), можно получить:

$$I_i = \int_{\Theta_{K,i}}^{\Theta_i} \frac{d\Theta}{\{ 2[\Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)\mu]_i \}^{0,5}} = NA(Y - Y_K)_i, \quad (2.120)$$

где Θ_i и Y_i – текущая температура и координата i -й зоны. При $n \neq -2$ интеграл в левой части (2.120) путем замены переменной $\tilde{\vartheta} = \vartheta_{K,i} / \vartheta_i$ приводится к форме, зависящей (для данного n) от переменной $\tilde{\vartheta}$ и параметра μ :

$$J(\tilde{\vartheta}, \mu) = \tilde{\vartheta}^{-n/2} \int_{\tilde{\vartheta}}^1 \frac{d\tau}{\left[\frac{2}{n+2} (\tau^{2-n} - \mu\tau^4) \right]^{0,5}}, \quad (2.121)$$

где τ – переменная интегрирования, причем $I_i = \Theta^{-n/2} J(\tilde{\vartheta}, \mu)$.

Интегралы (2.121) при произвольном n могут быть найдены численно с помощью ЭВМ. Для некоторых частных значений n они вычисляются аналитически в замкнутой форме.

Интегрируя (2.120) до значений $\Theta_i = \Theta_{h,i} = 1$, ($Y_i = Y_{h,i}$) суммируя по всем зонам теплообмена и используя граничное условие (2.108), можно получить [145]:

$$N = \sum_{i=L}^J \sqrt{\frac{\alpha_c}{a\vartheta_h^n} \int_{\Theta_K}^1 \frac{d\Theta}{\{2[\Phi(\Theta) - \Phi(\Theta_K)]\mu\}^{0,5}}}. \quad (2.122)$$

Уравнение (2.122) устанавливает связь между характеристическим параметром N , температурными напорами в основании ϑ_0 , у вершины ребра ϑ_h и числом Bi (при учете теплоотдачи с торца). Это уравнение может быть записано в следующей символической форме:

$$N = \psi(\vartheta_0, \vartheta_h, Bi). \quad (2.123)$$

Задавая в качестве независимых переменных ϑ_0 , ϑ_h и Bi , по (2.120) можно определить профиль температуры, а по (2.116) и (2.122) [в символической форме (2.117) и (2.123)] определить $q_0\sqrt{Bi}$ и N . Исключая из двух последних зависимостей температурный напор у вершины ребра (графически), можно получить искомую зависимость:

$$q_0\sqrt{Bi} = \xi(\vartheta_0, N, Bi). \quad (2.124)$$

При изоляции торца параметр Bi выпадает из правой части (2.112). При $\vartheta_{K,L} = \vartheta_h = 0$ из (2.116) следует, что $q_0\sqrt{Bi}$ зависит только от температурного напора в основании ребра [145]:

$$q_0 \sqrt{Bi} = \left\{ 2\alpha_c \sum_{i=L}^J [a \vartheta_H^{n+2} F(\Theta_K)]_i \right\}^{0,5}. \quad (2.125)$$

Полученное уравнение (2.125) авторы [145] считают обобщенной асимптотической зависимостью для суммарной теплоотдачи ребра, т. к. оно определяет предельное значение параметра $q_0 \sqrt{Bi}$ при заданном температурном напоре в основании ребра. А уравнения (2.123)–(2.125) представляют собой решения стационарной теплопроводности для ребра постоянного поперечного сечения.

Существующие физические модели процессов теплообмена при кипении жидкостей на изотермических поверхностях [211]–[219], [237], [238], представляют собой модели, которым присущи следующие недостатки:

1. В существующих моделях процесса кипения на изотермической поверхности [211], [219] постоянные, входящие в расчетные уравнения, определяются эмпирическим путем на основе опытных данных, что не всегда возможно.

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

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

4. Ошибочно считается (в качестве допущения), что при кипении на неизотермической поверхности [262], [156], коэффициент теплоотдачи постоянен и однороден по всей поверхности ребра.

5. При постановке задачи авторы математических моделей используют в качестве одного из определяющих параметров коэффициент теплоотдачи [156], [262], [211], который должен быть заранее известен или определен опытным путем, что не всегда возможно или крайне затруднительно.

6. Физические модели [211]–[219], [237], [238] предложены для гладких горизонтальных теплоотдающих поверхностей, не учитывающих ориентацию последних в пространстве.

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

Глава 3

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ НА НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ОРЕБРЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

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 на рис. 2.36 [262].

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 [262]:

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

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, поступающих в ребро через сечение $x + dx$ и покидающих его через сечение x путем теплопроводности, будет [262]:

$$dQ = \lambda \left[2L f_2(x) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 2L \frac{df_2(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx. \quad (3.3)$$

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:

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

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

$$\frac{dM}{dF} = \rho_{\text{п}} \frac{dV}{dF}. \quad (3.5)$$

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 известное уравнение Рэлея, полученное в работе [4]. Это дифференциальное уравнение роста газового пузыря в жидкости. Решение этого уравнения без учета сил поверхностного натяжения и сил вязкости свидетельствует о скорости роста парового пузыря в том предельном случае, если эта скорость определяется только силами инерции.

Другим подходом к решению задачи о скорости роста парового пузыря является тепловой подход, впервые предложенный Босняковицем [5], 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

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{\alpha \Delta T}{r_* \rho_{\text{п}}}. \quad (3.7)$$

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 [6] также использовали уравнение теплового баланса, но тепловой поток на границе раздела фаз выразили через уравнение Фурье для пластины, пренебрегая кривизной межфазной поверхности. Авторы [6] получили решение для скорости роста пузыря в зависимости от числа Якоба:

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

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 и поверхностного натяжения, а также гидродинамические факторы.

Более полно задача была сформулирована и приближенно решена М. С. Плессетом и С. А. Цвиком [7], которые получили решение в виде

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

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 [8] также получили приближенное решение этой задачи в результате введения ряда упрощающих предположений в виде

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

которое также отличается от (3.8) только множителем.

Как известно [1], 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 определя-

ется условиями подвода теплоты к растущему пузырю. В [7] и [8] 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 [1]. В [8] 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 [9] 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 [9], 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 [10] показал, что результаты, полученные в [9], 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) $R = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}}Ja\sqrt{a\tau}$, а при $Ja \ll 1$ (область высоких давлений) $R = \sqrt{2a\tau Ja}$.

Д. А. Лабунцовым [11], [12] и другими авторами [13], [14] были применены и иные 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 свидетельствует 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 [1]. Во-первых, форма пузыря отличается от сферической и изменяется в про-

цессе роста; во-вторых, более сложными являются условия подвода теплоты; в-третьих, при развитом кипении 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 [1].

Н. Зубер [15] 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 [16], [17] показал, что такая модель процесса роста пузыря на теплоотдающей поверхности является ошибочной и неприемлемой, т. к. 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 низких давлений, которым соответствуют высокие перегревы поверхности и большие значения чисел Якоба ($Ja \gg 1$), формула (3.13) может быть использована, т. к. в этом случае подвод теплоты от перегретой жидкости к пузырю через межфазную поверхность становится определяющим.

Д. А. Лабунцов [16] 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 [10], [16], скорость роста пузыря будет иметь вид:

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

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 [1].

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 работе [18] 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 [16], 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 в [18] 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 [18], 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 пузырю от боковых теплоотдающих поверхностей ребра dQ_1 , запишется:

$$dQ_1 = 2\gamma^2 \rho_{II} a Ja^2 c_{ж} \vartheta dx. \quad (3.19)$$

В развернутом виде формула (3.19) будет:

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

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 [25]:

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

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

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

или

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

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:

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

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 [22]:

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

И тогда число центров парообразования будет:

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

или

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

или

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

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

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

Или с учетом преобразований уравнение (3.29) будет:

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

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 на рис. 2.37.

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

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

После преобразования левой части уравнения получим:

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

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:

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

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

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 при $r = r_0$ $\vartheta = \vartheta_0$;

$$\text{при } r = r_e \quad \frac{d\vartheta}{dr} = -\frac{\alpha_{*e} \vartheta_e}{\lambda}. \quad (3.35)$$

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

– для продольных ребер при $x = b$ $\vartheta = \vartheta_0$;

$$\text{при } x = 0 \quad \frac{d\vartheta}{dx} = 0; \quad (3.36)$$

– для поперечных ребер при $r = r_0$ $\vartheta = \vartheta_0$;

$$\text{при } r = r_e \quad \frac{d\vartheta}{dr} = 0. \quad (3.37)$$

3.2. Уравнения теплопроводности для продольных и радиальных ребер

Для продольных ребер обобщенное дифференциальное уравнение теплопроводности будет:

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

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

– для прямоугольного профиля ребра

$$f_2(x) = \delta_0 / 2; \quad \frac{df_2(x)}{dx} = 0;$$

– для треугольного профиля ребра

$$f_2(x) = \delta_0 x / 2b; \quad \frac{df_2(x)}{dx} = \delta_0 / 2b;$$

– для 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:

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

Дифференциальное уравнение продольного треугольного ребра:

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

Дифференциальное уравнение продольного параболического ребра:

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

Дифференциальное уравнение продольного трапециевидного ребра:

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

$$= \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta}{\lambda L \left[\frac{\delta_e}{2} + \left(x - \frac{\delta_e}{2} \right) \right] \text{tg}\varphi} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{3} \right) \frac{\pi \rho_{\text{ж}} a^3 \text{Ja}^4}{d_0 \lambda L^2 \left[\frac{\delta_e}{2} + \left(x - \frac{\delta_e}{2} \right) \text{tg}\varphi \right]} \right]. \quad (3.43)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности обобщенного радиального (поперечного) ребра:

$$\begin{aligned} f_2(r) \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{f_2(r)}{r} \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{df_2(r)}{dr} \frac{d\vartheta}{dr} = \\ = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta}{2\pi r \lambda} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{\text{ж}} a^3 \text{Ja}^4}{d_0 r \lambda \pi r_0} \right]. \end{aligned} \quad (3.44)$$

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

$$\begin{aligned} f_2(r) &= \frac{\delta_0 \left[(1 + r_0/b)^n - (r/b)^n \right]}{2} \text{ при } n \geq 1; \\ f_2(r) &= \frac{\delta_0}{2} \text{ при } n = 0. \end{aligned}$$

Тогда:

– прямоугольный профиль ($n = 0$)

$$f_2(r) = \delta_0 / 2; \quad \frac{df_2(r)}{dr} = 0;$$

– треугольный профиль ($n = 1$)

$$f_2(r) = \frac{\delta_0 \left[(1 + r_0/b) - (r/b) \right]}{2}; \quad \frac{df_2(r)}{dr} = -\frac{\delta_0}{2b}; \quad (3.45)$$

– параболический профиль ($n = 2$)

$$\begin{aligned} f_2(r) &= \frac{\delta_0 \left[(1 + r_0/b)^2 - (r/b)^2 \right]}{2}; \\ \frac{df_2(r)}{dr} &= -\frac{\delta_0 r}{b^2}; \end{aligned}$$

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

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

Дифференциальное уравнение радиального прямоугольного ребра:

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

Дифференциальное уравнение радиального треугольного ребра:

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

Дифференциальное уравнение радиального параболического ребра:

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

Дифференциальное уравнение радиального трапецевидного ребра:

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

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

Продольные ребра

Обобщенное дифференциальное уравнение продольного ребра можно записать:

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

Дифференциальное уравнение теплопроводности, предложенное в [262]:

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

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

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

Или после преобразований получим коэффициент теплоотдачи на обобщенном продольном ребре:

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

Для различных профилей продольного ребра коэффициент теплоотдачи будет:

– прямоугольное продольное ребро

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

– треугольное продольное ребро

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

– параболическое продольное ребро

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

– трапециевидное продольное ребро

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

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:

$$\begin{aligned} & \lambda \frac{d}{dr} \left[(2\pi r) 2f_2(r) \frac{d\vartheta}{dr} \right] dr = \\ & = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[2\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{\text{ж}} a^3 \text{Ja}^4}{R_0 r_0} \right] dr. \end{aligned} \quad (3.58)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности, предложенное в [262]:

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

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

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

Или после преобразований получим коэффициент теплоотдачи обобщенного радиального ребра:

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

Для различных профилей радиальных ребер коэффициент теплоотдачи будет:

– прямоугольное радиальное ребро

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

– треугольное радиальное ребро

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

– параболическое радиальное ребро

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

– трапецевидное радиальное ребро

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

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 развитом пузырьковом кипении 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:

$$F_2(x) = \frac{f_2(x)}{b}; \quad f_2(x) = bF_2(x). \quad X = \frac{x}{b};$$

$$x = bX. \quad \theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0}; \quad \vartheta = \vartheta_0\theta. \quad (3.66)$$

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

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

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

или

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

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

Граничные условия:

– при $X = 1$

$$\theta = 1;$$

– при $X = 0$

$$\frac{d\theta}{dX} = -\frac{\alpha_* l_*}{\lambda} \theta_e \left(\frac{b}{l_*} \right). \quad (3.69)$$

Здесь $\theta_e = \vartheta_e / \vartheta_0$; l_* – капиллярная постоянная.

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

– при $X = 1$ $\theta = 1$;

– при $X = 0$ $\frac{d\theta}{dX} = 0$.

Дифференциальные уравнения теплопроводности для продольного ребра различного профиля будут:

• *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:

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

$$\text{Здесь } P_{\text{пр}} = \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \lambda_{\text{ж}}^2 \vartheta \rho_{\text{ж}}}{c_{\text{ж}} r_*^2 \rho_{\text{п}}^3 R_0 L},$$

ИЛИ

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \theta \left(\frac{2b^2}{\delta_0 L} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{ж}}}{\lambda_{\text{п}}} \right) (1 + P_{\text{пр}}). \quad (3.72)$$

- *Треугольный профиль ребра*
Безразмерный профиль ребра:

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

$$\frac{\delta_0}{2b} X \frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{\delta_0}{2b} \frac{d\theta}{dX} = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \theta \left(\frac{b}{L} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{ж}}}{\lambda} \right) (1 + P_{\text{пр}}), \quad (3.73)$$

ИЛИ

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

- *Параболический профиль ребра*
Безразмерный профиль ребра:

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

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

ИЛИ

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

- *Трапецевидный профиль ребра*
Безразмерный профиль ребра:

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

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

Радиальные ребра

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

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

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

$$R_0 = \frac{r_0}{b}; \quad r_0 = bR_0. \quad (3.79)$$

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

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

или после преобразований получим:

$$\begin{aligned} F_2(r) \frac{d^2\theta}{dR^2} + \frac{F_2(r)}{R} \frac{d\theta}{dR} + \frac{dF_2(r)}{dR} \frac{d\theta}{dR} = \\ = Z \operatorname{Ja}^2 \gamma^2 \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \left[\frac{\rho_{\text{п}} a c_{\text{ж}} \theta}{\lambda} + \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\rho_{\text{ж}} a^3 \operatorname{Ja}^2}{\vartheta_0 b R_0 \lambda d_0} \right], \end{aligned} \quad (3.80)$$

ИЛИ

$$F_2(r) \frac{d^2\theta}{dR^2} + \frac{F_2(r)}{R} \frac{d\theta}{dR} + \frac{dF_2(r)}{dR} \frac{d\theta}{dR} =$$

$$= ZJa^2 \gamma^2 \theta \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda} \right) \left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}} \right) \left[1 + \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\lambda_{ж}^2 \vartheta}{c_{ж} \rho_{п} \rho_{ж} b R_0 d_0 r_*^2} \right].$$

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

$$\begin{aligned} F_2(r) \frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{F_2(r)}{R} \frac{d\theta}{dR} + \frac{dF_2(r)}{dR} \frac{d\theta}{dR} = \\ = ZJa^2 \gamma^2 \theta \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda} \right) \left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}} \right) [1 + P_p]. \end{aligned} \quad (3.81)$$

Рассмотрим различные профили ребер.

Прямоугольное ребро:

$$\begin{aligned} F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b} = \frac{\delta_0}{2b}; \quad \frac{dF_2(r)}{dR} = 0. \\ \frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\theta}{dR} = ZJa^2 \gamma^2 \theta \left(\frac{b}{\pi R \delta_0} \right) \left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda} \right) \left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}} \right) [1 + P_p]. \end{aligned} \quad (3.82)$$

Треугольное ребро:

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

Параболическое ребро:

$$\begin{aligned} F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b} = \frac{\delta_0}{2b} [(1 + R_0)^2 - R^2]; \quad \frac{dF_2(r)}{dR} = -\frac{\delta_0}{b} R; \\ [(1 + R_0)^2 - R^2] \frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\theta}{dR} - 2R \frac{d\theta}{dR} = \end{aligned}$$

$$= ZJa^2\gamma^2\theta\left(\frac{b}{\pi R\delta_0}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}}\right)[1+P_p]. \quad (3.84)$$

Трапецевидное ребро:

$$F_2(r) = \frac{f_2(r)}{b} = \left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(R - \frac{\delta_e}{2b} \right) \operatorname{tg}\varphi \right]; \quad \frac{dF_2(r)}{dR} = \operatorname{tg}\varphi;$$

$$\frac{d^2\theta}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\theta}{dR} + \operatorname{tg}\varphi \left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(R - \frac{\delta_e}{2b} \right) \operatorname{tg}\varphi \right]^{-1} =$$

$$= \left[\frac{\delta_e}{2b} + \left(R - \frac{\delta_e}{2b} \right) \operatorname{tg}\varphi \right]^{-1} ZJa^2\gamma^2\theta\left(\frac{1}{2\pi R}\right)\left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda}\right)\left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}}\right)[1+P_p]. \quad (3.85)$$

3.3. Критериальные уравнения

Продольные ребра

Коэффициент теплоотдачи продольного обобщенного ребра в размерном виде:

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

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

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

После преобразований получим коэффициент теплоотдачи продольного обобщенного ребра в безразмерном виде:

$$\operatorname{Nu}_* = ZJa^2\gamma^2 \left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}} \right) \left(\frac{l_*}{L} \right) [1 + \Pi_{\text{прод}}]. \quad (3.88)$$

Здесь

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

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

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{12} \right) \frac{\rho_{\text{ж}} a^3 \text{Ja}^4}{9 r d_0 \pi r_0} \right]. \quad (3.90)$$

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

$$\alpha_* \frac{l_*}{\lambda_{\text{ж}}} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{l_*}{2\pi r} \right) \left[\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{\lambda_{\text{ж}}} + \gamma^2 \left(\frac{3200}{6} \right) \frac{\pi \rho_{\text{ж}} a^3 \text{Ja}^4}{\lambda_{\text{ж}} 9 d_0 r_0} \right]. \quad (3.91)$$

Или после преобразований уравнение (3.91) примет вид:

$$\text{Nu}_* = Z \text{Ja}^2 \gamma^2 \left(\frac{l_*}{2\pi r} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right) [1 + \Pi_{\text{рад}}]. \quad (3.92)$$

Здесь $\Pi_{\text{рад}} = \left(\frac{800}{3} \right) \frac{\rho_{\text{ж}}^2 a^3 \text{Ja}^2}{\lambda_{\text{ж}} 9 R_0 \rho_{\text{п}} r}$ – 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 $\Pi_{\text{прод}}$ и $\Pi_{\text{рад}}$ при развитом пузырьковом кипении гораздо меньше единицы, поэтому определение коэффициентов теплоотдачи на ребрах можно вести по уравнениям:

– для продольных ребер

$$\text{Nu} = Z\text{Ja}^2\gamma^2 \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right) \left(\frac{l_*}{L} \right) \text{ при } \Pi_{\text{прод}} \ll 1. \quad (3.93)$$

В размерной форме

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_o^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja} c_{\text{ж}}}{L} \right]; \quad (3.93')$$

– для радиальных ребер

$$\text{Nu} = Z\text{Ja}^2\gamma^2 \left(\frac{l_*}{2\pi r} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right) \text{ при } \Pi_{\text{рад}} \ll 1. \quad (3.94)$$

В размерной форме

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_o^2} \left[\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja} c_{\text{ж}}}{2\pi r} \right]. \quad (3.94')$$

Как было изложено выше, 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, теплонасосных и криогенных установок необходимо повышать их коэффициенты теплоотдачи при пузырьковом кипении с малыми значениями температурных напоров.

Выше была получена теплофизическая модель процессов теплообмена при кипении жидкостей на радиальных и продольных сплошных ребрах, в результате решения которой определяются коэффициенты теплоотдачи, плотность теплового потока и распределение температуры по высоте ребра. Одним из методов оребрения является устройство шипов на теплоотдающих поверхностях.

3.4. Теплообмен при кипении на шипах

Ниже предлагается теплофизическая модель процесса теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей на неизотермических оребренных поверхностях в виде шипов.

Шип произвольного профиля представлен на рис. 3.1.

Суть предлагаемого способа решения поставленной задачи заключается в том, что рассматривается уравнение теплового баланса, в котором теплота dQ , передаваемая ребром, расходуется на образование парового пузыря dQ_1 и на преодоление его сил инерции dQ_2 . Однако, как было показано в [22], силы инерции пренебрежимо малы по сравнению с теплотой, идущей на парообразование, поэтому эти силы в уравнении теплового баланса можно не учитывать. На основании этого уравнение теплового баланса запишем: $dQ = dQ_1$.

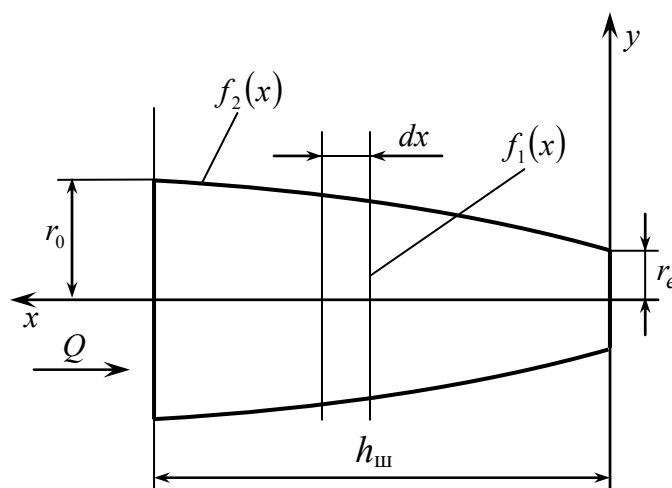


Рис. 3.1. Шип произвольного профиля

Здесь $f_1(x)$ – площадь поперечного сечения шипа.

Для шипов с постоянным поперечным сечением $f_1(x) = \pi r_0^2$ – для круглого шипа и $f_1(x) = ab$ – для прямоугольного шипа.

Для шипов с переменным поперечным сечением $f_1(x) = \pi r^2(x)$.

Количество теплоты, передаваемой теплопроводностью в единицу времени в шипе [262]:

$$dQ = \lambda \frac{d}{dx} \left[f_1(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx. \quad (3.95)$$

Заменив $f_1(x)$ на площадь поперечного сечения $\pi r^2(x)$ и продифференцировав, получим:

$$dQ = \lambda \left[\pi r^2(x) \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + 2\pi r(x) \frac{dr(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx. \quad (3.96)$$

Предположим, что величина теплового потока dQ_1 , отводимого с элемента поверхности шипа 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. Тогда тепловой поток, расходуемый на испарение жидкости на поверхности элемента шипа запишем:

$$dQ_1 = 2 \frac{dM}{dF} \left(\frac{dR}{d\tau} \right) c_{ж} \vartheta dx. \quad (3.97)$$

Определив $\frac{dM}{dF}$ и $\frac{dR}{d\tau}$ [292], получим количество теплоты в единицу времени, передаваемой паровому пузырю от теплоотдающей поверхности шипа:

$$dQ_1 = 2\gamma^2 \rho_{п} a Ja^2 c_{ж} \vartheta dx. \quad (3.98)$$

В развернутом виде формула (3.98) будет иметь вид:

$$dQ_1 = 2\gamma^2 \frac{\lambda_{ж} c_{ж}^2 \vartheta^3}{r_*^2} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right) dx. \quad (3.99)$$

Здесь γ – коэффициент, зависящий от краевого угла смачивания θ и равный 0,1...0,49 при $\theta = 40...90$ °С [18].

На основании (3.95) уравнение теплового баланса для шипа можно записать:

$$dQ = \pi \lambda \left[r^2(x) \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + 2r(x) \frac{dr(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} (\gamma^2 \rho_{п} a Ja^2 c_{ж} \vartheta) dx;$$

$$\left[r^2(x) \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + 2r(x) \frac{dr(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] = \frac{4\varphi}{\pi^2 \lambda d_0^2} (\gamma^2 \rho_{п} a Ja^2 c_{ж} \vartheta). \quad (3.100)$$

Здесь $\frac{4\varphi}{\pi d_0^2}$ – число паровых пузырей с отрывным диаметром d_0 ;

φ – паросодержание.

Разделив правую и левую части уравнения (3.100) на $r(x)$, получим:

$$\left[r(x) \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + 2 \frac{dr(x)}{dx} \frac{d\vartheta}{dx} \right] = \frac{4\varphi}{\pi^2 r(x) \lambda d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta). \quad (3.101)$$

Уравнение (3.101) представляет собой дифференциальное уравнение теплопроводности шипа произвольного профиля при кипении на нем жидкости при граничных условиях:

– при $x = h_{\text{ш}}$

$$\vartheta = \vartheta_0;$$

– при $x = 0$

$$\frac{d\vartheta}{dx} = -\frac{\alpha_{*e} \vartheta_e}{\lambda}. \quad (3.102)$$

Для круглого шипа постоянного поперечного сечения при $r(x) = r_0^{\text{пп}}$ дифференциальное уравнение будет:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} = \frac{4\varphi}{\pi^2 (r_0^{\text{пп}})^2 \lambda d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta). \quad (3.103)$$

Для шипа постоянного поперечного прямоугольного сечения $f_1(x) = ab$ дифференциальное уравнение теплопроводности будет:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} = \frac{4\varphi}{\pi \lambda a b d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta)$$

при граничных условиях (3.102).

Для различных профилей шипа дифференциальные уравнения запишутся [262]:

– треугольный профиль $r^{\text{тп}}(x) = \frac{r_0^{\text{тп}} x}{h_{\text{ш}}}$; $\frac{dr^{\text{тп}}(x)}{dx} = \frac{r_0^{\text{тп}}}{h_{\text{ш}}}$;

$$\frac{r_0^{\text{тп}} x}{h_{\text{ш}}} \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + 2 \frac{r_0^{\text{тп}}}{h_{\text{ш}}} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi h_{\text{ш}}}{\pi^2 r_0^{\text{тп}} x \lambda d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta);$$

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{h_{\text{ш}}^2}{\pi (r_0^{\text{трп}})^2 x^2 \lambda} \gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta \right); \quad (3.104)$$

– параболический профиль $r^{\text{пар}}(x) = \frac{r_0^{\text{пар}} x^2}{h_{\text{ш}}^2}$; $\frac{dr^{\text{пар}}(x)}{dx} = 2 \frac{r_0^{\text{пар}} x}{h_{\text{ш}}^2}$;

$$\frac{r_0^{\text{пар}} x^2}{h_{\text{ш}}^2} \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 4 \frac{r_0^{\text{пар}}}{h_{\text{ш}}^2} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi h_{\text{ш}}^2}{\pi^2 r_0^{\text{пар}} x^2 \lambda d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta);$$

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{4}{x} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{h_{\text{ш}}^4}{\pi (r_0^{\text{пар}})^2 x^4 \lambda} \gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta \right); \quad (3.105)$$

– трапецевидный профиль $r^{\text{трп}}(x) = \frac{r_0^{\text{трп}} x}{h_{\text{ш}}} + r_e$; $\frac{dr^{\text{трп}}(x)}{dx} = \frac{r_0^{\text{трп}}}{h_{\text{ш}}}$;

$$\left(r_0^{\text{трп}} \frac{x}{h_{\text{ш}}} + r_e \right) \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + 2 \frac{r_0^{\text{трп}}}{h_{\text{ш}}} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{h_{\text{ш}}}{\pi (r_0^{\text{трп}} x + h_{\text{ш}} r_e) \lambda} \gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta \right);$$

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{2}{\left[x + h_{\text{ш}} \left(r_e / r_0^{\text{трп}} \right) \right]} \frac{d\vartheta}{dx} = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{h_{\text{ш}}^2}{\pi \lambda (r_0^{\text{трп}} x + h_{\text{ш}} r_e)^2} \gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta \right). \quad (3.106)$$

Если принять в качестве масштаба линейных величин высоту ребра $h_{\text{ш}}$, а в качестве масштаба температуры – температуру ребра в основании ϑ_0 , то безразмерный профиль ребра $F_2(x)$, безразмерная координата X , безразмерная температура θ и безразмерный радиус R будут:

$$F_2(x) = \frac{f_2(x)}{h_{\text{ш}}}; \quad f_2(x) = h_{\text{ш}} F_2(x); \quad X = \frac{x}{h_{\text{ш}}}; \quad x = h_{\text{ш}} X;$$

$$\theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0}; \quad \vartheta = \vartheta_0 \theta; \quad R = \frac{r(x)}{h_{\text{ш}}}; \quad r(x) = h_{\text{ш}} R.$$

В результате подстановки и преобразований дифференциальное уравнение обобщенного шипа и граничные условия будут:

$$\left[\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{2}{R} \frac{dR}{dX} \frac{d\theta}{dX} \right] = \frac{Z \gamma^2 \text{Ja}^2 \theta}{R^2} \left(\frac{\rho_{\text{п}} a c_{\text{ж}}}{\pi \lambda} \right). \quad (3.107)$$

Граничные условия:
при $X = 1$ $\theta = 1$, при $X = 0$

$$\frac{d\theta}{dX} = -\frac{\text{Nu}_{*e}\theta_e b}{l_*} \left(\frac{\lambda_{ж}}{\lambda} \right). \quad (3.108)$$

Здесь $\theta_e = \vartheta_e / \vartheta_0$; l_* – капиллярная постоянная.

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

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

Дифференциальные уравнения теплопроводности шипов различного профиля в безразмерной форме:

- прямоугольный профиль:

$$r^{\text{пр}}(x) = r_0^{\text{пр}};$$

$$\frac{\vartheta_0}{h_{\text{ш}}^2} \frac{d^2\theta}{dX^2} = \frac{4\varphi}{\pi^2 (r_0^{\text{пр}})^2 \lambda d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta_0 \theta). \quad (3.109)$$

После преобразований получим дифференциальное уравнение теплопроводности шипа прямоугольного профиля в безразмерной форме:

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = \frac{Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \theta}{\pi (R_0^{\text{пр}})^2} \left(\frac{\rho_{\text{п}} a c_{\text{ж}}}{\lambda} \right); \quad (3.110)$$

- треугольный профиль

$$r^{\text{тр}}(x) = \frac{r_0^{\text{тр}} x}{h_{\text{ш}}}; \quad \frac{dr^{\text{тр}}(x)}{dx} = \frac{r_0^{\text{тр}}}{h_{\text{ш}}}.$$

После преобразований получим дифференциальное уравнение теплопроводности шипа треугольного профиля в безразмерной форме:

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{2}{X} \frac{d\theta}{dX} = \frac{Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \theta}{\pi (R_0^{\text{тр}})^2 X^2} \left(\frac{\rho_{\text{п}} a c_{\text{ж}}}{\lambda} \right); \quad (3.111)$$

- параболический профиль

$$r^{\text{пар}}(x) = \frac{r_0^{\text{пар}} x^2}{h_{\text{ш}}^2}; \quad \frac{dr^{\text{пар}}(x)}{dx} = 2 \frac{r_0^{\text{пар}} x}{h_{\text{ш}}^2};$$

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{4}{X} \frac{d\theta}{dX} = \frac{Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \theta}{\pi(R_0^{\text{трп}})^2 X^4} \left(\frac{\rho_{\text{п}} a c_{\text{ж}}}{\lambda} \right); \quad (3.112)$$

– трапецевидный профиль

$$r^{\text{трп}}(x) = \frac{r_0^{\text{трп}} x}{h_{\text{ш}}} + r_e; \quad \frac{dr^{\text{трп}}(x)}{dx} = \frac{r_0^{\text{трп}}}{h_{\text{ш}}};$$

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} + \frac{2}{[X + (r_e / r_0^{\text{трп}})]} \frac{d\theta}{dX} = \frac{Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \theta}{\pi(R_0^{\text{трп}})^2 [X + (r_e / r_0^{\text{трп}})]^2} \left(\frac{\rho_{\text{п}} a c_{\text{ж}}}{\lambda} \right). \quad (3.113)$$

Коэффициенты теплоотдачи для шипов различного профиля и для обобщенного шипа можно получить из уравнений теплопроводности (3.95)–(3.107).

Обобщенное дифференциальное уравнение теплопроводности шипа произвольного профиля (3.101), описывающее процесс передачи теплоты в ребрах в виде шипов, можно записать:

$$\lambda \frac{d}{dx} \left[\pi r^2(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = \frac{4\varphi}{\pi^2 \lambda d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta) dx. \quad (3.114)$$

Обобщенное дифференциальное уравнение теплопроводности из [262]:

$$\lambda \frac{d}{dx} \left[f_1(x) \frac{d\vartheta}{dx} \right] dx = 2\alpha_* \vartheta \pi r(x) dx. \quad (3.115)$$

Приравняв правые части уравнений (3.114) и (3.115), получим:

$$2\alpha_* \vartheta \pi r(x) = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} (\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} \vartheta)$$

или

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r(x)} \right). \quad (3.116)$$

Уравнение (3.116) представляет собой выражение для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении жидкости на шипе произвольного профиля.

Для шипов различного профиля коэффициенты теплоотдачи будут:

– прямоугольный профиль:

$$r^{\text{пр}}(x) = r_0^{\text{пр}};$$

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r_0^{\text{пр}}} \right); \quad (3.117)$$

– треугольный профиль:

$$r^{\text{тр}}(x) = \frac{r_0^{\text{тр}} x}{h_{\text{ш}}};$$

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} h_{\text{ш}}}{2\pi r_0^{\text{тр}} x} \right); \quad (3.118)$$

– параболический профиль:

$$r^{\text{пар}}(x) = \frac{r_0^{\text{пар}} x^2}{h_{\text{ш}}^2};$$

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} h_{\text{ш}}^2}{2\pi r_0^{\text{пар}} x^2} \right); \quad (3.119)$$

– трапецевидный профиль:

$$r^{\text{трп}}(x) = \frac{r_0^{\text{трп}} x}{h_{\text{ш}}} + r_e;$$

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}} h_{\text{ш}}}{2\pi (r_0^{\text{трп}} x + h_{\text{ш}} r_e)} \right). \quad (3.120)$$

Исходя из условия равенства теплоотдающих площадей шипов различного профиля, определяются их коэффициенты теплоотдачи:

– прямоугольный профиль шипа: коэффициент теплоотдачи определяется по уравнению (3.117);

– треугольный профиль: исходя из условия $F_{\text{пр}} = F_{\text{тр}}$, получим:

$$2\pi r_0^{\text{пр}} h_{\text{ш}} = 2\pi r^{\text{тр}}(x) h_{\text{ш}} = 2\pi \frac{r_0^{\text{тр}} x}{h_{\text{ш}}} h_{\text{ш}} = 2\pi r_0^{\text{тр}} x; \quad r_0^{\text{пр}} h_{\text{ш}} = r_0^{\text{тр}} x; \quad r_0^{\text{тр}} = \frac{h_{\text{ш}}}{x} r_0^{\text{пр}}.$$

Проведя подстановку в (3.118) и преобразования, получим:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r_0^{\text{пр}}} \right); \quad (3.121)$$

– параболический профиль: исходя из условия $F_{\text{пр}} = F_{\text{пар}}$, получим:

$$2\pi r_0^{\text{пр}} h_{\text{ш}} = 2\pi r^{\text{пар}}(x) h_{\text{ш}} = 2\pi \frac{r_0^{\text{пар}} x^2}{h_{\text{ш}}^2} h_{\text{ш}}; \quad r_0^{\text{пар}} = r_0^{\text{пр}} \frac{h_{\text{ш}}^2}{x^2}. \quad (3.122)$$

Проведя подстановку в (3.119) и преобразования, получим:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r_0^{\text{пр}}} \right); \quad (3.123)$$

– трапецевидный профиль шипа: исходя из условия $F_{\text{пр}} = F_{\text{трп}}$, получим:

$$2\pi r_0^{\text{пр}} h_{\text{ш}} = 2\pi \left(\frac{r_0^{\text{трп}} x + r_e h_{\text{ш}}}{h_{\text{ш}}} \right) h_{\text{ш}}; \quad r_0^{\text{пр}} h_{\text{ш}} = r_0^{\text{трп}} x + r_e h_{\text{ш}}.$$

Проведя подстановку в (3.120) и преобразования, получим:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r_0^{\text{пр}}} \right). \quad (3.124)$$

Здесь $r_0^{\text{пр}}$ – радиус основания шипа прямоугольного профиля площадью теплообмена, равной площади теплообмена шипов других профилей.

Умножив правую и левую части уравнения (3.116) на $(l_*/\lambda_{\text{ж}})$ и проведя преобразования, получим уравнение интенсивности теплоотдачи при кипении на шипах произвольного профиля в безразмерной форме:

$$\text{Nu}_* = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \left(\frac{l_*}{2\pi r(x)} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right). \quad (3.125)$$

Используя уравнения профилей шипа и уравнения (3.117)–(3.120), получим числа Нуссельта для шипов различного профиля:

– прямоугольный профиль

$$\text{Nu}_* = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \left(\frac{l_*}{2\pi r_0^{\text{пр}}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right); \quad (3.126)$$

– треугольный профиль

$$\text{Nu}_* = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \left(\frac{h_{\text{ш}} l_*}{2\pi r_0^{\text{тр}} x} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right); \quad (3.127)$$

– параболический профиль

$$\text{Nu}_* = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \left(\frac{h_{\text{ш}}^2 l_*}{2\pi r_0^{\text{пар}} x^2} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right); \quad (3.128)$$

– трапецевидный профиль

$$\text{Nu}_* = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \left(\frac{h_{\text{ш}} l_*}{2\pi(r_0^{\text{трп}} x + h_{\text{ш}} r_e)} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right). \quad (3.129)$$

Приведя коэффициенты теплоотдачи к одному профилю (прямоугольному), получим выражение для определения интенсивности теплоотдачи на шипе любого профиля в безразмерной форме:

$$\text{Nu}_* = Z\gamma^2 \text{Ja}^2 \left(\frac{l_*}{2\pi r_0^{\text{пр}}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right), \quad (3.130)$$

где $Z = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2}$ – число паровых пузырей на теплоотдающей поверхности.

Здесь $r_0^{\text{пр}}$ – радиус основания шипа прямоугольного профиля, боковая площадь поверхности которого равна боковой площади поверхности любого другого шипа.

Полученные уравнения показывают, что коэффициент теплоотдачи при кипении на шипах не зависит от профиля шипа, а определяется только внутренними характеристиками процесса кипения, режимными параметрами, теплофизическими свойствами жидкости и геометрическими характеристиками шипа.

3.5. Моделирование теплообмена при первом кризисе кипения

Проблема интенсификации теплоотдачи при кипении в различных теплообменных аппаратах испарительного типа продолжает оставаться актуальной и в настоящее время. Однако интенсификация теплоотдачи с отводом больших тепловых потоков может 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 [284], [292].

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 [121], [126], [147], что не позволяет их применять в инженерных расчетах.

В [262] на основе модельных представлений теплообмена при развитом пузырьковом кипении была получена зависимость, позволяющая определять интенсивность теплоотдачи на ребрах при развитом пузырьковом кипении, а именно:

$$\alpha_* = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{п} a_{ж} \text{Ja}^2 c_{ж}}{2\pi r} \right),$$

или

$$\alpha_* = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{ж}^2 a_{ж} c_{ж}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{п}} \right) \vartheta^2. \quad (3.131)$$

Кризис кипения наступает при условии $q = q_{\max} = q_{кр}$ и $\frac{dq_{кр}}{d\vartheta_{кр}} = 0$.

Таким образом,

$$q = \alpha_* \vartheta = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{п}}} \right) \vartheta^3. \quad (3.132)$$

Для критической плотности теплового потока можно записать (при подходе к q_{max} слева на рис. 3.2) [277].

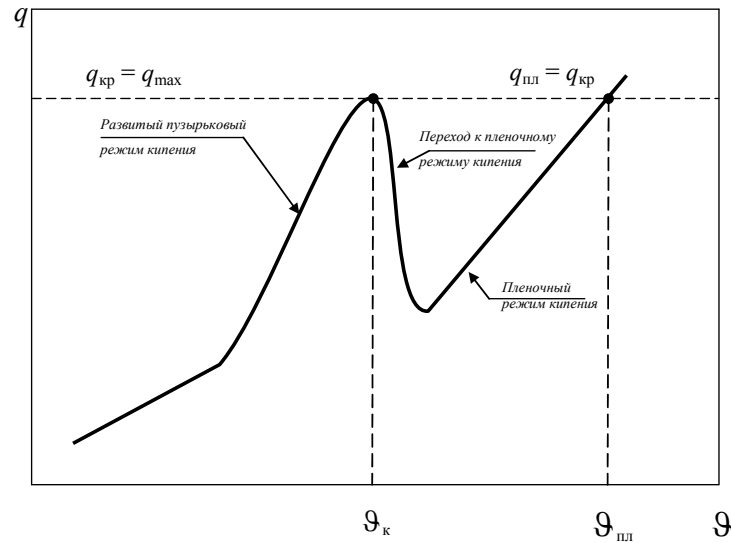


Рис. 3.2. Кривая кипения

$$q_{\text{кр}} = \alpha_* \vartheta_{\text{кр}} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{п}}} \right) \vartheta_{\text{кр}}^3. \quad (3.133)$$

При пленочном кипении в 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 [277]:

$$q_{\text{пл}} = q_{\text{кр}} = 4 \sqrt{\frac{\lambda_{\text{п}}^3 \rho_{\text{п}} r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_{\text{п}} \vartheta_{\text{пл}} d}} \vartheta_{\text{пл}},$$

или

$$q_{\text{пл}} = q_{\text{кр}} = 4 \sqrt{C^3 \frac{\lambda_{\text{п}}^3 \rho_{\text{п}} r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_{\text{п}} d}} \vartheta_{\text{кр}}^{3/4}. \quad (3.134)$$

Здесь $C = \mathfrak{G}_{\text{пл}} / \mathfrak{G}_{\text{кр}}$.

Приравняв правые части уравнений (3.133) и (3.134), получим:

$$\frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{п}}} \right) \mathfrak{G}_{\text{кр}}^3 = 4 \sqrt{C^3 \frac{\lambda_{\text{п}}^3 \rho_{\text{п}} r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_{\text{п}} d}} \mathfrak{G}_{\text{кр}}^{3/4}. \quad (3.135)$$

После преобразований уравнение (3.135) примет вид:

$$\mathfrak{G}_{\text{кр}}^{9/4} = \left(C^{3/4} \sqrt[4]{\frac{\lambda_{\text{п}}^3 \rho_{\text{п}} r_* \rho_{\text{ж}} g}{\mu_{\text{п}} d}} \right) \times \left(\frac{\pi^2 d_0^2 r r_*^2 \rho_{\text{п}}}{2\varphi \gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3} \right). \quad (3.136)$$

Выражение (3.136) можно записать в виде

$$\mathfrak{G}_{\text{кр}} = \sqrt[3]{C} \frac{\lambda_{\text{п}}^{0,33} g^{0,1} (\pi d_0)^{0,9} d^{0,33} r_* \rho_{\text{п}}^{0,5}}{1,87 \mu_{\text{п}}^{0,1} \varphi^{0,45} \gamma^{0,9} \rho_{\text{ж}}^{0,78} a_{\text{ж}}^{0,45} c_{\text{ж}}^{1,33}} \quad (3.137)$$

Из уравнений (3.133) и (3.137) можно получить зависимости для определения коэффициента теплоотдачи при первом кризисе кипения $\alpha_{\text{кр}}$ и критической плотности теплового потока $q_{\text{кр}}$:

$$\alpha_{\text{кр}} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{п}}} \right) \mathfrak{G}_{\text{кр}}^2; \quad (3.138)$$

$$q_{\text{кр}} = \alpha_{\text{кр}} \cdot \mathfrak{G}_{\text{кр}} = \frac{2\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{ж}}^2 a_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^3}{\pi r r_*^2 \rho_{\text{п}}} \right) \mathfrak{G}_{\text{кр}}^3, \quad (3.139)$$

или

$$\alpha_{\text{кр}} = A \mathfrak{G}_{\text{кр}}^2 \text{ и } q_{\text{кр}} = A \mathfrak{G}_{\text{кр}}^3,$$

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

Проведя подстановки и преобразования, получим [277]:

$$\alpha_{\text{кр}} = \sqrt[3]{C^2} \frac{\varphi \gamma^{0,2} \lambda_{\text{п}}^{0,66} g^{0,2} \rho_{\text{ж}}^{0,44} a_{\text{ж}}^{0,1} c_{\text{ж}}^{0,34}}{0,875 (\pi d_0)^{0,2} \mu_{\text{п}}^{0,2} d^{0,34}}; \quad (3.140)$$

$$q_{\text{кр}} = C \frac{0,61 \varphi (\pi d_0)^{0,7} \lambda_{\text{п}}^{0,99} g^{0,3} r_* \rho_{\text{п}}^{0,5}}{\gamma^{0,7} \rho_{\text{ж}}^{0,34} a_{\text{ж}}^{0,35} c_{\text{ж}}^{0,99} \mu_{\text{п}}^{0,3}}. \quad (3.141)$$

Здесь d_0 – отрывной диаметр парового пузыря; $\lambda_{\text{п}}$, $\rho_{\text{п}}$, $\mu_{\text{п}}$ – теплопроводность, плотность и динамическая вязкость пара соответст-

венно при температуре пара; $\rho_{\text{ж}}$, $a_{\text{ж}}$, $c_{\text{ж}}$ – 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.

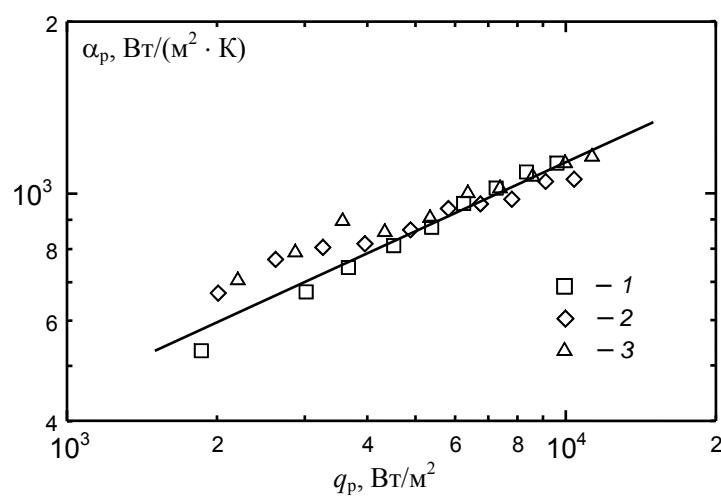
По формуле (3.138) было рассчитано значение коэффициента C при кипении воды при давлении 0,1 МПа. Величина перегрева поверхности при критическом режиме при этом давлении составляет 25–30 К [81]. Теплофизические свойства пара и жидкости, геометрические характеристики поверхности и внутренние характеристики процесса кипения при этом составляют: $d_0 = 15 \cdot 10^{-4}$ м; $d = 0,035$ м; $r_* = 2257 \cdot 10^3$ Дж/кг; $\rho_{\text{п}} = 0,5896$ кг/м³; $\varphi = 0,5$; $\gamma = 0,07$; $\mu_{\text{п}} = 12,28 \cdot 10^{-6}$ Па·с; $\rho_{\text{ж}} = 958,6$ кг/м³; $c_{\text{ж}} = 4216$ Дж/кг·К; $a_{\text{ж}} = 1,69 \cdot 10^{-7}$ м²/с. Расчеты показывают, что при этих условиях значение коэффициента $C = 5,30 \cdot 10^2$, коэффициент теплоотдачи при первом кризисе кипения $\alpha_{\text{кр}} = 36,9$ кВт/м²·К; критическая плотность теплового потока $q_{\text{кр}} = 1015$ кВт/м².

Преимущество формулы (3.141) заключается в том, 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 [81] требуют знания некоторых параметров, получение которых крайне затруднительно или требует дополнительных исследований. Например, температура предельного перегрева жидкости в зависимости, представленной в [81], требует знания температуры стенки, что не всегда возможно.

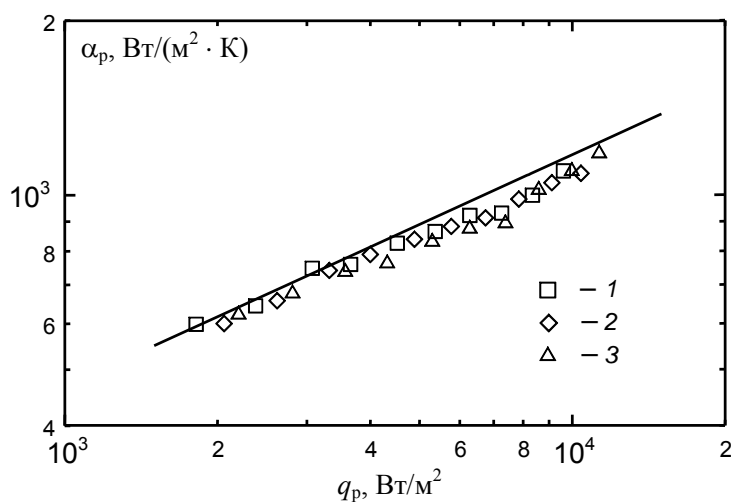
Анализ формулы (3.141) показывает, что критическая плотность теплового потока является величиной, зависящей от многих факторов, основными из которых будут объемная теплота парообразования ($r_* \rho_{\text{п}}$) и теплопроводность пара $\lambda_{\text{п}}$. Чем больше объемная теплота парообразования, тем выше плотность теплового потока при одинаковых объемах получаемого пара. Поэтому чем больше ($r_* \rho_{\text{п}}$), тем при прочих равных условиях выше $q_{\text{кр}}$. Коэффициент теплопроводности $\lambda_{\text{п}}$ оказывает влияние на тепловую проводимость пленки пара, образующейся у теплоотдающей поверхности, и с увеличением $\lambda_{\text{п}}$ увеличивается количество теплоты, переносимой паровой фазой, следовательно, увеличивается и $q_{\text{кр}}$.

3.6. Сравнение расчетных и экспериментальных коэффициентов теплоотдачи

Используя зависимости для расчета средних коэффициентов теплоотдачи на ребрах (3.53)–(3.61), полученные в результате решения математической модели, было проведено сравнение расчетных α с экспериментальными значениями для продольного и поперечного типов оребрения при различных профилях ребер. Результаты сравнения представлены на рис. 3.3 и 3.4. Рабочие жидкости – ацетон и этиловый спирт. Давление насыщения – 0,1 МПа.

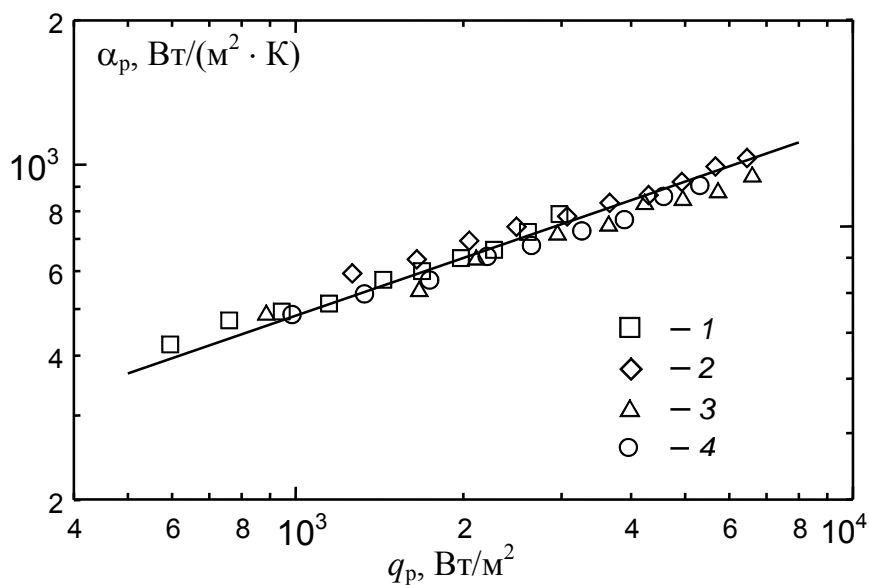


а)

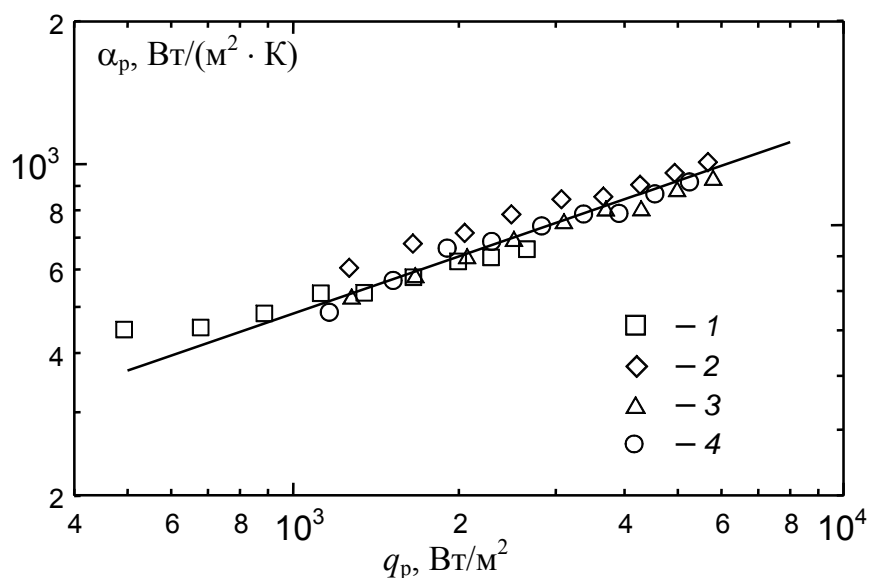


б)

Рис. 3.3. Зависимость $\alpha_p = f(q_p)$ для продольного оребрения: а – этиловый спирт; б – ацетон: 1 – прямоугольный профиль; 2 – трапециевидный; 3 – треугольный; сплошная линия – расчет по уравнению (3.53); символы – экспериментальные значения



а)



б)

Рис. 3.4. Зависимость $\alpha_p = f(q_p)$ для поперечного оребрения: а – этиловый спирт; б – ацетон: 1 – прямоугольный профиль; 2 – трапецевидный; 3 – треугольный; 4 – параболический; сплошная линия – расчет по уравнению (3.61); символы – экспериментальные значения

Из рис. 3.3 и 3.4 видно, что средние расчетные значения коэффициентов теплоотдачи на ребрах удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями. Погрешность определения коэффициентов теплоотдачи составляет $\pm 20\%$.

3.7. Численное решение уравнений теплопроводности

- Для продольного ребра

Исходное уравнение

$$\frac{d}{dX} \left(f_2(X) \frac{d\theta(X)}{dX} \right) = (C + p\theta(X))\theta(X)^3, \quad (3.142)$$

где $\theta(X)$ – зависимость безразмерной температуры от расстояния от вершины ребра (начало отсчета – вершина ребра); C, p – константы, зависящие от теплофизических параметров. Функция $f_2(X)$, определяющая форму ребра, выбиралась в виде:

$$f_2(X) = \frac{\delta_0}{2b} X^n. \quad (3.143)$$

Принимая $n = 0$, мы получим прямоугольное в продольном сечении ребро, $n = 1$ – треугольное ребро, $n = 2$ – параболическое ребро.

Краевые условия для заданного уравнения выбирались следующим образом:

$$\frac{d\theta(X)}{dX} \Big|_{X=X_0} = \text{Nu}\theta(X_0), \quad \theta(1) = 1, \quad (3.144)$$

где $X_0 \rightarrow 0$ – малая величина, введенная для устранения особенности в точке $X = 0$; Nu – постоянная, зависящая от теплофизических параметров (число Нуссельта, введенное выше).

Решение задачи (3.142)–(3.144) было получено численно. Для этого использовались соответствующие библиотеки математического пакета Maple, предназначенные для решения краевых задач и основанные на использовании метода конечных разностей с экстраполяцией Рихардсона (U. Ascher, R. Mattheij and R. Russell. «Numerical Solution of Boundary Value Problems for Ordinary Differential Equations». SIAM Classics in Applied Mathematics 13 (1995); U. Ascher and L. Petzold. «Computer Methods for Ordinary Differential Equations and Differential-Algebraic Equations». SIAM, Philadelphia, 1998). Значения коэффициентов, непосредственно входящие в постановку краевой задачи (3.142)–(3.144) и использованные при численном решении, были следующие:

$$C = \text{Nu} = 0,528, \quad p = 4,34 \cdot 10^{-6}, \quad \frac{\delta_0}{b} = \frac{1}{3}, \quad X_0 = 0,05.$$

Ниже приведены графики зависимостей, определяющие распределение температуры вдоль охлаждаемого ребра:

– $\theta(X)$ – зависимость относительной температуры ребра от расстояния до вершины (рис. 3.5) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$);

– $q_p(X)$ – зависимость плотности теплового потока от расстояния до вершины (рис. 3.6) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$);

– $\alpha(X) = \frac{\lambda}{b}(C + p\theta(X))\theta(X)^2$ – зависимость коэффициента теплоотдачи от расстояния до вершины (рис. 3.7) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$).

Параметрическая зависимость коэффициента теплоотдачи $\alpha(X) = \frac{\lambda}{b}(C + p\theta(X))\theta(X)^2$ от $q(X) = \frac{\lambda}{b}(C + p\theta(X))\theta(X)^3$ – подводимого количества теплоты (рис. 3.8) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$).

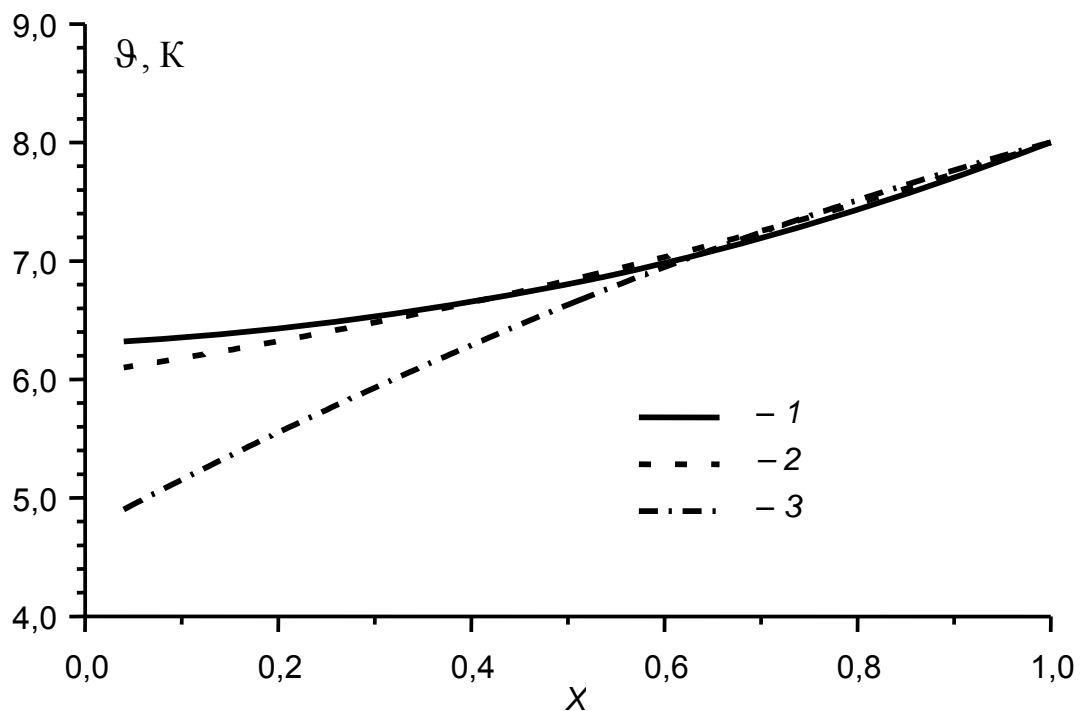


Рис. 3.5. Распределение температуры по высоте продольного ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$):

1 – прямоугольное оребрение; 2 – трапециевидное оребрение;
3 – треугольное оребрение

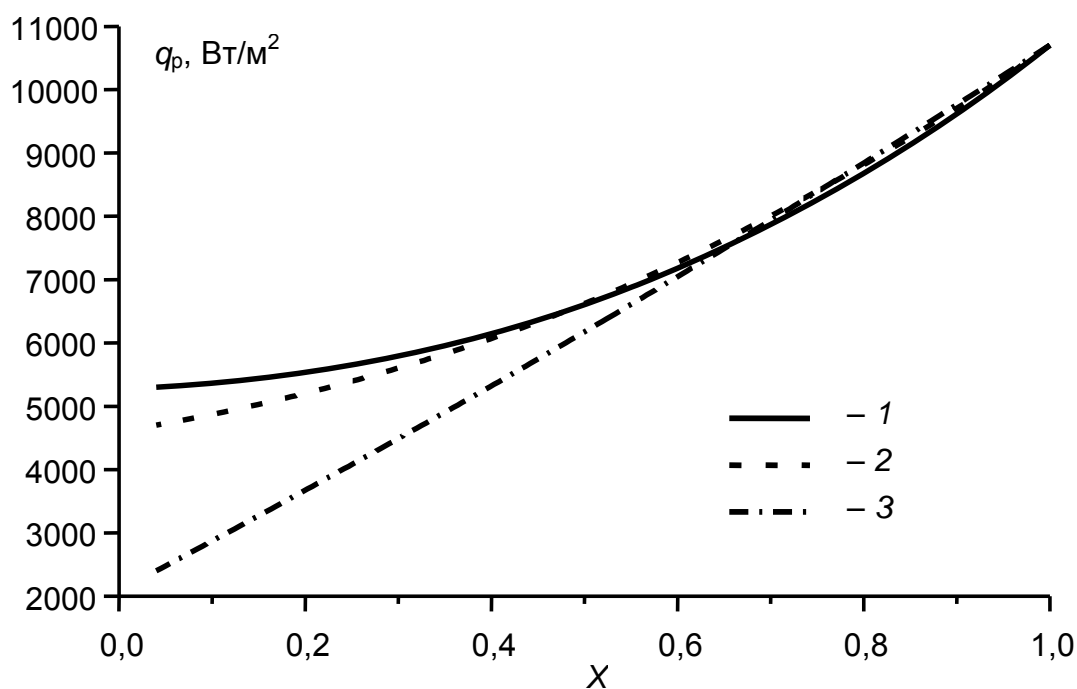


Рис. 3.6. Распределение плотности теплового потока по высоте продольного ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$):
 1 – прямоугольное оребрение; 2 – трапециевидное оребрение;
 3 – треугольное оребрение

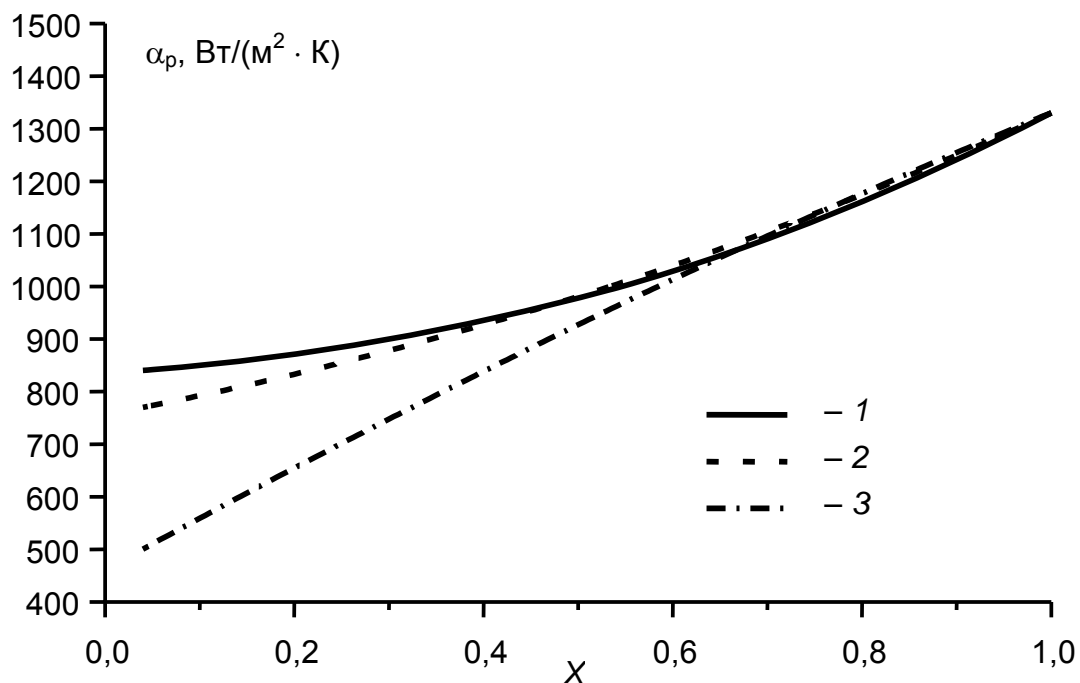


Рис. 3.7. Распределение коэффициента теплоотдачи по высоте продольного ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$):
 1 – прямоугольное оребрение; 2 – трапециевидное оребрение;
 3 – треугольное оребрение

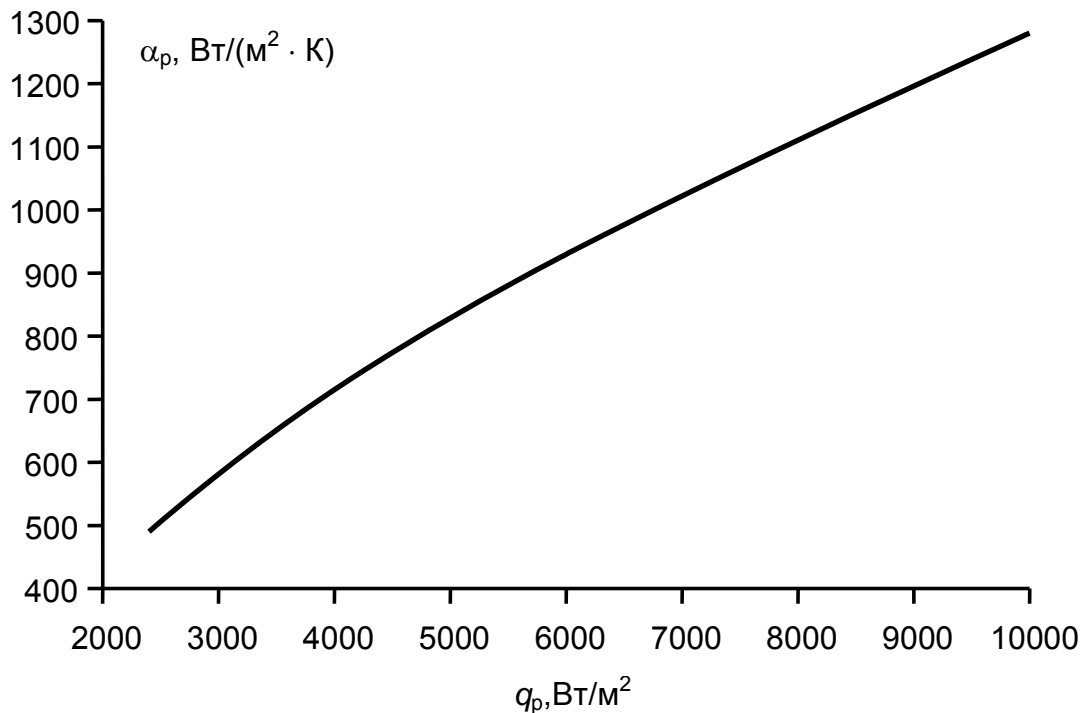


Рис. 3.8. Зависимость коэффициента теплоотдачи продольного ребра от плотности теплового потока при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

• Для поперечного ребра

Исходное уравнение

$$\frac{d}{dR} (2\pi R f_2(R) \frac{d\theta(R)}{dR}) = (C + \frac{p\theta(R)}{R}) \theta(R)^3, \quad (3.145)$$

где $\theta(R)$ – зависимость безразмерной температуры от радиуса ребра R (начало отсчета – основание ребра); C, p – константы, зависящие от теплофизических параметров (см. выше). Функция $f_2(R)$, определяющая форму ребра, выбиралась в виде

$$f_2(R) = \frac{\delta_0}{2b} \left(\frac{R_0}{R} \right)^n. \quad (3.146)$$

Принимая $n = 0$, мы получим прямоугольное в продольном сечении ребро, $n = 1$ – треугольное ребро, $n = 2$ – параболическое ребро.

Краевые условия для заданного уравнения (3.146) выбирались следующим образом:

$$\theta(R_0) = 1; \quad \frac{d\theta(R)}{dR} \Big|_{R=1+R_0} = -Nu\theta(1 + R_0), \quad (3.147)$$

где $R_0 \rightarrow 0$ – малая величина, введенная для устранения особенности в точке $R = 0$; Nu – постоянная, зависящая от теплофизических параметров (число Нуссельта, введенное выше).

Решение задачи (3.145)–(3.147) было получено численно. Для этого использовались соответствующие библиотеки математического пакета Maple, предназначенные для решения краевых задач и основанные на использовании метода конечных разностей с экстраполяцией Рихардсона. Значения коэффициентов, непосредственно входящие в постановку краевой задачи (3.145)–(3.147) и использованные при численном решении, были следующие:

$$C = Nu = 0,528, \quad p = 6,90 \cdot 10^{-7}, \quad \frac{\delta_0}{b} = \frac{1}{3}, \quad R_0 = 0,05.$$

Ниже приведены графики зависимостей, определяющие распределение температуры вдоль охлаждаемого ребра:

– $\theta(R)$ – зависимость относительной температуры ребра от расстояния до оси (рис. 3.9) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$);

– $q_p(R)$ – зависимость плотности теплового потока от расстояния от оси (рис. 3.10) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$);

– $\alpha(R) = \frac{\lambda}{b} (C + p \frac{\theta(R)}{R}) \theta(R)^2$ – зависимость коэффициента теплоотдачи от расстояния до оси (рис. 3.11) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$).

Параметрическая зависимость коэффициента теплоотдачи $\alpha(R) = \frac{\lambda}{2\pi R b} (C + p \frac{\theta(R)}{R}) \theta(R)^2$ от $q(R) = \frac{\lambda}{2\pi R b} (C + p \frac{\theta(R)}{R}) \theta(R)^3$ – подводимого количества теплоты (рис. 3.12) при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$).

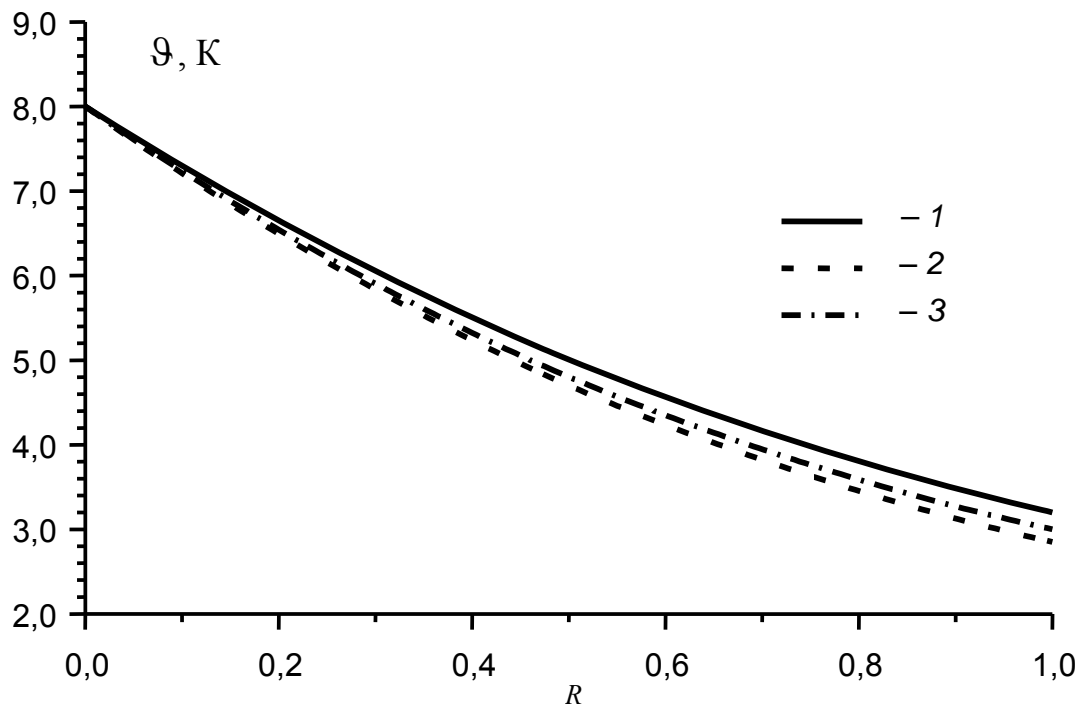


Рис. 3.9. Распределение температуры по высоте радиального ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$):

1 – прямоугольное оребрение; 2 – трапециевидное оребрение;
3 – треугольное оребрение

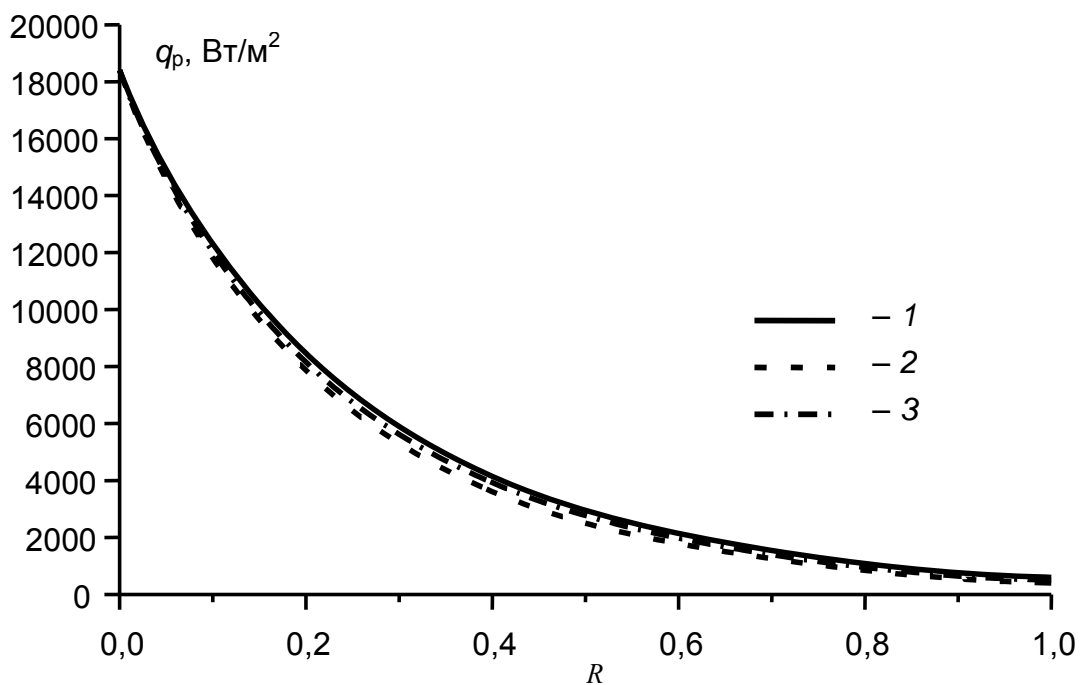


Рис. 3.10. Распределение плотности теплового потока по высоте радиального ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$):

1 – прямоугольное оребрение; 2 – трапециевидное оребрение;
3 – треугольное оребрение

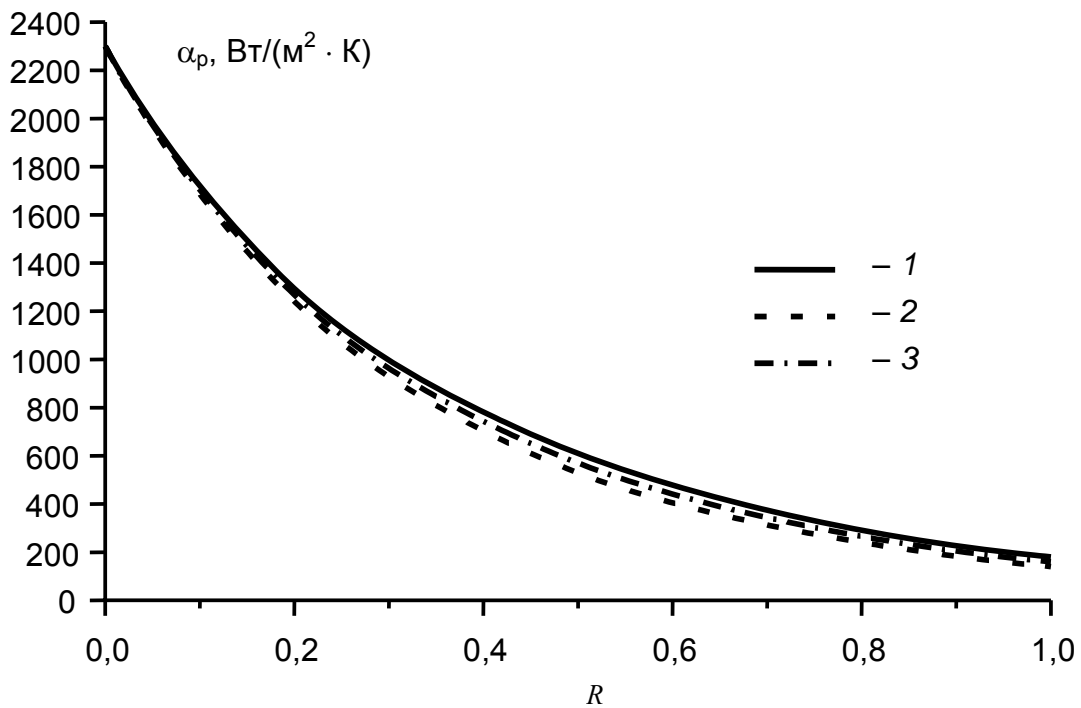


Рис. 3.11. Распределение коэффициента теплоотдачи по высоте радиального ребра при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$):
 1 – прямоугольное оребрение; 2 – трапециевидное оребрение;
 3 – треугольное оребрение

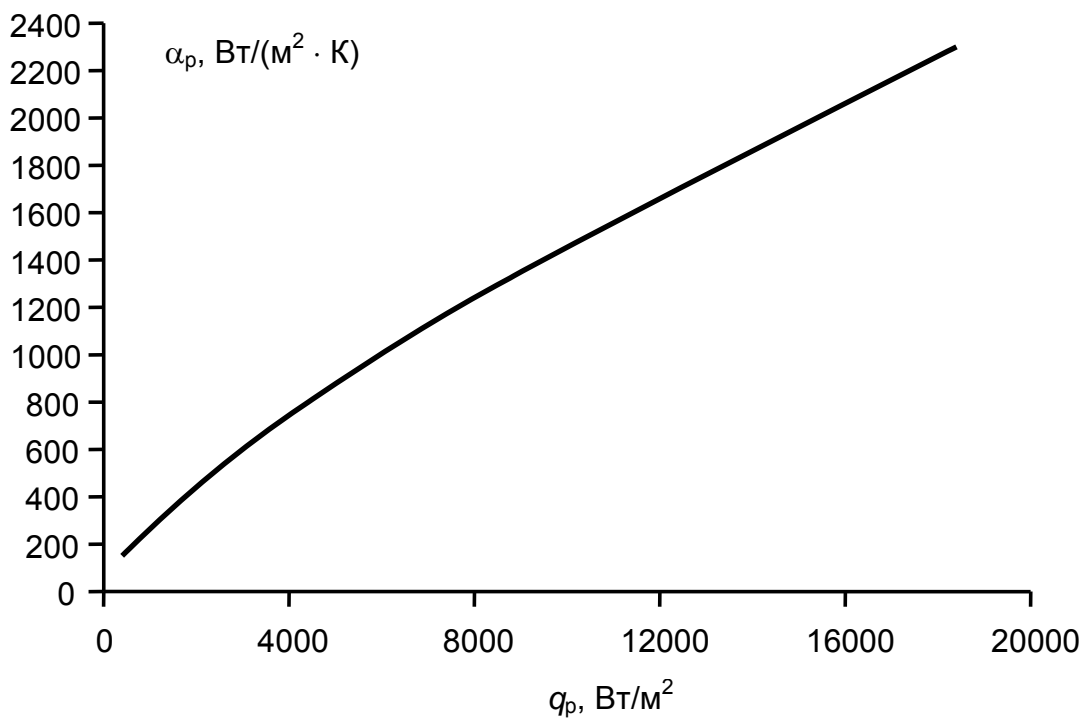


Рис. 3.12. Зависимость коэффициента теплоотдачи радиального ребра от плотности теплового потока при различной форме ребра ($n = 0, 1, 2$)

3.8. Анализ полученных решений

На рис. 3.13–3.24 представлены результаты анализа формул (3.93) и (3.94), позволяющие определить влияние различных определяющих параметров на интенсивность процесса теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей на неизотермических поверхностях.

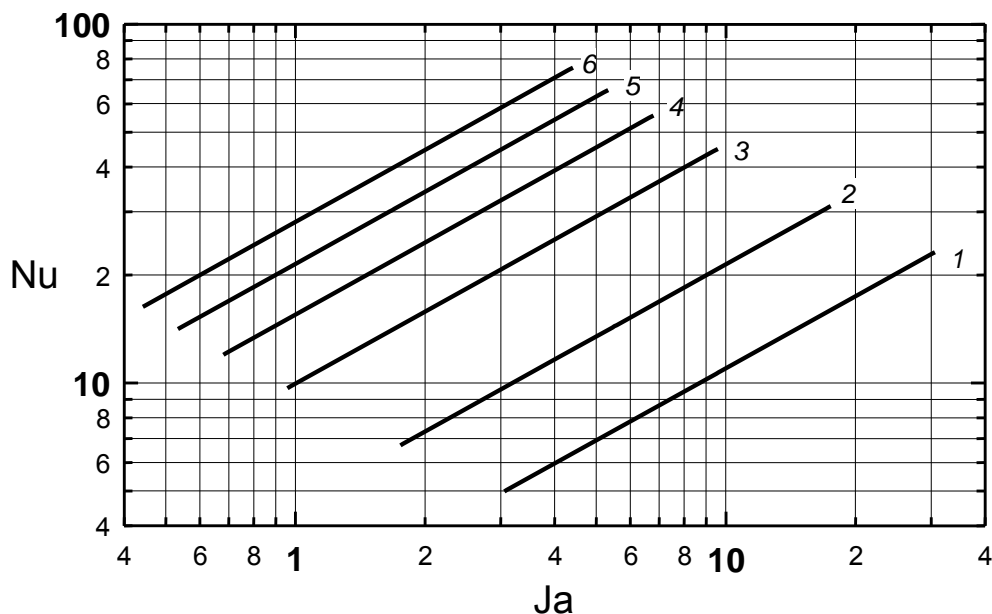


Рис. 3.13. Зависимость $Nu = f(Ja)$, продольное оребрение, ацетон: 1 – 0,1 МПа; 2 – 0,2 МПа; 3 – 0,4 МПа; 4 – 0,6 МПа; 5 – 0,8 МПа; 6 – 1 МПа

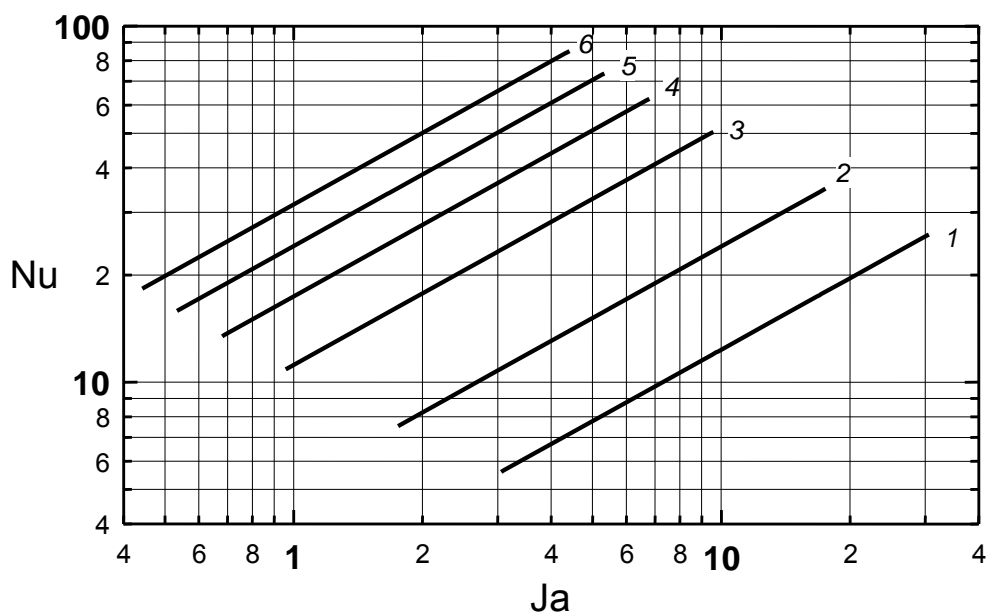


Рис. 3.14. Зависимость $Nu = f(Ja)$, поперечное оребрение, ацетон: 1 – 0,1 МПа; 2 – 0,2 МПа; 3 – 0,4 МПа; 4 – 0,6 МПа; 5 – 0,8 МПа; 6 – 1 МПа

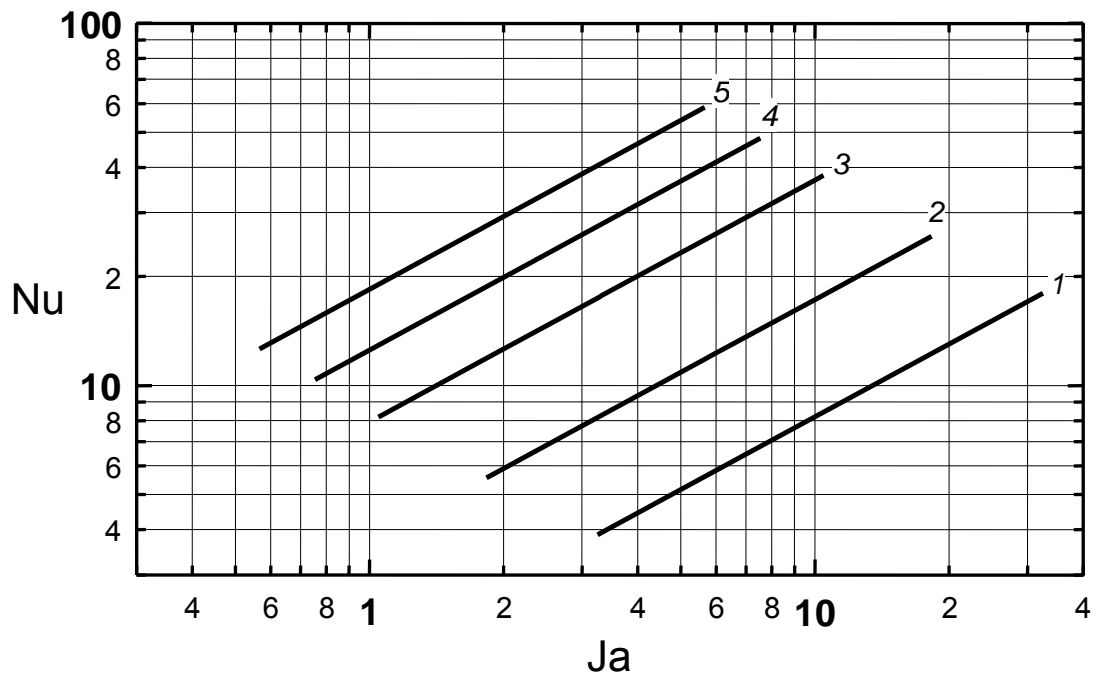


Рис. 3.15. Зависимость $Nu = f(Ja)$, продольное оребрение, этиловый спирт (96 %):
 1 – 0,1 МПа; 2 – 0,2 МПа; 3 – 0,4 МПа; 4 – 0,6 МПа; 5 – 0,8 МПа

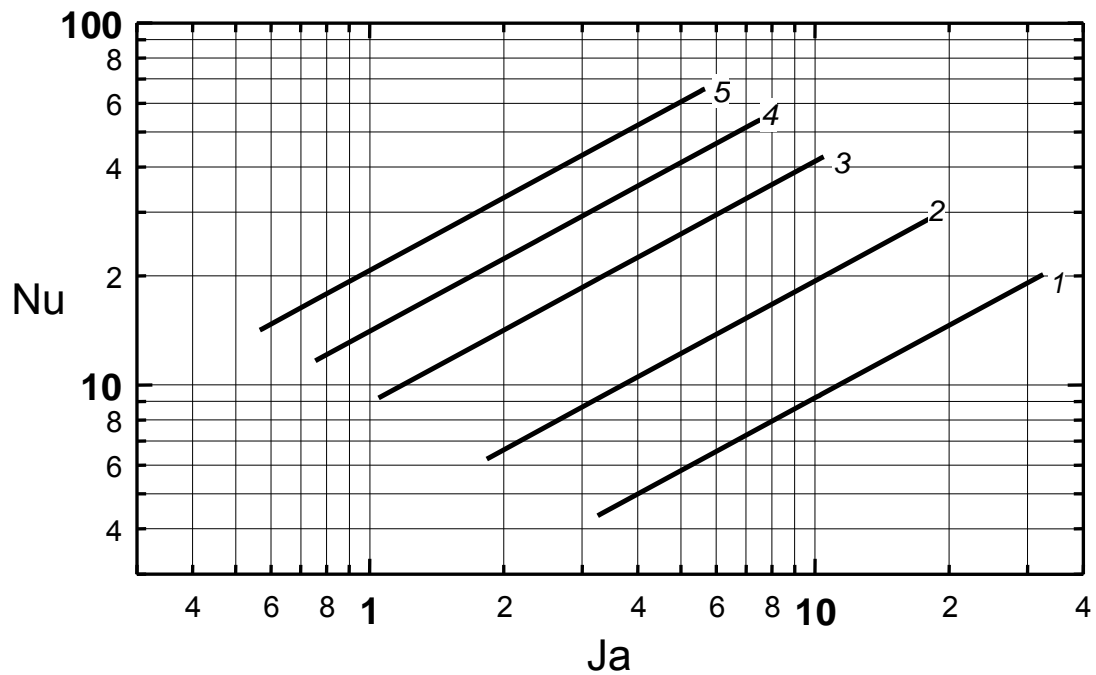


Рис. 3.16. Зависимость $Nu = f(Ja)$, поперечное оребрение, этиловый спирт (96 %):
 1 – 0,1 МПа; 2 – 0,2 МПа; 3 – 0,4 МПа; 4 – 0,6 МПа; 5 – 0,8 МПа

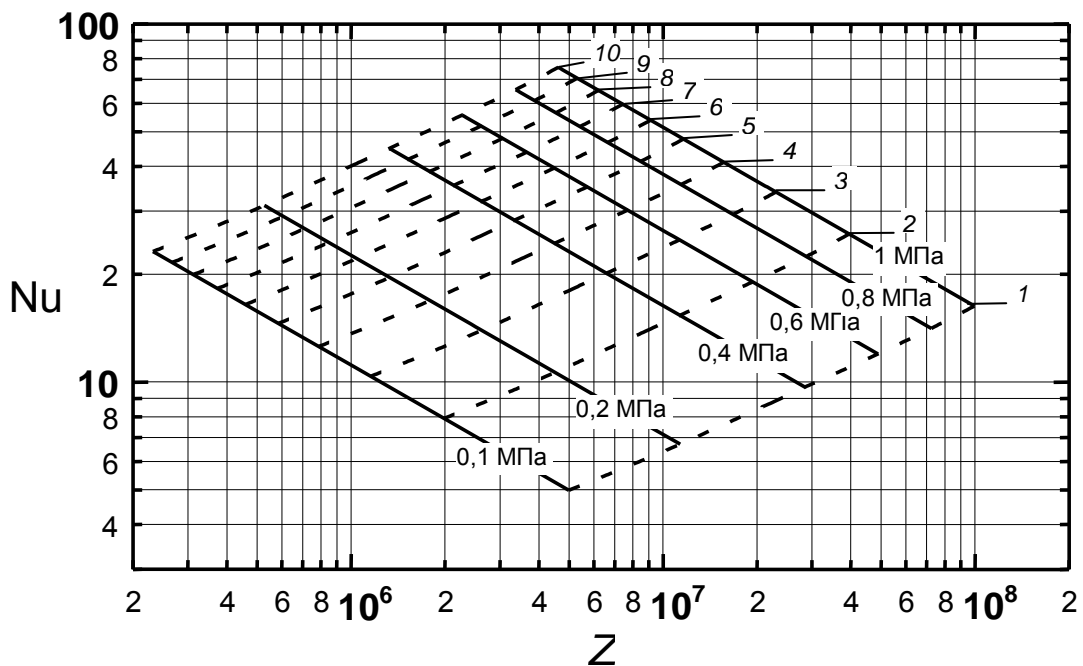


Рис. 3.17. Зависимость $Nu = f(Z)$, продольное оребрение, ацетон:
 1 – 9 = 2 °C; 2 – 9 = 4 °C; 3 – 9 = 6 °C; 4 – 9 = 8 °C; 5 – 9 = 10 °C;
 6 – 9 = 12 °C; 7 – 9 = 14 °C; 8 – 9 = 16 °C; 9 – 9 = 18 °C; 10 – 9 = 20 °C

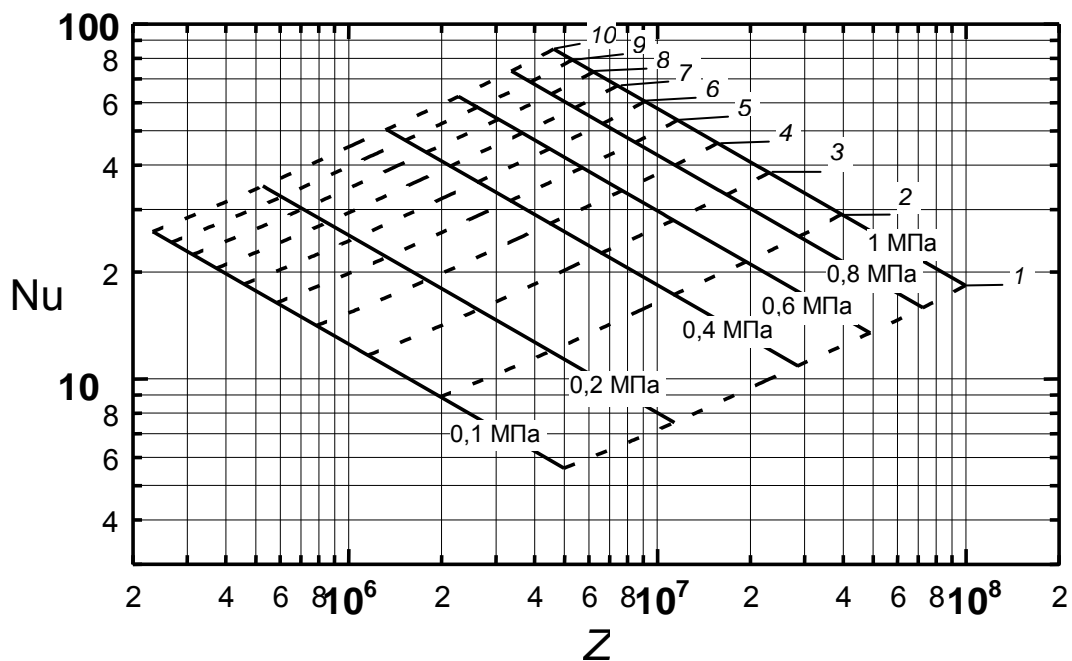


Рис. 3.18. Зависимость $Nu = f(Z)$, поперечное оребрение, ацетон:
 1 – 9 = 2 °C; 2 – 9 = 4 °C; 3 – 9 = 6 °C; 4 – 9 = 8 °C; 5 – 9 = 10 °C;
 6 – 9 = 12 °C; 7 – 9 = 14 °C; 8 – 9 = 16 °C; 9 – 9 = 18 °C; 10 – 9 = 20 °C

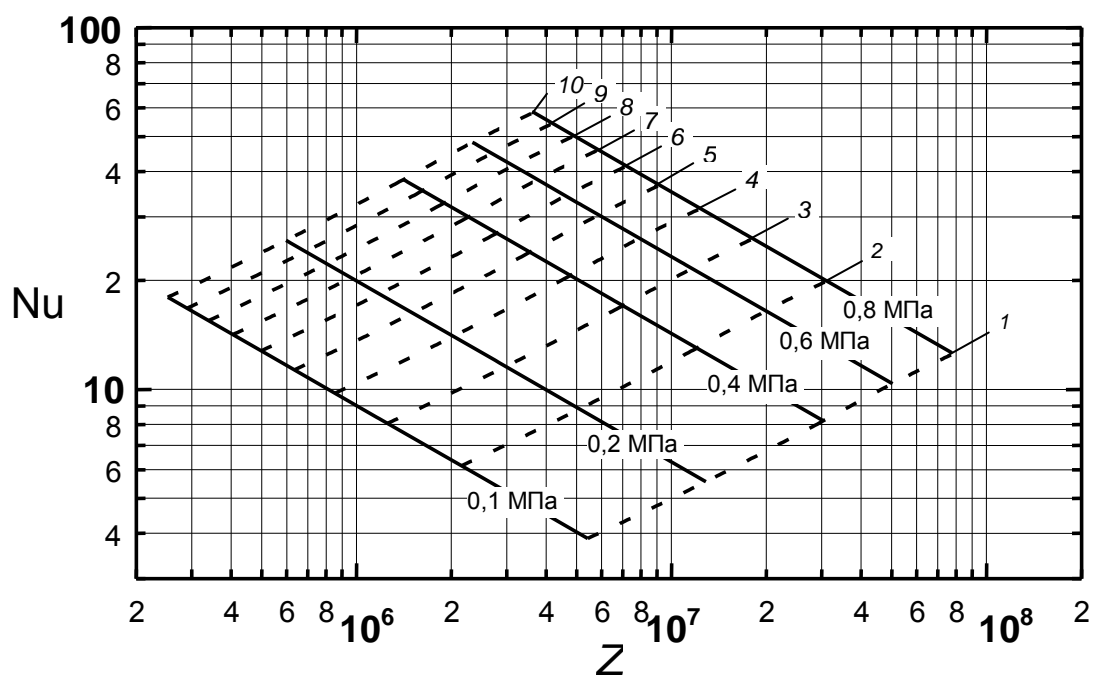


Рис. 3.19. Зависимость $Nu = f(Z)$, продольное оребрение, этиловый спирт (96 %):

1 – $\vartheta = 2\text{ }^{\circ}\text{C}$; 2 – $\vartheta = 4\text{ }^{\circ}\text{C}$; 3 – $\vartheta = 6\text{ }^{\circ}\text{C}$; 4 – $\vartheta = 8\text{ }^{\circ}\text{C}$; 5 – $\vartheta = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$;
6 – $\vartheta = 12\text{ }^{\circ}\text{C}$; 7 – $\vartheta = 14\text{ }^{\circ}\text{C}$; 8 – $\vartheta = 16\text{ }^{\circ}\text{C}$; 9 – $\vartheta = 18\text{ }^{\circ}\text{C}$; 10 – $\vartheta = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$

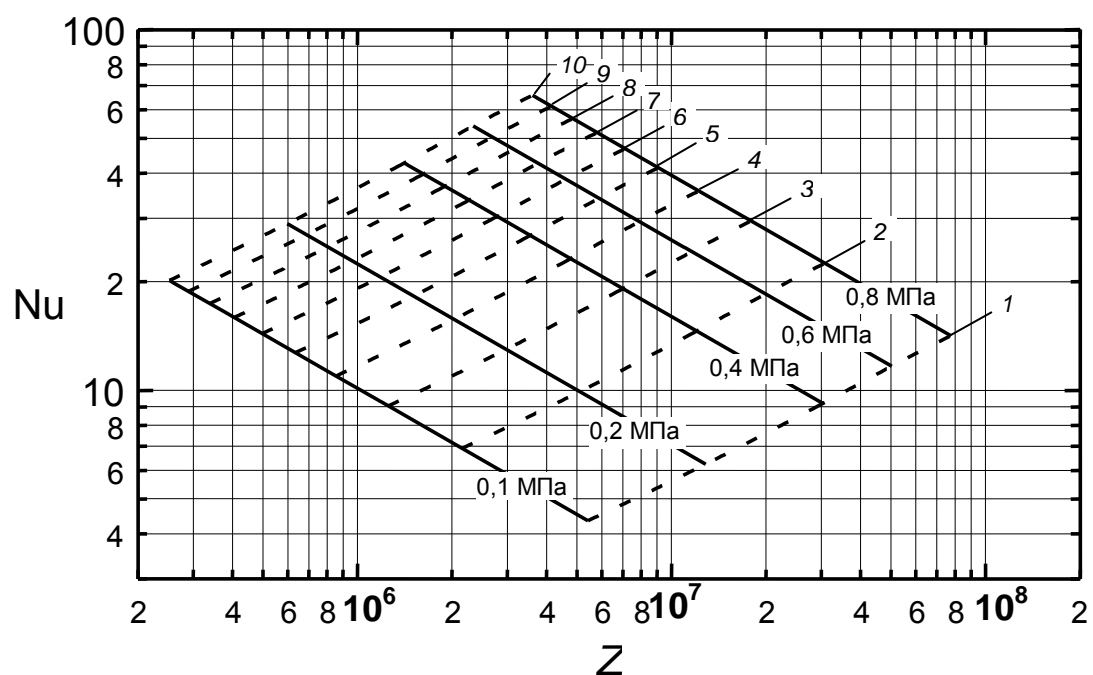


Рис. 3.20. Зависимость $Nu = f(Z)$, поперечное оребрение, этиловый спирт (96 %):

1 – $\vartheta = 2\text{ }^{\circ}\text{C}$; 2 – $\vartheta = 4\text{ }^{\circ}\text{C}$; 3 – $\vartheta = 6\text{ }^{\circ}\text{C}$; 4 – $\vartheta = 8\text{ }^{\circ}\text{C}$; 5 – $\vartheta = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$;
6 – $\vartheta = 12\text{ }^{\circ}\text{C}$; 7 – $\vartheta = 14\text{ }^{\circ}\text{C}$; 8 – $\vartheta = 16\text{ }^{\circ}\text{C}$; 9 – $\vartheta = 18\text{ }^{\circ}\text{C}$; 10 – $\vartheta = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$

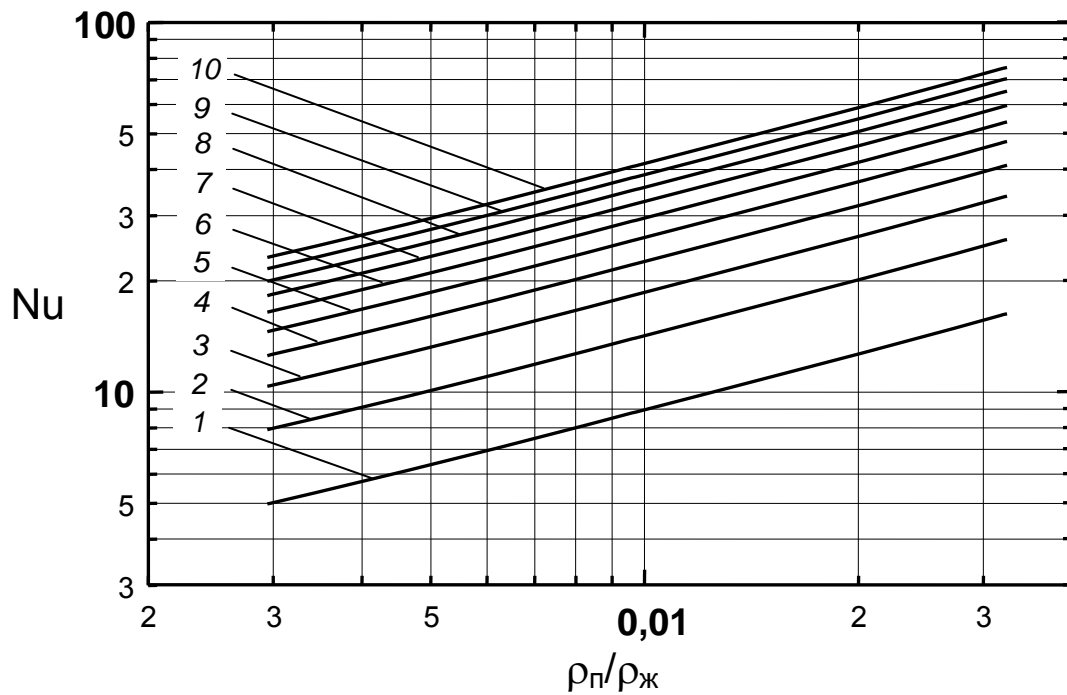


Рис. 3.21. Зависимость $Nu = f(\rho_p/\rho_z)$, продольное оребрение, ацетон:
 1 – 9 = 2 °С; 2 – 9 = 4 °С; 3 – 9 = 6 °С; 4 – 9 = 8 °С; 5 – 9 = 10 °С; 6 – 9 = 12 °С;
 7 – 9 = 14 °С; 8 – 9 = 16 °С; 9 – 9 = 18 °С; 10 – 9 = 20 °С

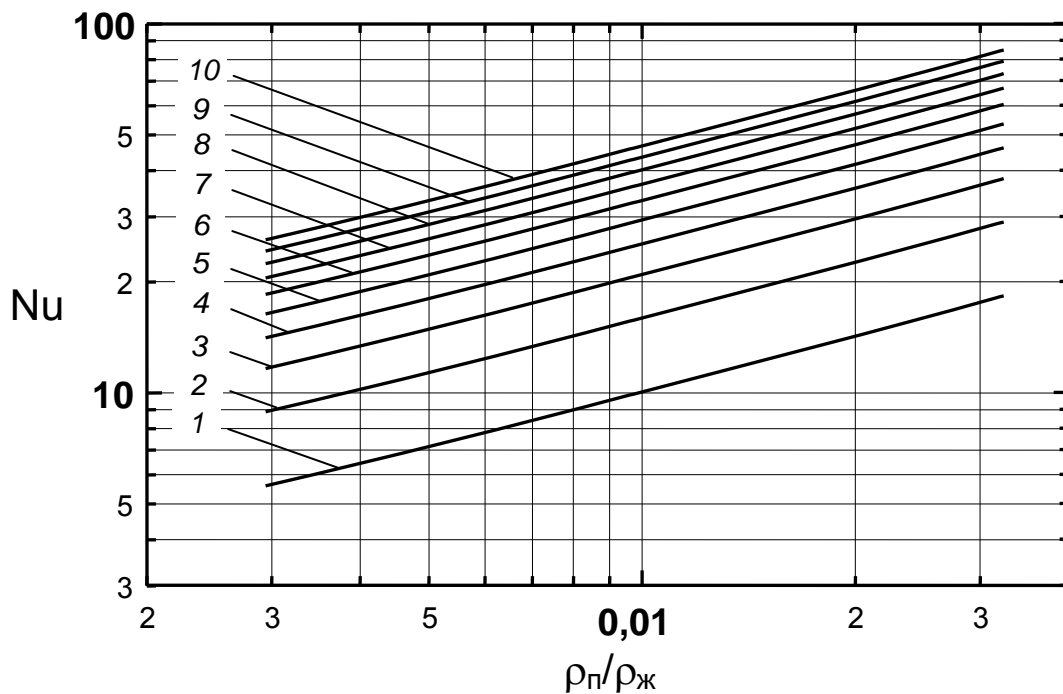


Рис. 3.22. Зависимость $Nu = f(\rho_p/\rho_z)$, поперечное оребрение, ацетон:
 1 – 9 = 2 °С; 2 – 9 = 4 °С; 3 – 9 = 6 °С; 4 – 9 = 8 °С; 5 – 9 = 10 °С; 6 – 9 = 12 °С;
 7 – 9 = 14 °С; 8 – 9 = 16 °С; 9 – 9 = 18 °С; 10 – 9 = 20 °С

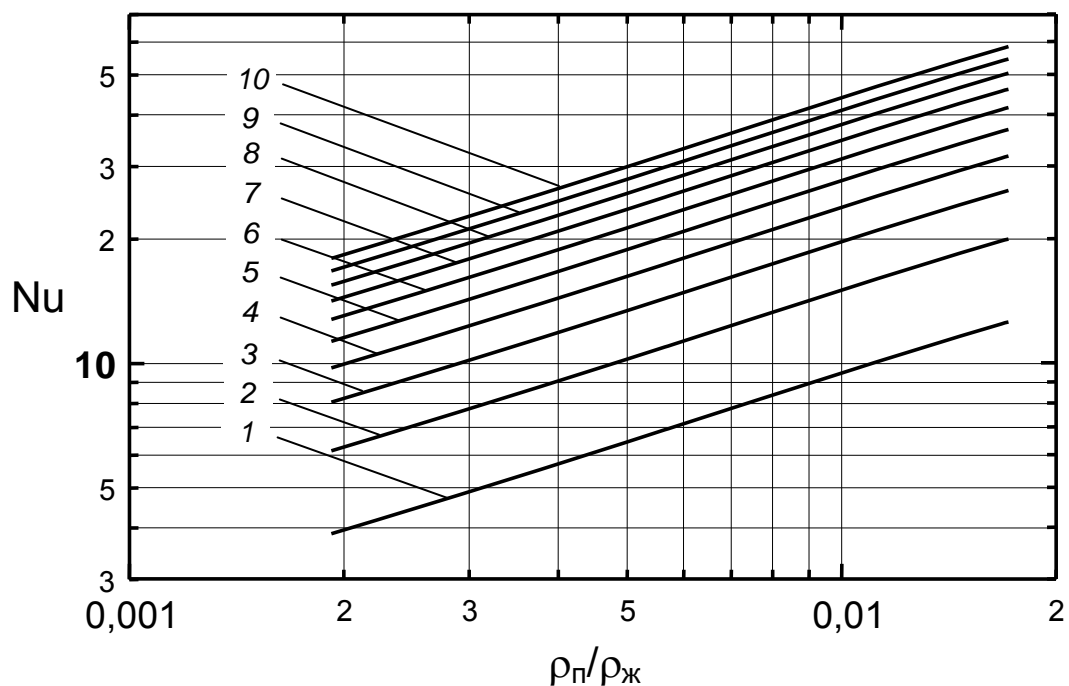


Рис. 3.23. Зависимость $Nu = f(\rho_{п}/\rho_{ж})$, продольное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – $\vartheta = 2^\circ\text{C}$; 2 – $\vartheta = 4^\circ\text{C}$; 3 – $\vartheta = 6^\circ\text{C}$; 4 – $\vartheta = 8^\circ\text{C}$; 5 – $\vartheta = 10^\circ\text{C}$; 6 – $\vartheta = 12^\circ\text{C}$; 7 – $\vartheta = 14^\circ\text{C}$; 8 – $\vartheta = 16^\circ\text{C}$; 9 – $\vartheta = 18^\circ\text{C}$; 10 – $\vartheta = 20^\circ\text{C}$

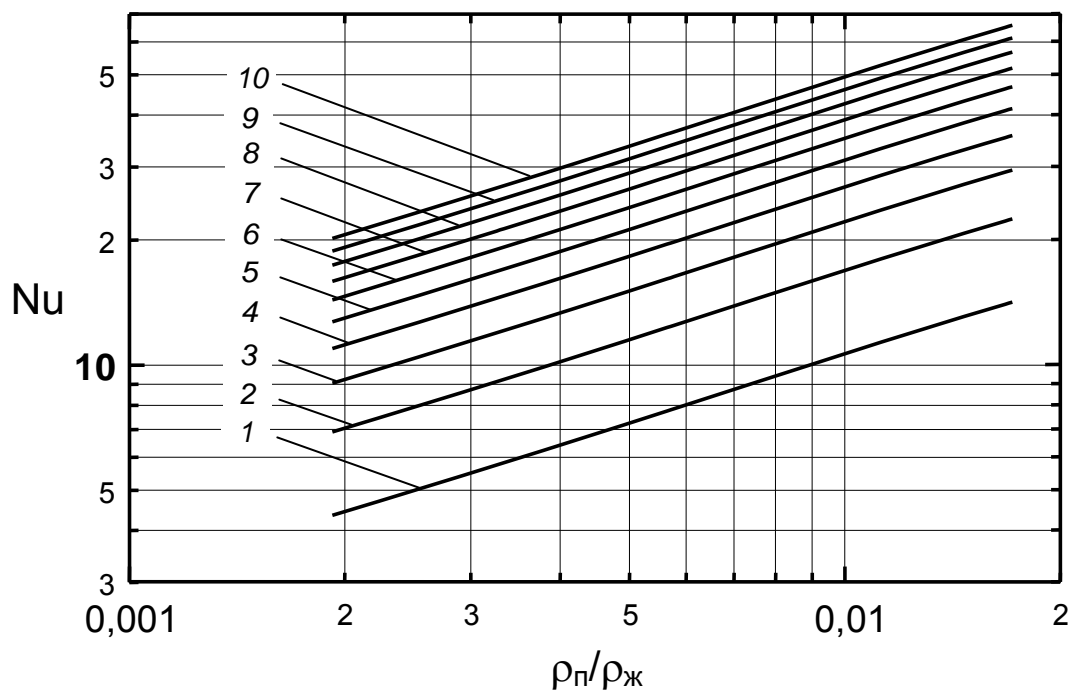


Рис. 3.24. Зависимость $Nu = f(\rho_{п}/\rho_{ж})$, поперечное оребрение, этиловый спирт (96 %): 1 – $\vartheta = 2^\circ\text{C}$; 2 – $\vartheta = 4^\circ\text{C}$; 3 – $\vartheta = 6^\circ\text{C}$; 4 – $\vartheta = 8^\circ\text{C}$; 5 – $\vartheta = 10^\circ\text{C}$; 6 – $\vartheta = 12^\circ\text{C}$; 7 – $\vartheta = 14^\circ\text{C}$; 8 – $\vartheta = 16^\circ\text{C}$; 9 – $\vartheta = 18^\circ\text{C}$; 10 – $\vartheta = 20^\circ\text{C}$

Число Якоба является параметром, определяющим интенсивность теплообмена при кипении, и характеризует соотношение между тепловым потоком, идущим на перегрев единицы объема жидкости и объемной теплотой парообразования. Число Якоба зависит от давления и перегрева жидкости.

С. С. Кутателадзе [20] принимал, что при кипении теплота расходуется на перегрев жидкости, которая затем испаряется в паровые пузыри и, естественно, интенсивность теплообмена при кипении в данном случае будет зависеть от того, какое количество теплоты пойдет на перегрев жидкости, а следовательно, и на ее испарение. С увеличением перегрева жидкости ϑ при данном давлении число Якоба увеличивается, а значит, будет увеличиваться и число Нуссельта (интенсивность теплообмена). Это можно видеть на рис. 3.13–3.16, показывающих зависимость числа Нуссельта от числа Якоба для продольного и радиального типов оребрения для ацетона и этилового спирта при различных давлениях. Кроме того, эти зависимости показывают, что с увеличением давления при одинаковых значениях числа Якоба (при одинаковых перегревах жидкости ϑ) интенсивность теплоотдачи возрастает, причем степень интенсивности падает с увеличением давления. При одинаковых числах Нуссельта с увеличением давления числа Якоба уменьшаются, т. к. уменьшается перегрев жидкости за счет облегчения условий зарождения паровых пузырей на теплоотдающей поверхности. При понижении давления, наоборот, поверхность обедняется центрами парообразования, поэтому для зарождения на ней паровых пузырей требуется все более высокий перегрев жидкости или более высокое значение числа Якоба.

На рис. 3.17–3.20 представлены зависимости числа Нуссельта от количества отрывающихся от теплоотдающей поверхности паровых пузырей при различных давлениях и температурных напорах. С увеличением интенсивности теплоотдачи (числа Нуссельта) количество отрывающихся паровых пузырей уменьшается. Это связано с отрывным диаметром паровых пузырей, находящимся в зависимости от величины перегрева жидкости относительно теплоотдающей поверхности. С увеличением перегрева жидкости (увеличением числа Якоба) отрывной диаметр пузырей растет, приводя к снижению их количества [см. формулу (3.26)]. Увеличение давления насыщения приводит к росту количества отрывающихся от поверхности нагрева паровых пузырей. Это связано с тем, что при увеличении давления величина перегрева жидкости уменьшается, это приводит к уменьшению числа

Якоба и отрывного диаметра парового пузыря, которое, в свою очередь, приводит к увеличению числа отрывающихся паровых пузырей.

На рис. 3.21–3.24 представлены зависимости интенсивности теплоотдачи при кипении жидкостей на ребрах различного типа от отношения плотностей паровой и жидкой фаз. Из рис. 3.21–3.24 видно, что с увеличением отношения $(\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{ж}})$ интенсивность теплоотдачи растет (увеличивается число Нуссельта). Это связано с тем, что при данном давлении насыщения рост отношения плотностей $(\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{ж}})$ вызывается увеличением плотности теплового потока, а следовательно и увеличением перегрева жидкости ϑ , что и приводит к более интенсивной теплоотдаче. Из рис. 3.21–3.24 также видно, что с увеличением давления насыщения интенсивность теплоотдачи растет, однако степень роста интенсивности теплоотдачи с повышением давления уменьшается.

В большинстве случаев при расчете и проектировании теплообменного оборудования известно или задается мощность теплового потока, которую необходимо отводить в процессе теплообмена. Связь между тепловым потоком Q , температурным напором ϑ и геометрическими характеристиками ребра может быть установлена на основании уравнения Ньютона–Рихмана и выражений для определения коэффициентов теплоотдачи продольного и радиального ребер.

С одной стороны, плотность теплового потока q_0 , отнесенная к площади несущей поверхности, может быть записана как:

– для продольного ребра

$$q_0 = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{L} \right) \frac{f_{\text{п}}}{f_0} \vartheta; \quad (3.148)$$

– для радиального ребра

$$q_0 = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r} \right) \frac{f_{\text{п}}}{f_0} \vartheta. \quad (3.149)$$

С другой стороны, плотность теплового потока может быть выражена через тепловую мощность теплообменника Q , количество ребер n , площадь ребра в основании f_0 и межреберную площадь $f_{\text{мр}}$ в следующем виде:

$$q_0 = \frac{Q}{n(f_0 + f_{\text{мр}})}. \quad (3.150)$$

Для продольных ребер

$$q_0 = \frac{Q}{\pi L(\delta_0 + \delta_{\text{мп}})}; \quad (3.151)$$

– для радиальных ребер

$$q_0 = \frac{Q}{2\pi r_0 n(\delta_0 + \delta_{\text{мп}})}. \quad (3.152)$$

Тогда тепловой поток, отводимый оребренной поверхностью, будет:

– для продольных ребер

$$Q = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{L} \right) \frac{f_{\text{р}}}{f_0} \mathfrak{G} \left[n(f_0 + f_{\text{мп}}) \right]; \quad (3.153)$$

– для радиальных ребер

$$Q = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r} \right) \frac{f_{\text{р}}}{f_0} \mathfrak{G} \left[n(f_0 + f_{\text{мп}}) \right]. \quad (3.154)$$

Выражения (3.153) и (3.154) могут быть использованы для определения как локальных температурных напоров, так и среднего по высоте ребра, который может быть использован при определении площади поверхности теплообмена.

Если принять $\mathfrak{G} = \mathfrak{G}_{\text{ср}}$ и $r = r_{\text{ср}}$, то:

– для продольных ребер

$$\begin{aligned} Q &= \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{L} \right) \mathfrak{G}_{\text{ср}} \frac{2Ll_{\text{р}}}{L\delta_0} \left[nL(\delta_0 + \delta_{\text{мп}}) \right] = \\ &= \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{2\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{\delta_0} \right) \mathfrak{G}_{\text{ср}} \left[l_{\text{р}} n(\delta_0 + \delta_{\text{мп}}) \right]; \end{aligned} \quad (3.155)$$

– для радиальных ребер

$$Q = \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{2\pi r_{\text{ср}}} \right) \mathfrak{G}_{\text{ср}} \frac{4\pi r_{\text{ср}} l_{\text{р}}}{2\pi r_0 \delta_0} \left[n2\pi r_0(\delta_0 + \delta_{\text{мп}}) \right] =$$

$$= \frac{4\varphi}{\pi d_0^2} \left(\frac{2\gamma^2 \rho_{\text{п}} a \text{Ja}^2 c_{\text{ж}}}{\delta_0} \right) \mathfrak{G}_{\text{ср}} \left[l_{\text{р}} n (\delta_0 + \delta_{\text{мр}}) \right]. \quad (3.156)$$

Здесь $l_{\text{р}}$ – длина профиля ребра.

Как видно из выражений (3.155) и (3.156), мощность теплового потока, передаваемая продольными и радиальными ребрами, определяется по одинаковым уравнениям, и она не зависит от типа ребра, а определяется только средним температурным напором «ребро – кипящая жидкость», геометрическими параметрами ребра (толщина ребра в основании, межреберное расстояние и длина профиля ребра), количеством ребер, теплофизическими параметрами пара и жидкости и внутренними характеристиками процесса кипения.

Глава 4

СРАВНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ РАЗВИТИЯ ПОВЕРХНОСТИ

Улучшение основных показателей кожухотрубных испарителей в холодильных и теплонасосных установках связано с повышением интенсивности теплообмена как со стороны кипящего хладагента, так и со стороны хладоносителя [211]. При малых температурных напорах ΔT (или малых q) и низких температурах насыщения T_n , характерных для работы холодильных установок, процесс кипения хладагентов на традиционно применяемых гладких стальных и медных трубах носит неразвитый характер и коэффициенты теплоотдачи имеют низкие значения. В этих условиях при определенных значениях ΔT , T_n и теплофизических свойствах хладагента интенсивность теплообмена со стороны хладагента может быть более низкой, чем со стороны хладоносителя. Поэтому для улучшения теплотехнических и энергетических характеристик испарителей интенсификация процессов теплоотдачи со стороны кипящего хладагента имеет большое практическое значение. Одним из перспективных направлений решения этой задачи является поиск теплообменных поверхностей, интенсифицирующих процесс парообразования. Анализ механизма парообразования при кипении жидкостей на гладких поверхностях показывает, что высокой интенсивности теплообмена можно достигнуть только при высоких ΔT или q . Однако увеличение ΔT в испарителях холодильных машин нецелесообразно, т. к. это может привести к ухудшению энергетических показателей установки. В связи с этим испарители работают при средних температурных напорах 4...6 °С.

Эти же факторы играют еще более существенную роль в теплонасосных установках, где температуры насыщения в испарителях могут достигать +50 °С и выше [234]. В качестве рабочего тела в теплонасосных установках широко применяется фреон-142 и некоторые смеси с его преимущественным содержанием. Теплоотдача при пузырьковом кипении фреона-142 изучалась Г. Н. Даниловой и О. П. Ивановым при максимальной температуре насыщения 20,7 °С [212], [213], [234]. Поэтому для обеспечения достаточно высоких энергетических показателей установки необходимо поддерживать температурные напоры в испарителях как можно меньшие, что реально обеспечивается ребренными поверх-

ностями с высокотеплопроводными ребрами достаточно большой высоты. В этом случае средний температурный напор по высоте ребра уменьшается по сравнению с гладкой и микроорребренной поверхностями при интенсивном пузырьковом кипении на ребре, что приводит к увеличению степени эффективности испарителя и установки в целом. Кроме того, обеспечивается отвод больших тепловых потоков при малых температурных напорах, что невозможно осуществить на гладкой, микроорребренной и пористой поверхностях ввиду их запаривания [211].

На интенсивность теплообмена при кипении жидкостей, кроме режимных параметров и теплофизических свойств, существенное влияние оказывают условия поверхности: геометрия, материал, условия смачивания и чистота теплоотдающей поверхности. Все эти факторы влияют на условия зарождения, роста и отрыва паровых пузырей, плотность центров парообразования и т. д. Для интенсивного парообразования необходимо создание условий, облегчающих зарождение паровых пузырей, увеличение числа активных центров парообразования, а также обеспечение наибольшей площади поверхности соприкосновения парового пузыря в процессе его роста с теплопередающей поверхностью через микрослой или тонкую пленку перегретой жидкости. Изменение поверхностных условий может быть достигнуто различными способами: искусственной микро- и макрошероховатостью, особой микрогеометрией, нанесением несмачиваемых и пористых покрытий, структурированием поверхностей, микро- и макроорребрением и др. Некоторые физические предпосылки интенсификации процесса кипения хладагентов на различных поверхностях изложены в [213], [84], [214], [215], [211]. При использовании каждого из вышеперечисленных способов реализуется та или иная физическая предпосылка интенсификации теплообмена при кипении. В качестве экспериментальных поверхностей были использованы трубы $d = 16...20$ мм и пластины из меди, углеродистой и нержавеющей стали с различными поверхностными условиями. Поверхности с микро- и макрошероховатостью имели шероховатость поверхности $R_z = 0,3...85$ мкм, орребренные трубы с геометрией $S_p = 0,3...1,5$ мм, $h_p = 0,5...1,5$ мм, $\delta_p = 0,5$ мм и различную конфигурацию ребер. Плохосмачиваемые покрытия из фторопласта Ф-4Д были как сплошными, так и дискретными, а также комбинированными с поверхностями, полученными виброконтактным способом, и имели покрытия толщиной $\delta = 10...50$ мкм. Пористые неметаллические покрытия (стеклоткань) имели толщину $\delta = 100...500$ мкм, пористые металлические покрытия, нанесенные металлизацией, имели $\delta = 140...1000$ мкм (медь, алюминиевые сплавы). Пористые металличе-

ские покрытия, полученные электрохимическим методом, имели $\delta = 10 \dots 140$ мкм (Fe – Ni, Fe – Ni – Mo, Fe) и объемную разветвленную дендритную структуру. Покрытия, нанесенные методом спекания порошков различной дисперсности ($d = 63 \dots 280$ мкм), имели $\delta = 250 \dots 1450$ мкм, $\varepsilon = 46 \dots 65$ % (медь, бронза, нержавеющая сталь) и спеканием микроволокон $\delta = 200 \dots 700$ мкм, $\varepsilon = 50 \dots 90$ %, $d = 30$ мкм (нержавеющая сталь). Эксперименты проводились в диапазоне изменения режимных параметров: $T_{\text{н}} = 233 \dots 313$ К и $q = 0,5 \dots 50$ кВт/м². Исследовалось кипение R11, R12, R22, R113, R717. Результаты исследований представлены на рис. 4.1 [239].

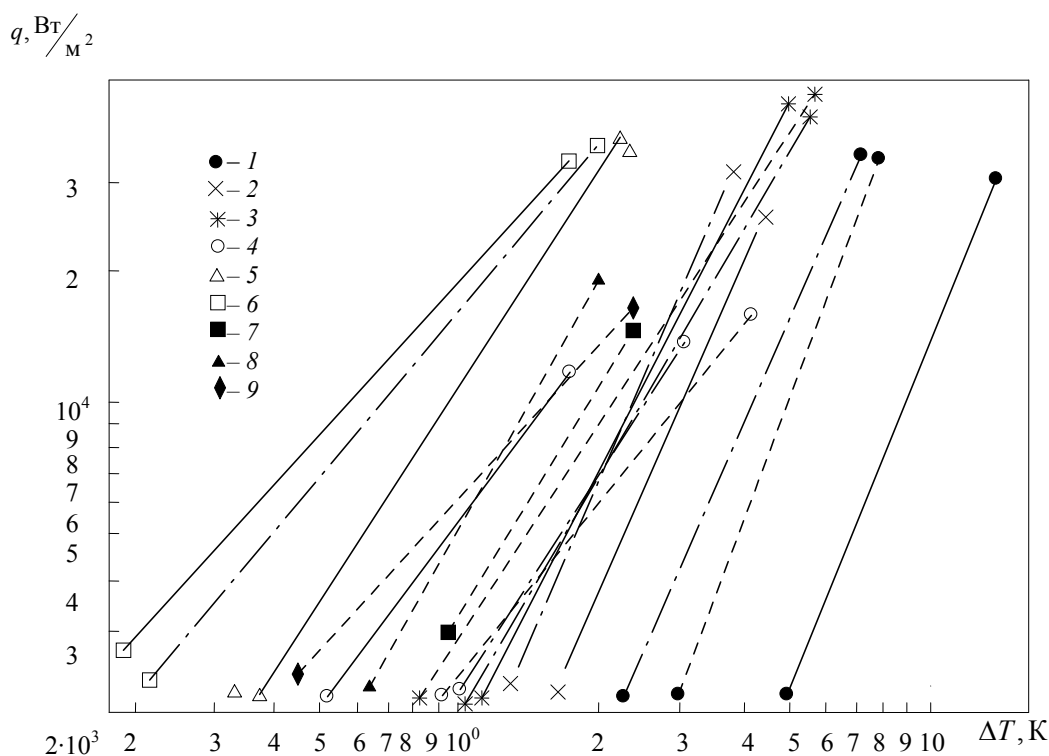


Рис. 4.1. Интенсивность теплообмена при кипении хладагентов на различных интенсифицированных поверхностях при $T_{\text{н}} = 283$ К [239]: 1 – гладкая медная труба ($S = 0,76$ мм, $h = 1,5$ мм, М3); 2 – мелкоорезбренная медная поверхность; 3 – электро-химическое покрытие поверхности (Fe – Ni, $\delta_{\text{сл}} = 0,1$ мм); 4 – пористое неметаллическое покрытие поверхности (стеклоткань, $\delta_{\text{сл}} = 0,3$ мм); 5 – пористое металлизированное покрытие поверхности ($\delta_{\text{сл}} = 0,14$ мм, $\Pi = 36,8$ %); 6 – покрытие поверхности методом спекания (БРОФ10-1, $\delta_{\text{сл}} = 0,35$ мм, $\Pi = 46$ %); 7 – виброконтактная обработка поверхности ($R_z = 83$ мкм); 8 – покрытие поверхности плохосмачиваемым материалом Ф-4Д ($R_z = 8$ мкм, $\delta_{\text{сл}} = 0,01$ мм); 9 – комбинированная поверхность ВКО+ППСМ ($R_z = 83$ мкм, $\delta_{\text{сл}} = 0,02$ мм); — R12; - · - R22; - - - R717

Существенным недостатком поверхностей с пористым покрытием, микро- и макрошероховатостью, микрооребрением, регулярной структурой поверхности является то, что при кипении смесей, состоящих из чистых жидкостей и смазочного масла, интенсивность теплоотдачи резко снижается и те преимущества, которыми обладают эти поверхности, утрачиваются. Это связано с тем, что смазочные масла, обладающие большей вязкостью, чем кипящие жидкости и имеющие гораздо большую температуру кипения при данном давлении, заполняют впадины и поры теплоотдающей поверхности, уменьшая тем самым количество действующих центров парообразования и их плотность, увеличивают термическое сопротивление микрослоя жидкости и уменьшают интенсивность парообразования. Чем ниже температура кипения жидкости, тем ниже будет и интенсивность отвода теплоты кипящей жидкостью [211].

Интенсификация теплоотдачи при кипении хладагентов способствует уменьшению габаритных размеров и массы теплообменных аппаратов, в том числе испарителей холодильных машин. В [218] проанализировано большинство известных типов интенсифицированных поверхностей теплообмена, в том числе полученных различными механическими методами. Перспективность последних обуславливается возможностью создания упорядоченных микро-рельефов на основании предварительных теоретических расчетов. Особо рассматриваются поверхности с искусственно созданными центрами парообразования – GEWA-T-x и TERMOEXEL-E, указывающие на значительную интенсификацию процесса теплообмена при кипении в области малых тепловых потоков.

Исследован процесс кипения R113 в большом объеме на поверхностях с пористыми покрытиями, гладких и виброобработанных. Характеристики образцов представлены в табл. 4.1 и 4.2.

Таблица 4.1

Характеристики исследованных образцов

Номер образца	Материал	Тип поверхности	Геометрические параметры пористой поверхности		Состояние жидкого хладагента
			Толщина слоя, мм	Пористость, %	
1	Медь МЗ	Гладкая	–	–	Недогретый Насыщенный
2	Сталь Х18Н9Т	»	–	–	Недогретый Насыщенный

Окончание табл. 4.1

Номер образца	Материал	Тип поверхности	Геометрические параметры пористой поверхности		Состояние жидкого хладагента
			Толщина слоя, мм	Пористость, %	
3	То же	С мелалловолоконистым пористым покрытием	0,7	50	То же
4	»	То же	0,7	60	»
5	»	»	0,7	90	»
6	»	»	0,2	60	»

Таблица 4.2

Характеристики исследованных образцов

Номер образца	Медные (МЗ) виброобработанные поверхности с диаметром впадин 0,24 мм	
	Глубина впадин, мм	Расстояние между центрами впадин, мм
7	0,04	0,50
8	0,09	0,25
9	0,09	0,20

Исследования проводились при режимных параметрах $p = (1...2)10^5$ Па; $q = (5...120)$ кВт/м² на плоской поверхности торца теплопроводного стержня диаметром 10 мм. На торец наносился слой пористого покрытия. Результаты экспериментов представлены на рис. 4.2.

Пористость по-разному сказывалась на α при малых и больших значениях плотности теплового потока q , что можно объяснить различной степенью влияния двух взаимосвязанных механизмов парообразования в капиллярно-пористом слое: скорости парообразования и скорости отвода паровой фазы. При малых значениях q теплоотдача увеличивается за счет интенсификации самого процесса парообразования, а при больших – уменьшается из-за ухудшения условий отвода пара из пористого слоя.

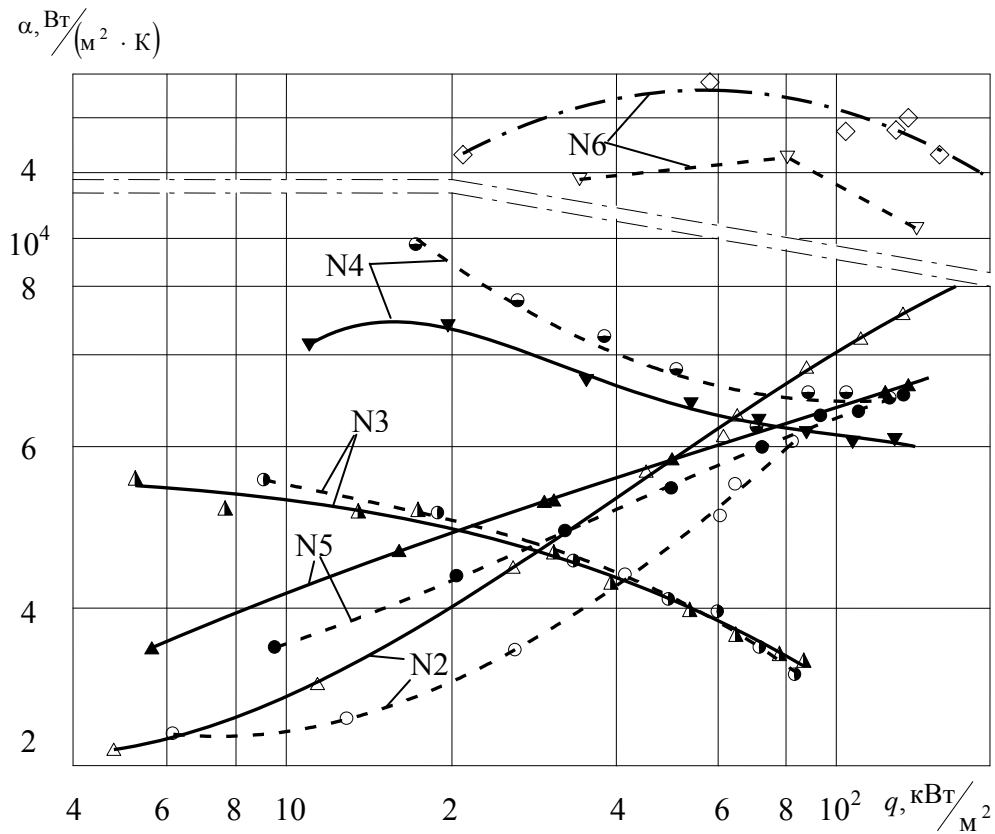


Рис. 4.2. Зависимость коэффициентов теплоотдачи α от плотности теплового потока q при кипении R113 в большом объеме на поверхностях с пористыми покрытиями при различных давлениях [218]:

— $p = 1 \cdot 10^5$ Па; — — — $p = 2 \cdot 10^5$ Па;
 - · - · - $p = 1,48 \cdot 10^5$ Па

Установлено, что для поверхностей с толщиной слоя 0,7 мм при кипении на покрытиях с пористостью $\varepsilon = 90\%$ коэффициенты теплоотдачи увеличиваются до $q = 120$ кВт/м². Для поверхностей с пористостью 50...60% при $q < 20$ кВт/м² коэффициенты теплоотдачи слабо зависят от плотности теплового потока, а при больших q (до 80 кВт/м²) они уменьшаются по мере его роста. Можно предполагать, что в этих случаях кипение происходит в режиме запаривания. В области малых значений q коэффициенты теплоотдачи пористых поверхностей выше, чем их значения для гладкой поверхности. При значениях $q > 40$ кВт/м² коэффициенты теплоотдачи гладкой поверхности становятся выше их значений для пористых поверхностей.

Исследования, проведенные на образцах № 7–9 [216] свидетельствуют о предпочтительности образца № 8.

Результаты сравнения теплоотдачи от различных поверхностей приведены на рис. 4.3.

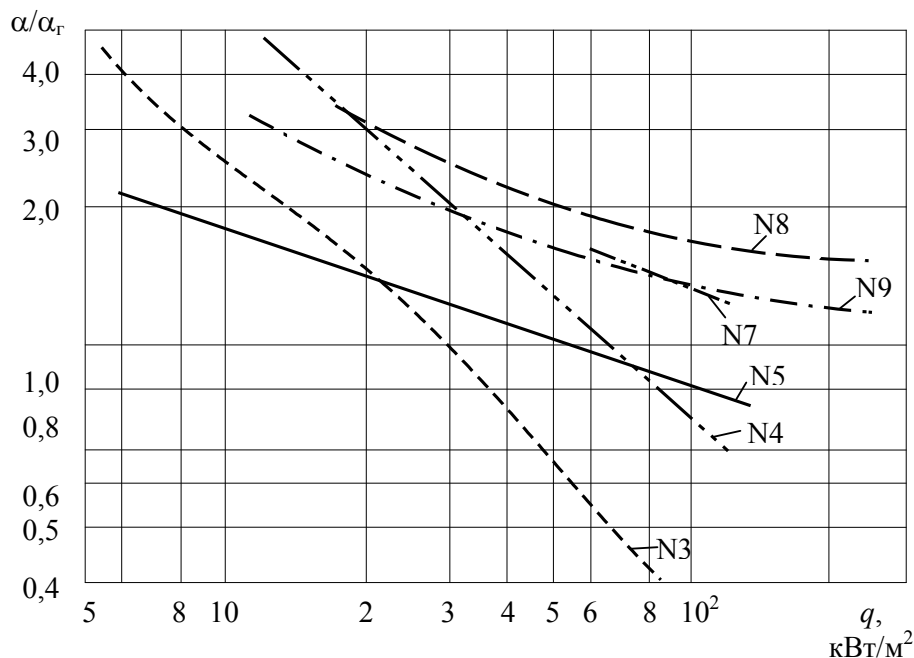


Рис. 4.3. Зависимость соотношения коэффициентов теплоотдачи на интенсифицированных α и гладких $\alpha_{\text{гл}}$ поверхностях от плотности теплового потока q в процессе кипения R113 на различных интенсифицированных поверхностях при $p = 2 \cdot 10^5$ Па [216]

Установлено, что при $q = 5 \dots 15$ кВт/м² для всех интенсифицированных поверхностей коэффициенты теплоотдачи выше, чем для гладкой. Наибольшая степень увеличения теплоотдачи получена при кипении на образце № 8 и на пористых поверхностях № 4 и 6. При высоких плотностях теплового потока ($q > 40$ кВт/м²) теплоотдача на пористых поверхностях становится меньше, чем на гладкой поверхности. Виброобработанные поверхности имели наибольшие коэффициенты теплоотдачи во всем изученном интервале q . Обработка результатов в системе чисел подобия $Nu - Re$ дает:

$$Nu = 2 \cdot 10^3 Re^{2\varepsilon - 1,4} Pr^{0,43} \left(\frac{\lambda_{\text{эф}}}{\lambda'} \varepsilon^{1,55} - 1 \right)^{0,935} \left(\frac{\delta_{\text{к.с}}}{D_{\text{H}}} \right)^{-1,66}.$$

$$\frac{\lambda_{\text{эф}}}{\lambda'} = \frac{\lambda_{\text{M}} + \lambda' - (1 - \varepsilon)(\lambda' - \lambda_{\text{M}})}{\lambda_{\text{M}} + \lambda' + (1 - \varepsilon)(\lambda' - \lambda_{\text{M}})}; \quad Nu = \frac{\alpha D_{\text{H}}}{\lambda'}; \quad Re = \frac{q D_{\text{H}}}{r \mu' \varepsilon},$$

где D_n – эквивалентный гидравлический диаметр капилляра; λ' – коэффициент теплопроводности жидкости; r – теплота парообразования; μ' – коэффициент динамической вязкости жидкости; $\lambda_{эф}$ – эффективный коэффициент теплопроводности пористого слоя; λ_m – коэффициент теплопроводности материала покрытия; $\delta_{к.с}$ – толщина слоя покрытия.

В [235] приводятся результаты исследования теплоотдачи R22 и R717. Получены экспериментальные данные о зависимости $\alpha = f(q)$ при кипении на одиночных трубах внешним диаметром 20 мм с различным типом наружной поверхности в интервале температур кипения $t_k = -20...+20$ °С и плотностей теплового потока $q = 1...20$ кВт/м². Коэффициенты теплоотдачи для всех типов поверхностей относились к площади базовой наружной поверхности гладкой трубы. Были исследованы следующие типы поверхностей [264]:

- 1) гладкая стальная труба (Ст.20);
- 2) стальные трубы с пористым металлизационным покрытием (ПП) из алюминиево-марганцевого сплава с различными структурами, геометрические параметры которых варьировались в следующих пределах: толщина слоя $\delta = 0,26...1,0$ мм; открытая пористость $\Pi = 0,25...0,44$ и эквивалентный диаметр пор $d_{эkv} = 24...40$ мкм;
- 3) стальные трубы с виброконтактной обработкой (ВКО), обеспечивающей регулярную шероховатость с высотой неровностей $R_z = 64$ и 83 мкм;
- 4) стальные трубы с покрытием из фторопласта (ПФ): сплошным – с толщиной слоя $\delta = 0,01$ и $0,02$ мм и дискретным – с $\delta = 0,05$ мм;
- 5) микрооребрённые и структурированные медные трубы со следующими геометрическими характеристиками: шаг ребер – $S_p = 0,65$ мм, толщина ребра $\delta_p = 0,2$ мм, высота ребра $h_p = 1,5$ мм, диаметр по основанию ребер $d_0 = 19$ мм, коэффициент оребрения $\varphi = 6...7$.

Для характеристики тепловой эффективности разных поверхностей принято отношение коэффициентов теплоотдачи интенсифицированной поверхности и гладкой трубы $\alpha/\alpha_{гл}$ при одинаковых t_k и q . На рис. 4.4 сопоставлены результаты исследований при $t_k = -10$ °С. Заштрихованные площади соответствуют разбросу данных, полученных на поверхностях данного типа. Из рис. 4.4 следует, что для обоих

хладагентов наибольшую интенсивность теплообмена обеспечивают пористые покрытия. Хорошая интенсивность теплообмена наблюдается при кипении R717 на образцах.

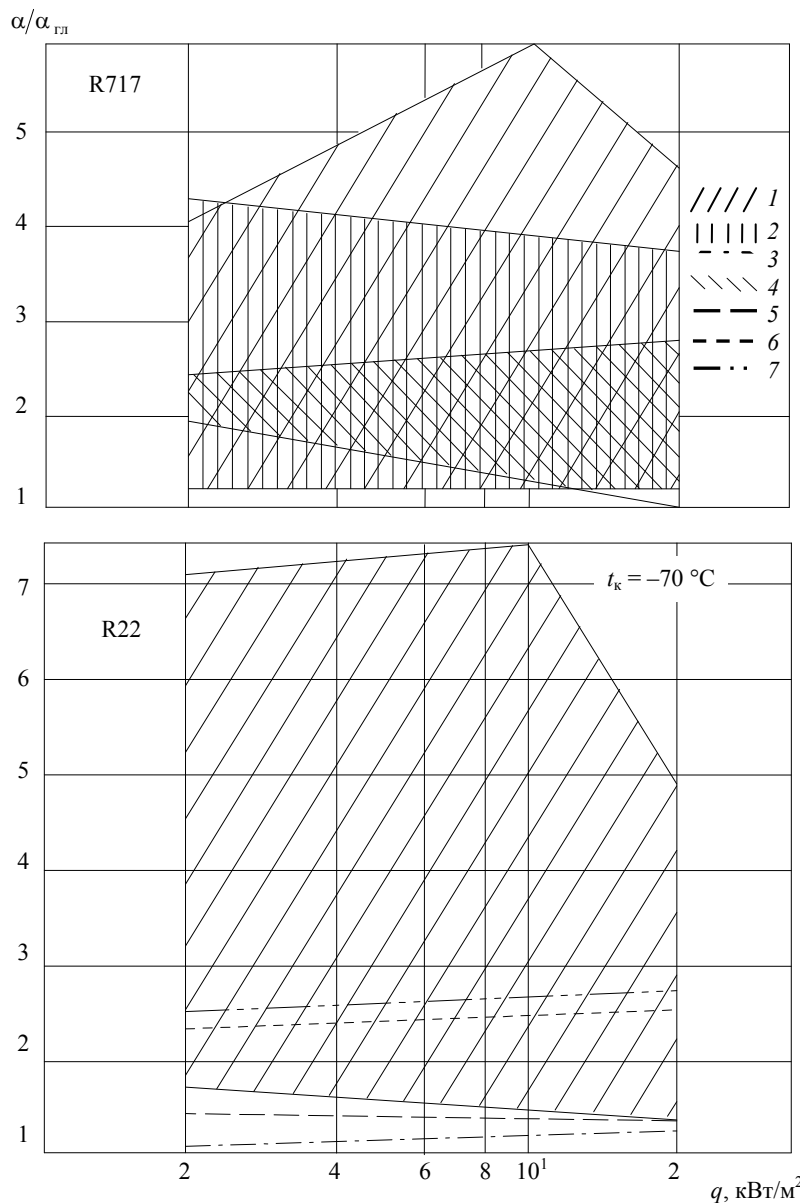


Рис. 4.4. Интенсификация теплоотдачи на поверхностях разного типа:
 1 – поверхности с ПП; 2, 3 – поверхности ПФ; 4, 5 – поверхности с ВКО;
 6 – мелкоребристая поверхность; 7 – структурированная поверхность [235]

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию теплоотдачи при кипении хладагентов на структурированных поверхностях, однако данных для рационального выбора таких поверхностей недостаточно. При обработке экспериментальных данных, полученных на микрооребранных и структурированных поверхностях

установлено, что расчет коэффициентов теплоотдачи можно проводить с помощью существующей эмпирической зависимости, полученной для труб с накатным оребрением [235].

Несмотря на то, что α образцов с микрооребреной и структурированной поверхностями ниже, чем у образцов с ПП (рис. 4.4), следует отметить, что технология изготовления таких поверхностей более простая, дешевая и позволяет получать структуру поверхности в широком диапазоне основных геометрических параметров, определяющих интенсивность процесса теплоотдачи при кипении.

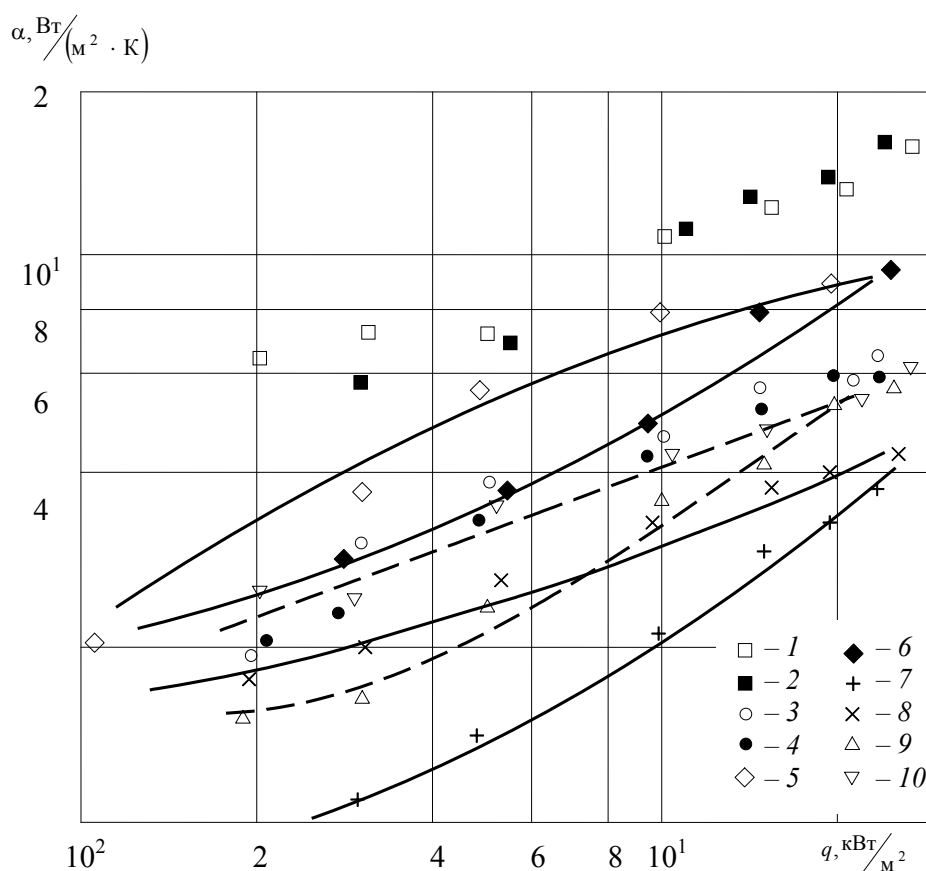


Рис. 4.5. Гистерезисные явления при кипении R717 на поверхностях разного типа [235]:

1–4 – поверхности с ПФ; 5–8 – поверхность с ВКО;
2, 4, 6, 7, 9 – q растет; 1, 3, 5, 8, 10 – q уменьшается

Таким образом, при кипении хладагентов R22 и R717 в большом объеме на одиночных трубах наибольшая степень увеличения теплоотдачи (в 4...6 раз) в сравнении с технически гладкой стальной трубой получена на пористом слое из сплава Al–Mn толщиной 0,8 мм, с открытой пористостью 28 %. Виброконтактная обработка поверхно-

сти трубы интенсифицирует теплоотдачу в 2,5...3 раза для R717 и в 1,5 раза для R22. Использование несмачиваемых покрытий из фторопласта нецелесообразно для R22 и эффективно для R717, особенно в виде дискретного покрытия. Микрооребренная и структурированная медная поверхность более чем в 2 раза увеличивает теплоотдачу при кипении R22.

В левой части кривой кипения ($q = 1,0...20 \text{ кВт/м}^2$) для исследованных поверхностей имеет место гистерезис в величинах α при изменении направления подводимой тепловой нагрузки. Различие при меньших q иногда достигает 100 %. Исключение составляет процесс кипения R717 на поверхности с фторопластовым покрытием (рис. 4.5).

При оценке комплексной эффективности различных поверхностей может оказаться предпочтительнее применение микрооребренных (или структурированных) поверхностей по сравнению с ПП, а также совместное использование гладких и интенсифицированных поверхностей [236].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлено, что при кипении на неизотермической оребренной поверхности в исследованном диапазоне тепловых нагрузок кривая кипения имеет постоянный наклон ($n = \text{const}$ в выражении $\alpha = q^n$), что свидетельствует об отсутствии кризисных явлений, приводящих к излому кривой кипения. Интенсивность теплоотдачи зависит от коэффициента оребрения, возрастая с ростом последнего.

Экспериментально установлена степень влияния давления насыщения на интенсивность теплоотдачи оребренной поверхности, показывающая монотонное снижение показателя степени k для ребра в соотношении $\alpha = f(p_n / p_{кр})^k$ при увеличении плотности теплового потока; причем это проявляется в большей степени, чем на несущей поверхности, где, начиная с плотности теплового потока $q \approx 40 \text{ кВт/м}^2$, влияние давления насыщения на интенсивность теплоотдачи проявляется слабо, что связано с меньшей степенью активации центров парообразования на ребре, обусловленной величиной перегрева теплоотдающей поверхности.

Анализ существующих моделей процессов теплообмена при кипении жидкостей как на гладких (изотермических), так и на оребренных (неизотермических) поверхностях показывает, что все они в своей структуре содержат такую количественную характеристику, как коэффициент теплоотдачи, который должен быть заранее задан или определен экспериментально, что не всегда возможно или крайне затруднительно. Кроме того, ряд моделей содержат в результирующих и промежуточных формулах константы, которые также определяются экспериментальным путем или оцениваются с определенной степенью погрешности. Такой подход к математическому или физическому моделированию не позволяет определить интенсивность теплоотдачи на теплоотдающей поверхности прямым путем, используя полученные формулы, без проведения экспериментальных исследований или использования ранее полученных экспериментальных данных, соответствующих условиям существования физической или математической модели. Все эти факторы не позволяют рассчитывать теплообменную аппаратуру с фазовым переходом (кипением) различных энергетических установок прямым путем, т. к. отсутствует информа-

ция о распределении температуры и коэффициентов теплоотдачи на теплоотдающей поверхности.

Разработанная теплофизическая модель процессов теплообмена при развитом пузырьковом кипении жидкостей на неизотермических (ребристых) поверхностях описывает процессы теплообмена как при продольном, так и при поперечном расположении теплоотдающих неизотермических поверхностей.

Решение математической модели, полученное численным путем на основании метода конечных разностей экстраполяцией Рихардсона при граничных условиях первого и второго рода в основании ребер и третьего рода на вершине ребра, позволяет получить распределение температур и коэффициентов теплоотдачи по высоте ребра. Результаты численного расчета модели удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными при кипении ацетона и этилового спирта на продольных и поперечных ребрах различного профиля.

Предложенная обобщающая зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи ребра как в размерном, так и в безразмерном виде удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, что свидетельствует о возможности применения полученных зависимостей для расчета теплообменных аппаратов с оребренными поверхностями без привлечения эмпирических зависимостей и проведения экспериментальных исследований.

Экспериментально и теоретически установлено, что при развитом пузырьковом кипении интенсивность теплоотдачи не зависит от типа и профиля неизотермической оребренной поверхности, а определяется только режимными параметрами, теплофизическими свойствами жидкости, геометрическими размерами оребренной поверхности и внутренними характеристиками процесса кипения.

Проведены экспериментальные исследования теплоотдачи при кипении озонобезопасного фреона R134a на гладких технически шероховатых и оребренных поверхностях при давлениях насыщения 0,4...0,8 МПа в диапазоне плотностей тепловых потоков 8...63 кВт/м². Получены обобщенные критериальные зависимости для расчета интенсивности теплоотдачи при кипении R134a в исследованном диапазоне режимных параметров.

Эффективность теплоотдающей поверхности при кипении на ней капельных жидкостей можно оценивать по общему коэффициенту энергетической эффективности, учитывающему теплотехническую и энергетическую способности поверхности передавать тепловые потоки с наименьшими энергетическими потерями.

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 // Вопр. физики кипения / С. Г. Бэнков. – 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 Flussiqkei-tsüberhitzung / F. Bosnjakovic // Techn. Mech. und Thermodin. – 1930. – № 10. – S. 358–362.
6. Фритц, В. Исследование механизма парообразования с помощью киносъемки паровых пузырей / В. Фритц, В. Энде // Вопр. физики кипения / В. Фритц, В. Энде. – М. : Мир, 1964. – С. 162–188.
7. Плессет, М. С. Рост паровых пузырей в перегретых жидкостях / М. С. Плессет, С. А. Цвик // Вопр. физики кипения / М. С. Плессет, С. А. Цвик. – М. : Мир, 1964. – С. 189–211.
8. Форстер, Г. Рост парового пузыря в перегретой жидкости / Г. Форстер, Н. Зубер // Вопр. физики кипения / Г. Форстер, Н. Зубер. – 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 // Приклад. 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. – Vol. 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 / Д. А. Лабунцов. – 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 ; Моск. энергет. ин-т. – М., 1971. – 34 с.

19. Жилина, В. В. Связь между краевым углом и отрывным диаметром пузырька при повышенных давлениях / В. В. Жилина // Исслед. 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. Присняков, В. Ф. Частота образования пузырей при кипении / В. Ф. Присняков // Журн. приклад. механики и техн. физики. – 1970. – № 5. – С. 143–146.

24. Мак-Фадден, П. Взаимосвязь между частотой отрыва пузырей и их диаметром при пузырьчатом кипении / П. Мак-Фадден, П. Грессман // Вопр. физики кипения / П. Мак-Фадден, П. Грессман. – М. : Мир, 1964. – С. 403–418.

25. Кутепов, А. М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании / А. М. Кутепов, Л. С. Стерман, Н. Г. Стюшин. – М. : Высш. шк., 1977. – 352 с.

26. Гухман, А. А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена / А. А. Гухман. – М. : Высш. шк., 1974. – 328 с.
27. Толубинский, В. И. Теплообмен при кипении в условиях свободной конвекции / В. И. Толубинский // Тр. ин-та теплоэнергетики. – 1950. – № 2. – С. 19–29.
28. Гогонин, И. И. Теплообмен при кипении фреона-21 в условиях свободной конвекции / И. И. Гогонин // Холодил. техника и технология. – 1970. – № 3. – С. 24–28.
29. Данилова, Г. Н. Коэффициенты теплоотдачи при кипении фреонов С-318 и 21 на горизонтальной трубке / Г. Н. Данилова, А. В. Куприянова // Холодил. техника. – 1967. – № 11. – С. 15–20.
30. Куприянова, А. В. Теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных трубах / А. В. Куприянова // Холодил. техника. – 1970. – № 11. – С. 40–44.
31. Бельский, В. К. Исследование теплообмена при кипении Ф-12 на пучке трубок и одиночных очехленных трубках / В. К. Бельский // Холодил. техника. – 1970. – № 2. – С. 40–44.
32. Поволоцкая, Н. М. Исследование коэффициентов теплоотдачи при кипении фреона-22 на одиночной трубе и пучке горизонтальных труб / Н. М. Поволоцкая // Холодил. техника. – 1968. – № 7. – С. 20–25.
33. Клименко, А. П. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении пропана / А. П. Клименко, В. И. Козицкий // Нефтяная и газовая пром-сть. – 1967. – № 1. – С. 40–43.
34. Бельский, В. К. Влияние расположения пластины на интенсивность теплообмена при кипении фреона-113 / В. К. Бельский, Г. Н. Данилова // ИФЖ. – 1970. – Т. 19, № 4. – С. 625–628.
35. Данилова, Г. Н. Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов / Г. Н. Данилова // Холодил. техника. – 1965. – № 2. – С. 18–23.
36. Данилова, Г. Н. Обобщение данных по теплоотдаче при кипении аммиака / Г. Н. Данилова, А. В. Куприянова // Холодил. техника. – 1971. – № 6. – С. 39–41.
37. Куприянова, А. В. Теплоотдача при кипении аммиака на горизонтальных трубах / А. В. Куприянова // Холодил. техника. – 1979. – № 11. – С. 28–32.
38. Гельперин, И. И. Теплоотдача от кипящей воды при малых тепловых нагрузках / И. И. Гельперин, А. М. Коган // Хим. про-сть. – 1964. – № 8. – С. 14–19.

39. Данилова, Г. Н. Теплообмен при кипении фреонов : автореф. дис. ... д-ра техн. наук: 01.04.14 / Г.Н. Данилова ; ЛТИХП. – Л., 1968. – 28 с.
40. Волошко, А. А. О кипении фреонов в условиях свободной конвекции / А. А. Волошко // Холодил. техника. – 1971. – № 8. – С. 31–34.
41. Данилова, Г. Н. Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов / Г. Н. Данилова // Теплообмен при конденсации и кипении : тр. ЦКТИ, 1965. – Вып. 57. – С. 56–62.
42. Лабунцов, Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитии пузырькового кипения / Д. А. Лабунцов // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1963. – № 1. – С. 58–71.
43. Боришанский, В. М. Теплообмен при пузырьковом кипении / В. М. Боришанский, К. А. Жохов // ИФЖ. – 1968. – Т. 15, № 5. – С. 809–817.
44. Поволоцкая, Н. М. Исследование теплообмена при кипении фреона-502 в пучке труб / Н. М. Поволоцкая // Отчет ВНИХИ, 1969.
45. Дюндин, В. А. Исследование теплообмена при кипении фреона-12 на гладкой и ребристой трубках / В. А. Дюндин // Холодил. техника. – 1969. – № 11. – С. 16–22.
46. 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 теплообмену и гидродинамике при движении двухфаз. потока в элементах энергет. машин и аппаратов, Ленинград, 1971 / Ин-т тепло- и массообмена АН БССР ; редкол.: М. А. Стырикович [и др.]. – Минск, 1974. – Ч. 1. – С. 202–210.
47. Данилова, Г. Н. Теплообмен при конденсации и кипении / Г. Н. Данилова // Тр. ЦКТИ, 1965. – Вып. 57.
48. Хене. Кипение бензола, дифенила и бензолодифениловых смесей в большом объеме под давлением / Хене, Губер // Теплопередача. – Сер. С. – 1963. – № 3. – С. 196–213.
49. Толубинский, В. И. Теплообмен при кипении этилового спирта / В. И. Толубинский, Ю. Н. Островский // Конвективный теплообмен. – Киев : Наукова думка, 1965. – С. 121–128.
50. Марто. Теплоотдача от структурированной поверхности при кипении диэлектрической жидкости в большом объеме / Марто, Лепер // Теплопередача. – 1982. – Т. 104, № 2. – С. 72–80.
51. Marcellus, M. C. Heat-Transfer Characteristics of Fluorechemical Inert Liquid FC-75 / M. C. Marcellus, A. F. Spilhaus, L. A. Troeltzsch

// Journal of Chemical and Engineering Data. – July 1961. – Vol. 6, № 3. – P. 459–463.

52. Fujii, M. Nucleate Pool Boiling Heat Transfer from Micro-Porous Heating Surface / M. Fujii, E. Nishiyama, G. Yamanaka // Advances in Enhanced Heat Transfer. ASME, 1979. – P. 45–51.

53. Nishikawa, K. Augmentation of Nucleate Boiling Heat Transfer by Prepared Surfaces / K. Nishikawa, T. Ito // Japan-United States Heat Transfer Joint Seminar. Tokyo, 1980. – P. 243–251.

54. Young, R. K. Chemical Engineering Progress / R. K. Young, R. L. Hummel, 1964. – Vol. 60. – P. 53–58.

55. Марто. Пузырьковое кипение азота в большом объеме при различных условиях на поверхности / Марто, Моулсон, Мейнард // Теплопередача. – 1968. – № 4. – 75 с.

56. Gottzmann, C. F. Field Experience with High Efficiency Heat Exchangers / C. F. Gottzmann, P. S. O'Neill, P. E. Minton // AIChE 74th National Meeting, New Orleans. – March 1973.

57. Yilmaz, S. Pool Boiling Heat Transfer Performance for Commercial Enhanced Tube Surfaces / S. Yilmaz, J. J. Hwalek, J. W. Westwater // ASME paper No. 80-HT-31. – Orlando. – July 1980.

58. Yilmaz, S. Effect of Commercial Enhanced Surfaces on the Boiling Heat Transfer Curve / S. Yilmaz, J. W. Westwater // Advances in Enhanced Heat Transfer, 1981. – ASME, 1981.

59. Bergles, A. E. Characteristics of Nucleate Pool Boiling from Porous Metallic Coatings / A. E. Bergles, M. C. Chyu // Advances in Enhanced Heat Transfer, 1981. – ASME, 1981.

60. Trepp, C. H. Boiling Heat Transfer from Structured Surfaces to Liquid Nitrogen / C. H. Trepp, T. V. Hoffman // Wärme-und Stoffübertragung, 1980. – Vol. 14. – P. 15–22.

61. Берглес. Определение теплопередачи при поверхностном кипении в условиях принудительной конвекции / Берглес, Росеноу // Теплопередача. – 1964. – № 3. – С. 83–92.

62. Zuber, N. On the stability of boiling heat transfer / N. Zuber // Trans. ASME. – 1958. – Vol. 80, № 3. – P. 711–720.

63. Чумак, И. Г. Интенсификация теплообмена при кипении хладонов на поверхности трубы / И. Г. Чумак, Л. В. Малая, И. В. Виниченко // Холодил. техника. – 1979. – № 4. – С. 32–36.

64. Данилова, Г. Н. Моделирование теплоотдачи при кипении холодильных агентов на интенсифицированных поверхностях теплообмена / Г. Н. Данилова, А. В. Тихонов // Кипение, кризисы кипения, закризисный теплообмен : материалы Первой Рос. нац. конф. по теп-

лообмену, Москва, 21–24 нояб. 1994 г. : в 4 т. / Москов. энергет. ин-т. – М., 1994. – Т. 4. – С. 91–95.

65. Дюндин, В. А. Интенсивные теплообменные поверхности для кожухотрубных испарителей холодильных машин / В. А. Дюндин, Г. Н. Данилова, А. В. Тихонов. – М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1990. – 12 с.

66. Круглов, Г. Р. Влияние параметров регулярного микрорельефа поверхности на теплоотдачу при кипении / Г. Р. Круглов, Б. Н. Букин, А. В. Тихонов // Изв. вузов. Приборостроение. – 1987. – Т. 30, № 3. – С. 92–95.

67. Тихонов, А. В. Теплоотдача при кипении R 113 на металловолоконистых покрытиях / А. В. Тихонов, А. В. Запорожченко // Криогенная техника и кондиционирование. Исследование и совершенствование процессов и аппаратов. – Л. : ЛТИХП, 1984. – С. 104–109.

68. Накаяма, В. Динамическая модель интенсификации теплоотдачи при кипении на пористой поверхности. Ч. 1. Экспериментальное исследование / В. Накаяма, Т. Дайкоку, Х. Кувахара // Теплопередача. – 1980. – Т. 102, № 3. – С. 62–69.

69. Chyu, M. C. Boiling Heat Transfer From a Vertical Wall Subjected to an Inclined Wall Attachment / M. C. Chyu, T. Fel // Experimental Thermal and Fluid Science. – 1990. – № 3. – P. 256–263.

70. Семена, М. Г. Интенсивность теплообмена при кипении на поверхности с пористыми покрытиями в условиях капиллярного транспорта / М. Г. Семена, В. К. Зарипов, А. А. Шаповал // ИФЖ. – 1987. – Т. 52, № 4. – С. 592–597.

71. Васильев, Л. Л. Интенсификация теплообмена в тепловых трубах / Л. Л. Васильев, С. В. Конев, В. В. Хроленок. – Минск : Наука и техника, 1983. – 160 с.

72. Эва, В. Низкотемпературные тепловые трубы / В. Эва, И. Асакавичюс, В. Гайгалис. – Вильнюс, 1982. – 220 с.

73. Семена, М. Г. Тепловые трубы с металловолоконистыми капиллярными структурами / М. Г. Семена, А. Н. Гершуни, В. К. Зарипов. – Киев : Наукова думка, 1984. – 245 с.

74. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении жидкости в высокотеплопроводных капиллярных структурах / Л. Л. Васильев [и др.] // ИФЖ. – 1982. – Т. 42, № 6. – С. 893–898.

75. Филиппов, Ю. Н. Экспериментальное исследование теплоотдачи в зоне испарения водяной тепловой трубы / Ю. Н. Филиппов // ИФЖ. – 1977. – Т. 33, № 2. – С. 250–254.

76. Абхат, А. Кипение и испарение воды, ацетона и этилового спирта в фитилях тепловых труб / А. Абхат, Р. А. Себан // Теплопередача. – 1974. – № 3. – С. 74–82.

77. Лабунцов, Д. А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкости / Д. А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1972. – № 9. – С. 14–19.

78. Сиротин, А. Г. Экспериментальное исследование процесса кипения углеводородных жидкостей на пористых поверхностях / А. Г. Сиротин // Кипение и конденсация. – Рига : Наука, 1984. – С. 20–27.

79. Повышение эффективности холодильных установок за счет применения в теплообменниках-испарителях труб с пористым покрытием / А. Г. Сиротин [и др.] // Газовая пром-сть. – 1976. – № 12. – С. 28–32.

80. Лыков, А. В. Тепломассообмен : справочник / А. В. Лыков. – М. : Энергия, 1978. – С. 290–291.

81. Исаченко, В. П. Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – 4-е изд. – М. : Энергоиздат, 1981. – 416 с.

82. Клименко, А. П. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении н-бутана / А. П. Клименко, В. И. Козицкий // Газовая пром-сть. – 1967. – № 6. – С. 46–49.

83. Двойрис, А. Д. Интенсификация процессов сжижения природного газа / А. Д. Двойрис, А. Г. Сиротин, Г. П. Сахарова // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1980. – № 4. – С. 145–151.

84. Интенсификация теплообмена при кипении хладагентов на поверхностях с газотермическими покрытиями / В. А. Дюндин [и др.] // Хим. и нефтяное машиностроение. – 1975. – № 9. – С. 22–23.

85. Gorenflo, D. Zur Druckabhängigkeit des Wärmeübergang an siedende Kaltemittel bei breiter Konvektion / D. Gorenflo // Chem. Ingr. Techn. – 1968. – В. 40, № 15. – S. 757–762.

86. Schroth, H. H. Ein Beitrag zur Verdampfung an überfluteten Glatt – und Rippenrohren / H. H. Schroth // Luft-und Kältetechnik. – 1968. – В. 5, № 4. – S. 212–218.

87. 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.

88. Gzikk, A. M. Performance of Advanced Heat Transfer Tubes in Refrigerant Flooded Liquid Coolers / A. M. Gzikk, C. F. Gottsmann, E. G. Ragi // ASHRAE Trans. – 1970. – Vol. 16, Part. 1, № 4. – P. 96–108.

89. Ковалев, С. А. Испарение и конденсация в тепловых трубах / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев. – М. : Наука, 1989. – 112 с.

90. Moss, R. A. Neutron radiographic study of limiting planer heat pipe performance / R. A. Moss, A. T. Kelly // *Int. J. Heat Masse Transfer.* – 1970. – Vol. 13, № 4. – P. 491–502.

91. Cornwell, K. Observation of boiling in porous media / K. Cornwell, B. G. Nair, T. D. Patten // *Int. J. Heat Masse Transfer.* – 1976. – Vol. 19, № 2. – P. 236–238.

92. Winston, H. M. The mechanism of heat transfer in evaporation zone of heat pipe / H. M. Winston, J. K. Ferrell, W. R. Davis // *Proc. II. Intern. Heat Pipe Conf. Italy. Bologna, 1976.* – P. 413–425.

93. Barthelemy, R. R. Evaporation heat transfer in hear pipes / R. R. Barthelemy // *Proc. Second Int. Heat pipe Conf. – Bologna, 1976.* – P. 425–436.

94. Модель процесса концентрирования при кипении в КПС / М. А. Стырикович [и др.] // *ДАН СССР.* – 1978. – Т. 241, № 2. – С. 345–348.

95. Аллинггейм, В. Определение коэффициента теплоотдачи при кипении воды на поверхности горизонтальной обогреваемой трубы, покрытой волокнистым, пропитанным водой материалом / В. Аллинггейм, Ж. Макинтайр // *Теплопередача.* – Сер. С. – 1961. – № 1. – С. 92–99.

96. Афанасьев, Б. А. Исследование теплообмена и предельных тепловых потоков при кипении в КПС / Б. А. Афанасьев, Г. Ф. Смирнов // *Теплоэнергетика.* – 1979. – № 5. – С. 67–69.

97. Rannenberг, M. Heat transfer by evaporation in capillary porous wire mesh structures / M. Rannenberг, H. Beer // *Letters in Heat and Masse Transfer.* – 1980. – Vol. 7. – P. 425–432.

98. Воронин, В. Г. Низкотемпературные тепловые трубы для летательных аппаратов / В. Г. Воронин, А. В. Ревякин, В. Я. Сасин. – М. : Машиностроение, 1976. – 200 с.

99. Генбач, А. А. Интенсивность теплообмена при кипении жидкости в КПС в поле массовых сил / А. А. Генбач, В. Н. Федоров, А. Я. Шелгинский // *Тр. Моск. энергет. ин-та.* – 1980. – № 448. – С. 27–31.

100. Шаповал, А. А. Исследование теплообмена при кипении воды и ацетона на поверхности с металловолокнистыми пористыми покрытиями : автореф. дис. ... канд. техн. наук: 01.04.14 / А. А. Шаповал ; Ин-т техн. теплофизики АН УССР. – Киев, 1985. – 23 с.

101. Masao, F. Nucleate pool boiling heat transfer from porous heating surface. (Optimum particle diameter) / F. Masao // *Trans. Jap. Soc. Mech. Eng.* – 1984. – № 451. – P. 818–824.

102. Кравченко, В. А. Исследование теплообмена при кипении воды, этилового спирта и их смесей на поверхности нагрева с пористым покрытием / В. А. Кравченко, Н. Ю. Островский, Ю. А. Спиваков // ИФЖ. – 1984. – № 5. – С. 753–759.

103. Техвер, Я. Х. Гистерезисные явления при кипении на пористой поверхности / Я. Х. Техвер, Х. Н. Суй // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1984. – № 4. – С. 163–169.

104. Маньковский, О. Н. О механизме процесса кипения на затопленных поверхностях с КП покрытием / О. Н. Маньковский, О. Б. Иоффе, Л. Г. Фридгант // ИФЖ. – 1976. – Т. 30, № 2. – С. 310–316.

105. Левтеров, А. И. Исследование теплообмена и критических тепловых потоков при кипении азота на поверхностях нагрева с пористым покрытием / А. И. Левтеров, М. Г. Семена, В. К. Зарипов // Теплоэнергетика. – 1982. – № 4. – С. 66–69.

106. Николаев, Г. П. Кризис кипения на поверхностях с пористым покрытием / Г. П. Николаев, Ю. К. Токалов // ИФЖ. – 1974. – Т. 26, № 1. – С. 5–9.

107. Кузма-Кичта, Ю. А. Исследование теплоотдачи при кипении воды на поверхности с пористым покрытием в широком диапазоне давлений / Ю. А. Кузма-Кичта, В. Н. Москвин, Д. Н. Сорокин // Теплоэнергетика. – 1982. – № 3. – С. 53–54.

108. Ковалев, С. А. Кипение жидкости на пористых поверхностях / С. А. Ковалев, С. А. Соловьев, О. А. Оводков // Процессы тепло- и массообмена при фазовых превращениях и в двухфазных потоках : материалы Междунар. шк.-семинара, Минск, 1985 г. / Ин-т тепло-, массообмена им. А. В. Лыкова АН БССР ; редкол.: Л. Л. Васильев [и др.]. – Минск, 1985. – С. 26–38.

109. Ковалев, С. А. Теплообмен при кипении на пористой поверхности / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев // Испарение и конденсация в тепловых трубах. – М. : Наука, 1989. – С. 47–81.

110. Стырикович, М. А. Особенности кипения на поверхностях с малотеплопроводными покрытиями / М. А. Стырикович, С. П. Малышенко, А. Б. Андрианов // ДАН СССР. – 1978. – Т. 241, № 2. – С. 345–348.

111. Ковалев, С. А. Теплообмен при испарении и кипении жидкости на пористой поверхности / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев // Тепломассообмен-VII : материалы VII Всесоюз. конф. по тепломассообмену, Минск, 1985 г. : в 2 ч. / Ин-т тепло-, массообмена им. А. В. Лыкова АН БССР ; редкол.: Л. Л. Васильев [и др.]. – Минск, 1985. – Ч. 2. – С. 3–12.

112. Nakayama, W. Enhancement of heat transfer / W. Nakayama // Proc. VII Intern. Heat Transfer Conf. München, 1982. – Vol. 1. – P. 223–240.

113. Ковалев, С. А. Модели теплообмена при кипении жидкости на пористой поверхности / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев // Тепломассообмен-VIII : материалы Минск. междунар. форума по тепломассообмену, Минск, 1988 г. / Ин-т тепло-, массообмена им. А. В. Лыкова АН БССР ; редкол.: Л. Л. Васильев [и др.]. – Минск, 1988. – С. 3–18.

114. Ковалев, С. А. Теплоотдача и критические тепловые потоки при кипении на пористой поверхности / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев // Двухфазные потоки: Теплообмен и гидродинамика / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев. – Л. : Наука, 1987. – С. 97–108.

115. Смирнов, Г. Ф. Приближенная теория теплообмена при кипении на поверхностях, покрытых капиллярно-пористыми структурами / Г. Ф. Смирнов // Теплоэнергетика. – 1977. – № 9. – С. 77–80.

116. Кравченко, В. А. Модель процесса кипения на поверхности нагрева с цилиндрическими капиллярами: Двухфазные потоки / В. А. Кравченко, Н. Ю. Островский // Теплообмен и гидродинамика / В. А. Кравченко, Н. Ю. Островский. – Л. : Наука, 1987. – С. 91–97.

117. Орлов, В. К. Исследования теплообмена при кипении криогенных жидкостей на поверхностях с капиллярно-пористым покрытием / В. К. Орлов, В. К. Савельев // Теплоэнергетика. – 1980. – № 8. – С. 66–69.

118. Ковалев, С. А. Модель теплообмена при кипении жидкости на пористой поверхности / С. А. Ковалев, С. Л. Соловьев // ТВТ. – 1984. – Т. 22, № 6. – С. 1166–1175.

119. Техвер, Я. Х. О кипении на поверхности с пористым покрытием / Я. Х. Техвер, А. Туник // Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1979. – Т. 28, № 1. – С. 68–72.

120. Виноградова, Е. П. Режимы и закономерности теплопередачи при парообразовании в капиллярно-пористых структурах / Е. П. Виноградова, Г. Ф. Смирнов // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1985. – № 4. – С. 128–136.

121. Хейфец, А. В. Многофазные процессы в пористых средах / А. В. Хейфец, Л. И. Неймарк. – М. : Химия, 1982. – 319 с.

122. Стырикович, М. А. Интенсификация процессов теплообмена при кипении с использованием пористых покрытий / М. А. Стырикович, С. П. Малышенко, А. Б. Андрианов // Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах : материалы VII Всесоюз. конф., Ленинград, 1985. – Т. 1. – С. 217–221.

123. Ройзен, Л. И. Теплообмен при кипении азота и фреона-113 на пористых металлических покрытиях / Л. И. Ройзен, Д. Г. Рачицкий, И. Р. Рубин // ТВТ. – 1982. – Т. 20, № 2. – С. 304–310.

124. Шаповал, А. А. Исследование теплообмена при кипении воды на поверхности с металловолоконистыми пористыми покрытиями / А. А. Шаповал, В. К. Зарипов, М. Г. Семена // Теплоэнергетика. – 1983. – № 12. – С. 63–67.

125. Fujii, M. Характеристики теплообмена при пузырьковом кипении на поверхности нагрева с пористым покрытием / M. Fujii // Нихон кикай гаскай ромбунсю // Trans. Jap. Soc. Mech. Eng. – 1984. – Vol. 1350, № 451. – P. 818–824.

126. Oktay, S. Departure from natural convection in low-temperature boiling heat transfer encountered in cooling micro-electronic LSI-devices / S. Oktay // Proc. VII Intern. Heat Transfer Conf. München, 1982. – P. 113–118.

127. Бугорская, С. Н. Некоторые особенности постановки задач теплообмена при вынужденной однофазной конвекции в пористых слоях / С. Н. Бугорская, Ю. А. Зейгарник, В. К. Шиков // Конвективный теплообмен: Методы, результаты исследований / ИВТАН. – М., 1982. – С. 108–125.

128. Петухов, Б. С. Теплообмен в ядерных энергетических установках / Б. С. Петухов, Л. Г. Генин, С. А. Ковалев. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 472 с.

129. Соловьев, В. Л. Условия подобия теплообмена при парообразовании внутри капиллярно-пористых структур / В. Л. Соловьев // ТВТ. – 1987. – Т. 25, № 6. – С. 1173–1179.

130. Куликов, А. С. Решение задачи о внутрипоровом течении и определение предельных тепловых потоков при парообразовании на поверхности с капиллярно-пористым покрытием : автореф. дис. ... канд. техн. наук: 01. 04. 14 / А. С. Куликов. – М., 1984. – 20 с.

131. Гогонин, И. И. Теплообмен и критические тепловые потоки при кипении на ребренных поверхностях / И. И. Гогонин, А. Е. Силкачев // ТВТ. – 1991. – Т. 29, № 6. – С. 1127–1133.

132. Белов, С. В. Пористые металлы в машиностроении / С. В. Белов. – М. : Машиностроение, 1981. – 247 с.

133. Соловьев, С. Л. Исследование влияния вынужденного движения на теплообмен при кипении жидкости на капиллярно-пористой поверхности / С. Л. Соловьев, Е. Г. Шкловер // Тепломассообмен-VII : материалы Минск. междунар. форума по тепломассообмену, Минск,

1988 г. / ИТМО им. А. В. Лыкова ; редкол.: О. Г. Мартыненко [и др.]. – Минск, 1988. – С. 180–182.

134. Ковалев, С. А. О волновой неустойчивости пузырькового кипения на пористой поверхности / С. А. Ковалев // Конвективный теплообмен: Методы и результаты исследований. – М. : ИВТАН, 1982. – С. 68–79.

135. Ковалев, С. А. Теплообмен при кипении воды на пористой поверхности в прямоугольном канале / С. А. Ковалев, Е. Г. Шкловер // ТВТ. – 1988. – Т. 26, № 4. – С. 928–932.

136. Туник, А. Влияние пористого покрытия поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении жидких диэлектриков / А. Туник, А. К. Большаков, Я. Х. Техвер // Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1978. – Т. 27, № 3. – С. 364–370.

137. Ковалев, С. А. О механизме кризиса кипения на пористой поверхности / С. А. Ковалев, В. А. Ленъков // Теплоэнергетика. – 1981. – № 8. – С. 66–69.

138. Nishikava, K. Enhanced heat transfer by nucleate boiling on a sintered metal layer / K. Nishikava, T. Ito, K. Tanaka // Heat Trans. Jap. Res. – 1979. – Vol. 8, № 2. – P. 65–81.

139. Маньковский, О. Н. О механизме процесса кипения на капиллярно-пористых поверхностях / О. Н. Маньковский, Л. Г. Фридгант // Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах : материалы VII Всесоюз. конф., Ленинград, 1985 г.: в 2 т. / Ленингр. политехн. ин-т. – Л., 1985. – Т. 1. – С. 222–224.

140. Андрианов, А. Б. Особенности тепловых процессов при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями : автореф. дис. ... канд. техн. наук: 01.04.14 / А. Б. Андрианов. – М., 1987. – 24 с.

141. Оводков, О. А. Теплообмен и фильтрация встречных потоков жидкости и пара при пузырьковом кипении на поверхностях с пористыми покрытиями : автореф. дис. ... канд. техн. наук: 01.04.14 / О. А. Оводков. – М., 1989. – 23 с.

142. Интенсивность теплообмена при кипении на поверхности с пористыми покрытиями в условиях свободного движения / В. К. Зарипов [и др.] // ИФЖ. – 1989. – Т. 57, № 2. – С. 181–186.

143. Нищик, А. П. Математическая модель пористого металловолокнистого материала. Распределение пор по размерам / А. П. Нищик, М. Г. Семена // ИФЖ. – 1987. – Т. 53, № 4. – С. 671–672.

144. Малышенко, С. П. О начальном участке кривой кипения на поверхностях с пористыми покрытиями и гистерезисе закипания

/ С. П. Малышенко, А. Б. Андрианов // ТВТ. – 1987. – Т. 25, № 3. – С. 563–571.

145. Ройзен, Л. И. Тепловой расчет ребренных поверхностей / Л. И. Ройзен, И. Н. Дулькин. – М. : Энергия, 1977. – 254 с.

146. Петухов, Б. С. Исследование местной теплоотдачи при кипении жидкости на неизотермической поверхности / Б. С. Петухов, С. А. Ковалев, В. М. Жуков // Тепло- и массоперенос. – Минск : Наука и техника, 1972. – Т. 2. – С. 102.

147. Дюндин, В. А. Экспериментальное исследование теплоотдачи при кипении хладагентов на трубах с металлическими покрытиями / В. А. Дюндин, Г. Н. Данилова, А. В. Боришанская // Холодильная и криогенная техника и технология / В. А. Дюндин, Г. Н. Данилова, А. В. Боришанская. – Л. : Наука, 1975. – 121 с.

148. Дюндин, В. А. Теплообмен при кипении хладагентов на поверхностях с пористыми покрытиями / В. А. Дюндин, Г. Н. Данилова, А. В. Боришанская // Теплообмен и гидродинамика. – Л. : Наука, 1977. – С. 15.

149. Гоголин, В. А. Интенсификация теплообмена во фреоновых кожухотрубных испарителях путем применения труб с металлизационным покрытием / В. А. Гоголин, В. Н. Кротков, В. А. Нечай // Холодильн. техника. – 1979. – № 1. – С. 26–30.

150. Позняк, В. Е. Интенсификация теплопередачи в конденсаторе-испарителе за счет пористого покрытия поверхности кипения / В. Е. Позняк, В. К. Орлов, В. Н. Савельев // Хим. и нефтяное машиностроение. – 1980. – № 3. – С. 8–12.

151. Gottsmann, C. F. High efficiency heat exchangers / C. F. Gottsmann, P. S. O'Neill, P. E. Minton // Chem. Eng. Progr. – 1973. – Vol. 69, № 7. – P. 69.

152. Данилова, Г. Н. О теплообмене при кипении жидкостей на греющих поверхностях с капиллярно-пористыми покрытиями. Температурный режим и гидравлика парогенераторов / Г. Н. Данилова, О. Б. Иоффе, В. А. Дюндин. – Л. : Наука, 1978. – 128 с.

153. Такэхиро, И. Поверхности с высоким коэффициентом теплоотдачи в пузырьковом режиме кипения / И. Такэхиро, Ф. Кенобу, Н. Каноясу // Кикай-но кэнкю. – Sci. Mech. – 1979. – Vol. 31, № 1. – P. 71.

154. Ферелл, Д. К. Теплообмен при испарении в капиллярных структурах фитиля / Д. К. Ферелл, Л. Олливитч // Тепловые трубы. – М. : Мир, 1972.

155. Сасин, В. Я. Интенсивность теплопередачи в испарительной части тепловых трубок / В. Я. Сасин // Теплообменные процессы и аппараты, 1974. – Вып. 198. – С. 67–75.

156. Берман, М. И. Экспериментальное исследование процесса кипения дистиллята воды в дисперсном слое / М. И. Берман, З. Р. Горбис // Теплоэнергетика. – 1973. – № 11. – С. 35–40.

157. Горбис, З. Р. Экспериментальное исследование кипения на поверхностях нагрева в условиях теплового псевдооживления слоя частиц / З. Р. Горбис, М. И. Берман // ИФЖ. – 1974. – Т. 27, № 3. – С. 389–396.

158. Поляев, В. М. Кипение жидкости на поверхностях с пористыми покрытиями / В. М. Поляев, Б. В. Кичатов // ИФЖ. – 2000. – Т. 73, № 2. – С. 260–266.

159. Chien, L. H. Boiling Heat Transfer / L. H. Chien, R. L. Webb // Experimental Thermal and Fluid Science. – 1998. – № 6. – P. 332–341.

160. Chien, L. H. Boiling Heat Transfer / L. H. Chien, R. L. Webb // Experimental Thermal and Fluid Science. – 1998. – № 16. – P. 177–186.

161. Васильев, Л. Л. Экспериментальное исследование кипения пропана в большом объеме на горизонтальных трубах / Л. Л. Васильев, В. В. Хроленок, А. С. Журавлев // Кипение и конденсация : сб. науч. тр. – Рига, 1997. – С. 80–88.

162. Исследование влияния пористого покрытия на характеристики начала кипения в трубе / Н. Н. Савкин [и др.] // ИФЖ. – 1990. – Т. 58, № 5. – С. 808–813.

163. Вершинин, С. В. Исследование теплоотдачи при кипении ацетона на мелкопористой капиллярной структуре / С. В. Вершинин, Ю. Ф. Майданик ; Урал. политехн. ин-т. – Свердловск, 1987. – 20 с. – Деп. в ВИНТИ 12.10.87, № 666-B87.

164. Соловьев, С. Л. Теплоотдача при испарении жидкости на пористой поверхности / С. Л. Соловьев, С. А. Ковалев // ТВТ. – 1984. – Т. 22, № 3. – С. 528–536.

165. Боришанская, А. В. О теплоотдаче при кипении фреонов на поверхностях с пористыми металлическими покрытиями / А. В. Боришанская // Холодил. техника. – 1979. – № 12. – С. 17–20.

166. Малышенко, С. П. Особенности теплообмена при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями / С. П. Малышенко // Теплоэнергетика. – 1991. – № 2. – С. 38–45.

167. Гистерезисные и переходные явления при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями / А. Б. Андрианов [и др.] // ДАН СССР. – 1981. – Т. 256, № 3. – С. 591–595.

168. Особенности переходных процессов и форма кривой кипения на поверхностях с пористыми покрытиями / А. Б. Андрианов [и др.] // ДАН СССР. – 1983. – Т. 273, № 4. – С. 866–870.

169. Investigation of Boiling on Porous Surfaces / M. A. Styrikovich [et al.] // Heat Transfer – Soviet Research. – 1987. – Vol. 19, № 1. – P. 23–29.

170. Особенности кипения гелия на поверхности с пористыми покрытиями / А. Б. Андрианов [и др.] // ДАН СССР. – 1987. – Т. 297, № 2. – С. 354–357.

171. Malyshenko, S. P. Heat transfer at pool boiling on surfaces with a porous coating / S. P. Malyshenko, M. A. Styrikovich // 2-nd International Symposium on Multiphase Flow and Heat Transfer, China. – 1989. – P. 118–126.

172. Андрианов, А. Б. Влияние характеристик пористых покрытий на теплообмен при кипении / А. Б. Андрианов, С. П. Малышенко // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1989. – № 1. – С. 139–149.

173. Стырикович, М. А. О механизме переноса нелетучих примесей при кипении на поверхностях, покрытых пористой структурой / М. А. Стырикович, А. И. Леонтьев, С. П. Малышенко // ТВТ. – 1976. – Т. 15, № 5. – С. 998–1006.

174. Шаповал, А. А. Исследование теплообмена при кипении воды на поверхности с металловолокнистыми пористыми покрытиями / А. А. Шаповал, В. К. Зарипов, М. Г. Семена // Теплоэнергетика. – 1983. – № 12. – С. 63–67.

175. Берглес, А. Е. Характеристики пузырькового кипения в большом объеме на пористых металлических покрытиях / А. Е. Берглес, М. С. Чжу // Теплопередача. – 1982. – Т. 104, № 2. – С. 56–63.

176. Техвер, Я. Х. Влияние параметров пористого покрытия на гистерезисные явления при кипении / Я. Х. Техвер, Х. Н. Суй // Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1985. – Т. 34, № 4. – С. 413–418.

177. Галежа, В. Б. Исследование теплообмена при кипении фреонов на пластинчато-ребристых поверхностях / В. Б. Галежа, И. П. Усюкин, К. Д. Кан // Холодил. техника. – 1979. – № 3. – С. 18–23.

178. Полежаев, Ю. В. Интенсификация теплообмена при кипении / Ю. В. Полежаев, С. А. Ковалев // ТВТ. – 1992. – Т. 30, № 5. – С. 1013–1024.

179. Полежаев, Ю. В. О моделировании теплообмена при кипении на пористых поверхностях / Ю. В. Полежаев, С. А. Ковалев // Теплоэнергетика. – 1990. – № 12. – С. 5–9.

180. Xin, M. Analysis an experiment of boiling heat transfer on T-shaped finned surfaces / M. Xin, Y. Chao // Paper read at 23ed National Heat Transfer Conference. Denver, 1985. – P. 240–247.

181. Ройзен, Л. И. Теплообмен при кипении жидкости на оребренных поверхностях / Л. И. Ройзен, Г. Р. Рубин // ИФЖ. – 1972. – Т. 22, № 1. – С. 11–14.

182. Теплообмен при кипении воды и фреона-113 на неизотермической поверхности / И. Н. Дулькин [и др.] // ИФЖ. – 1970. – Т. 19, № 4. – С. 637–645.

183. Безродный, М. К. Определение оптимальных параметров оребрения поверхности, охлаждаемой кипящей жидкостью / М. К. Безродный, В. И. Сосновский // ИФЖ. – 1976. – Т. 31, № 1. – С. 142–143.

184. Данилова, Г. Н. Исследование и интенсификация процесса теплообмена при кипении холодильных агентов / Г. Н. Данилова, В. А. Дюндин, А. В. Куприянова // Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях : материалы IV Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравлике при движении двухфаз. потока в элементах энергет. машин и аппаратов, Ленинград, 1971 г. / Ин-т тепло- и массообмена АН БССР ; редкол.: М. А. Стырикович [и др.]. – Минск, 1974. – Ч. 1. – С. 117–134.

185. Изучение теплообмена при кипении жидкости на неизотермической поверхности / Б. С. Петухов [и др.] // Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях : материалы IV Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравлике при движении двухфаз. потока в элементах энергет. машин и аппаратов, Ленинград, 1971 г. / ИТМО им. А. В. Лыкова ; редкол.: М. А. Стырикович [и др.]. – Минск, 1974. – Ч. 1. – С. 179–190.

186. Соболев, О. Б. Выбор оптимальных размеров оребренных поверхностей теплообмена при кипении / О. Б. Соболев, В. М. Платонов // Хим. пром-сть. – 1972. – № 8. – С. 620–624.

187. Толубинский, В. И. Механизм теплообмена при кипении и его интенсивность / В. И. Толубинский, Д. М. Костанчук, А. А. Кривешко // Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях : материалы IV Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравлике при движении двухфаз. потока в элементах энергет. машин и аппаратов, Ленинград, 1971 г. / Ин-т тепло- и массообмена АН БССР ; редкол.: М. А. Стырикович [и др.]. – Минск, 1974. – С. 63–77.

188. Волошко, А. А. Исследование механизма теплообмена при кипении в условиях свободного движения / А. А. Волошко, А. В. Вургафт // Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. – Минск, 1974. – Ч. 1. – С. 104–115.

189. Ягов, В. В. Научное наследие Д. А. Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении / В. В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1995. – № 3. – С. 2–10.
190. Лабунцов, Д. А. Обобщенные зависимости для теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей / Д. А. Лабунцов // Теплоэнергетика. – 1960. – № 5. – С. 76–81.
191. Лабунцов, Д. А. Современные представления о механизме пузырькового кипения жидкостей / Д. А. Лабунцов // Теплообмен и физическая гидродинамика / Д. А. Лабунцов. – М. : Наука, 1974. – С. 98–115.
192. Ягов, В. В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей / В. В. Ягов // Теплоэнергетика. – 1988. – № 2. – С. 4–9.
193. 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.
194. An experimental comparison of evaporation characteristics of HFC-134a and CFC-12 / J.P. Wattelet [et al.] // Proc. of the 18-th Int. Congr. of Refrigeration. – Montreal, 1991. – Vol. 2. – P. 449–453.
195. Webb, R. L. Nucleate pool boiling data for five refrigerants on plain, integral-fin and enhanced tube geometries / R. L. Webb, C. Pais // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1992. – Vol. 35, № 8. – P. 1893–1904.
196. Guglielmini, G. Heat transfer data in pool boiling of dielectric fluids / G. Guglielmini, M. Misale, C. Schenone // Proc. of the 18-th Int. Congr. of Refrigeration. – Montreal, 1991. – Vol. 2. – P. 538–542.
197. Klimenko, V. V. A generalized correlation for tow phase forced flow heat transfer – second assessment / V. V. Klimenko // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1990. – Vol. 33, № 10. – P. 2073–2088.
198. Muller-Steinhagen, N. Subcooled-boiling and convective heat transfer to heptane flowing inside in annulus and passed a coiled wire. Part 1 – experimental results. Part 2 – correlation of data / N. Muller-Steinhagen, A. P. Watkinson, N. Epstein // J. Heat Transfer. – 1986. – Vol. 108, № 4. – P. 922–933.
199. Effect of surface configuration in nucleate boiling heat transfer / K. Nishikawa [et al.] // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1984. – Vol. 27, № 9. – P. 1559–1571.
200. Hwang, T. H. Forced convective boiling in horizontal tube bundles / T. H. Hwang, S. C. Jao // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1986. – Vol. 29, № 5. – P. 785–795.
201. Гайдаров, Ш. А. К расчету теплоотдачи при кипении бинарных смесей и однокомпонентных жидкостей в условиях свободного движения / Ш. А. Гайдаров // Теплоэнергетика. – 1985. – № 3. – С. 6–10.

202. Ягов, В. В. Зарождение и рост паровых пузырей в объеме жидкости и на твердой поверхности / В. В. Ягов // Парожидкост. потоки. – Минск : ИТМО, 1977. – С. 34–63.

203. Thome, J. R. Boiling in multicomponent liquid mixtures / J. R. Thome, R.W. Shock // Advances in Heat Transfer, 1984. – Vol. 16. – P. 59–156.

204. Лабунцов, Д. А. Об условии отрыва паровых пузырьков при кипении в области низких приведенных давлений / Д. А. Лабунцов, В. В. Ягов // ТВТ. – 1988. – Т. 26, № 6. – С. 1233–1236.

205. Kirby, D. Bubble and vapor behavior on heated horizontal plate during pool boiling neat burnout / D. Kirby, J. Westwater // Chem. Eng. Progr. Symp. Series. – 1965. – Vol. 61, № 57. – P. 238–248.

206. Van Ouwerkerk, H. J. Burnout in pool boiling the stability of boiling mechanisms / H. J. Van Ouwerkerk // Int. J. Heat Mass. Transfer. – 1972. – Vol. 15, № 1. – P. 25–37.

207. Chi-Liang Yu. A study of nucleate boiling near the peak heat flux through measurement of transient surface temperature / Chi-Liang Yu, R. B. Meisler // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1977. – Vol. 20, № 8. – P. 827–840.

208. Ягов, В. В. Приближенная физическая модель кризиса кипения при вынужденном движении насыщенной жидкости / В. В. Ягов, В. А. Пузин // Теплоэнергетика. – 1985. – № 3. – С. 2–5.

209. Зудин, Ю. Б. Модель теплообмена при пузырьковом кипении / Ю. Б. Зудин // ИФЖ. – 1999. – Т. 72, № 3. – С. 466–472.

210. Зудин, Ю. Б. К расчету поверхностной плотности центров парообразования при пузырьковом кипении жидкости / Ю. Б. Зудин // ИФЖ. – 1998. – Т. 71, № 1. – С. 176–181.

211. Интенсивные теплообменные поверхности для кожухотрубных испарителей / В. А. Дюндин [и др.] // Теплоэнергетика. – 1990. – № 12. – С. 18–22.

212. Дюндин, В. А. Обобщение опытных данных по теплообмену при кипении фреонов на одиночных ребристых трубах / В. А. Дюндин, Г. Н. Данилова // Техника низких температур. – Л. : ЛТИХП, 1971. – С. 12–16.

213. Данилова, Г. Н. Теплообмен при кипении Ф-12 и Ф-22 на пучках ребристых труб / Г. Н. Данилова, В. А. Дюндин // Холодил. техника. – 1971. – № 7. – С. 40–43.

214. Данилова, Г. Н. Исследование и интенсификация теплообмена в кожухотрубных испарителях / Г. Н. Данилова, В. А. Дюндин, С. Н. Богданов // Холодил. техника. – 1981. – № 3. – С. 36–40.

215. Дюндин, В. А. Влияние вида поверхности на интенсификацию процессов кипения хладагентов / В. А. Дюндин, А. Г. Соловьев, А. В. Боришанская // Холодил. техника. – 1984. – № 5. – С. 37–40.

216. Данилова, Г. Н. Интенсификация теплоотдачи при кипении R 113 на поверхностях различного типа / Г. Н. Данилова, А. В. Тихонов // Холодил. техника. – 1984. – № 1. – С. 33–37.

217. Петухов, Б. С. Методика и экспериментальная установка для исследования местной теплоотдачи при кипении жидкости на неизотермической поверхности / Б. С. Петухов, С. А. Ковалев, В. М. Жуков // ТВТ. – 1971. – Т. 9, № 6. – С. 1260–1263.

218. Данилова, Г. Н. Теплообменные аппараты холодильных установок / Г. Н. Данилова, С. Н. Богданов, О. П. Иванов. – Л. : Машиностроение, 1986. – 303 с.

219. Васильев, Л. Л. Теплообмен при кипении пропана в большом объеме на поверхности трубы / Л. Л. Васильев, В. В. Хроленок, А. С. Журавлев // Кипение, кризисы кипения, закризисный теплообмен : материалы Второй Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 26–30 окт. 1998 г. : в 8 т. / Моск. энергет. ин-т. – М., 1998. – Т. 4. – С. 53–56.

220. Pool boiling heat transfer from plain and finned tubes to propane and propylene / P. Sokol [et al.] // Proc. 9th Int. Heat Transfer Conference. Israel. Jerusalem. – 1990. – Vol. 2. – P. 75–80.

221. Кутателадзе, С. С. Основы теории теплообмена / С. С. Кутателадзе. – М. : Атомиздат, 1979. – 415 с.

222. Теплоотдача при кипении сжиженного пропана в капиллярно-пористых структурах / Л. Л. Васильев [и др.] // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фізіка-тэхн. навук. – 2002. – № 4. – С. 114–119.

223. Экспериментальное исследование влияния характеристик капиллярно-пористого покрытия на теплообмен при кипении пропана / Л. Л. Васильев [и др.] // Физические основы эксперимент. и мат. моделирования процессов газодинамики и тепломассообмена в энергет. установках : материалы XIII шк.-семинара молодых ученых и специалистов под рук. акад. РАН А. И. Леонтьева, Санкт-Петербург, 20–25 мая 2001 г. : в 2 т. / Санкт.-Петербург. техн. ун-т ; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – СПб., 2001. – Т. 1. – С. 341–344.

224. Теплообмен при кипении сжиженного пропана на пористых поверхностях испарителей энергетического оборудования / Л. Л. Васильев [и др.] // Пром. теплотехника. – 2003. – Т. 25, № 4. – С. 101–104.

225. Влияние давления на интенсивность теплоотдачи при кипении пропана на пористой поверхности / Л. Л. Васильев [и др.] // Фи-

зические основы эксперимент. и мат. моделирования процессов газодинамики и теплообмена в энергет. установках : материалы XIII шк.-семинара молодых ученых и специалистов под рук. акад. РАН А. И. Леонтьева, Санкт-Петербург, 20–25 мая 2001 г. : в 2 т. / Санкт-Петербург. техн. ун-т ; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – СПб., 2001. – Т. 1. – С. 329–332.

226. 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 // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2001. – № 2. – С. 3–13.

227. 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 НАН Беларуси. – Минск, 2003. – С. 106–111.

228. Овсянник, А. В. Исследование процесса теплообмена при кипении аммиака в горизонтальном кольцевом канале / А. В. Овсянник, В. С. Мурашов, В. В. Московченко // Холодил. техника и технология. – 1989. – № 49. – С. 71–74.

229. Schomann, H. Beitrag zum Einfluss der Heizflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang beim Blasensieden : Dissertasion. Universität (GH) Paderborn, 1994.

230. Pinto, A. D. Wärmeübergang und Blasenbildung beim Sieden von Propan einem geschmirgelten Kupferrohr in einem grossen Druckbereich : Dissertasion. Universität (GH) Paderborn, 1995.

231. Холпанов, Л. П. Гидродинамика и теплообмен с поверхностью раздела / Л. П. Холпанов, В. Я. Шкадов. – М. : Энергия, 1990. – 218 с.

232. Мотулевич, В. П. Метод относительного соответствия и его применение в задачах тепло- и массообмена / В. П. Мотулевич // ИФЖ. – 1968. – Т. 14, № 1. – С. 8–16.

233. Керн, Д. Развитые поверхности теплообмена : пер. с англ. / Д. Керн, А. Краус. – М. : Энергия, 1977. – 464 с.

234. Лавочник, А. И. Теплоотдача при кипении фреона-142 в большом объеме / А. И. Лавочник, Е. И. Шварцман // Холодил. техника. – 1974. – № 10. – С. 28–31.

235. 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.

236. Кожухотрубный теплообменник : а. с. 1575055 СССР / Г. Н. Данилова, В. А. Дюндин, А. В. Тихонов ; Ленингр. технол. ин-т холод. пром-сти // Открытия. Изобретения. – 1990. – № 24.

237. Кипение ацетона на горизонтальных трубах с продольным оребрением в кольцевом канале / А. В. Овсянник [и др.] // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2002. – № 3/4. – С. 131–135.

238. 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 рук. акад. РАН А. И. Леонтьева, Рыбинск, Россия, 26–30 мая 2003 г. : в 2 т. / Рыбин. авиац. технол. акад. ; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – Рыбинск, 2003. – Т. 1. – С. 288–291.

239. 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 руководством акад. РАН А. И. Леонтьева, Рыбинск, Россия, 26–30 мая 2003 г. : в 2 т. / Рыбин. авиац. технол. академия ; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – Рыбинск, 2003. – Т. 1. – С. 363–366.

240. Experimental study of heat transfer during asetone and ethanol boiling on finned surface / A. V. Ovsianik [et al.] // Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators: V Minsk International Seminar, Minsk, 8–11 September 2003 / Luikov Heat and Mass Transfer Institute. – Minsk, 2003. – С. 423–426.

241. 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.

242. Propane Pool Boiling in Porous Structures / A. S. Zhuravlyov [et al.] // Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators: V Minsk International Seminar, Minsk, 8–11 September 2003 / Luikov Heat and Mass Transfer Institute. – Minsk, 2003. – С. 522–526.

243. Овсянник, А. В. Исследование теплоотдачи при кипении ацетона и этилового спирта на оребренной поверхности / А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Холодил. техника и технология. – 2003. – № 5 (85). – С. 23–28.

244. Железный, В. П. Перспективы и проблемы применения углеводородов в качестве хладагентов / В. П. Железный, О. Я. Хлиева, Н. П. Быковец // Холодил. техника. – 2002. – № 7. – С. 14–16.

245. Беляева, О. В. Выбор углеводородов в качестве хладагентов / О. В. Беляева, А. Ж. Гребеньков, Б. Д. Тимофеев // Холодил. техника. – 2002. – № 7. – С. 17–19.

246. Железный, В. П. Перспективы и проблемы применения углеводородов в качестве хладагентов / В. П. Железный, О. Я. Хлиева, Н. П. Быковец // Холодил. техника. – 2002. – № 8. – С. 5–9.

247. Асенчик, О. Д. Численное решение задачи теплообмена при кипении на неизотермической поверхности / О. Д. Асенчик, А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Современные проблемы машиноведения : материалы V Междунар. науч.-техн. конф., Гомель, 1–2 июля 2004 г. / Гомел. гос. техн. ун-т им. П. О. Сухого ; редкол.: С. Б. Сарело [и др.]. – Гомель, 2004. – С. 64–65.

248. Асенчик, О. Д. Численное решение задачи теплообмена при кипении на неизотермической поверхности / О. Д. Асенчик, А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2004. – № 3. – С. 23–26.

249. Влияние давления на интенсивность теплообмена при кипении ацетона на неизотермических поверхностях / А. В. Овсянник [и др.] // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2004. – № 2. – С. 43–46.

250. Кипение ацетона на горизонтальных трубах с поперечным оребрением в кольцевом канале / А. В. Овсянник [и др.] // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2002. – № 2. – С. 31–36.

251. Овсянник, А. В. Теплообмен при кипении на оребренных горизонтальных трубах в условиях свободного движения / А. В. Овсянник, М. Н. Новиков // Весці Нац. Акад. навук Беларусі. Сер. фізіка-тэхн. навук. – 2007. – № 2. – С. 73–76.

252. 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 Междунар. науч.-техн. конф., Гомель, 19–20 окт. 2006 г.: / Гомел. гос. техн. ун-т им. П. О. Сухого ; редкол.: С. Б. Сарело [и др.]. – Гомель, 2006. – С. 137.

253. Овсянник, А. В. Влияние давления на интенсивность теплообмена при кипении ацетона и этилового спирта на неизотермических поверхностях / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский // Холодил. техника и технология. – 2004. – № 5 (91). – С. 53–56.

254. Овсянник, А. В. Интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей на неизотермической поверхности / А. В. Овсянник // Холодил. техника и технология. – 2004. – № 4 (90). – С. 40–44.

255. Овсянник, А. В. Исследование теплоотдачи при кипении фреона 134а на продольно-оребранных поверхностях при постоянном давлении / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский // Холодил. техника и технология. – 2006. – № 6 (104). – С. 89–92.

256. Овсянник, А. В. Модель процесса теплообмена при кипении жидкости на ребре / А. В. Овсянник // Теплообмен ММФ 2004 : материалы V Минск. междунар. форума по тепло- и массообмену, Минск, 24–28 мая 2004 г. : в 2 т. / ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси ; редкол.: С. А. Жданок [и др.]. – Минск, 2004. – Т. 2. – С. 72–73.

257. Овсянник, А. В. Модель процессов теплообмена при кипении на неизотермической (поперечно-оребрной) поверхности / А. В. Овсянник // Современные проблемы машиноведения : материалы V Междунар. науч.-техн. конф., Гомель, 1–3 июля 2004 г. / Гомел. гос. техн. ун-т им. П. О. Сухого ; редкол.: С. Б. Сарело [и др.]. – Гомель, 2004. – С. 63.

258. Овсянник, А. В. Модель процессов теплообмена при кипении на неизотермической (поперечно-оребрной) поверхности / А. В. Овсянник // Холодил. техника и технология. – 2004. – № 2 (88). – С. 72–76.

259. Овсянник, А. В. Обобщение результатов исследования теплоотдачи при кипении фреона 134а на продольно-оребранных поверхностях с различным профилем ребра / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский // Холодил. техника и технология. – 2006. – № 5 (103). – С. 82–86.

260. 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. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2006. – № 4. – С. 104–110.

261. Овсянник, А. В. Оценка эффективности теплообмена на развитых поверхностях при кипении / А. В. Овсянник // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2007. – № 1 (28). – С. 62–70.

262. Овсянник, А. В. Теплообмен при кипении на развитых поверхностях / А. В. Овсянник. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2004. – 371 с.

263. Овсянник, А. В. Теплоотдача при кипении фреона-134а на оребренных поверхностях в большом объеме при различных давлени-

ях насыщения / А. В. Овсянник, Д. А. Дробышевский // Холодил. техника и технология. – 2007. – № 1 (105). – С. 83–86.

264. 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 Междунар. науч.-техн. конф., Гомель, 19–20 окт. 2006 г. / ГГТУ им. П. О. Сухого ; редкол.: С. Б. Сарело [и др.]. – Гомель, 2006. – С. 138–139.

265. Овсянник, А. В. Теплофизическое моделирование теплообмена при кипении на неизотермической (поперечно-оребреной) поверхности / А. В. Овсянник // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2004. – № 3. – С. 49–58.

266. Особенности влияния давления на интенсивность теплоотдачи при кипении пропана на высокотеплопроводной пористой поверхности / Л. Л. Васильев [и др.] // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2001. – № 2. – С. 14–19.

267. Теплообмен при испарении пропана в пористом покрытии горизонтальной трубы при разных уровнях жидкости в условиях ограниченного пространства / Л. Л. Васильев [и др.] // Теплообмен ММФ 2004 : материалы V Минск. междунар. 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. 17–19.

268. Теплообмен при кипении ацетона и этанола на оребренных трубах / А. В. Овсянник [и др.] // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2004. – № 1. – С. 26–34.

269. Теплообмен при кипении ацетона и этилового спирта на горизонтальных оребренных трубах / А. В. Овсянник [и др.] // Теплообмен ММФ 2004 : материалы V Минск. междунар. 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.

270. 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 рук. акад. РАН А. И. Леонтьева, Санкт-Петербург, 21–25 мая 2007 г. : в 2 т. / Моск. энергет. ин-т ; редкол.: А. И. Леонтьев [и др.]. – М., 2007. – Т. 1. – С. 470–473.

271. Овсянник, А. В. Моделирование теплообмена при развитом пузырьковом кипении на шипах / А. В. Овсянник // Изв. высш. учеб. заведений и энергет. объединений СНГ. Энергетика. – 2007. – № 6. – С. 47–54.

272. Experimental Study of Heat Transfer Rate During Evaporation of Ozone Safe Freon R134a on Plane and Finned Tubes / A. V. Ovsiannik [et al.] // VII Minsk International Seminar «Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators», 8–11 September 2008 ; редкол.: Л. Л. Васильев [и др.]. – Minsk, 2008. – P. 508–510.

273. 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.

274. Corty, C. Surface variables in nucleate boiling / C. Corty, A. S. Foust // Chem. Eng. Progress Sym. – 1955. – Ser. 51 (17). – P. 1–12.

275. Jakob, M. Versuche uber den Verdampfungsvorgang / M. Jakob, W. Fritz // Forschungsarbeiten auf den Gebiet des Ingenieurwesens. – 1931. – № 2. – P. 435–447.

276. Mitrovic, J. How to create an efficient surface for nucleate boiling / J. Mitrovic // International Journal of Thermal Sciences. – 2006. – № 45. – P. 1–15.

277. Овсянник, А. В. Критический тепловой поток и первый кризис при кипении на неизотермической ребренной поверхности / А. В. Овсянник // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2010. – № 4. – С. 81–85.

278. Овсянник, А. В. Интенсивность теплообмена при кипении жидкости на ребрах различного типа и профиля // А. В. Овсянник / Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2011. – № 2. – С. 31–35.

279. Овсянник, А. В. Теплообмен при кипении на гладких и развитых теплоотдающих поверхностях / А. В. Овсянник // Современные проблемы машиноведения : материалы VIII Междунар. науч.-техн. конф., Гомель, 28–29 окт. 2010 г. / Гомел. гос. техн. ун-т им. П. О. Сухого ; редкол.: С. И. Тимошин [и др.]. – Гомель, 2010. – С. 16–24.

280. Экспериментальное исследование процессов теплообмена при кипении озонобезопасных хладагентов / А. В. Овсянник [и др.] // Современные проблемы машиноведения : материалы VIII Междунар. науч.-техн. конф., Гомель, 28–29 окт. 2010 г. / ГГТУ им. П. О. Сухого ; редкол.: С. И. Тимошин [и др.]. – Гомель, 2010. – С. 158–159.

281. Heat exchange during evaporation of ozone safe refrigerants R134A and R407C on smooth and developed surfaces of heat exchange apparatuses of heat pump plants and refrigerating units / A. V. Ovsyannik [et al.] // Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators : VIII Minsk International Seminar, Minsk, 12–15 September 2011 / Luikov Heat and Mass Transfer Institute ; редкол.: Л. Л. Васильев [и др.]. – Minsk, 2011. – Vol. 2. – С. 155–159.

282. Васильев, Л. Л. Теплообмен при кипении жидкости на пористых и развитых поверхностях нагрева / Л. Л. Васильев, А. Н. Абраменко, Л. Е. Канончик // ИФЖ. – 1978. – Т. 34, № 4. – С. 741–761.