

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ДИЗАЙНА»**

ВЫСШАЯ ШКОЛА ТЕХНОЛОГИИ И ЭНЕРГЕТИКИ

В.А. Суслов

**ТЕПЛОМАССОБМЕН
ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ**

Учебное пособие

**Санкт-Петербург
2019**

УДК 621.1 (075)
ББК 31.31я 7
С 904

Суслов В.А. Тепломассообмен при фазовых превращениях: учеб. пособие / ВШТЭ СПбГУПТД. СПб., 2019. -114 с.: ил. 8б. – ISBN 978-5-91646-171-8

В пособии рассматриваются вопросы конденсации и кипения, а также массообмен, сопровождающий эти тепловые процессы. Учебное пособие содержит основные понятия, определения и расчетные уравнения тепломассообмена при фазовых превращениях.

Пособие составлено в соответствии с требованиями государственных образовательных стандартов, охватывает необходимый материал по дисциплине «Специальные вопросы тепломассообмена» и может быть адресовано магистрантам и аспирантам направления 13.03.01 «Теплоэнергетика и теплотехника».

Рецензенты: доцент кафедры «Электротехника и теплоэнергетика» Петербургского государственного университета путей сообщения Императора Александра I, канд.техн.наук. В.И. Крылов; профессор кафедры процессов и аппаратов химической технологии ВШТЭ СПбГУПТД, д-р техн. наук В.С. Куров

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом Высшей школы технологии и энергетики Санкт-Петербургского государственного университета промышленных технологий и дизайна в качестве учебного пособия.

ISBN 978-5-91646-171-8

© Суслов В.А., 2019
© Высшая школа технологии
и энергетики СПбГУПТД, 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
1. Основные понятия и определения.....	6
1.1. Неоднокомпонентные среды.....	6
1.2. Условия фазового равновесия.....	8
1.3. Поверхностное натяжение и капиллярные эффекты.....	10
1.4. Методы анализа гетерофазных систем.....	13
1.5. Процесс получения пара.....	14
1.5.1. Процесс образования перегретого пара при постоянном давлении в диаграмме $p - v$	15
1.5.2. Процесс образования перегретого пара при постоянном давлении в диаграмме $T - s$	17
1.5.3. Процесс образования перегретого пара при постоянном давлении в диаграмме $i - s$	17
1.6. Количественные характеристики двухфазных потоков в каналах.....	18
1.6.1. Паросодержания.....	18
1.6.2. Скорости смеси.....	20
1.6.3. Плотность смеси.....	21
2. Теплообмен при конденсации пара.....	21
2.1. Капельная конденсация.....	24
2.2. Теплообмен при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной плоскости.....	25
2.3. Описание теплоотдачи при конденсации с помощью закона соответственных состояний.....	29
2.4. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы.....	30
2.5. Современная методика расчета теплообмена при конденсации неподвижного пара.....	31
2.5.1. Ламинарное течение конденсатной пленки.....	31
2.5.2. Теплообмен при турбулентном течении пленки конденсата.....	32
2.6. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб.....	34
2.6.1. Теплообмен при конденсации пара внутри вертикальных труб.....	35
2.6.2. Теплообмен при конденсации пара внутри горизонтальных труб.....	37
2.7. Конденсация пара на горизонтальных пучках труб.....	38
2.7.1. Зависимость интенсивности теплоотдачи от числа рядов труб.....	38
2.7.2. Влияние скорости пара и геометрии пучка на теплоотдачу.....	40
2.8. Диффузионное термическое сопротивление.....	41
2.9. Методы интенсификации процессов конденсации.....	43

3. Процессы теплообмена при переходе жидкости в парообразное состояние.....	45
3.1. Тепло-и массообмен при испарении жидкости в парогазовую среду.....	46
3.2. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме.....	50
3.2.1. Условия образования паровой фазы в объеме однородно перегретой жидкости.....	50
3.2.2. Условия парообразования на твердой стенке.....	52
3.2.3. Рост паровых пузырьков в объеме равномерно перегретой жидкости.....	56
3.2.4. Кривые кипения в большом объеме.....	65
3.2.5. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме.....	70
3.2.6. Кипение на поверхностях с пористыми покрытиями.....	76
3.2.7. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках из гладких труб..	78
3.2.8. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках из оребренных труб.....	80
3.2.9. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме.....	81
3.3. Кипение жидкости в трубах и каналах.....	82
3.3.1. Режимы течения адиабатного двухфазного потока.....	82
3.3.2. Режимы течения и теплоотдача при кипении восходящего обогреваемого двухфазного потока в вертикальных трубах.....	85
3.3.3. Нисходящий двухфазный поток в вертикальных трубах.....	89
3.3.4. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах.....	93
3.3.5. Закризисный теплообмен.....	94
3.3.6. Теплоотдача при кипении растворов.....	94
3.3.7. Теплоотдача при кипении восходящего потока пенного раствора.....	99
3.3.8. Теплоотдача при испарении гравитационно стекающего пенного раствора.....	109
Библиографический список.....	112

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы тепло- и массообмена в инженерных разработках будут приобретать все большее значение, поскольку решение многих задач промышленности страны, в частности, химической технологии, энергетики, авиационной техники, судостроения, коммунального хозяйства неразрывно связано с теорией теплообмена.

Эффективность и надежность работы теплообменных аппаратов и тепловых двигателей, работающих в промышленности, достигаются правильностью проведения их тепловых расчетов и определения конструктивных характеристик на базе тепломассообмена.

Теория тепло- и массообмена представляет собой один из важнейших разделов технической физики. Она базируется на таких дисциплинах, как физика, термодинамика, динамика жидкости и газов.

Существенный вклад в развитие теории тепло- и массообмена сделан видными отечественными учеными: М. В. Кирпичевым, М. А. Михеевым, А. А. Гухманом, Г. Н. Кружилиным, С. С. Кутателадзе, А. В. Лыковым, Б. С. Петуховым, В. П. Исаченко, Д. А. Лабунцовым, А. М. Кутеповым, Л. С. Стерманом, Н. Г. Стюшиным, В. И. Субботиным и многими другими.

Дисциплина «Тепломассообмен», изучаемая бакалавриатом, - двухсеместровый курс, в который входят вопросы теплообмена при фазовых превращениях. По объективным обстоятельствам, указанные разделы в общем курсе отражены сжато, поэтому материал, охватывающий теплообмен при фазовых превращениях и необходимый для технического образования аспирантов и магистрантов, предлагается в курсе «Специальные вопросы тепломассообмена».

Настоящее учебное пособие составлено в соответствии с требованиями образовательных стандартов, охватывает необходимый объем материала по дисциплине и может быть использовано в качестве учебного пособия для подготовки магистрантов и аспирантов направления 13.03.01 «Теплоэнергетика и теплотехника».

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1.1. Неоднородные среды

Рассматриваются так называемые **дисперсные среды**, в которых один или несколько компонентов равномерно распределены (диспергированы) в среде другого компонента.

Дисперсные системы классифицируются по ряду признаков [1]:

- 1) числу фаз;
- 2) числу компонентов;
- 3) агрегатному состоянию диспергированного вещества и дисперсионной среды;
- 4) величине частиц диспергированного вещества.

1) По числу фаз системы подразделяются на гомогенные и гетерогенные.

Гомогенные системы - это растворы, газовые смеси или смеси жидкостей с жидкостями, взаимно растворяющимися в любой пропорции, в которых состав и физические свойства одинаковы или непрерывно меняются от точки к точке.

Гетерогенные системы состоят из двух или более гомогенных областей – фаз.

Каждая фаза отделяется друг от друга **поверхностью раздела**, при переходе через которую скачком меняется её химический состав и физические свойства. Например, для двух несмешивающихся жидкостей каждая из жидкостей является отдельной фазой. Граница раздела фаз рассматривается как геометрическая поверхность, разделяющая области с резко отличными свойствами. Межфазная граница проницаема для вещества, импульса и энергии. На межфазной границе, разделяющей две фазы, существует поверхностное натяжение, обусловленное различными условиями взаимодействия с соседними молекулами в двух полупространствах молекул поверхностного слоя и объемных молекул в соседних фазах [2]. Исходя из этого, поверхность раздела обладает избыточной свободной энергией (энергией Гельмгольца поверхности), а образование новой поверхности раздела требует совершения динамической работы. При этом известно, что равновесию газожидкостной системы отвечает минимальная площадь поверхности раздела.

2) По числу компонентов дисперсные системы подразделяются на двухкомпонентные (дисперсионная среда и одно диспергированное вещество) и многокомпонентные системы.

3) По агрегатному состоянию принципиально возможны любые сочетания диспергированного вещества и дисперсионной среды.

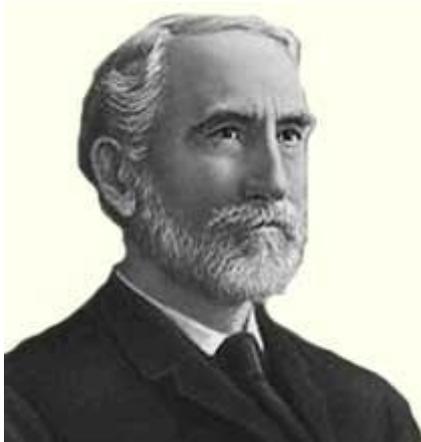
4) По размерам частиц диспергированного вещества дисперсные системы подразделяются на:

- а) $d > 100$ нм - грубые взвеси (для случая диспергированной жидкости – эмульсии);
- б) $d \sim 100 - 1$ нм – коллоидные растворы или золи;

в) $d < 1$ нм – **истинные растворы**, в которых диспергированное вещество находится в виде ионов, отдельных молекул или их ассоциатов с малой степенью ассоциации.

При изучении процессов, протекающих в однокомпонентной среде, используются методы технической термодинамики, а при анализе процессов, протекающих в дисперсных системах, используются методы химической термодинамики, позволяющие расширить возможности термодинамического подхода и распространить их на многокомпонентные системы.

Общие выражения для первого и второго начал термодинамики через термодинамические функции при этом остаются справедливыми, но сами функции, помимо обычных аргументов, становятся зависимыми также от состава системы, т. е. от масс входящих в систему веществ, которые могут меняться в ходе процессов, проходящих в системе.



Методические подходы, используемые в рассматриваемой сфере, принадлежат Дж.У. Гиббсу.

Гиббс первым начал использовать энтропию $dS = dQ/T$ как количественную величину при анализе физико-химических процессов, установив, что изменение энтропии в каждой реакции имеет громадное значение. Для этих процессов Гиббс определил новые величины, связанные с энтропией, которые позволили ему предсказать заранее, произойдет или не произойдет химическая реакция или физическое превращение. Он назвал эти величины химическими потенциалами, которые так же, как энтропия, являются физическим свойством вещества. К ним относятся изохорно-изотермический потенциал, или свободная энергия $\Phi = U - T \cdot S$; $\Phi = \Phi(T, V, n_1, n_2, n_3, \dots)$, которую иногда называют свободной энергией Гиббса, и изобарно-изотермический потенциал $Z = I - T \cdot S$; $Z = Z(T, p, n_1, n_2, n_3, \dots)$. Потенциалы являются основными термодинамическими функциями для анализа указанных систем. Дифференциальные уравнения, описывающие изменения указанных потенциалов, имеют следующий вид:

Рис. 1.1. Дж.У. Гиббс

Величины $(\partial\Phi/\partial n_i) = (\partial Z/\partial n_i) = \mu_i$ носят название химических потенциалов. При этом, химический потенциал компонента равен удельному значению соответствующего термодинамического потенциала. Известно, что эти удельные значения одинаковы для всех термодинамических функций.

$$d\Phi = -S \cdot dT - p \cdot dV + \sum (\partial\Phi/\partial n_i) dn_i, \quad (1.1)$$

$$dZ = -S \cdot dT + V \cdot dp + \sum (\partial Z/\partial n_i) dn_i. \quad (1.2)$$

Выражения (1.1) и (1.2) можно записать в виде

$$d\Phi = -S \cdot dT - p \cdot dV + \sum \mu_i \cdot dn_i ;$$

$$dZ = -S \cdot dT + V \cdot dp + \sum \mu_i \cdot dn_i .$$

В условиях равновесия, когда все аргументы постоянны, дифференциалы $d\Phi$, dZ соответствуют минимуму Φ или Z и их второй дифференциал при этом будет отрицательным: $d^2\Phi < 0$, $d^2Z < 0$.

Важным параметром процесса теплоотдачи при кипении растворов является **температурная депрессия**.

В точке кипения чистого растворителя химические потенциалы жидкой и газовой фаз одинаковы. При растворении химический потенциал жидкости уменьшается, а зависимость для химического потенциала паровой фазы остается неизменной, поскольку растворенные вещества обычно не летучи, и паровая фаза практически состоит из пара растворителя. При этом точка фазового равновесия сдвигается в сторону более высоких температур.

К такому же результату приводят рассуждения с использованием понятия давления насыщения. При растворении вещества давление пара растворителя над поверхностью снижается в соответствии с законом Рауля. Поэтому необходима более высокая температура, чтобы сохранить давление, равное давлению окружающей среды, что приводит к росту температуры кипения.

Раствор с максимально возможной в данных условиях концентрацией называется **насыщенным раствором**. Насыщенный раствор находится в равновесии с чистым растворенным веществом. Растворимость зависит от температуры и давления. Существует зависимость между тепловым эффектом растворения и растворимостью, согласно которой в случае положительного теплового эффекта растворимость понижается одновременно с температурой, а в случае отрицательного – увеличивается.

1.2. Условия фазового равновесия

Фазовыми равновесиями называются равновесия в гетерогенных системах, в которых происходят лишь фазовые переходы, но отсутствует химическое взаимодействие. Примером такого фазового перехода может служить переход любого компонента из раствора в пар.

Если в системе, состоящей из двух фаз α и β , происходит переход компонента i из фазы α в фазу β , то изменение потенциала Z определится как

$$dZ = (\mu_i^\beta - \mu_i^\alpha) dn_i.$$

Поскольку $dZ = 0$, то $\mu_i^\beta = \mu_i^\alpha$,
где μ – химический потенциал фаз.

Условием фазового равновесия в любой гетерогенной системе является равенство химических потенциалов любого компонента во всех фазах системы. Химический потенциал компонента для находящихся в равновесии паре и твердом теле или паре и жидкости должен быть одинаков для обеих фаз. В противном случае равновесие не будет иметь места.

У механизма процесса растворения много общего с процессом испарения, поскольку в основе обоих процессов лежит тепловое движение молекул. Растворение может сопровождаться выделением или поглощением теплоты. Например, теплота выделяется при растворении спирта в воде. Растворы, в

которых растворение не сопровождается тепловыми эффектами, называются **идеальными растворами**.

Согласно закону Рауля давление насыщенного пара идеального раствора или идеальных смесей равно сумме произведений давлений чистых компонентов и их концентраций $p = \sum x_i p_{0i}$. Одна из формулировок этого закона: парциальные давления паров компонентов пропорциональны их концентрациям в смеси. Для бинарной смеси $p_1 = (1 - x)p_1^0$; $p_2 = x \cdot p_2^0$, где x – концентрация 2-го компонента в жидкой смеси, а индекс 0 соответствует чистому компоненту.

Если пары компонентов можно рассматривать как идеальные газы, то согласно закону Дальтона $p_1 = (1 - x_n)p$; $p_2 = x_n \cdot p$, где x_n – доля 2-го компонента в паре, а p – полное давление $p = p_1 + p_2$.

Отсюда имеем $x_n = \frac{x \frac{p_1^0}{p_2^0}}{1 + x \left(\frac{p_1^0}{p_2^0} - 1 \right)}$, т. е. состав пара над смесью и состав

смеси не одинаковы. Исключением являются смеси с так называемой азеотропной точкой при азеотропическом составе, когда смесь ведет себя как однокомпонентная.

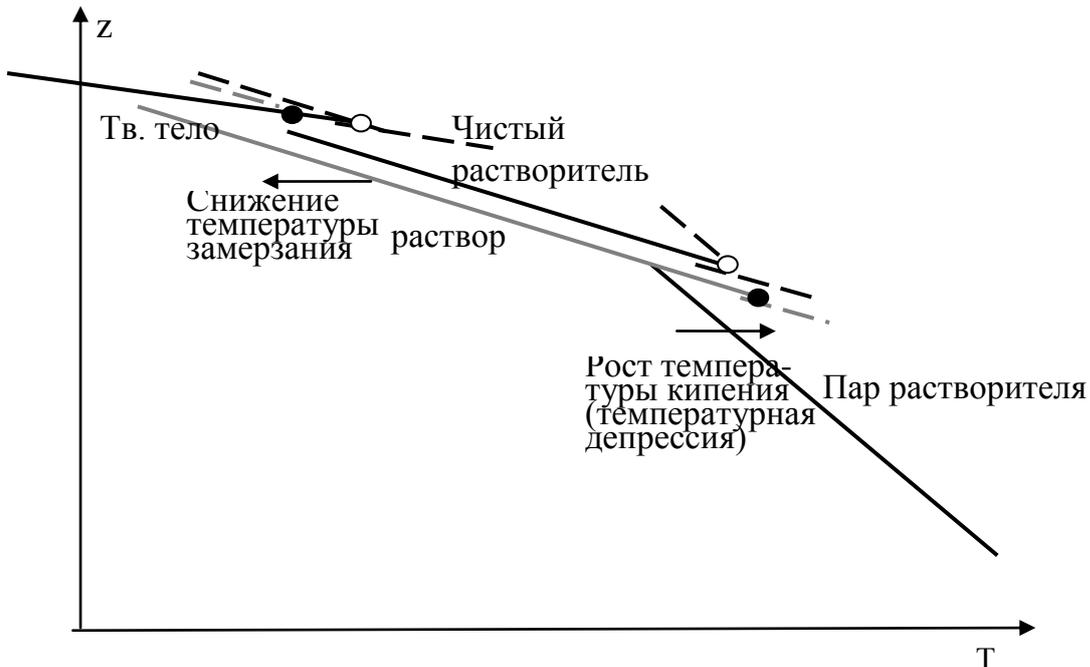


Рис. 1.2. Иллюстрация изменения химического потенциала при растворении и возникновении температурной депрессии

На рис. 1.2 нижнюю (сплошную) линию называют пузырьковой, а верхнюю (пунктирную) – капельной. Процесс кипения идет вдоль нижней линии, а процесс конденсации – вдоль верхней.

Найдем выражение для химического потенциала, когда пар рассматривается как идеальный газ, а раствор – как бесконечно разбавленный (идеальный). Для этого рассмотрим работу расширения, связанную с уменьшением изохорного потенциала $dA = p \cdot dV = - d\Phi$. (1.3)

Используем уравнение идеального газа в следующей форме:

$$p = n \cdot R \cdot T / V, \text{ где } n - \text{ число молей.} \quad (1.4)$$

Подставив (1.4) в (1.3), после его интегрирования определим

$$A = n \cdot R \cdot T \cdot \ln (V/V_0) = \Phi_0 - \Phi . \quad (1.5)$$

Разделив это уравнение на n , согласно определению химического потенциала получим

$$\mu_0 - \mu = R \cdot T \cdot \ln (V/V_0) = R \cdot T \cdot \ln (p_0/p)$$

или

$$\mu = \mu_0 + R \cdot T \cdot \ln p/p_0 . \quad (1.6)$$

Обозначим μ_0 как стандартный потенциал, соответствующий давлению p_0 , равное $0,1 \text{ МПа}$.

Если газ находится в составе смеси, то $\mu_i = \mu_{0i} + R \cdot T \cdot \ln p_i/p_0$. (1.7)

Величину $\exp[(\mu - \mu_0)/(R \cdot T)]$ называют **относительной термодинамической активностью**. Для идеального раствора она равна мольной концентрации.

Для неидеальных растворов и реальных газов вместо давления в уравнения (1.5), (1.6) вводится величина **фугитивности** f или $a \cdot p$, где a - **активность**.

Компонента, для которой $a > 1$, $f > p$, имеет меньшее парциальное давление, чем то, которое определяется формулами для идеального раствора.

Для многокомпонентного раствора или смеси число фаз в равновесном состоянии m не может превышать число компонентов n более чем на 2, т. е. $m \leq n + 2$. Это соотношение называется **правилом фаз Гиббса**. Правило фаз устанавливает условия, при которых определенные соединения для различных фаз должны находиться в состоянии равновесия: жидком, твердом и газообразном.

На основании **закона Генри** - парциальное давление каждого компонента пропорционально доле этого компонента в жидком растворе - получена важная для нас формулировка: растворимость газа в жидкости пропорциональна давлению.

Процесс парообразования в смесях отличается от парообразования в однокомпонентных жидкостях. Следовательно, в зависимости от условий процесса изменение теплоотдачи в сравнении с кипением чистого основного компонента может быть незначительным или, наоборот, большим.

1.3. Поверхностное натяжение и капиллярные эффекты

Молекулы жидкости, находящиеся в поверхностном слое, обладают избыточной энергией. Полная потенциальная энергия состоит из поверхностной и объемной. Объемная часть не зависит от формы объема. Исходя из общих принципов механики, система стремится к минимуму потенциальной энергии. Поэтому, если система состоит из разнородных тел, она будет стремиться иметь минимальную поверхность или минимальную поверхностную энергию.

Пусть некоторое количество жидкости расположено на горизонтальной

пластине в виде капли (рис. 1.3).

Введём следующие обозначения σ_{12} , σ_{23} , σ_{13} – удельные поверхностные энергии для трех вариантов контакта: 1 - жидкость, 2 - воздух, 3 - пластина, а S_{12} , S_{23} , S_{13} – соответствующие площади контакта.

Изменение энергии, связанное с деформацией капли, находим как

$$\Delta U = \sigma_{12} \cdot \Delta S_{12} + \sigma_{23} \cdot \Delta S_{23} - \sigma_{13} \cdot \Delta S_{13}. \quad (1.8)$$

По мере отрыва жидкости от пластины общая поверхностная энергия уменьшается при малых σ_{12} , σ_{23} и большом значении σ_{13} . Минимуму будет соответствовать сферическая форма. Тогда $S_{13} = 0$. Это соответствует случаю «несмачивания». Если σ_{12} , σ_{13} - малы, а σ_{23} – велика, то поверхностная энергия уменьшается при растекании жидкости

$$\Delta U = \sigma_{12} \cdot \Delta S_{12} + \sigma_{13} \cdot \Delta S_{13} - \sigma_{23} \cdot \Delta S_{23}. \quad \text{Это случай «смачивания»}.$$

Краевой угол (рис.1.4).

Для равновесия в точке контакта трех сред необходимо выполнение условия

$$\sigma_{12} \cdot \cos \theta - \sigma_{23} + \sigma_{13} = 0.$$

Отсюда получаем, что

$$\cos \theta = (\sigma_{23} - \sigma_{13}) / \sigma_{12}. \quad (1.9)$$

Угол θ носит название краевого угла: при малых углах – частичное смачивание, больших – частичное несмачивание.

В результате действия избыточной свободной энергии на криволинейной межфазной границе возникает скачок давления (лапласовский), который рассматривается как поверхностная плотность возникновения нормальной компоненты импульса $N_p = 2\sigma H$, где средняя кривизна поверхности $H = \frac{1}{2}(1/R_1 + 1/R_2)$; R_1 и R_2 - радиусы кривизны двух главных нормальных сечений поверхности в данной точке; σ - удельная избыточная энергия поверхности раздела, которая для границы жидкость - пар совпадает с коэффициентом поверхностного натяжения.

Важное значение при рассмотрении условий межфазного взаимодействия имеет понятие **скорости движения поверхности раздела фаз** в пространстве. Скорость движения поверхности не соответствует скорости каких-либо материальных частиц той или иной фазы в случае переноса вещества через движущуюся поверхность раздела фаз.

На рис. 1.5 показана качественная схема фронта испарения. Предполагается, что нижняя и боковые стенки сосуда адиабатны, тепло к свободной поверхности жидкости подводится сверху за счет излучения (q_l).

Скорость движения границы (C) в обоих случаях не совпадает со скоростями фаз у границы. В жидкости может присутствовать свободная конвекция, но скорость жидкости $w_{жк} \neq C$. В приведенном на рис. 5 случае непод-

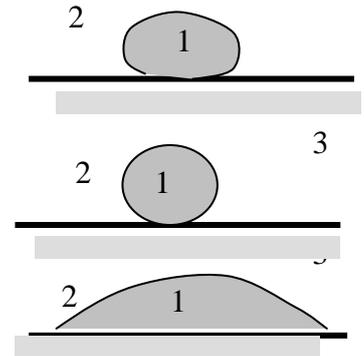


Рис. 1.3. Молекулы жидкости в поверхностном слое: 1 - жидкость; 2 – воздух; 3 - поверхность

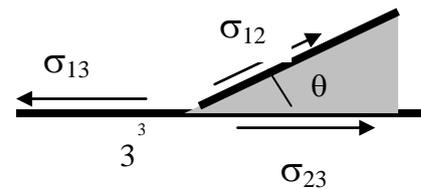


Рис. 1.4. Понятие краевого угла

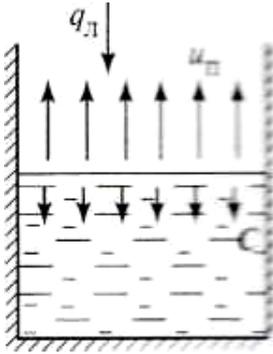


Рис. 1.5. Схема движения в пространстве фронта испарения [2]

вижна жидкая фаза ($w_{ж} = 0$), образующийся пар поднимается вверх ($w_{п} > 0$), поверхность раздела перемещается вниз ($C < 0$).

В общем случае скорость перемещения границы определяется соотношением: $C = |C|n^0$, где n^0 - единичный вектор нормали, проведенный из точки поверхности в сторону перемещения границы; $|C|$ — модуль вектора C .

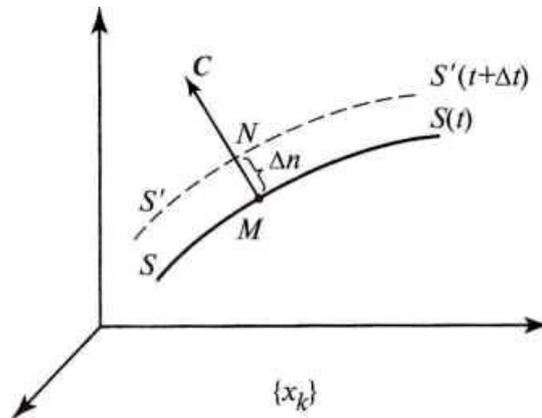


Рис. 1.6. К определению скорости движения границы раздела фаз

Уравнение поверхности имеет вид $\Phi_s[t, r(t)] = 0$, где $r(t)$ радиус-вектор, проведенный из начала координат к данной точке поверхности, модуль

$$\text{скорости границы} \quad |C| = \left| \frac{\frac{\partial \Phi_s}{\partial t}}{\sqrt{(\nabla \Phi_s)^2}} \right|. \quad (1.10)$$

В процессе переноса массы при конденсации или испарении падающий и отраженный спектры молекул переносят разную плотность вещества. Результирующий поток вещества определяет их разность. Таким образом, состояние пара на поверхности неравновесно и эта неравновесность усиливается по мере повышения интенсивности процессов переноса. По мере удаления от поверхности разрывной характер в распределении молекул постепенно утрачивается за счет «перемешивания» молекул из-за их столкновений. Основная неравновесность приходится на весьма тонкий слой у поверхности, эффективная толщина которого имеет порядок средней длины пробега молекул. Этот слой называется слоем Кнудсена. В плотных газах и парах, характеризующимися малыми числами Кнудсена $Kn = l_{\text{мол}}/L \ll 1$, где $l_{\text{мол}}$ - длина

свободного пробега молекул; L - линейный масштаб области, охваченной процессами переноса в паровой фазе. Толщина слоя Кнудсена ничтожна по сравнению с макроскопическими геометрическими масштабами задачи.

За пределами слоя Кнудсена правомерны законы переноса тепла, импульса и вещества. Это законы Фурье, вязкого трения Ньютона, диффузии Фика, соответственно. В слое Кнудсена эти законы не выполняются. Таким образом, схема пристенной области, условно изображенная на рис. 1.7, включает слой Кнудсена (I), к которому примыкает область сплошной среды (II). В ней выполняются уравнения Навье—Стокса. Обычно эту область называют навье-стоксовой областью.

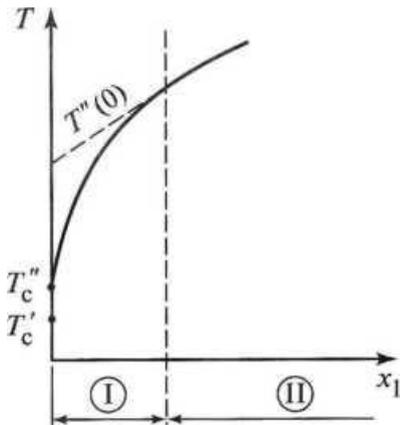


Рис. 1.7. Поле температур в слое Кнудсена и навье-стоксовой области

На рис. 1.7 схематически показано теоретически полученное распределение температуры пара у поверхности, включая слой Кнудсена. Штриховой линией обозначена экстраполяция температурного поля из внешней (навье-стоксовой) области к поверхности. Имеются действительный температурный скачок на поверхности $\Delta T_c = T''_c - T'_c$ и экстраполированный (фиктивный) скачок температур $\Delta T = T''(0) - T'_c$. Здесь T''_c — действительная температура газа на поверхности; $T''(0)$ - экстраполированное значение температуры газа на поверхности (фиктивная величина).

1.4. Методы анализа гетерофазных систем

При анализе гетерофазных систем принимаются следующие предположения [2]:

- а) число Кнудсена много меньше единицы $Kn \ll 1$;
- б) при переходе через границу свойства изменяются скачком. На межфазных поверхностях выполняются определенные граничные условия – условия совместимости.

Простейшая модель двухфазного потока – **гомогенная**. К такой гомогенной среде применяют обычные уравнения сохранения. Условия соответствия достигаются при высоких приведенных давлениях, когда плотности фаз ρ' и ρ'' различаются незначительно, и при высоких скоростях течения. При низких давлениях, когда $\rho'/\rho'' > 10^3$ гомогенная модель неудовлетворительна.

Модель раздельного течения – газожидкостное течение воспроизводится в модели достаточно точно: кольцевые двухфазные потоки, расслоенные течения и т.п.

Под моделью многоскоростного континуума понимают сплошную среду, в которой исследуются процессы при различных внешних условиях. Многоскоростной континуум представляет собой совокупность континуумов, каждый из которых относится к своей фазе или компоненте. При этом каждая фаза заполняет собой всю область анализа или весь объем, занятый многофазной смесью в соответствии со своей объемной долей (ε). Для каждой фазы определяются физические параметры, отнесенные к полному объему смеси. При таком подходе появляются трудности в моделировании межфазного обмена массой, импульсом и энергией. Во многих случаях модель многоскоростного континуума не имеет реальной альтернативы при решении практических задач.

Установление закономерностей процессов входит в содержание **метода контрольной ячейки**, направленного на анализ структуры двухфазной системы, моделирующей характеристики всей системы. Контрольная ячейка включает в себя дискретную частицу и окружающую ее несущую фазу.

1.5. Процесс получения пара

Парообразование – процесс превращения жидкости в пар.

Пар - это реальный газ с относительно высокой критической температурой, близкой к состоянию насыщения [3].

Испарением называется процесс парообразования, происходящий только с поверхности жидкости. Испарение происходит при любой температуре, и его интенсивность зависит от свойств жидкости и температуры. При испарении молекулы жидкости, движущиеся с большими скоростями и оказавшиеся у поверхности, преодолевая притяжение соседних молекул, образующих поверхностное натяжение, покидают жидкость в окружающую среду. Так как при испарении в жидкости остаются молекулы, движущиеся с меньшими скоростями, температура жидкости уменьшается. Испарение может быть полным, если над ее поверхностью находится неограниченное пространство.

Кипение – процесс парообразования, протекающий как с поверхности жидкости, так и во всей ее массе. При подводе теплоты к испаряющейся жидкости увеличивается ее температура и интенсивность испарения. При достижении определенной температуры жидкости, зависящей от ее свойств и давления, под которым она находится, наступает парообразование на теплопередающей поверхности и по всему ее объему. Образующийся при кипении пар имеет ту же температуру, что и кипящая жидкость.

Конденсация – процесс превращения пара в жидкость (конденсат), обратный процессу парообразования. Конденсат имеет ту же температуру и давление, что и конденсирующийся пар.

Насыщенный пар – пар, находящийся в динамическом и термодинамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. При испарении жидкости в ограниченное пространство одновременно происходит и обратный процесс – конденсация пара. Обусловлено данное явление тем, что часть молекул, движущихся в паровом пространстве, ударяются о по-

верхность жидкости и захватываются ею. В определенный момент, когда число молекул, вырвавшихся из жидкости, становится равным числу молекул, возвратившимся в нее, в системе наступает динамическое равновесие, при котором в паровом пространстве будет находиться максимально возможное число молекул. Такой пар будет иметь максимальную плотность. Температура насыщенного пара зависит от давления среды, в которой происходит кипение.

Сухой насыщенный пар получается при полном испарении находящейся в нем влаги. Состояние сухого пара определяется одним параметром (давлением или температурой).

Влажный насыщенный пар - смесь пара с мельчайшими каплями жидкости, распространенными равномерно во всей ее массе. Массовая доля пара в смеси называется степенью сухости и обозначается буквой x , а массовая доля жидкости в смеси обозначается буквой y и называется степенью влажности, $y = 1 - x$. Для сухого пара $x = 1$, а для воды $x = 0$. Состояние влажного пара определяется двумя параметрами - давлением (или температурой) и степенью сухости.

Перегретый пар - пар, температура которого выше температуры насыщенного пара того же давления. Разность между температурами перегретого и насыщенного пара одинакового давления называется степенью перегрева. Перегретые пары по своим свойствам приближаются к газам.

1.5.1. Процесс образования перегретого пара при постоянном давлении в диаграмме $p - v$

Введем следующие обозначения: $v_0, v', m^3/kg$ - удельный объем воды при $0^\circ C$ и при температуре кипения, соответственно; v_x, v'', v - удельный объем влажного, сухого насыщенного и перегретого пара, соответственно.

Пусть точка «а» (рис. 1.8) характеризует состояние воды при $0^\circ C$.

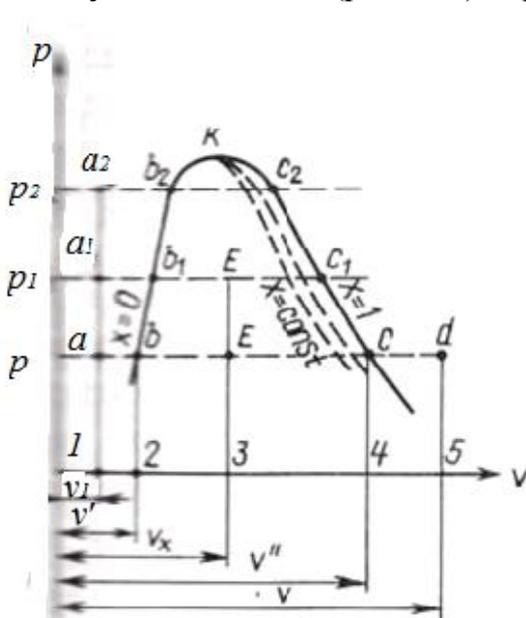


Рис. 1.8. Диаграмма $p-v$ водяного пара

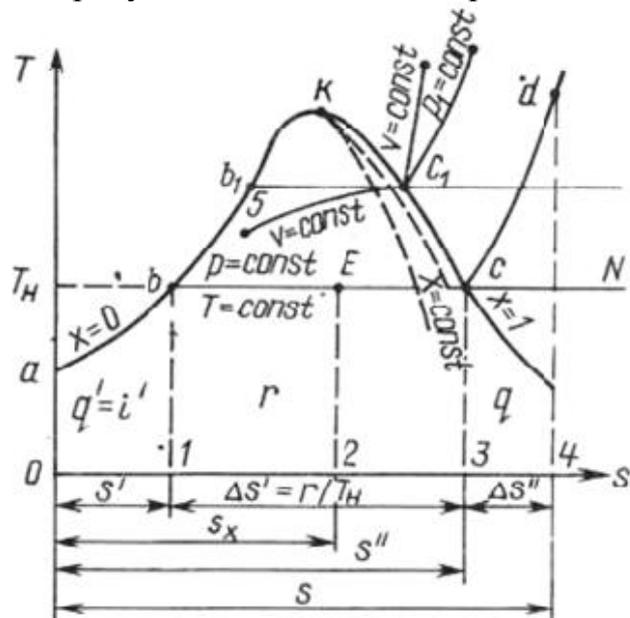


Рис. 1.9. Диаграмма $T-s$ водяного пара при $p = const$ и $T = const$

При подведении к воде теплоты ее температура будет увеличиваться и при достижении определенного ее значения, зависящего от давления, закипит. Состояние кипящей воды характеризуется точкой « b » - удельным объемом v' . При дальнейшем подводе теплоты к кипящей воде происходит процесс парообразования. В точке « c » кипящая вода полностью испарится и превратится в сухой насыщенный пар с удельным объемом v'' . При дальнейшем подводе теплоты пар будет перегреваться. Его состояние характеризуется точкой « d » - удельным объемом v . Таким образом, процесс получения перегретого пара « $a - d$ » состоит из трех последовательных процессов: изобарного процесса « $a - b$ » подогрева воды, изобарно-изотермического процесса парообразования « $b - c$ » и изобарного процесса перегрева пара « $c - d$ ». Переход жидкости в пар (переход из одной фазы в другую) происходит при механическом и термическом равновесии. Следовательно, участок изобары « $b - c$ » одновременно является и участком при $T = const$. Если процесс парообразования будет происходить при более высоком давлении $p_1 > p$, объем v_0 не изменится, так как вода - практически несжимаемая среда; объем кипящей воды v' увеличится, так как с ростом давления возрастет температура кипения, а объем сухого насыщенного пара уменьшится, так как рост давления влияет на объем сильнее, чем температура. Следовательно, при увеличении давления отрезки « $a - b$ » (разность объемов $v' - v_0$) увеличиваются, а отрезки « $b - c$ » (разность объемов $v'' - v'$) уменьшаются. Линия « $a - a_2$ » представляет собой зависимость удельного объема воды при 0°C от давления $v_0 = f(p)$. Она называется линией холодной воды. Линия « $b - b_2 - k$ » представляет собой зависимость удельного объема кипящей воды от давления $v' = f(p)$. Эта линия называется пограничной кривой. Среда на этой кривой находится в состоянии кипящей жидкости со степенью сухости $x = 0$. Линия « $c - c_2 - k$ » - функция $v'' = f_2(p)$. Эта линия называется верхней пограничной кривой. В любой точке этой кривой среда находится в состоянии сухого насыщенного пара со степенью сухости $x = 1$. В точке k нижняя и верхняя пограничные кривые пересекаются. Точка k называется критической точкой вещества. В ней кипящая жидкость и сухой наемный пар находятся в равновесном состоянии.

При температуре $t > t_k$ среда может существовать только в виде перегретого пара. Таким образом, в диаграмме $p - v$ между линиями холодной воды « $a - a_2$ », нижней пограничной кривой « $b - b_2 - k$ » и изотермой t_k вода находится в жидком некипящем состоянии. В области между нижней и верхней пограничными кривыми находятся влажные насыщенные пары. Вправо и вверх от верхней пограничной кривой находятся перегретые пары. Площадь « $ab 2,1$ » под линией процесса « $a - b$ » с осью v дает работу расширения жидкости в процессе ее нагрева $l = p(v_b - v_a)$. Площадь « $bc 2,4$ » под линией « $b - c$ » дает работу, затраченную на образование молекул пара из кипящей воды (работа дисгрегации), и площадь « $cd 5,4$ » дает работу расширения при перегреве пара.

Из точки k выходят линии постоянной сухости пара $x = const$, причем нижняя пограничная кривая соответствует степени сухости $x = 0$, верхняя

$x = 1$. При необходимости определения степени сухости пара в точке E на любой изобаре оно определится как отношение отрезка « bE » к отрезку « bc » или $x = \langle bE \rangle / \langle bc \rangle$. Удельный объем влажного пара рассчитывается по формуле $V_x = xv'' + (1 - x)v' = v' + (v'' - v')x$.

1.5.2. Процесс образования перегретого пара при постоянном давлении в диаграмме $T - s$

За начало отсчета энтропии в диаграмме $T - s$ (рис. 1.9) принимается точка с координатами $s_0 = 0$ и $T_0 = 273,16$ К. При этих условиях линия холодной воды в диаграмме изображается точкой a , нижняя пограничная кривая - линией ab , а верхняя пограничная кривая - линией kc . Критическая точка k располагается на пересечении верхней и нижней пограничных кривых. Из нее выходят линии постоянной сухости $x = const$.

Отрезок ab на нижней пограничной кривой представляет собой изобару подогрева жидкости. Площадь $ab10$ под линией процесса ab дает теплоту q' (энтальпию i'), затраченную на подогрев воды от 0 °С до температуры кипения (насыщения T_n) в точке b . Изобарно-изотермический процесс парообразования в диаграмме $T-s$ изображается прямой bc . На этом участке изобара $p = const$ сливается с изотермой $T = const$. Фазовый переход воды в пар всегда происходит при механическом и термическом равновесии. Площадь $bc31$ дает теплоту, затраченную на превращение 1 кг кипящей воды в сухой насыщенный пар - теплоту парообразования r .

Линия cd представляет собой изобарный процесс перегрева пара. Площадь $c d 4 3$ дает теплоту q , затраченную на перегрев 1 кг сухого насыщенного пара до состояния точки d . Следовательно, для получения 1 кг перегретого пара в состоянии точки d требуется затратить теплоту, равную сумме теплот $q + r + q = i_{п.п.}$. Это суммарное количество теплоты, содержащееся в 1 кг перегретого пара, - энтальпия пара в точке d . Так образом, площадь $a b c d 4 0$ - энтальпия пара в точке d , $a b c 3 0$ - энтальпия сухого насыщенного пара в точке c и $a b E 2 0$ и $a b 1 0$ - энтальпии пара i_E и i_b , соответственно в точках E и b . В диаграмме $T - s$ изобара $p = const$ представляет собой кривую $abcd$, изотерма $T = const$ - прямую bcN , изохора $v = const$ кривую $5c16$. На всех участках диаграммы изохора идет круче изобары.

1.5.3. Процесс образования перегретого пара при постоянном давлении в диаграмме $i - s$

На диаграмме $i-s$ водяного пара (рис. 1.10) теплоты жидкости i' , парообразования r и перегрева q изображаются в диаграмме $i - s$ отрезками, а не площадями, как в диаграмме $T - s$. За начало отсчета принята точка с координатами $i = 0$ и $s = 0$. Нижняя пограничная кривая $x = 0$ изображается кривой Obk , а верхняя $x = 1$ кривой kcM . Критическая точка k находится не на вершине кривой, как в предыдущих диаграммах, а на ее левом склоне. В области воды все изобары практически сливаются с нижней пограничной кривой, в области влажных паров изобары и соответствующие им изотермы сливаются и изображаются в виде расходящегося пучка прямых линий bc .

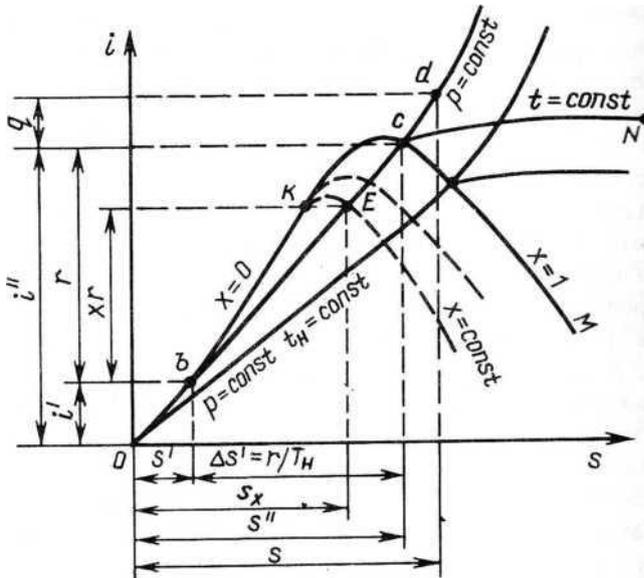


Рис. 1.10. Диаграмма $i-s$ водяного пара

Тангенс угла наклона изобары $p = const$ $(di/ds)_p = T$, поскольку с ростом давления увеличивается температура и, следовательно, тангенс угла наклона изобар. Изобара с большим давлением идет выше по сравнению с рассматриваемой.

В области перегретых паров изобара cd близка к логарифмической кривой, и изотерма cN представляет собой кривую, слабо поднимающуюся вверх и направо, асимптотически приближающуюся к линии $i = const$, что обусловлено приближением пара к идеальному при высоких степенях перегрева и низких давлениях. Таким образом, в диаграмме $i - s$ изобара представляет собой кривую $Obcd$, а изотерма - кривую OcN .

Энтальпия кипящей воды в точке b определяется отрезком $i_b - 0 = i'$, скрытая теплота парообразования отрезком $i_c - i_b = r_0$, энтальпия сухого насыщенного пара $i'' = i_c - 0 = i + r$, энтальпия влажного пара, например, в точке E $i_{XE} = i_E - 0 = i' + xr$, энтальпия перегретого пара $i'' = i_d - 0 = i'' + q = i' + r + q$.

Количество теплоты, необходимое для получения 1 кг сухого насыщенного пара, зависит от давления и при $p = 0,01$ МПа, $i = 2588$ кДж/кг.

1.6. Количественные характеристики двухфазных потоков в каналах

1.6.1. Паросодержания

Для характеристики двухфазного потока к величинам, рассчитанным по уравнениям материального и теплового балансов, добавляют величины, определение которых ведётся с учётом особенностей движения отдельных фаз.

Параметры, рассчитанные по уравнениям материального и теплового балансов, называются **расходными параметрами**, а величины, характеризующие движение каждой из фаз в отдельности или гидродинамику потока в целом, называются **истинными параметрами**.

Рассмотрим движущуюся парожидкостную смесь в канале с массовым расходом $G = G' + G''$, кг/с, где G' - массовый расход жидкой фазы; G'' - массовый расход паровой фазы. Отношение $G''/G = x$ - массовое расходное

паросодержание, $G'/G = 1 - x$ - массовое расходное влагосодержание.

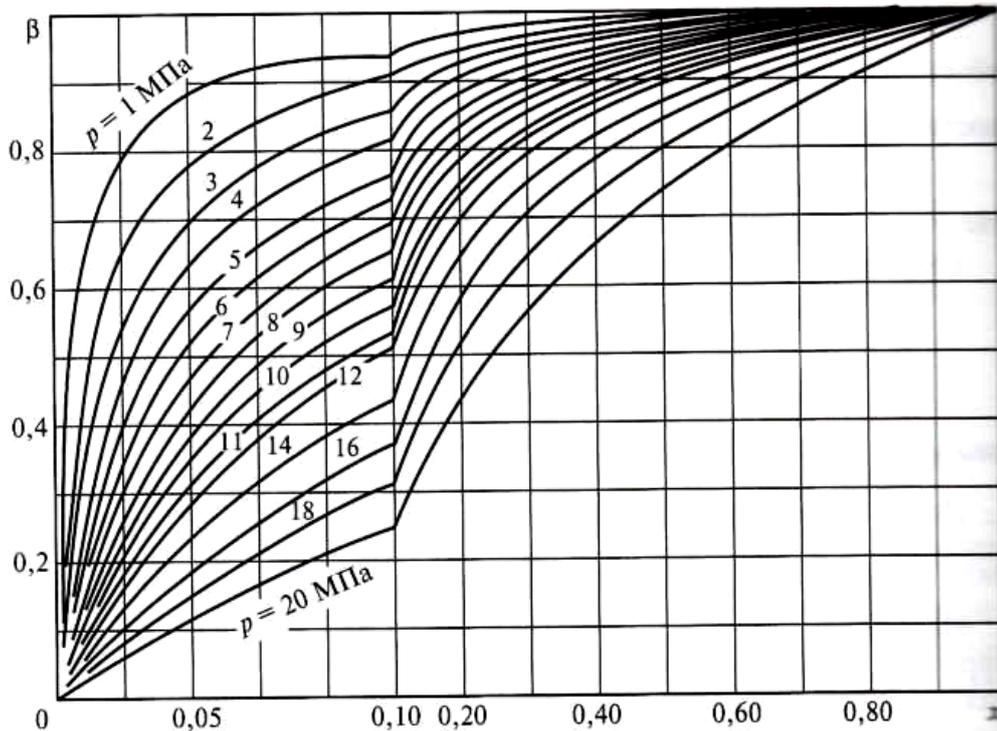


Рис. 1.11. Зависимость объемного паросодержания β от массового расходного паросодержания x для воды при различных давлениях p

Сумма объемных расходов фаз $V'' = G''/\rho''$ и $V' = G'/\rho'$ (ρ' и ρ'' — плотности жидкости и пара) дают объемный расход смеси $V = V'' + V'$, $\text{м}^3/\text{с}$. При делении этой суммы почленно на V получим $1 = \beta + (1 - \beta)$, где $V''/V = \beta$ - объемное расходное паросодержание. Аналогично получены следующие соотношения: $G''/G' = x/(1 - x)$; $V''/V' = \beta/(1 - \beta)$; $x/(1 - x) = \beta/[(1 - \beta)(\rho''/\rho')]$.

Диапазон изменения величин x и β одинаков: $0 < x < 1$, $0 < \beta < 1$.

На рис. 1.11 представлена зависимость $\beta(x)$ для пароводяных потоков из которого следует, что при снижении давления и $x = \text{const}$ значения β увеличиваются.

В равновесных парожидкостных потоках массовое паросодержание определяет энтальпию смеси $i_{см} = i_s''x + i_s'(1 - x)$, где i'' и i' — энтальпия пара и жидкости на линии насыщения. Поскольку $i_s'' - i_s' = r$, то

$$x = (i_{см} - i_s')/r. \quad (1.11)$$

Зависимость (1.11) часто применяют для неравновесных потоков. При этом величина x представляет собой относительную энтальпию потока. В отличие от массового расходного паросодержания x , относительная энтальпия потока x может быть как меньше нуля при кипении в канале недогретой до температуры насыщения жидкости ($i_{см} < i_s'$), так и больше единицы при течении перегретого пара с капельками жидкости.

Если в полном сечении канала f сечение f'' занимает паровая фаза, а часть f' - жидкая (рис. 1.12), то $f'' + f' = f$.

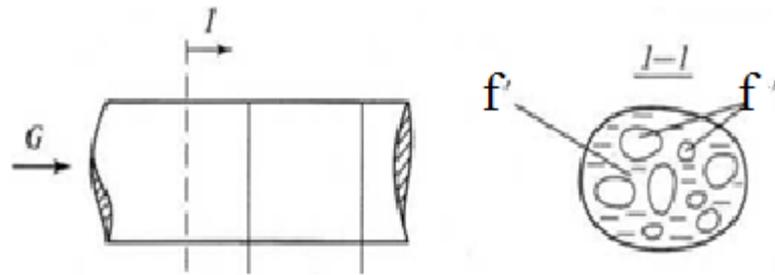


Рис. 1.12. Истинное объемное паросодержание

Отношение $f''/f = \varphi$ - истинное объемное паросодержание. Так же, как и расходные характеристики, φ изменяется от 0 до 1. Но в отличие от расходных характеристик, которые могут быть либо заданы заранее, либо определены из граничных условий, истинное объемное паросодержание является функцией самого процесса и заранее задано быть не может. φ характеризует долю мгновенного объема пара в некотором выделенном объеме канала. Объем смеси, соответствующий длине канала ΔL (см. рис. 1.12), равен $V = f \cdot \Delta L$. При малой длине ΔL и постоянных f'' и f' внутри рассматриваемого участка объемы пара и жидкости будут равны $V'' = f'' \Delta L$, $V' = f' \Delta L$. Истинное объемное паросодержание в этом случае $\varphi = f''/f' = V''/V$, т.е. равно отношению мгновенных объемов пара и смеси.

1.6.2. Скорости смеси

Движение смеси и её отдельных фаз характеризуется скоростями. При этом различают приведенные и истинные скорости.

Истинная скорость фазы - это отношение объемного расхода фазы к площади сечения, занимаемого этой фазой:

$$\left. \begin{aligned} W' &= \frac{V'}{f'} = \frac{V'}{[f(1-\varphi)]}; \\ W'' &= V''/f'' = V''/(f\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (1.12)$$

Отношение $W''/W' = S$ называется коэффициентом скольжения или ϕ фактором.

Истинные скорости W'' и W' - это физически реальные характеристики двухфазного течения, аналогичные среднemasсовой скорости в однофазном потоке.

Наряду с истинными параметрами в расчетах двухфазных потоков используют приведенные величины.

Приведенная скорость фазы определяется как отношение объемного расхода фазы к полному сечению канала:

$$\left. \begin{aligned} W_0'' &= V''/f = W''\varphi; \\ W_0' &= V'/f = W'(1-\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (1.13)$$

При этом приведенная скорость пара значительно отличается от соответствующей истинной при $\varphi \rightarrow 0$, а приведенная скорость жидкости - при $\varphi \rightarrow 1$.

Сумма приведенных скоростей фаз или отношение объемного расхода смеси к площади сечения канала определяет **скорость смеси**:

$$W_{см} = W_0'' + W_0' = Vf = W_0[1 + x(\rho'/\rho'' - 1)]. \quad (1.14)$$

Отношение массового расхода смеси к произведению плотности жидкости при температуре насыщения на площадь сечения канала представляет собой **скорость циркуляции**, или приведенную скорость смеси:

$$W_0 = G/(\rho'f). \quad (1.15)$$

Скорость циркуляции – одна из важнейших характеристик двухфазного потока в парогенерирующем канале, поскольку это реальная скорость, с которой на вход подается однофазная жидкость.

Массовая скорость смеси $W_0 \rho' = G/f$, кг/(м²•с) представляет собой плотность потока массы смеси. Для каналов постоянного сечения значения $W_0 \rho'$ по длине канала не изменяются независимо от наличия или отсутствия теплообмена с окружающей средой. Совершенно по-другому ведет себя скорость смеси. Действительно, из определения $W_{см}$ и W_0 следует

$$W_{см} = (G''/\rho'' + G'/\rho')/f = W_0 [1 + x(\rho' - \rho'')/\rho''], \quad (1.16)$$

или

$$W_{см} = W_0/[1 - \beta(\rho' - \rho'')/\rho']. \quad (1.17)$$

В парогенерирующем канале за счет подвода тепла расходное паросодержание непрерывно возрастает по длине, и увеличивается скорость смеси. При полном испарении жидкости $x = \beta = 1$, тогда из (1.16) и (1.17) следует, что $W_{см} = W_0 \rho'/\rho''$.

При отсутствии скольжения фаз, т.е. при $S = 1$, расходное и истинное объемные паросодержания одинаковы. При этом согласно (1.13) и (1.14)

$$W_{см} = W'' = W'.$$

Таким образом, скорость смеси в определенной степени характеризует действительный уровень скоростей фаз в канале.

1.6.3. Плотность смеси

Для двухфазных потоков различают мгновенную и расходную плотности смеси. Мгновенная плотность смеси может рассматриваться как «истинная» среднеобъемная величина:

$$\rho_\phi = (V''\rho'' + V'\rho')/V = \phi\rho'' + (1 - \phi)\rho'. \quad (1.18)$$

$$\text{Расходная плотность смеси: } \rho_\beta = \beta\rho'' + (1 - \beta)\rho'. \quad (1.19)$$

Из формул (1.18) и (1.19) можно получить выражения

$$\rho_\phi = \rho' - \phi\Delta\rho; \quad \rho_\beta = \rho' - \beta\Delta\rho, \quad \text{где } \Delta\rho = (\rho' - \rho''),$$

показывающие, что плотность смеси уменьшается при росте объемного паросодержания.

2. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

Конденсация представляет собой процесс перехода вещества, находящегося в докритическом состоянии, из газовой фазы в жидкую. Переход пар - тело называется **десублимацией**.

Конденсация возможна в диапазоне температур от тройной точки до критической: $T_{тт} < T < T_{кр}$ (рис. 2.1а). На рис. 2.1б дается схематически классификация процессов конденсации.

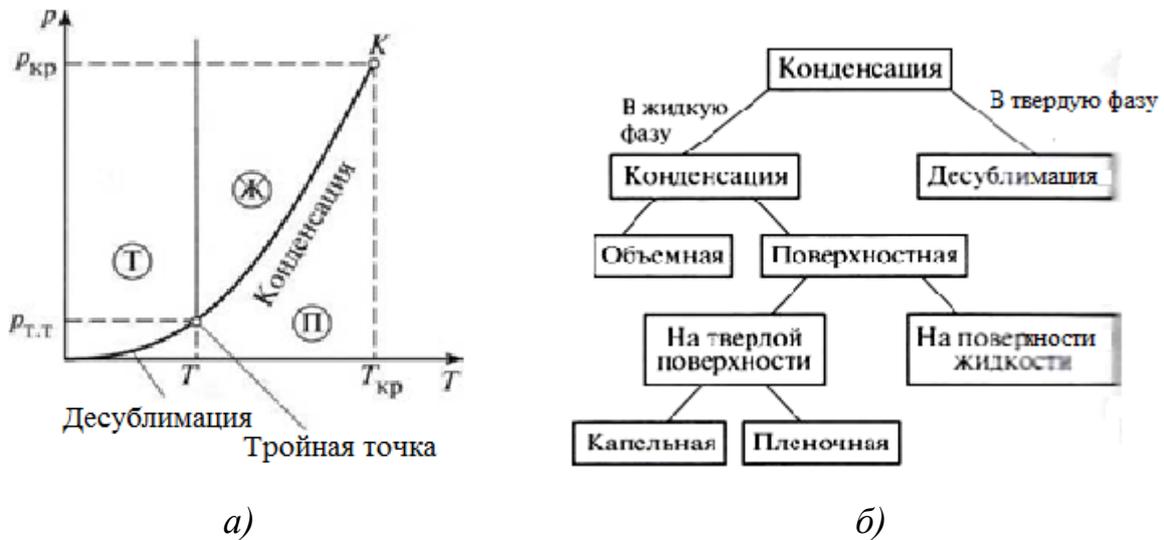


Рис. 2.1. Область реализации (а) и классификация процессов конденсации (б)

Конденсация может происходить **в объеме пара** и **на охлаждаемой поверхности теплообмена**. Объемная конденсация возможна лишь при значительном переохлаждении пересыщенного пара (рис. 2.1а П). К примеру, в паровых турбинах на ступенях низкого давления. Величина переохлаждения пара зависит от наличия в объеме дискретных центров конденсации и будет максимальной для абсолютно чистого пара.

В энергетике, других областях техники и промышленности чаще приходится иметь дело с конденсацией пара на охлаждаемых поверхностях теплообмена. Поверхностная конденсация может протекать на твердой (Т) охлаждаемой поверхности или на поверхности жидких капель или струй (Ж). Причина различий в типе поверхностной конденсации - разная смачиваемость

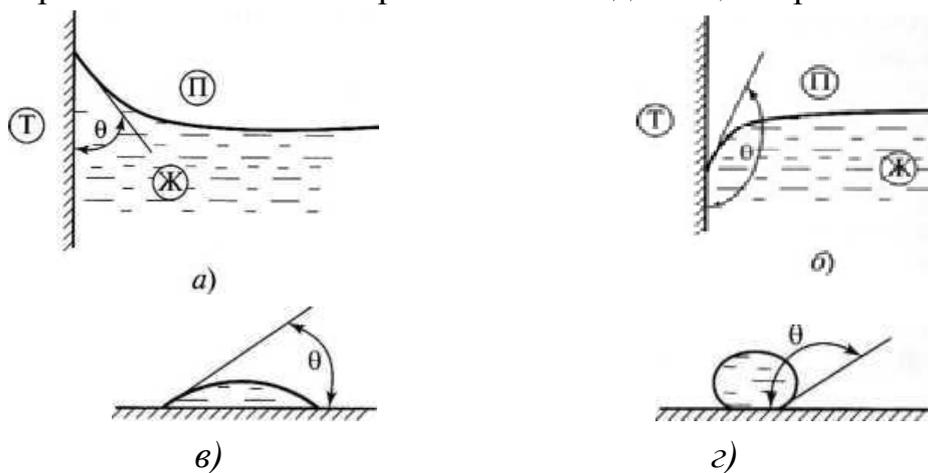


Рис. 2.2. Краевой угол смачивания на гидрофильной (а) и гидрофобной (б) вертикальных плоскостях; капля на смачиваемой (в) и несмачиваемой (г) горизонтальной поверхности

охлаждаемых поверхностей. На границе раздела трех фаз в условиях равновесия устанавливается краевой угол θ между плоскостями, касательными к поверхностям раздела жидкость (Ж) - твердое тело (Т) и жидкость (Ж) - пар (П) (рис. 2.2, см. также раздел 1.3).

Как видно на рис. 2.2а, у гидрофильной поверхности жидкость поднимается по отношению к горизонтальной поверхности вдали от стенки; несмачивающая жидкость опускается вдоль стенки, образуя выпуклый мениск (рис. 2.2б).

Последний тип - смесительная конденсация - процесс эффективный, не требующий разделительной теплопередающей поверхности. В технике - используется редко или из-за потери конденсата, или из-за высоких требований к чистоте охлаждающей жидкости.

Общее термическое сопротивление при конденсации складывается из термического сопротивления конденсата R_k , диффузионного сопротивления R_D и сопротивления на границе раздела фаз R_ϕ :

$$R = \frac{t_{н,0} - t_c}{q} = \frac{1}{\alpha} = R_k + R_\phi + R_D. \quad (2.1)$$

Смысл диффузионного сопротивления заключается в уменьшении на Δt_δ полной разности температур между ядром потока и поверхностью. При наличии в ядре потока некоторого количества неконденсирующегося газа в процессе конденсации его парциальное давление p_2 увеличивается по мере приближения к поверхности конденсации ($y = \delta$). При этом реальная температура насыщения на поверхности конденсации $t_{н,пов}$ уменьшается, что обуславливает уменьшение Δt_δ .

Сопротивление R_ϕ связано со скачком температуры на границе раздела фаз. Появление этого скачка обусловлено тем, что в тонком слое пара, прилегающем к поверхности пленки, движутся потоки молекул из пара в жидкость и в обратном направлении. Отношение числа захватываемых поверхностью молекул пара к общему числу молекул, падающих на поверхность, называется коэффициентом конденсации f . Эти потоки очень велики. Поэтому при не очень малом коэффициенте конденсации разность потоков молекул, связанная с разностью температур между паром и жидкостью, обеспечивает необходимый поток теплоты при малом значении $t_n - t_{пов}$. Но при небольшой величине коэффициента конденсации, а также при малой плотности пара (т. е. при низких давлениях) и с увеличением q эта разность $t_n - t_{пов}$ может быть заметной, что и учитывает величина R_ϕ .

Из ряда экспериментальных исследований следует, что при конденсации чистого водяного пара с давлением $P > 10^4$ Па с достаточным приближением можно считать, что температурный скачок Δt_ϕ отсутствует.

В этом разделе мы будем рассматривать лишь конденсацию чистого пара и не будем затрагивать особые случаи, в которых может проявляться заметным образом R_ϕ . Поэтому мы будем пренебрегать R_ϕ и определять теплоотдачу при конденсации α как $\frac{1}{\alpha} = R_k + R_D$.

Выделение при фазовом превращении теплоты связывает процесс конденсации пара с теплообменом. Процессы конденсации имеют место во многих отраслях промышленности, из которых основными являются энергетика, химико-технологические производства, включая целлюлозно-бумажное, и пищевая промышленность.

2.1. Капельная конденсация

Капельную конденсацию впервые описал Б. Шмидт (1930 г.).



Б. Шмидт

Капли растут из зародышей, расположенных на поверхности, которые по аналогии с кипением называют «центрами каплеобразования». Капелька жидкости, появившаяся в объеме пара, будет находиться в состоянии неустойчивого равновесия при критическом ее радиусе $R_{кр} = 2\sigma \cdot T_n / (\rho_{ж} \cdot r \cdot \Delta T)$, где $\Delta T = T_n - T_p$; T_n - температура насыщения; T_p - температура пара. При переохлаждении поверхности на $0,1 - 0,3$ °C на площади 1 см^2 число образовавшихся капель составляет около $10^6 - 10^8$. Капли растут, соприкасаются и последовательно сливаются друг с другом, пока одна из них, достаточно большая, не оторвется от стенки под действием гравитации. Да-

лее она скользит вдоль поверхности, смывая более мелкие капли и оставляя след в виде сухой полосы (рис. 2.3). Диаметр капель обычно $d_k < 100$ мкм. Скатывающаяся капля увлекает за собой другие капли, в результате поверхность очищается для возникновения новых капель. Между каплями существует чрезвычайно тонкая пленка жидкости. Немедленно за этим на «центрах каплеобразования» начинают расти новые капли. Этот повторяющийся процесс роста капель обеспечивает очень высокую эффективность теплоотвода от поверхности.

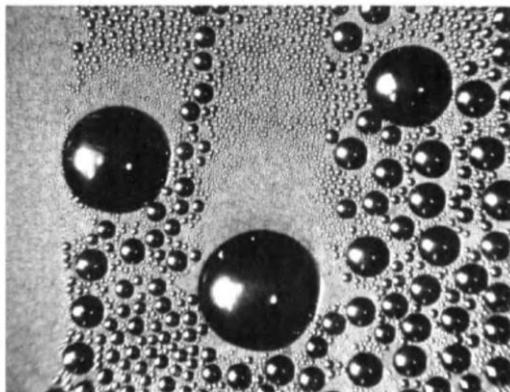


Рис. 2.3. Иллюстрация процесса капельной конденсации

Устойчивая капельная конденсация происходит на гидрофобных поверхностях. Высокие коэффициенты теплообмена при капельной конденсации побуждают поиски способов поддержания гидрофобности поверхности конденсации по отношению к воде. Конденсаторы водяного пара, например, являющиеся обязательным элементом тепловой схемы ТЭС и АЭС представ-

ляют собой огромные металлоемкие теплообменные аппараты, так что организация в них процесса капельной конденсации сулит ощутимые экономические выгоды. Поэтому в 1950 - 1970-е гг. много подобных исследований проводилось как в СССР, так и в ряде других стран. В 1988 г. Zhang (Китай) получил патент на поверхность с гидрофобным покрытием. В конце 1990-х гг. сообщалось о работающем в КНР промышленном конденсаторе с использованием капельной конденсации водяного пара, в котором длительное время поддерживается коэффициент теплопередачи $K \approx 6 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Для оценки уровня коэффициентов теплоотдачи при капельной конденсации в [2] приводится эмпирическая формула для водяного пара:

$$\alpha = t_s^{0,8} (5 + 0,3\Delta t), \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (2.2)$$

где t_s , °C - температура насыщения в градусах Цельсия; Δt – теплоперепад между температурами насыщенного пара и стенкой.

В критериальной форме могут быть рекомендованы следующие зависимости [1]:

$$\text{при } Re_* = 2,3 \cdot 10^{-3} - 3,5 \cdot 10^{-2} \rightarrow Nu = 5 \cdot 10^{-6} \cdot Re_*^{-1,57} \cdot \Pi_K^{1,16} \cdot Pr^{1/3};$$

$$\text{при } Re_* = 8,0 \cdot 10^{-4} - 3,3 \cdot 10^{-3} \rightarrow Nu = 3,2 \cdot 10^{-4} \cdot Re_*^{-0,84} \cdot \Pi_K^{1,16} \cdot Pr^{1/3},$$

где $Nu = \alpha \cdot R_{\text{кд}} / \lambda$; $Re_* = \lambda_{\text{ж}} \cdot \Delta T / (r \cdot \mu_{\text{ж}})$; $Pr = \nu / a_{\text{ж}}$;

$\Pi_K = 2\xi \cdot \sigma^2 \cdot \Delta T_{\text{н}} / (r \cdot \nu_{\text{ж}}^2 \cdot \rho_{\text{ж}}^2)$; $\xi = (1/\sigma)(d\sigma/dT)$ - температурный коэффициент поверхностного натяжения.

Перспективными могут оказаться практические исследования «псевдокапельной конденсации», наблюдаемой при конденсации смесей паров бинарных жидкостей. Например, добавка к водяному пару 0,05—1,0 % этанола ведет к росту коэффициента теплоотдачи α при конденсации в 2 – 8 раз в сравнении со стандартной пленочной конденсацией. При возникновении волн на поверхности конденсатной пленки бинарной смеси появляется градиент температуры, определяющий градиент концентрации смеси. В результате на поверхности пленки создается градиент поверхностного натяжения $\nabla\sigma$, направленный в область с большей температурой. Возникающее капиллярное движение может привести к распаду пленки на капли. Из-за сложности процесса обоснованной количественной теории в настоящее время не создано. Сегодня в промышленных конденсаторах (конденсаторы ТЭС и АЭС, холодильные установки, разнообразные технологические установки, процессы дистилляции и ректификации и т.д.) реализуется пленочная конденсация.

2.2. Теплообмен при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной плоскости

Этот вопрос рассмотрен В. Нуссельтом (рис. 2.4) в 1916 г.

Жидкая пленка, образующаяся в результате конденсации, стекает вниз по пластине под действием силы тяжести (рис. 2.5). Ось x направлена вдоль поверхности по течению конденсата, ось y - по нормали к поверхности пластины; размер в глубину рисунка не ограничен.

Нуссельт проводил анализ при следующих допущениях:



1. Охлаждаемая поверхность изотермична, $T_c = const$.
2. Пар сухой насыщенный. $T'' = T_s$, паросодержание потока $x_6 = 1$.
3. Переохлаждение конденсата не учитывается, $T' = T_s$. Средняя температура конденсата в произвольном сечении ниже температуры насыщения поскольку в реальных случаях $T_c < T_s$.
4. Теплофизические свойства жидкости (ρ, c_p, μ, λ) постоянные.
5. Течение пленки конденсата ламинарное, поверхность пленки гладкая.

Рис. 2.4. В. Нуссельт

6. Пар неподвижен относительно поверхности пленки.
7. Конвективный перенос импульса не учитывается. Импульс единицы объема сплошной среды определяется как ρw , вектор скорости w можно принимать за импульс единицы массы.
8. Конвективный перенос энергии не учитывается.

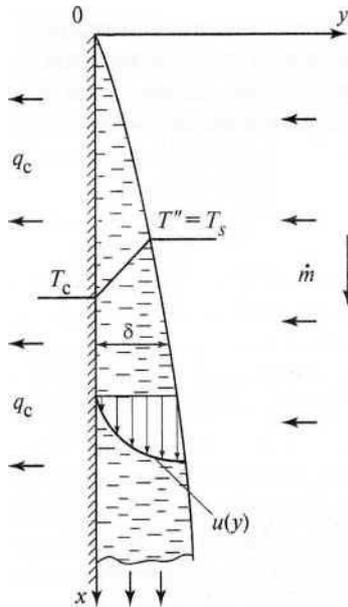


Рис. 2.5. Схема процесса конденсации пара

Для описания ламинарного режима течения пленки и теплообмена использованы задачи теории пограничного слоя, так как толщина пленки δ значительно меньше общей высоты поверхности $H \delta \ll x$ и расстояния x от ее верхней кромки.

Силы трения при продольном движении пара и конденсата, возникающие на границе раздела фаз, могут как подтормаживать, так и ускорять пленку конденсата в зависимости от их взаимного направления движения. Конденсирующийся пар не может быть абсолютно неподвижным, так как плотность жидкой фазы $\rho_{ж}$ намного больше плотности пара $\rho_{ж} > \rho_{п}$. Пар, конденсирующийся у стенки, постоянно пополняется новыми порциями, притекающими из основного объема.

Конденсация пара сопровождается как бы отсосом (при испарении жидкости вдув) пара через межфазную границу. При отсосе через единицу поверхности за единицу времени переносится количество движения

$$S_j = j_{\text{упов}} \cdot w_0 = (\rho_{\text{п}} \cdot w_y)_{\text{пов}} \cdot w_0 = 2c_j \frac{\rho_{\text{п}} \cdot w_0^2}{2},$$

где $j_{\text{упов}}$ — плотность поперечного потока вещества на межфазной границе; w_0 — продольная скорость пара за пределами пограничного парового слоя, отсчитываемая от скорости поверхности раздела фаз; $c_i = w_{\text{упов}}/w_0$, - коэффициент расхода. Гидродинамическое сопротивление, определяемое приведенной формулой, также называют **сопротивлением стока**.

С учётом трения, обусловленного молекулярной вязкостью, уравнение запишется как $S_{\text{нов}} = S_f + S_j = C_f \frac{\rho_{\text{п}} \cdot w_0^2}{2} + 2C_j \frac{\rho_{\text{п}} \cdot w_0^2}{2} = C_{fj} \frac{\rho_{\text{п}} \cdot w_0^2}{2}$, где $C_{fj} \sim C_f + 2C_j$ - соответствует коэффициенту трения, учитывающему как молекулярный, так и конвективный перенос количества движения.

Неравенство $S_j > S_f$ при омывании плоской поверхности неограниченным потоком конденсирующегося пара выполняется при условии

$$C_f \sqrt{\frac{w_0 \cdot x}{\nu}} > 2 \quad \text{или} \quad Re_x > \frac{4w_0^2}{w_{\text{упов}}^2}.$$

Когда пар течет вдоль пленки с небольшой скоростью, то значение $S_{\text{пов}}$ мало, пар не оказывает заметного динамического воздействия на пленку конденсата и может считаться неподвижным.

Теоретические оценки показывают, что длина начального гидродинамического участка определяется соотношением $x_{\text{н}} = 0,2Re_{\text{пл}}\delta$, (2.3)

Согласно экспериментальным данным [2] для ламинарного течения величины значений $Re_{\text{пл}}$, δ и протяженность участка $x_{\text{н}}$ невелики. Эффекты ускорения течения по длине пленки ничтожны, поэтому уравнение движения может быть записано без инерционных членов (левой части)

$$\mu \frac{d^2 w_x}{dy^2} = -\rho \cdot g.$$

Уравнение энергии согласно допущению 8 сводится к одномерному стационарному уравнению теплопроводности $\frac{d^2 t}{dy^2} = 0$ при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} y = 0 & \quad t = t_c; w_x = 0; \\ y = \delta & \quad t = t_{\text{н}}; \partial w_x / \partial y = 0. \end{aligned}$$

Совместное решение уравнения энергии с граничными условиями приводит к

$$\frac{dt}{dy} = \frac{t_{\text{н}} - t_c}{\delta} \quad \text{и} \quad \frac{t - t_c}{t_{\text{н}} - t_c} = \frac{y}{\delta}. \quad (2.4)$$

Двойное интегрирование уравнения движения даёт параболическое распределение скорости в поперечном сечении пленки

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} w_x \cdot dy = \frac{g \cdot \rho_{\text{ж}}}{3\mu_{\text{ж}}} \delta^2. \quad (2.5)$$

Объемный расход жидкости на единицу ширины пленки называют объемной «плотностью орошения»), $\Gamma = \bar{w}\delta = (1/3) g \cdot \rho \cdot \delta^3 / \mu$, m^2/c . (2.6)

Массовый расход жидкости на единицу ширины пленки - массовая «плотность орошения», $G_l = \Gamma \cdot \rho = (1/3) g \cdot \rho \cdot \delta^3 / \nu$, $kg/(m \cdot c)$. (2.7)

Зависимость толщины пленки от расхода жидкости определена из соотношений (2.6) и (2.7) $\delta = [3\Gamma \cdot \mu / (g \cdot \rho)]^{1/3} = [3G_I \cdot \nu / (g \cdot \rho)]^{1/3}$. (2.8)

Из (2.8) следует, что толщина пленки пропорциональна корню кубическому из расхода жидкости и незначительно возрастает при увеличении расхода.

Число Рейнольдса для пленки определяет не только режим течения, но и является характеристикой расхода жидкости. Оно определяется через среднюю скорость движения жидкости в пленке \bar{w} и эквивалентный гидравлический диаметр пленки $d_r = 4\delta$: $Re_{пл} = 4\bar{w}\delta/\nu$.

Согласно (2.6) и (2.7) для определения числа Рейнольдса не требуется раздельного нахождения средней скорости и средней толщины пленки:

$$Re_{пл} = (4/3)[g \cdot \rho \cdot \delta_0^3 / (\mu \cdot \nu)] = 4\Gamma/\nu = 4G_I/\mu. \quad (2.9)$$

Средняя толщину пленки δ может быть найдена из уравнения теплового баланса $r \cdot \rho \frac{d}{dx} \int_0^\delta w_x dy = \frac{\lambda}{\delta} (t_n - t_c) = r \cdot \rho \cdot \delta^2 \frac{d\delta}{dx} \frac{\rho \cdot g}{\mu}$. (2.10)

Интегрируя (2.10) при начальном условии $\delta(0) = 0$, получим

$$\delta^4 = \frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 \cdot g} \quad \text{или} \quad \delta(x) = \left(\frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 \cdot g} \right)^{1/4}. \quad (2.11)$$

Из уравнения (2.11) находим формулу для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha(x) = \frac{\lambda}{\delta} = \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu (t - t_c) x} \right)^{1/4}. \quad (2.12)$$

Интегрируя (2.12) по длине, получим формулу для среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации пара на вертикальной трубе

$$\bar{\alpha} = 1,33 \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu (t - t_c) H} \right)^{1/4} = 0,943 \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu (t - t_c) H} \right)^{1/4}. \quad (2.13)$$

Характер зависимостей (2.11) и (2.12) изображен на рис. 2.6 на котором

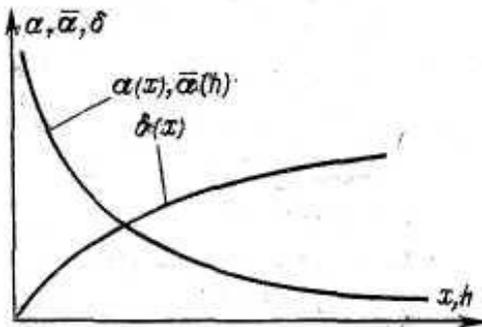


Рис. 2.6. Изменение коэффициента теплоотдачи и толщины пленки конденсата, текущей ламинарно вдоль вертикальной стенки

видно, как коэффициенты теплоотдачи уменьшаются с увеличением x или h , а толщина пленки, наоборот, увеличивается. Увеличением толщины пленки объясняется уменьшение коэффициентов теплоотдачи, так как термическое сопротивление при этом увеличивается.

Уравнение (2.13) может быть переписано в безразмерном виде:

$$\bar{Nu} = 0,943 (Ga \cdot Pr \cdot K)^{1/4}, \quad (2.14)$$

где $\bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot H}{\lambda}$, $Ga = \frac{g \cdot H^3}{\nu^2}$, $K = \frac{r}{c_p \cdot \Delta t}$.

Эта формула может применяться с некоторыми коррективами при конденсации пара на внутренней и внешней поверхностях вертикальных труб.

2.3. Описание теплоотдачи при конденсации с помощью закона соответственных состояний

Для функции, определяющей влияние режимных параметров на теплоотдачу при конденсации, существует несколько различных реализаций.

Для построения расчетных зависимостей в качестве масштаба было выбран реперное значение коэффициента теплоотдачи при конденсации α_k . Специфика существенно отличных случаев конденсации может быть учтена путем выбора реперного значения к α_k из массива данных для соответствующего режима.

При этом формула для теплоотдачи принимает вид

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_{p*}} = F_c(\pi) \quad . \quad (2.15)$$

Аппроксимация функции $F_c(\pi)$ является кусочной и состоит из трех участков:

$$\left. \begin{aligned} F_c(\pi) &= 2,1 \pi^{0,17} && \text{при} && \pi \leq 5 \cdot 10^{-3}; \\ F_c(\pi) &= 1,1 \pi^{0,054} && \text{при} && 5 \cdot 10^{-3} \leq \pi \leq 10^{-1}; \\ F_c(\pi) &= -\exp[1,74(\pi - 0,1)] && \text{при} && 10^{-1} \leq \pi \leq 1. \end{aligned} \right\} (2.16)$$

На рис. 2.7 показана обобщающая функция, имеющая вид приведенного давления с областью разброса экспериментальных точек. Приведены опыт-

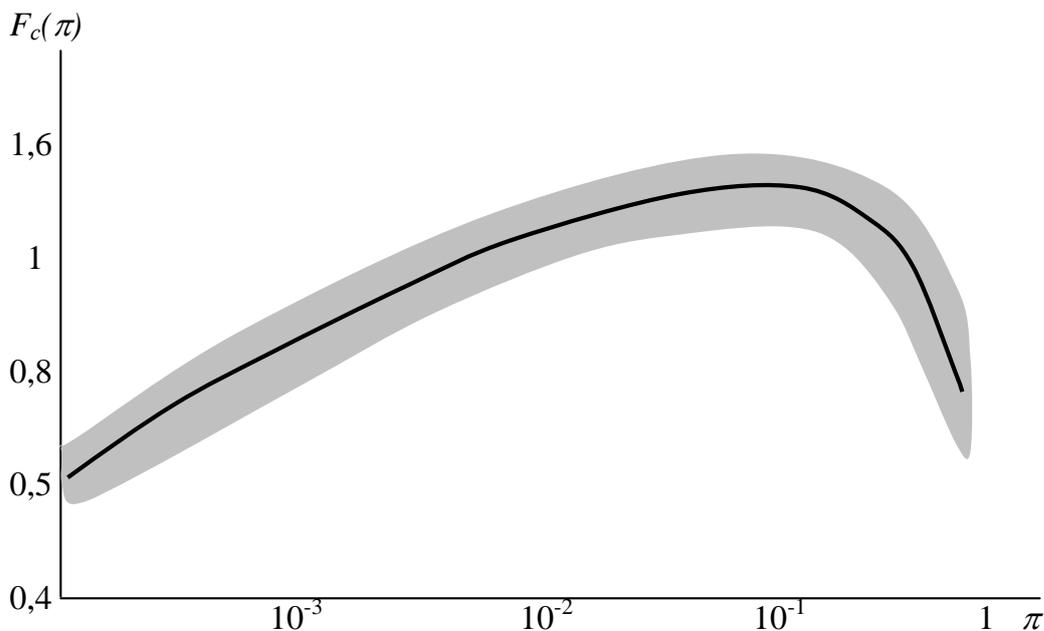


Рис.2.7. Обобщение экспериментальных данных по конденсации в критериях термодинамического подобия $\alpha_p/\alpha_{p*} = F(\pi)$; $P_* = 0,12 P_k$ для 11 различных веществ

ные данные для различных веществ без разделения на термодинамически подобные группы. Так как при обобщении данных используются реперные значения коэффициентов теплоотдачи, то в разделении на различные режимы конденсации нет необходимости.

Для получения зависимостей, не требующих реперных значений коэффициента теплоотдачи, необходимо разбить массив опытных данных на три группы, соответствующие конденсации неподвижного пара, конденсации пара, движущегося с умеренной скоростью и конденсации быстродвижущегося пара. Эти формулы можно найти в рекомендованной литературе [5].

2.4. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы

Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы также рассмотрена В. Нуссельтом. Малое значение толщины пленки конденсата δ в сравнении с диаметром цилиндра D обеспечивает отсутствие заметного влияния кривизны поверхности конденсатной пленки на процесс. Однако процесс конденсации на поверхности горизонтального цилиндра отличается от конденсации на плоскости.

Процесс рассматривается в ортогональной криволинейной системе координат. Ось x направлена вдоль периметра. Начало координат находится на верхней образующей. Ось y при любом x направлена по нормали к поверхности, т.е. по радиусу цилиндра (рис. 2.8).

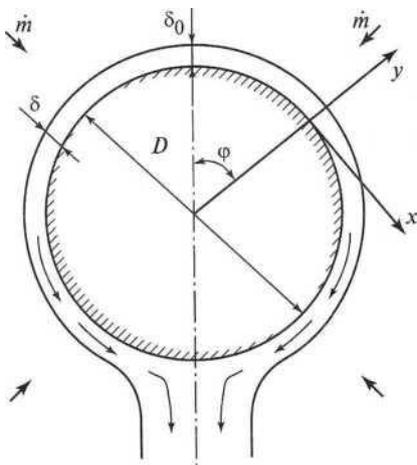


Рис. 2.8. Схема процесса конденсации пара на поверхности горизонтального цилиндра

Проекция гравитационного ускорения на направление течения $g_x = g \cdot \sin\varphi$ здесь - функция x , так как $\varphi = 2x/D$, следовательно, $g_x = f(x)$. Вместе с тем, допущение δ о пренебрежимой малости конвективного переноса энергии поперечному определяет $\alpha = \lambda / \delta$.

Поскольку решение проводится для произвольного, но фиксированного значения x , то $w = w(y)$, и зависимость g_x от продольной координаты никак не сказывается. В итоге получаем для массового расхода жидкости на единицу ширины пленки уравнение, где δ и $\sin\varphi$ зависят от x :

$$G_l = 1/3(g \cdot \rho \cdot \delta^3 \sin\varphi / \nu). \quad (2.17)$$

Балансовое соотношение $dG_l = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta \cdot r)] dx$ в процессе конденсации пара на поверхности горизонтального цилиндра определяется следующим

уравнением: $1/3(g \cdot \rho / v) d[\delta^3 \sin(2x/D)] = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta \cdot r)] dx$. (2.18)

Для бесконечно малого участка длиной dx $\sin(2dx/D) \approx 2dx/D$, $\delta = \delta_0$, т.е. из (2.18) следует $2/3(g \cdot \rho^2 \cdot \delta^3 / v) dx/D = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta_0 \cdot r)] dx$. Тогда $\delta_0 = [3\lambda \cdot \Delta T \cdot v \cdot D / (2g \cdot \rho^2 \cdot r)]^{0,25}$. (2.19)

Коэффициент теплоотдачи в точке $x = 0$ определяется формулой

$$\alpha_0 = \frac{\lambda}{\delta_0} = \sqrt[4]{\frac{2\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r}{3v \cdot \Delta T \cdot D}}. \quad (2.20)$$

На верхней половине поверхности цилиндра значение δ изменяется слабо. На нижней части периметра трубы толщина пленки увеличивается с ростом φ очень быстро, что означает существенно меньший вклад этой части поверхности в среднюю теплоотдачу, для которой расчеты дают следующую зависимость:

$$\bar{\alpha} = 0,728 [\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r / (v \cdot \Delta T \cdot D)]^{0,25}. \quad (2.21)$$

Нуссельт почти 100 лет назад получил численный множитель 0,725.

Сопоставляя (2.21) с формулой (2.13) для средней теплоотдачи на вертикальной поверхности высотой H , можно показать, что при $H \approx 2,85$ средняя теплоотдача на вертикальном и горизонтальном цилиндрах одинаковая, но при больших H эффективнее располагать трубу горизонтально.

2.5. Современная методика расчета теплообмена при конденсации неподвижного пара

2.5.1. Ламинарное течение конденсатной пленки

Как показал анализ работ, выполненных в первую очередь советскими теплофизиками Г.Н. Кружилиным, К.Д. Воскресенским, Д.А. Лабунцовым (рис. 2.9), идеализация процесса конденсации на основе допущений Нуссельта незначительно повлияла на результат.



В условиях невысокой скорости движения пара применительно к межтрубному пространству кожухотрубчатых теплообменников к формулам Нуссельта (2.13) и (2.21) для среднего коэффициента теплоотдачи необходимы лишь две поправки Д.А. Лабунцова: первая – на переменность свойств $\mathcal{E}_T = [\mu_s / \mu_c (\lambda_c / \lambda_s)^3]^{1/8}$; вторая – на волновой характер движения $\mathcal{E}_w = (Re_{nl}/4)^{0,04}$. Следовательно, в практических расчетах рекомендуется пользоваться формулой $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_{Nu} \mathcal{E}_T \mathcal{E}_w$ [1]. (2.22)

Для расчета по формуле (2.22) необходима итерационная процедура. Сначала по (2.13) рассчитывают $\bar{\alpha}_{Nu}$, с учетом (2.22) получают первое приближение для коэффициента теплоотдачи: $\bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}_{Nu} \mathcal{E}_T$. Используя его, вычисляют $Re_{nl} = 4\bar{\alpha}_1 \Delta T H / (r \cdot \mu)$ и затем \mathcal{E}_w . После этого находят коэффициент теплоотдачи во втором приближении $\bar{\alpha}_{II} = \bar{\alpha}_I \mathcal{E}_w$. Далее процедуру повторяют.

Рис.2.9. Д.А. Лабунцов

Существует метод безытерационного расчета $\bar{\alpha}$, предложенный Д.А. Лабунцовым. Он ввел в расчетную практику критерий $Z = \lambda \cdot \Delta T \cdot H / (l_g \cdot r \cdot \mu)$ - приведенную поверхность конденсации, предложенный немецкими учеными. При этом формула Нуссельта (2.12) может быть преобразована как

$$Re_{пл} = 4\Delta T \cdot H \cdot \bar{\alpha} / (r \cdot \mu) = 3,77Z^{3/4}.$$

Вводя поправку $\mathcal{E}_w = (Re_{пл} / 4)^{0,04}$, получаем $Re_{пл} = 3,8Z^{0,78}$, а с учетом \mathcal{E}_T окончательно $Re_{пл} = 3,8Z^{0,78} \mathcal{E}_T$. (2.23)

Формула (2.23) эквивалентна размерной формуле (2.22). Необходимо помнить, что границе перехода к турбулентному течению в пленке конденсата $Re_{пл}^{кр} = 1600$ отвечает $Z_{кр} = 2300$. Следовательно, формула (2.23) справедлива при $Z < 2300$.

2.5.2. Теплообмен при турбулентном течении пленки конденсата

Рассмотрим процесс теплообмена при конденсации в условиях большого массового расхода жидкости в пленке, когда $Re_{пл}^{кр} > 1600$.

В реальных условиях, как это ясно из схемы на рис. 2.10, турбулентный режим течения формируется на достаточно протяженной по высоте поверхности конденсации в нижней ее части.

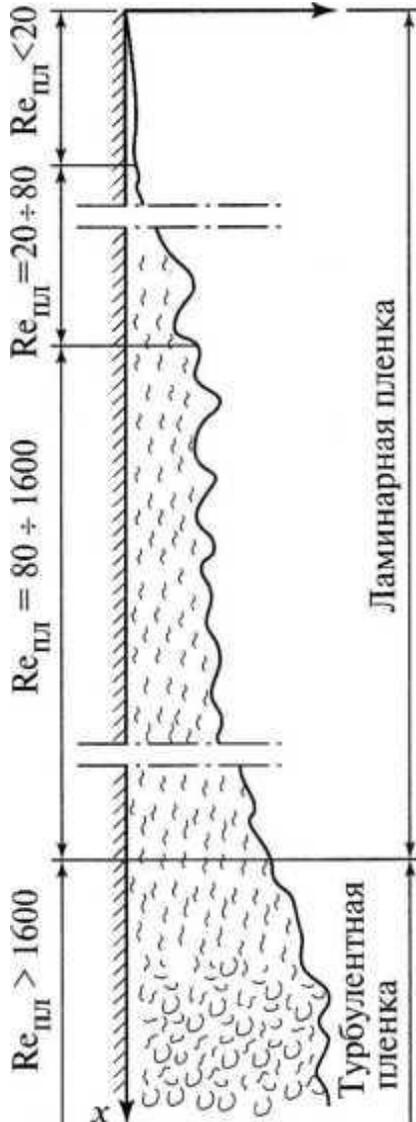


Рис. 2.10. Изменение характера течения пленки конденсата по высоте пластины

Д.А. Лабунцов при решении данной задачи [4] из восьми допущений Нуссельта (см. раздел 2.2) для случая турбулентного течения не использовал допущения 5, 7 и 8 как не относящиеся к рассматриваемой задаче.

Используя остальные допущения для теплового потока в пленке конденсата, он определил $q = -\lambda(1 + \mathcal{E}_q/a)\partial T/\partial y = -\lambda[1 + (Pr/Pr_T)\mathcal{E}_\tau/v]\partial T/\partial y$, где \mathcal{E}_q , \mathcal{E}_τ и a – коэффициенты турбулентной теплопроводности, турбулентной вязкости и теплопроводности, соответственно.

Интегрируя приведенное выше уравнение и полагая $q = idem$ по толщине пленки, он получил:
$$-\int_{T_c}^{T_s} dT = -\Delta T = \frac{q}{\lambda} \int_0^\delta \frac{dy}{1 + \frac{Pr \mathcal{E}_\tau}{Pr_T v}}.$$

Так как в выбранной системе координат вектор плотности теплового потока отрицателен (см. рис. 2.5) $q < 0$, в уравнении поставлен знак «минус». Учитывая, что $q/\Delta T = \alpha$, имеем

$$\alpha = \frac{\lambda}{\int_0^\delta dy / (1 + \frac{Pr \mathcal{E}_\tau}{Pr_T v})}. \quad (2.24)$$

При $\mathcal{E}_T = 0$ (см. 2.22) переходит в $\alpha = \lambda/\delta$. Принято, что $Pr_T = \mathcal{E}_\tau/v = 1$.

Д.А. Лабунцов использовал уравнение баланса импульса $\tau_c = g \cdot \rho \cdot \delta$ и алгебраическую формулу $\tau_c = \mu(1 + \mathcal{E}_\tau/v)\partial u/\partial y$. Вместе с соотношениями материального и энергетического балансов $dG_l = (q/r)dx$ это дает возможность рассчитать коэффициент теплоотдачи по (2.24).

Аппроксимация результатов расчетов привела к уравнению для локального коэффициента теплоотдачи:

$$Nu = \alpha \cdot l_g / \lambda = 0,023 Re_{пл}^{0,25} Pr^{0,5}. \quad (2.25)$$

Определяющий размер в числе Нуссельта - $l_g = [v^2 \cdot \rho' / (g \cdot \Delta \rho)]^{1/3}$. Число Рейнольдса пленки $Re_{пл} = 4\bar{\alpha} \cdot \Delta T \cdot H / (r \cdot \mu)$ характеризует расход жидкости в пленке при локальном значении $x = H$. Этот расход определяется длиной трубы, предшествующей данному сечению рассматриваемого участка, включающей режимы ламинарного течения пленки при $Re_{пл} < 1600$ и турбулентного при $Re_{пл} > 1600$. Согласно (2.25) локальный коэффициент теплоотдачи при турбулентном течении пленки растет как корень четвертой степени из расхода конденсата G_l .

Для бесконечно малого участка dH на основе (2.25) можно записать:

$$\alpha \Delta T \cdot dH / (r \cdot \mu) = 0,092 Re^{0,25} Pr^{0,5} (\lambda l_g) (\Delta T \cdot dH) / (r \cdot \mu).$$

Из этого уравнения может быть получено дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными: $dRe_{пл} / Re_{пл}^{0,25} = 0,092 Pr^{0,5} dz$.

После его интегрирования и преобразований окончательно получим

$$Re_{пл} = 1600 \{1 + 0,0625 Pr^{0,5} [(z/2300) - 1]\}^{4/3}. \quad (2.26)$$

Формула (2.26) определяет средний коэффициент теплоотдачи при $Z > 2300$. Таким образом, само число $Re_{пл}$ характеризует теплообмен на всем участке длины от 0 до H , включая участки ламинарного и турбулентного течения конденсата. При $Z > 2300$ ($Re_{пл} > 1600$) число $Re_{пл}$ соответствует смешанному режиму течения конденсата, где средний коэффициент теплоотдачи α расслаивается по числу Pr , как это показано на рис. 2.11.

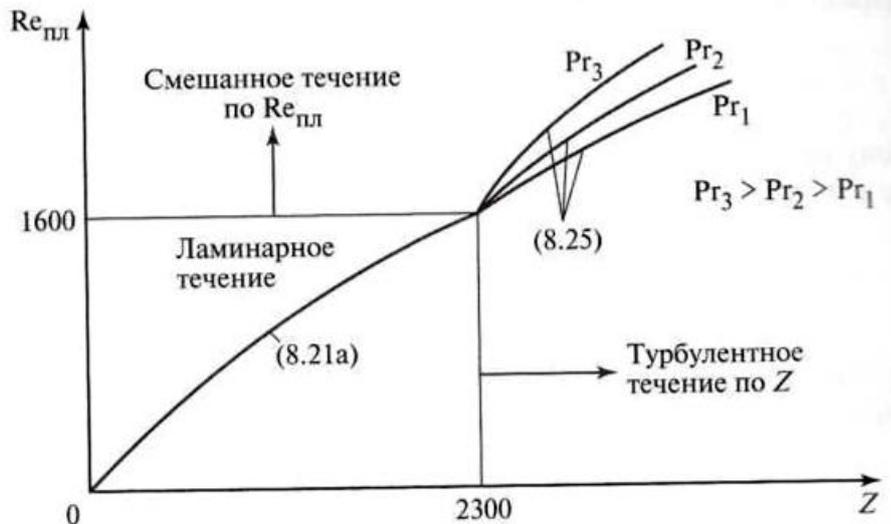


Рис.2.11. Изменение средней теплоотдачи при конденсации пара при различных режимах течения

2.6. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб

Процесс конденсации движущегося пара в условиях низких давлений при плотности $\rho'' \approx 0,035 \text{ кг/м}^3$ и удельном объеме $v'' \approx 30 \text{ м}^3/\text{кг}$ практически исключает организацию конденсации в трубах из-за чрезвычайно высоких скоростей течения. При этом целесообразно осуществлять его в больших объемах межтрубного пространства конденсатора, где большие проходные сечения для пара позволяют рассматривать пар неподвижным.

Процессы конденсации пара внутри каналов не сопоставимы с конденсаторами ТЭС и АЭС по тепловой мощности и по металлоемкости. Однако эти процессы также распространены в технике: холодильные установки, тепловые насосы (ТНУ), ребойлеры, паропреобразователи и др. В большинстве случаев конденсация в трубах осуществляется при относительно высоких давлениях. При этом интенсивность теплоотдачи выше, чем при конденсации неподвижного пара и проще достигается герметичность теплообменной поверхности.

Основная особенность конденсации в трубах - непрерывное изменение структуры парожидкостного потока по длине, когда паровой объем ограничен стенками трубы и паросодержание по длине изменяется от $x = 1,0$ на входе до $x = 0$ на выходе в случае полной конденсации. При этом непрерывно падает скорость смеси $W_{см}$, растет доля жидкости в сечении канала $(1 - \varphi)$. Как правило, возникает направленное движение пара. При совпадении направления движения пара с направлением течения конденсата из-за трения между ними течение пленки ускоряется, толщина ее уменьшается. При этом коэффициент теплоотдачи увеличивается. Если направление движения пара противоположно направлению течения конденсата, то движение пленки замедляется; ее толщина увеличивается, а теплоотдача уменьшается. Относительное повышение скорости пара может привести к частичному срыву пленки с поверхности стенки. Теплоотдача при этом возрастет.

2.6.1. Теплообмен при конденсации пара внутри вертикальных труб

При входе пара сверху (рис. 2.12) в зависимости от соотношения расхода пара на входе в канал $G = G''$ и теплового потока q течение конденсата и пара может быть как ламинарным, так и турбулентным.

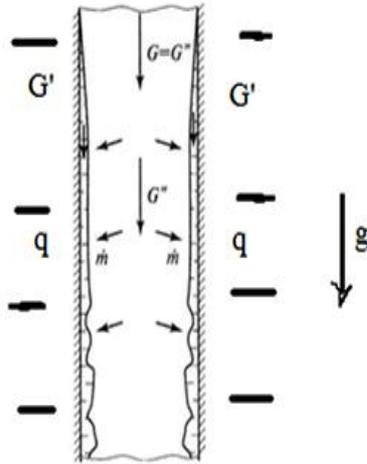


Рис.2.12. Схема конденсации пара в вертикальной трубе

Течение пара при входе в трубу, как правило, турбулентное. Вследствие конденсации пара скорость его уменьшается, и турбулентное течение может перейти в ламинарное. При полной конденсации пара его скорость будет равна нулю. При этом расход конденсата вдоль трубы непрерывно увеличивается и течение конденсата может перейти в турбулентное. При определенных условиях происходит срыв капель с поверхности пленки.

Двухфазное течение в условиях конденсации пара разделяют на:

- ламинарное течение пара и конденсата;
- турбулентное течение пара и ламинарное течение конденсата;
- турбулентное течение пара и турбулентное течение конденсата.

Для ламинарного течения пара и конденсата пользуются решением Нуссельта о конденсации неподвижного пара, т.е. средний коэффициент теплоотдачи рассчитывать по (2.22).

Для двухфазного течения в условиях турбулентного течения пара и ламинарного течения конденсата на рис. 2.13 представлены результаты проведенного на кафедре теоретических основ теплотехники МЭИ опытного исследования теплоотдачи при конденсации насыщенного водяного пара в вертикальной трубе [6] при подаче его сверху $\alpha_x / \alpha_{0x} = f(\psi)$,

$$\text{где } \psi = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \left(\frac{v_{\text{п}}}{v_{\text{ж}}} \right)^2 \frac{Re_{\text{нд}}^2}{Ga_{\text{жд}}^{2/3}} Re_{\text{жх}}^{-0,28} \varepsilon_t, \quad Re_{\text{нд}} = w_{\text{п}} d / v_{\text{п}}; \quad Ga_{\text{жд}} = g d^3 / v_{\text{ж}}^2; \quad Re_{\text{жх}} = q_{\text{сх}} / r \mu_{\text{ж}};$$

$w_{\text{п}}$ — средняя в сечении x скорость пара. Физические параметры пара и конденсата, что соответственно обозначено индексами «п» и «ж», выбирались по температуре насыщения.

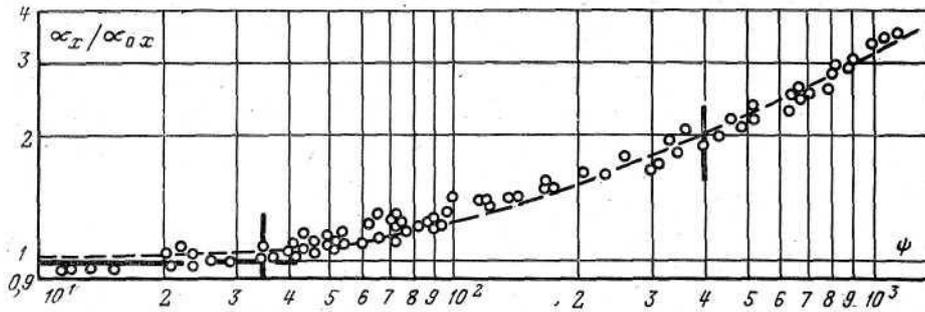


Рис.2.13. Теплоотдача при конденсации водяного пара в вертикальной трубе в условиях ламинарного течения пленки конденсата

Коэффициенты теплоотдачи α_x в первом приближении считаются локальными. Значения α_{0x} вычислялись по формулам (2.13); (2.14) для практически неподвижного пара, конденсирующегося на вертикальной стенке. Показано, что относительный коэффициент теплоотдачи может быть вычислен по формуле

$$\frac{\alpha_x}{\alpha_{0x}} = \sqrt{0,005\psi + \sqrt{(0,005\psi)^2 + 1}}. \quad (2.27)$$

Опыты проводились с водяным паром атмосферного давления. Числа Re_{pd} изменялись в опытах от $1,8 \cdot 10^3$ до $17 \cdot 10^3$ при скорости пара 3,6 - 33,5 м/с. Температурный напор изменялся от 8 до 60 К. При $\psi < 35$ расчет можно вести по формулам для неподвижного пара.

Исследование теплообмена при конденсации пара в условиях турбулентного режима течения смеси проводится при относительно высоких давлениях, что в сочетании с большими значениями $W_{см}$ позволяет использовать гомогенную модель для трения: $\tau_{см} = \tau_0(1 + x\Delta\rho/\rho'')$, где $\tau_{см} = \xi_{см}\rho_\beta W_{см}^2/8$; $\tau_0 = \xi_0\rho'W_0^2/8$; $\xi_{см} = \xi_0 = f(Re_0)$; x - массовое расходное паросодержание.

При турбулентном течении за пределами вязкого подслоя справедлива аналогия Рейнольдса для переноса импульса и энергии. Для капельных неметаллических жидкостей при $Pr > 1$ основное термическое сопротивление сосредоточено в теплопроводном подслое, поэтому $\alpha \approx \lambda/\Delta l \sim \lambda Pr^{1/3} v_*/\nu$; где $v_* = (\tau_c/\rho)^{0,5}$. Как видно, коэффициент теплоотдачи пропорционален корню из касательного напряжения на стенке: $\alpha \sim (\tau_c)^{0,5}$.

Считая, что эта связь сохраняется и в двухфазном потоке, Л.Д. Бойко и Г.Н. Кружилин предложили соотношение $\alpha_{см}/\alpha_0 = (\tau_{см}/\tau_0)^{0,5} = (1 + x\Delta\rho/\rho'')^{0,5}$.

Следовательно, для коэффициента теплоотдачи при конденсации пара в условиях развитого турбулентного течения смеси справедлива зависимость

$$\alpha_{см} = \alpha_0(1 + x\Delta\rho/\rho'')^{0,5}. \quad (2.28)$$

Коэффициент теплоотдачи при однофазном течении жидкости α_0 со скоростью, равной скорости циркуляции W_0 , рассчитывается по формуле Б.С. Петухова и его сотрудников:

$$Nu_0 = \frac{Re_0 Pr \frac{\xi}{8}}{1 + \frac{900}{Re_0} + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)}.$$

Характер изменения коэффициента теплоотдачи по длине трубы при конденсации пара внутри трубы представлен на рис. 2.14.

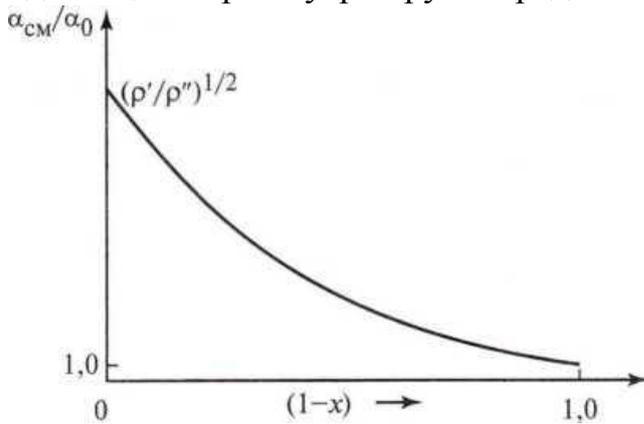


Рис. 2.14. Изменение коэффициента теплоотдачи по длине трубы при конденсации пара внутри трубы

Сотрудники МЭИ получили полуэмпирическую формулу для локальных коэффициентов теплоотдачи при конденсации пара в условиях турбулентного течения пленки конденсата внутри трубы используя в качестве основы теоретического исследования аналогию между теплообменом и сопротивлением трения

$$Nu_{дн} = c Re_{цдн}^{0,8} Pr_{жн}^{0,43} \sqrt{1 + x \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} - 1 \right)}, \quad (2.29)$$

где x — массовое расходное паросодержание в рассматриваемом сечении.

При этом среднее значение α для режима неполной конденсации пара из пароводяной смеси рассчитывается по формуле

$$\overline{Nu}_{дн} = c Re_{цдн}^{0,8} Pr_{жн}^{0,43} \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + x_1 \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} - 1 \right)} + \sqrt{1 + x_2 \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} - 1 \right)} \right], \quad (2.30)$$

где x_1 и x_2 — массовые расходные паросодержания во входном и выходном сечениях рассматриваемого участка трубы: $x_1 = (G_{п}/G_{см})_{вх}$ и $x_2 = (G_{п}/G_{см})_{вых}$; для стальных труб $c = 0,024$, для латунных $c = 0,026$, для медных $c = 0,032$;

$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{ж}}$; $\overline{Nu}_{дн} = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda_{ж}}$; $Re_{цдн} = \frac{w_{ц} \cdot d}{\nu_{ж}} = \frac{4G_{см}}{\pi \cdot d \cdot \mu_{ж}}$; физические параметры выбираются по температуре насыщения; индексы «ж» и «п» обозначают, величину физического параметра жидкости и пара, соответственно.

2.6.2. Теплообмен при конденсации пара внутри горизонтальных труб

Сила тяжести в горизонтальных трубах действует перпендикулярно направлению двухфазного потока. Это принуждает конденсатную пленку стекать по периметру в нижнюю часть трубы, как показано на рис. 2.15.

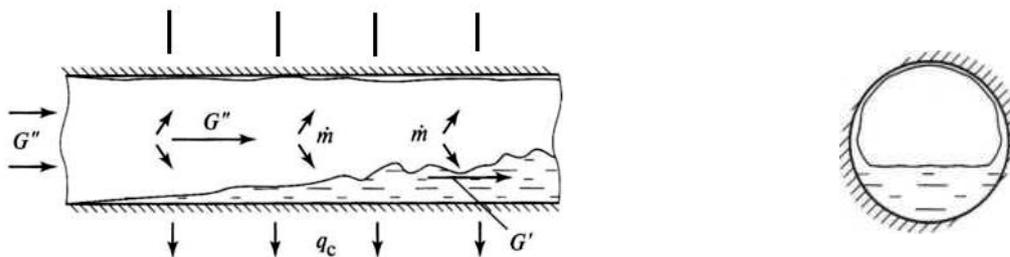


Рис. 2.15. Изменение структуры парожидкостного потока при конденсации в горизонтальной трубе

Следовательно, в верхней части трубы, где пленка тонкая, интенсивность теплоотдачи больше, чем в нижней.

К настоящему времени надежных и удобных для практических расчетов формул не создано.

2.7. Конденсация пара на горизонтальных пучках труб

2.7.1. Зависимость интенсивности теплоотдачи от числа рядов труб

Аппараты, где применяются для конденсации пара горизонтальные пучки труб, наиболее широко распространены на практике. Как правило, это кожухотрубчатые теплообменники, содержащие порядка 20 тыс. горизонтальных труб диаметром 18/16 мм, длиной 10 - 12 м.

Для расчета средней теплоотдачи на одиночной горизонтальной трубе 100 лет назад Нуссельтом получена следующая зависимость

$$\bar{\alpha} = 0,728[\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r / (v \cdot \Delta T \cdot D)]^{0,25}. \quad (2.31)$$

При конденсация на пучках горизонтальных труб конденсат с трубок верхних рядов частично стекает на трубки ниже расположенных рядов. При этом средняя толщина пленки конденсата на нижних трубках увеличивается и теплоотдача снижается. Указанная задача решена В. Нуссельтом для ламинарного течения конденсата. При этом Нуссельт допустил отличие условий конденсации в пучке от случая конденсации на одиночной горизонтальной трубе только в том, что стекание конденсата с трубки на трубку в пучке влечет за собой равномерное по всей длине трубы утолщение конденсатной пленки. В этом случае, как и при конденсации на вертикальной плоскости, коэффициент теплоотдачи зависит от длины, которую проходит пленка конденсата по закону $\bar{\alpha} \sim H^{-1/4}$ или $\bar{\alpha} \sim (\pi D)^{-1/4}$. В пучке для труб, расположенных в одном вертикальном ряду (рис. 2.16), протяженность поверхности конденсации в направлении течения равна $n(\pi D/2)$, где n - число труб в ряду от верхней до текущей.

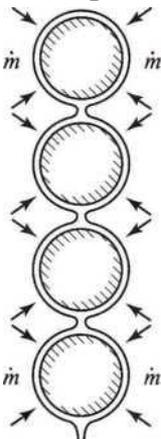


Рис. 2.16. Схема конденсации на поверхности вертикального ряда горизонтальных труб

В случае применения вертикальной поверхности участок длиной $n(\pi D/2)$ можно представить как n плоских участков. Согласно формуле Нуссельта отношение среднего коэффициента теплоотдачи для всей рассматриваемой плоской поверхности к среднему коэффициенту теплоотдачи на первом по ходу (верхнем) участке равно $n^{-1/4}$.

Тогда, при сохранении ламинарного режима течения с гладкой пленкой в вертикальном ряду труб, средний коэффициент теплоотдачи для всего пучка из n труб тоже определяется, как
$$\overline{\alpha}_N = \overline{\alpha}_1 n^{-1/4}. \quad (2.32)$$

Зависимость (2.32) была предложена М. Якобом (рис. 2.17).



Рис. 2.17. М. Якоб

При $n = 16 = (2)^4$ т.е., значение $\overline{\alpha}_{16} = 1/2(\overline{\alpha}_1)$. Можно показать, что средний коэффициент теплоотдачи в любом следующем за верхним горизонтальном ряду труб ($i = n$) рассчитывается в этом случае как $\alpha_n/\alpha_1 = [n^{0.75} - (n-1)^{0.75}]$. (2.33)

Влияние термического сопротивления от натекания конденсата с вышележащих трубок на теплоотдачу рассматривалось в предположении, что условия конденсации в пучке отличаются от случая одиночной горизонтальной трубы лишь тем, что стекание конденсата с трубки на трубку влечет за собой лишь равномерное по всей длине трубы утолщение конденсатной пленки. Однако экспериментальные исследования

показали, что реальная зависимость теплоотдачи от номера горизонтального ряда оказывается значительно слабее теоретической (формула (2.33)).

Визуальные наблюдения за течением конденсатной пленки показывают (рис. 2.18), что конденсат стекает в виде капель и струй. Капли, упавшие на трубку, перетекают по ней дискретно, образуя струи, занимающие только часть поверхности теплообмена. На остальной части поверхности трубки процесс протекает примерно так же, как и на трубках первого ряда.

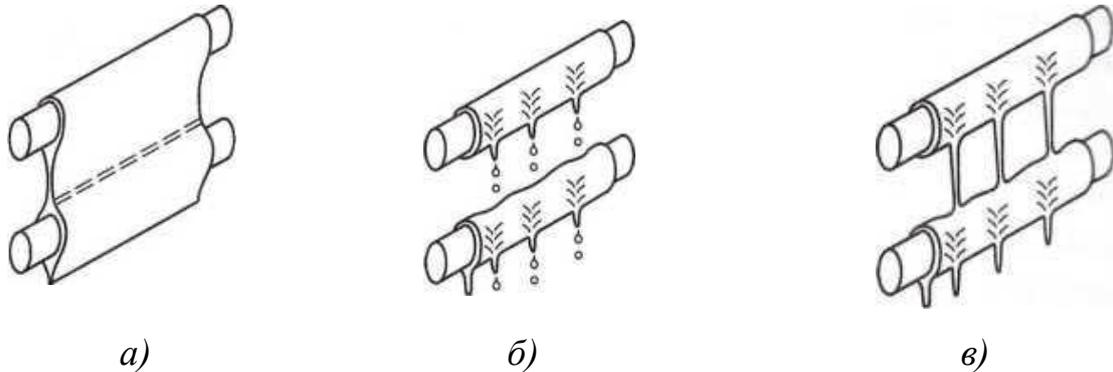


Рис. 2.18. Упрощенная (а) и действительная (б, в) картины стекания пленки конденсата в пучке горизонтальных труб

В работах Г.Г. Шкловера и его сотрудников (рис. 2.19) была введена так называемая функция натекания f_j , характеризующая долю площади, занятую перетекающим конденсатом для j -й трубки. При этом была предложена следующая формула:

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_1} = 1 - \left(1 - \frac{\delta_1}{\delta_{3л}}\right) f_i, \quad (2.34)$$

где δ_l и $\delta_{3л}$ – средние толщины конденсатной пленки в свободной и залитой зонах, соответственно.

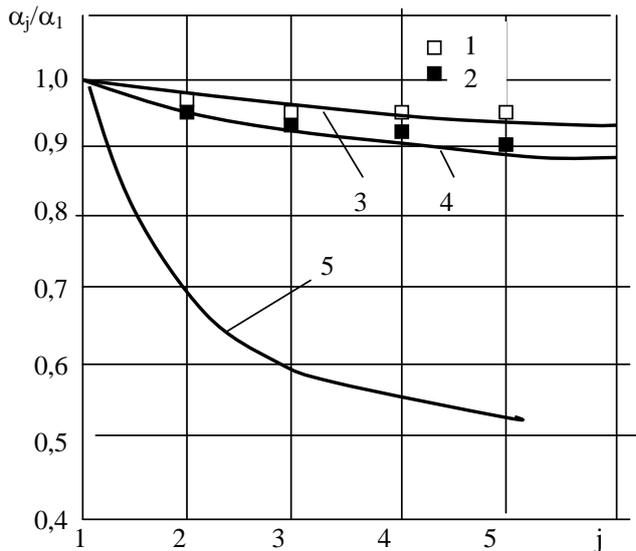


Рис. 2.19. Относительное изменение теплоотдачи по высоте ряда: 1 - $\Delta t = 6$ К, 2 - $\Delta t = 14$ К; 3, 4 - результаты расчетов по дискретной модели для соответствующих температурных напоров и $h = 9$ мм; 5 - формула (2.22)

Формула Керна, одна из наиболее распространенных зависимостей на западе (1958 г.), сохраняет структуру формулы Якоба, но с меньшим значением показателя степени: $\overline{\alpha}_n = \overline{\alpha}_1 n^{-1/6}$. (2.35)

2.7.2. Влияние скорости пара и геометрии пучка на теплоотдачу

Из последней ступени паровой турбины пар поступает в верхнюю часть конденсатора при давлении около 5 кПа со скоростью - 50 - 70 м/с. В таких условиях трение со стороны потока пара влияет на течение пленки. Впервые анализ влияния скорости пара на теплоотдачу для вертикальной поверхности был выполнен расчетным путем Нуссельтом. Расчет состоял в определении степени уменьшения толщины пленки конденсата в результате воздействия на нее движущегося пара. Общая зависимость для теплоотдачи имеет вид α_w/α $\alpha_w/\alpha_0 = F(\Pi)$, (2.36)

где α_0 - значение теплоотдачи по формуле Нуссельта; с учетом равенства

$$\alpha = \lambda/\delta \text{ Нуссельт ввел безразмерный комплекс } \Pi = \frac{\rho'' \cdot w''^2 \cdot \alpha_0}{\rho' \cdot \lambda' \cdot g}.$$

Скорость пара принималась постоянной по всей поверхности. Учитывая, что в реальном процессе конденсации скорость пара падает по ходу его движения, причем темп этого падения определяется геометрией поверхности и степенью конденсации пара, то единственного параметра Π оказывается недостаточно для получения однозначной зависимости, учитывающей влияние скорости.

Этот вопрос в 1950 -1960-е гг. исследовался в ВТИ. Обобщая результаты исследований, Л.Д. Берман [7] пришел к выводу о невозможности получения однозначной зависимости среднего коэффициента теплоотдачи со стороны пара «от осредненной тем или иным путем, а тем более от начальной скорости пара». Он подчеркивал, что увеличение толщины пленки конденсата при его течении сверху вниз не только увеличивает термическое сопротивление, но и вызывает возмущения, даже турбулилизацию. Проведенные исследования показали необходимость включения в рас-

четные формулы числа Nu_0 , проходного сечения пучка и числа заходов по охлаждающему теплоносителю. Для управления потоками пара в конденсаторе с помощью металлических листов исходный поток разделяется на несколько, при этом в зоны нижней части объема конденсатора обеспечивается подача пара с высокой скоростью, поскольку скорость пара больше влияет не на теплообмен, а на предотвращение накопления в конденсаторе неконденсирующихся газов.

2.8. Диффузионное термическое сопротивление

Л.Д. Берман писал, что условия еще больше усложняются при содержании в паре даже весьма малой примеси неконденсирующегося газа.

Поскольку давление в межтрубном пространстве намного ниже атмосферного, а поверхность кожуха конденсатора огромная, неизбежны присосы воздуха из атмосферы. Если в паре есть даже небольшая доля воздуха, то по мере конденсации эта доля растет, так как воздух не конденсируется. Она максимальна в нижней части корпуса конденсатора, где процесс конденсации пара должен завершаться. При определенных условиях (в отсутствие заметного макроскопического движения паровоздушной смеси) поступление пара к поверхности конденсации в основном определяется диффузией, т.е. процессом малой интенсивности. Известны опыты по конденсации неподвижного водяного пара, в которых наличие 1 % воздуха в паре приводило к двукратному снижению коэффициента теплоотдачи.

Для того, чтобы поддерживать заданный уровень разрежения и снижать возможную объемную долю воздуха с помощью эжекторов идет непрерывная откачка паровоздушной смеси. Отсос обычно осуществляется из нижней части объема конденсатора.

Основные отличия конденсации парогазовой смеси от конденсации чистого пара заключаются в изменении по поверхности теплообмена температуры, при которой протекает процесс конденсации, и совместном переносе теплоты и массы.

Пренебрегая скачком температур Δt_ϕ (рис. 2.20), примем температуру

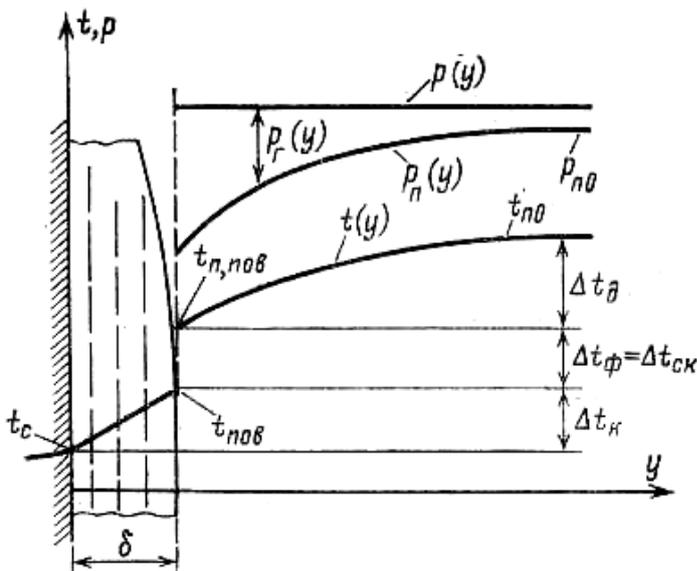


Рис. 2.20. Распределение концентраций и температуры при конденсации пара из парогазовой смеси

поверхности конденсата равной температуре насыщенного пара при давлении $p_{п.пов}$. При этом температура границы раздела $t_{п,пов} = t_{пов} < t_{п0}$ ($p > 10^4$). Так как температура конденсации у поверхности ниже температуры пара в объеме смеси, то и соответствующая ей концентрация пара также будет ниже. Поэтому неконденсирующийся газ увлекается по направлению к границе раздела потоком пара, оставаясь там во время конденсации пара. Далее неконденсирующийся газ будет стремиться к перемещению от границы раздела против движения потока пара. Пар будет двигаться, преодолевая поток неконденсирующегося газа под действием градиента своего парциального давления. Поэтому возникновение температурного градиента Δt_d необходимо рассматривать как введение дополнительного термического сопротивления, снижающего интенсивность теплоотдачи. Кроме того, более летучие компоненты в сравнении с паром будут накапливаться на границе раздела, образуя тем самым слой, через который менее летучие компоненты должны диффундировать, преодолевая дополнительное сопротивление. В этом случае, как указывалось ранее

$$\alpha_{см} = \frac{1}{R_{см}} = \frac{1}{R_{пл} + R_D} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{пл}} + \frac{1}{\alpha_D}} \quad (2.37)$$

Термическое сопротивление конденсатной пленки рассмотрено выше. Диффузионное термическое сопротивление слоя определяется по уравнению

$$R_D = \frac{t_{п0} - t_{п.пов}}{\alpha_k(t_{п0} - t_{п.пов}) + r \cdot j_{п.пов}} = \frac{t_{п0} - t_{п.пов}}{\alpha_k(t_{п0} - t_{п.пов}) + r \cdot \beta(m_{п0} - m_{п.пов})[r + (i_{ж.пов} - i_{ж.с})]} \quad (2.38)$$

где α_k – конвективный коэффициент теплоотдачи от парогазовой смеси к пленке конденсата; $j_{п.пов}$ – поток массы пара у поверхности пленки конденсата, определяемый по уравнению $j = \frac{k}{(1-0,4)\sqrt{2\pi \cdot R_n}} \left(\frac{P_{п}}{\sqrt{t_{п}}} - \frac{P_{пов}}{t_{пов}} \right)$; (2.39)

β – коэффициент массоотдачи; $m_{п0}$ и $m_{п.пов}$ – относительные массовые концентрации пара в объеме и у поверхности; k – коэффициент конденсации.

Из уравнения (2.36) следует, что коэффициент теплоотдачи $\alpha_{см}$, куда входит R_D , зависит от интенсивности взаимосвязанных процессов тепло- и массообмена в парогазовой смеси и в пленке.

Для расчета коэффициента $\alpha_{см}$ предварительно определяется коэффициент массоотдачи β , который на основании аналогии процессов тепло- и массообмена может быть определен по уравнению

$$\beta = \frac{\alpha_k}{\bar{c}_{p,пс}} \left(\frac{D}{\lambda_{п.с}} \right) \quad (2.40)$$

где $\bar{c}_{p,пс}$ – теплоемкость объема парогазовой смеси; D – коэффициент диффузии; $\lambda_{п.с}$ – коэффициент теплопроводности парогазовой смеси.

Средний коэффициент массоотдачи при пленочной конденсации пара на трубах из потока практически неподвижной паровоздушной смеси и на большом удалении от трубы может быть определен по зависимости

$$Nu_D = \frac{\beta \cdot R_T}{D} = \frac{\ln\left(\frac{m_{п.пов}}{m_{п0}}\right)}{m_{п.пов} \ln \frac{R_0}{R_T}} \psi \quad (2.41)$$

где R_T – радиус трубы; R_0 – радиус определения концентрации газа; $m_i = C_i/\rho$ – относительная массовая концентрация; C_i – концентрация данного вещества; ρ – плотность смеси; $\psi = 0,66Gr^{0,2}$ – эмпирический коэффициент.

Физические параметры парогазовой смеси для формулы (2.41) выбираются по температуре $t_{п0}$.

В соответствии с исследованиями по конденсации водяного пара из парогазовых смесей, включая исследования в ЛТИЦБП на кафедре промышленной теплоэнергетики [8], средний коэффициент массоотдачи для труб при $Re = 350 - 4800$ может быть рассчитан по уравнению

$$Nu_D = C \frac{\sqrt{Re}}{\varepsilon_{Г0}^{0,5} \cdot \pi_D^{1/3}}, \quad (2.42)$$

где $\varepsilon_{Г0} = p_{п0}/p = 0,01 - 0,7$ – начальное содержание воздуха в водяном паре; $c = 0,46$ [4]; $\pi_D = (p_{п0} - p_{п.пов})/p$; в качестве определяющего размера в критериях подобия уравнения используется эквивалентный диаметр $d_{экр} = 4f/\Pi$.

2.9. Методы интенсификации процессов конденсации

Коэффициент теплоотдачи в процессе конденсации очень сильно зависит от теплопроводности жидкости ($\alpha \sim \lambda^{3/4}$). Если $\lambda_{воды} \sim 0,65 - 0,68 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, то у углеводородов, хладонов, фторуглеродов $\lambda \ll 0,06 - 0,15 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Этим определяется уровень коэффициентов теплоотдачи у этих веществ: если при конденсации водяного пара $\alpha = 3 - 10 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, то для хладонов обычный уровень $\alpha = 0,5 - 1,5 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Интенсификация конвективной теплоотдачи достигается оребрением, в процессах же конденсации – микрооребрением. Как и при конвективной теплоотдаче, при конденсации оптимальный выбор размеров и формы ребер не только увеличивает площадь поверхности, но и влияет на механизм процесса. Для ребер простой геометрии, представленной на рис. 2.21, при высоте, ширине ребра и шагом между ребрами $h, t, p \ll D$, увеличение площади оребренной поверхности по сравнению с исходной гладкой (коэффициент оребрения) приблизительно оценивается как $k_{ор} = F_{ор}/F_{гл} \approx 1 + 2h/p$ [2].

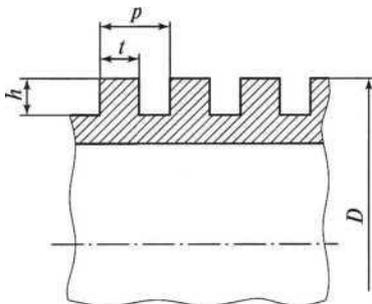


Рис. 2.21. Участок оребренной трубы

В процессах конвективной теплоотдачи количество тепла, передаваемого оребренной поверхностью в сравнении с гладкой, или эффективность оребрения $\eta_{ор} = Q_{ор}/Q_{гл}$, меньше, чем коэффициент оребрения. При конденсации удается добиваться того, чтобы $\eta_{ор} > k_{ор}$. Достигается это повышением среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации в сравнении с гладкой

поверхностью. Для этого поверхность конденсации делается волнистой (рис. 2.22). Форма пленки конденсата в целом повторяет форму оребренной поверхности. На искривленной поверхности жидкость - пар возникает лапласовский скачок давлений: $p_1 - p_2 = 2\sigma H = \sigma(1/R_1 + 1/R_2)$.

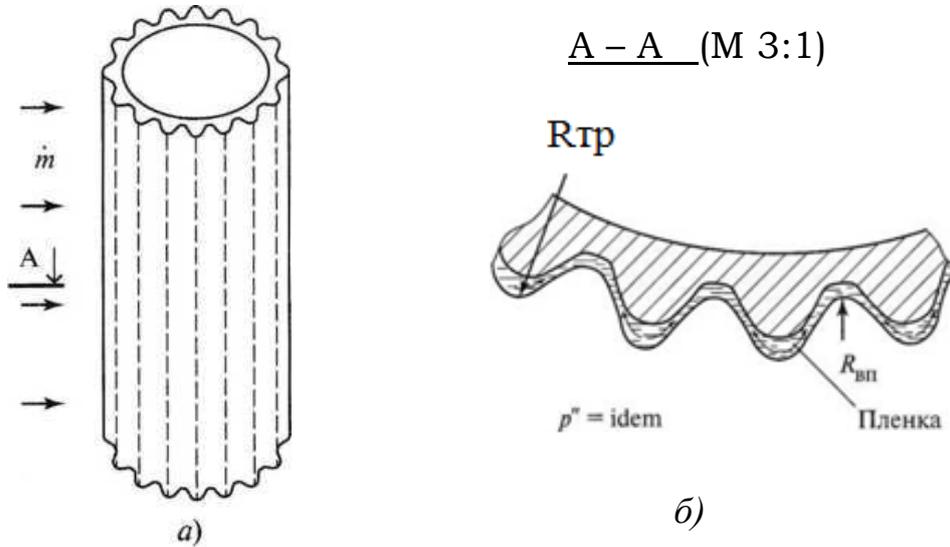


Рис. 2.22. Схема конденсации пара на волнистой поверхности вертикальной трубы (а) и форма поверхности жидкой пленки в горизонтальном сечении трубы (б) [2]

Для рассматриваемого случая кривизна существует только в горизонтальной плоскости: $2H = 1/R_1$, вторая кривизна $1/R_2 = 0$. Больше давление всегда наблюдается со стороны вогнутости поверхности раздела. В паре давление однородно: $p'' = idem$; на гребнях волн $p' > p''$, во впадинах $p' < p''$, т.е. $p_{тр}' - p'' = \sigma/R_{тр}$, $p'' - p_{вп}' = \sigma/R_{вп}$, откуда $p_{тр}' - p_{вп}' = \sigma(1/R_{тр} + 1/R_{вп}) > 0$.

Таким образом, в направлении, практически перпендикулярном основному течению конденсата, в пленке существует градиент давления, заставляющий жидкость перетекать с гребней во впадины. Это означает, что на гребнях поддерживается очень высокая интенсивность конденсации, намного превосходящая по влиянию на общую теплоотдачу эффект снижения интенсивности конденсации во впадинах. В некоторых экспериментах при определенных геометрических размерах, теплофизических свойствах жидкости и плотности теплового потока удается добиться $\eta_{ор} \approx 2\kappa_{ор}$, а в сравнении с гладкой поверхностью $\eta_{ор}$ может достичь 5 – 8 [2].

Таким же образом микрооребрение влияет на процесс конденсации на горизонтальных трубах. Однако когда межреберное пространство затапливается конденсатом полностью, положительный эффект кривизны поверхности жидкости может стать ничтожным, так как затопленными окажутся даже вершины ребер.

Для одиночных труб экспериментально показано, что межреберное пространство ($p - t$) должно быть больше в тех случаях, когда поверхностное натяжение жидкости большое. Для воды это - 1,5 мм, для хладонов - 0,5 мм [2].

Согласно работе [9], на одиночной трубе с накаткой (roped tube)

($h = 1 \text{ мм}$, $p = 8 \text{ мм}$) было получено увеличение теплоотдачи при конденсации на 25 %, а в пучке с 25 трубами в вертикальном ряду средний коэффициент теплоотдачи вырос лишь на 10 % в сравнении с пучком из гладких труб. Большой эффект дала навивка на трубы проволоки диаметром 1 мм, которая размещалась в канавках. В том же 25-трубном вертикальном ряду средний коэффициент теплоотдачи вырос на 80 % в сравнении с пучком гладких труб.

Системные поиски оптимальных способов интенсификации теплоотдачи при конденсации продолжаются.

3. ПРОЦЕССЫ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПЕРЕХОДЕ ЖИДКОСТИ В ПАРООБРАЗНОЕ СОСТОЯНИЕ

Процессы теплообмена при кипении жидкостей определяют основные размеры многих промышленных установок: реакторов АЭС, парогенераторов ТЭС, выпарных аппаратов и испарителей, различных теплопередающих установок отрасли.

Кипением называется процесс перехода вещества из жидкого состояния в газообразное, который осуществляется в отсутствие сформировавшихся границ раздела фаз и связан с их образованием. Так как формирование указанных границ связано с затратами энергии, то жидкость должна быть перегрета по отношению к температуре фазового равновесия, которую называют **температурой насыщения**. Практически это значит, что кипение возможно при $T_T < T_{ж} < T_{кр}$, т.е. в диапазоне температур, при котором вещество находится в жидком состоянии (см. рис. 2.1а).

По отношению к равновесному состоянию [точка A на кривой насыщения $p_s(T_s)$] (рис. 3.1) метастабильное состояние (в точке B) может быть достигнуто двумя типичными способами:

- изобарическим перегревом (линия AB) до температуры $T = T_{\infty} > T_s$;
- изотермическим сбросом давления (линия CB).

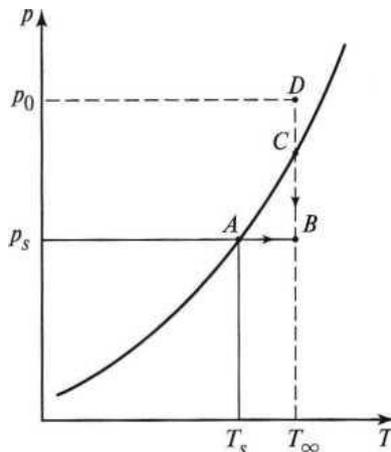


Рис. 3.1. Способы приведения жидкости в метастабильное состояние [2]

Первый способ осуществляется при обычном кипении, когда перегревается тонкий слой жидкости у обогреваемой твердой поверхности.

Второй случай в технике чаще всего связан с аварийным процессом разгерметизации сосудов под давлением. В этих случаях исходное состояние -

это некоторая точка D с рабочим давлением $p_0 > p_s(T_\infty)$ (состояние в точке C).

Если граница раздела фаз существует заранее, то процесс перехода вещества из жидкого состояния в парообразное называется **испарением**. Этот процесс может осуществляться практически без перегрева жидкости.

Кипение, с точки зрения теплообмена, представляет собой один из наиболее эффективных методов передачи теплоты от твердой поверхности к теплоносителю.

Кипение может быть **пристенным** или **объемным** в зависимости от того, где происходит формирование границы раздела фаз - на обогреваемой поверхности или в объеме при наличии объемного перегрева.

По принципу кипения все промышленные испарители можно разделить на две основные группы, где:

- кипение осуществляется в большом объеме;
- кипение осуществляется в условиях направленного движения жидкости (аппараты с естественной и принудительной циркуляцией).

3.1. Тепло- и массообмен при испарении жидкости в парогазовую среду

Молекулы жидкости при испарении вырываются из поверхностного слоя жидкости с энергией, превышающей силы сцепления, в окружающую среду. Часть молекул в результате столкновения с окружающими молекулами отражается ими к поверхности испарения, где вновь происходит их отражение или поглощение. Другая часть молекул, вырвавшихся с помощью молекулярной диффузии и конвекции, распространяется в окружающей среде и окончательно теряется жидкостью. Отношение числа безвозвратно отлетающих молекул пара к числу всех испущенных жидкостью молекул называется коэффициентом испарения.

Давление пара в слое парогазовой смеси у поверхности жидкости считают давлением насыщения при температуре поверхности жидкости.

Если газ вдали от жидкости не насыщен паром, то возникает поток испарившейся массы вещества, направленный от поверхности испарения. Направление потока теплоты при этом будет зависеть от знака неравенства температур $t_{\text{пов}} > t_{\text{пг}}$ или $t_{\text{пов}} < t_{\text{пг}}$.

При испарении жидкости расходуется теплота. Поэтому, если к жидкости подводится меньше теплоты, чем затрачивается на испарение, то происходит охлаждение жидкости, если больше - жидкость нагревается.

Пусть жидкость без внутренних источников теплоты адиабатно испаряется из открытого сосуда. Стенки сосуда теплоизолированы. Температура слоя жидкости постоянна вследствие малой толщины слоя. Над жидкостью протекает безграничный поток парогазовой смеси. Лучистый теплообмен пренебрежимо мал.

Пусть в начальный момент времени температура жидкости на поверхности $t_{\text{пов}}$ больше температуры парогазовой смеси вдали от жидкости $t_{\text{пг}}$.

Вследствие теплоотдачи и испарения температура жидкости будет понижаться. Процесс испарения - нестационарный.

Через некоторое время температуры жидкости и парогазовой смеси будут равны, и теплоотдача прекратится. Продолжающееся испарение приведет к дальнейшему понижению температуры жидкости, и тогда ее температура станет меньше температуры парогазовой смеси. При этом жидкость будет отбирать теплоту от парогазовой смеси. Испарение жидкости будет замедляться по мере понижения ее температуры. $p_{п.пов}(t_{п.пов})$ и $\Delta p = p_{п.пов} - p_{п0}$ будут уменьшаться. Теплоотдача же будет увеличиваться по мере возрастания температурного напора. Эти явления будут происходить до тех пор, пока при некоторой температуре жидкости не установится динамическое равновесие между подводом теплоты конвективной теплоотдачей и отводом тепла путем испарения и последующей диффузии. Дальнейшее испарение жидкости будет происходить при разности $t_{пов} - t_{м}$ за счет теплоты, получаемой теплоотдачей от парогазовой смеси. Температура $t_{м}$ - **температура мокрого термометра** - является тем пределом, ниже которого нельзя охлаждать жидкость.

Процесс испарения, при котором вся теплота, переданная от парогазовой смеси к жидкости, затрачивается на испарение последней и возвращается к смеси с паром, называют процессом **адиабатного испарения**, а его уравнение имеет вид

$$\alpha (t_{п.г} - t_{м}) = r \cdot \beta_p (p_{п.пов} - p_{п0}). \quad (3.1)$$

Из уравнения (3.1) следует, что при адиабатном испарении

$$\alpha = \frac{q_c}{t_{п.г} - t_{м}} = \frac{r \cdot j_{п.пов}}{t_{п.г} - t_{м}}. \quad (3.2)$$

Откуда

$$t_{м} = t_{п.г} - \frac{r \cdot j_{п.пов}}{\alpha}. \quad (3.3)$$

Пусть стационарно текущая в канале жидкость испаряется в движущийся над нею парогазовый поток не адиабатно. Температура потока на входе составляет $t'_{п.г}$, на выходе - $t''_{п.г}$. В процессе течения содержание пара в нем увеличивается за счет испарения жидкости. Испарившаяся жидкость восполняется аналогичной жидкостью с температурой $t'_{ж} < t_{пов}$.

Тепловая диаграмма рассматриваемого процесса представлена на рис. 3.2. Теплота $q_{пов}$ (ее составляющие - I , II , III , $\frac{Дж}{м^2 \cdot с}$), передаваемая от парогазовой смеси к поверхности жидкости, расходуется в общем случае на испарение жидкости ($r \cdot j_{п.пов}$ - составляющая I) и частично может передаваться теплопроводностью и конвекцией в жидкую фазу (составляющие II и III ; обозначим эту долю через $q_{ж}$).

Плотность теплового потока от смеси к поверхности испарения

$$q_{пов} = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{пов} = \alpha \cdot \Delta t = r \cdot j_{п.пов} + q_{ж} = r \cdot j_{п.пов} - \lambda_{ж} \left(\frac{\partial t_{ж}}{\partial y} \right) + q_{ж}, \quad (3.4)$$

где $\lambda_{ж}$ и $\left(\frac{\partial t_{ж}}{\partial y} \right)$ - соответственно, коэффициент теплопроводности жидкости и градиент температуры жидкости на границе раздела фаз.

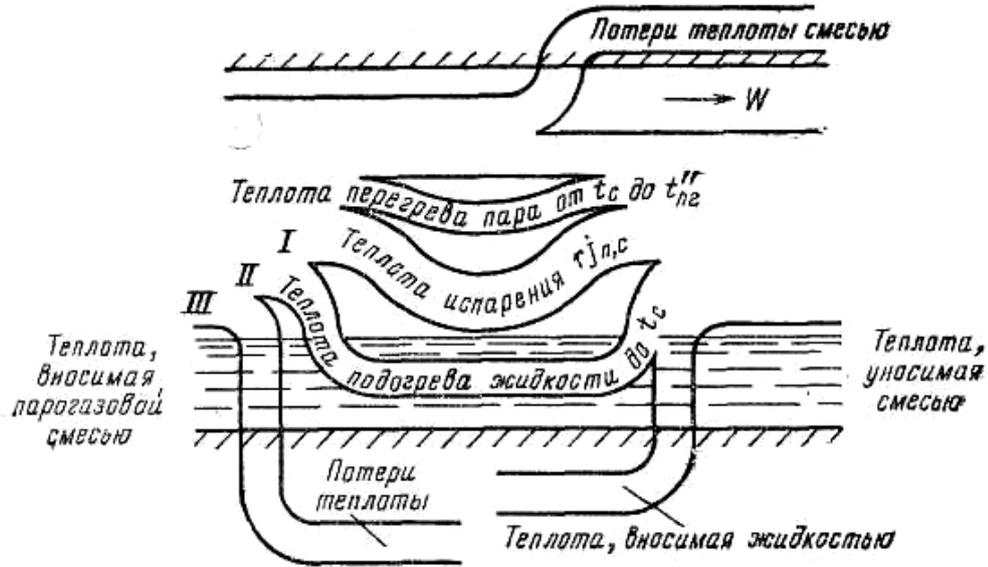


Рис. 3.2. Тепловая диаграмма при испарении жидкости в парогазовый поток

Теплота, идущая на подогрев поступающей на испарение жидкости от $t'_{ж}$ до $t''_{ж} = t_{пов}$, $q_{жс} = -\lambda_{ж} \left(\frac{\partial t_{ж}}{\partial y} \right)$ частично может теряться в окружающую среду через внешние ограждения жидкости. Тогда уравнение теплового баланса для данного случая может быть представлено в следующем виде:

$$-\lambda_{ж} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{пов} = j_{п.пов} \cdot c_{p ж} (t''_{ж} - t'_{ж}) + q_T, \quad (3.5)$$

где q_T - потери теплоты в окружающую среду.

Если же $t'_{ж} > t_{пов}$, то знак $q_{жс}$ меняется. Теплота для испарения подводится к поверхности испарения из основного потока жидкости. При этом испарение происходит не только за счет теплоты, переданной за счет теплоотдачи от парогазовой смеси, но и теплоты, вносимой жидкостью.

Для расчета теплоотдачи, в этом случае, следует использовать уравнение

$$q_{пов} = \alpha (t_{п.г.} - t_{пов}) = r \cdot j_{п.пов} \pm j_{п.пов} c_{p ж} (t_{пов} - t'_{ж}) \pm q_T, \quad (3.6)$$

где знак плюс берется при $t'_{ж} < t_{пов}$, знак минус - при $t'_{ж} > t_{пов}$.

При испарении жидкости из пористой стенки $q_{жс} = -\lambda_{э} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{пов}$,

где $\lambda_{э}$ - эквивалентный коэффициент теплопроводности пористой стенки и заполняющей ее жидкости; t - температура пористой стенки.

Для расчета теплообмена при испарении из пористой стенки может применяться уравнение (3.6).

Поперечный стефановский поток пара, направленный от поверхности, изменяет поля температур и скоростей и интенсивность теплоотдачи. При этом (вдуже вещества через пористую стенку) толщина теплового и гидродинамического пограничных слоев увеличивается при испарении, сублимации. Температурный градиент на поверхности испарения уменьшается и, следовательно, уменьшается коэффициент теплоотдачи. Интенсивность теплоотдачи находится в обратной зависимости от плотности поперечного потока пара.

Коэффициенты тепло- и массоотдачи, как известно, определяются размерами и формой поверхности испарения, характером движения парогазовой смеси, физическими свойствами жидкости и газа, концентрацией компонентов в парогазовой смеси и т. п.

При **адиабатном испарении жидкости из пористого тела** (рис. 3.3) теплота Q_m , идущая на испарение, в общем случае поступает к жидкости непосредственно от пористого тела Q_T . Перенос теплоты Q_T будет зависеть от теплопроводящих свойств тела. Расчетная поверхность теплообмена $F_{расч}$ (пунктирная линия на рис. 3.3) не равна действительной поверхности теплообмена, соответствующей внешней границе твердого тела и жидкости (на рисунке выделена жирной линией). Это различие будет тем больше, чем ниже уровень жидкости, так как жидкость испаряется со своей поверхности.

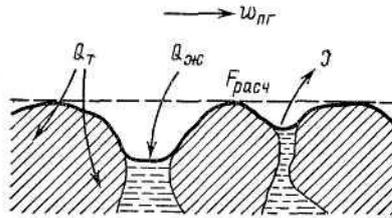


Рис. 3.3. Испарение из пористого тела

Испарение частично осуществляется из очень тонких пленок жидкости, прилегающих к мениску вследствие капиллярных эффектов второго рода. При значительном углублении уровня жидкости перенос пара к расчетной поверхности во многом определяется сопротивлением капилляров. Если проходные сечения капилляров очень малы, то течение в капиллярах характеризуется законами течения разреженных сред.

При испарении со свободной поверхности большого объема жидкости парогазовый поток возмущает поверхностный слой жидкости, приводит к образованию волн на поверхностном слое и капельному уносу жидкости в газовой поток. Приведенный процесс существенно затрудняет получение расчетных зависимостей.

Исследовалась тепло- и массоотдача при практически адиабатном испарении воды из металлической пористой пластины в продольный паровоздушный поток [5]. Число Re , изменялось от $1,3 \cdot 10^5$ до $1,65 \cdot 10^6$; изменения скорости и температуры паровоздушного потока поддерживались в пределах $9 - 115$ м/с и $12 - 140$ °С. Средний температурный напор изменялся в пределах $6 - 80$ °С. Объем пор в пластине составлял 40 %. Коэффициент теплоотдачи отнесен к поверхности пластины $F_{расч}$. Получено уравнение для расчета среднего коэффициента теплоотдачи при турбулентном пограничном слое, согласно которому коэффициенты тепло- и массоотдачи уменьшаются по мере увеличения содержания пара в смеси.

$$\overline{Nu}_l = 4,55 \cdot 10^3 \cdot Re_l^{0,8} \cdot K^{0,4}, \quad (3.7)$$

где $K = r/(c_p \cdot \Delta t)$ — критерий Кутателадзе; здесь $\Delta t = t_{п.г} - t_c$ — температурный напор. В уравнении (3.7) в качестве линейного размера, начиная с участка испарения, принята длина пластины вдоль потока. Температура сме-

си вдали от пластины выбрана в качестве определяющей температуры; в критерии вводятся параметры смеси.

Для расчета массообмена получено уравнение

$$\overline{Nu}_{Dl} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot Re_l^{0,8} \cdot \pi_D^{-0,5} \cdot \varepsilon_{п0}^{-0,5}, \quad (3.8)$$

где $\varepsilon_{п0} = 1 - \varepsilon_{г0} = \frac{p_{п0}}{p}$; $\pi_D = \frac{p_{п.с} - p_{п0}}{p}$; $p_{п.с}$ — парциальное давление водяных паров у поверхности испарения; $p_{п0}$ — парциальное давление водяных паров вдали от поверхности испарения; p — полное давление паровоздушной смеси. Остальные критерии подобия такие же, как и в предыдущих уравнениях. Значение $p_{п.с}$ берется из таблиц водяного пара как давление насыщения при $t_{н} = t_{с}$. Значения $\varepsilon_{п0}$ изменялись в пределах $0,00365 - 0,0168$.

Отношение Nu/Nu_D - не постоянная величина, а являющаяся функцией критериев, учитывающих особенности совместно идущих процессов тепло- и массообмена: $(\overline{Nu}_l / \overline{Nu}_{Dl}) = 0,7\pi_D \cdot K$. Из сопоставления уравнений (3.7) и (3.8) следует, что отношение α/β от скорости не зависит.

Температура пористой стенки зависит от большого количества факторов. Расчет упрощается при адиабатном режиме испарения. В этом случае температура поверхности испарения может быть найдена из уравнения $t_c = t_M = t_{п.г} - \frac{r \cdot j_{п.с}}{\alpha}$. Из ранее приведенных уравнений следует, что

$$\frac{r \cdot j_{п.с}}{\alpha} = \frac{r \cdot \beta_p \cdot \Delta p}{\alpha} = \frac{r \cdot D_{p,п0}}{230\lambda} \left(\frac{\Delta p}{p_{пов}} \right)^{5/6}, \quad \text{где} \quad \Delta p = p_{п.с} - p_{п0}.$$

3.2. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме

3.2.1. Условия образования паровой фазы в объеме однородно перегретой жидкости

Рассмотрим условия образования паровой фазы в объеме однородно перегретой жидкости. Объемное кипение возникает при перегрева жидкости по всему объему, который достигается, например, при сбросе давления. Если при этом жидкость является абсолютно чистой, т. е. не содержит потенциальных центров парообразования, то перегрев может достигнуть границы термодинамической устойчивости жидкой фазы. При этом парообразование может возникнуть за счет флуктуаций плотности. Подобное явление может наблюдаться лишь для очень быстрых процессов.

Из рассмотрения условий равновесия парового объема с окружающим объемом перегретой жидкости находим, что равновесный объем должен быть сферическим, поскольку должен иметь минимальную поверхность (рис. 3.4).



Рис. 3.4. Пузырек в перегретой жидкости

Рассмотрим перегретую жидкость при давлении $p' = P_\infty$ и температуре $T_\infty = T_s(p_\infty) + \Delta T$.

В условиях равновесия $T'' = T_\infty$. Тогда в равновесном пузырьке давление составит $p'' = p_s(T'') = p_s(T_\infty) = p_\infty + \Delta p$.

Согласно формуле Лапласа $\Delta p = p'' - p' = 2\sigma/R_*$, где R_* - радиус равновесного парового пузырька.

Уравнение кривой насыщения $p_s(T_s)$ подчиняется закону Клапейрона-Клаузиуса: $(dp/dT)_s = (s'' - s') / (v'' - v') = r / [T_s(v'' - v')] \approx r / (T_s \cdot v'') = r \cdot \rho'' / T_s$, так как $v'' \gg v'$; где $v = 1/\rho$ - удельный объем.

При сравнительно невысоких перегревах жидкости справедливо [2]:

$$\Delta p = p'' - p_\infty \approx \Delta T (dp/dT)_s = r \cdot \rho'' \cdot \Delta T / T_s. \quad (3.9)$$

Подставив (3.9) в формулу Лапласа, получим уравнение для радиуса равновесного парового пузырька в перегретой жидкости:

$$R_* = 2\sigma \cdot T_s / (r \cdot \rho'' \cdot \Delta T). \quad (3.10)$$

Проанализируем изменения термодинамического потенциала системы в процессе возникновения в метастабильной жидкости парового объема V с поверхностью F (см. раздел 1.1).

Термодинамический потенциал (энергия Гиббса) системы

$$\Phi = H - T \cdot S = U + p \cdot V - T \cdot S$$

или для удельных величин

$$\varphi = i - T \cdot s = u + p \cdot v - T \cdot s.$$

При возникновении парового объема изменение энергии Гиббса системы составит

$$\Delta \Phi = V \cdot p'' \cdot \Delta \varphi + \sigma \cdot F, \quad (3.11)$$

где σ - удельная свободная энергия поверхности (поверхностное натяжение); $\sigma \cdot F$ - энергия вновь созданной поверхности, причем $\sigma \cdot F > 0$;

$\Delta \varphi = \varphi'' - \varphi'$ - разность удельных потенциалов Гиббса для возникшего пара и исходной перегретой жидкости.

Термодинамические потенциалы перегретой воды и пара могут быть записаны в виде

$$\varphi'(T_s + \Delta T, p_\infty) \approx \varphi'_s + (\partial \varphi' / \partial T)_p \Delta T + \dots;$$

$$\varphi''(T_s + \Delta T, p_\infty) \approx \varphi''_s + (\partial \varphi'' / \partial T)_p \Delta T + \dots;$$

Следовательно, $\Delta \varphi = \varphi''(T_\infty, p_\infty) - \varphi'(T_\infty, p_\infty) = \Delta T [(\partial \varphi'' / \partial T)_p - (\partial \varphi' / \partial T)_p]$, так как на линии насыщения $\varphi''(T_s, P_\infty) = \varphi'(T_s, P_\infty)$.

Согласно определению удельного потенциала Гиббса и первого закона термодинамики $d\varphi = v \cdot dp - s \cdot dT$. Следовательно, $(\partial \varphi' / \partial T)_p = -s$ и $\Delta \varphi = - (s'' - s') \Delta T = - r \cdot \Delta T / T_s$.

Таким образом, (3.11) принимает вид $\Delta \Phi = -V \cdot r \cdot \Delta T \cdot \rho'' / T_s + F \cdot \sigma$.

Первое слагаемое в этом выражении отрицательно, это значит, что возникновение паровой фазы в метастабильной жидкости «термодинамически выгодно», так как $\varphi''(T_s + \Delta T, p_\infty) < \varphi'(T_s + \Delta T, p_\infty)$. Таким образом, первое слагаемое в (3.11) количественно характеризует неустойчивость системы.

Паровой объем, возникший в метастабильной жидкости, как было показано выше, должен быть сферическим:

$$V = 4\pi R^3 / 3, F = 4\pi R^2. \text{ Тогда } \Delta \Phi = -(4\pi \cdot R^3 / 3) r \cdot \rho'' \cdot \Delta T / T_s + 4\pi \cdot R^2 \cdot \sigma. \quad (3.12)$$

Исследуем зависимость $\Delta\Phi(R)$ на экстремум: $d(\Delta\Phi)/dR = 0$;

$$-4\pi R_*^2 r \rho^2 \Delta T / T_s + 8\pi R_* \sigma = 0.$$

Отсюда снова получаем выражение (3.10).

Подставляя (3.10) в выражение для $\Delta\Phi$ (3.12), находим

$$\Delta\Phi_* = (16/3)\pi \sigma^3 T_s^2 / (r \rho^2 \Delta T)^2. \quad (3.13)$$

Зависимость (3.12) представлена на рис. 3.5, на котором видно, что восходящая часть зависимости $\Delta\Phi(R)$ не может быть реализована в реальном непрерывном процессе, так как естественные процессы не могут протекать с приращением термодинамического потенциала. Любой паровой объем с характерным размером $R < R_*$ должен исчезнуть. Лишь пузырьки с $R > R_*$ имеют право на развитие, причем они должны быстро расти.

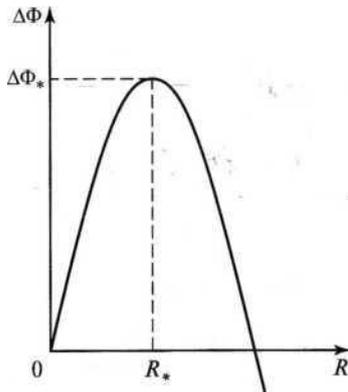


Рис. 3.5 Изменение потенциала Гиббса от размера парового зародыша при его возникновении [2]

Формула (3.13) справедлива для малых перегревов жидкости, когда в разложении $\varphi(T)$ можно ограничиться линейными членами. Более общим является выражение $\Delta\Phi_* = (16/3) \sigma^3 / [(\Delta\varphi)^2 \rho^2]$.

Число паровых зародышей, возникающих в единице объема в единицу времени: $J = N_v B_1 \exp(-G)$, (3.14)

где безразмерный комплекс $\Delta\Phi_*/(k_B T) = G$ — число Гиббса; k_B - постоянная Больцмана; $N_v = O(10^{28})$ - число молекул в единице объема, m^{-3} . Кинетический множитель B_1 характеризует скорость перехода паровым зародышем порогового значения R_* , его значение имеет порядок $10^{10} - 10^{11} c^{-1}$.

Парообразование в объеме однородно перегретой чистой жидкости, лишенной готовых зародышей новой фазы, называют **гомогенной нуклеацией**. Из уравнения (3.14) следует, что гомогенная нуклеация носит пороговый характер.

Только при очень больших ΔT , нереальных для широко применяемого оборудования (большой метастабильности), уравнение (3.14) дает конечное число возникших паровых зародышей. Число G уменьшается до значений, при которых вероятность соответствующей флуктуации плотности становится конечной. При $G < 50$, $J \approx 10^{18} m^{-3} c^{-1}$ процесс парообразования в объеме становится массовым.

3.2.2. Условия парообразования на твердой стенке

Зарождение парового зародыша в метастабильной жидкости на твердой стенке отличается от парообразования в объеме тем, что часть новой

поверхности раздела F (вновь созданной) приходится на контакт пар - стенка (площадь F_c на рис. 3.6). Таким образом, полное приращение свободной энергии (энергии Гельмгольца) поверхности

$$(F - F_c)\sigma + (\sigma_{тп} - \sigma_{тж})F_c = \sigma \cdot F[1 - (1 - \cos\theta)F_c / F].$$

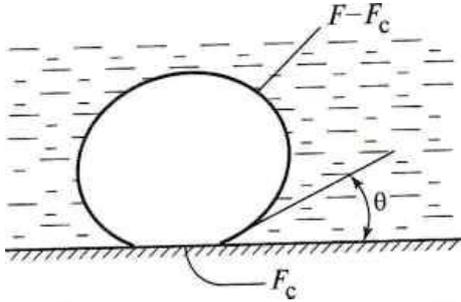


Рис. 3.6. Паровой зародыш на твердой стенке

В уравнении энергии Гельмгольца использована формула Юнга, согласно которой $\sigma_{тп} - \sigma_{тж} = \sigma \cdot \cos\theta$. Тогда изменение термодинамического потенциала (энергии Гиббса) метастабильной жидкости при возникновении на твердой стенке парового зародыша запишется в следующем виде:

$$\Delta\Phi = V \cdot \rho'' \cdot \Delta\varphi + \sigma \cdot F[1 - (1 - \cos\theta)F_c / F]. \quad (3.15)$$

Отличие уравнения (3.15) от аналогичного соотношения (3.11) для возникновения парового зародыша в объеме метастабильной жидкости состоит в наличии в уравнении (3.15) множителя в квадратных скобках, отражающего влияние на развитие парообразования твердой стенки.

Парообразование на стенке зависит от условия её смачиваемости. При $\theta = 0$, $\cos\theta = 1$ (абсолютная смачиваемость) выражение (3.15) переходит в (3.11). в этих условиях поверхность стенки не дает каких либо преимуществ для появления паровых зародышей в сравнении с объемом жидкости.

При абсолютной несмачиваемости, что практически не реализуемо, $\theta = \pi$, $\cos\theta = -1$ приходим к выводу о возможности зарождения паровой фазы без конечного перегрева ΔT . В опытах Е.К. Аверина и Г.Н. Кружилина [2] отмечалось, что кипение воды при атмосферном давлении на чистой поверхности из нержавеющей стали начиналось при $\Delta T_{НК} = 5 - 7 \text{ K}$. При покрытии поверхности обогреваемой трубки тонким слоем турбинного масла $\Delta T_{НК}$ снижался до $1-2 \text{ K}$.

Современные знания о свойствах поверхности позволяют дать только качественное объяснение влияния смачиваемости поверхности на парообразование (уравнение (3.15)).

На интенсивность парообразования влияет также шероховатость поверхности. Её влияние на интенсивность теплообмена при кипении проявляется в большей степени при малых тепловых нагрузках.

Из (3.15) следует, что при конечной смачиваемости ($\theta > 0$) выражение в квадратных скобках меньше 1, причем оно уменьшается с ростом F_c / F .

На рис. 3.7 показано, что при фиксированном угле θ отношение F_c / F

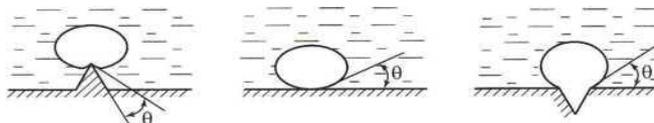


Рис. 3.7. Зарождение парового пузырька на элементах микрошероховатости стенки

растет при переходе от выступа поверхности к плоскости и далее - к впадине. Однако расчеты и экспериментальные данные доказывают, что главным является эффект смачиваемости: при $\theta = 0$ множитель в квадратных скобках в (3.15) равен единице при любых F_c/F .

Начало кипения на полированных поверхностях может произойти при меньших ΔT , чем на шероховатых, но при $q = idem$ температура $\Delta T_{шер} < \Delta T_{гл.}$ При этом на шероховатой стенке наблюдается гистерезис кривой кипения при подъеме и снижении q , когда имеют место различные зависимости $q(\Delta T)$, где $\Delta T = T_c - T_s$, (рис. 3.8а). Объясняется это тем, что поверхностные микро-впадины способны удерживать некоторый объем пара $V_{ост}$ после отрыва пузырька см. рис. 3.8б. Для начальной активации центра парообразования требуется больший перегрев $\Delta T_{НК}$, а для поддержания впадин в активном состоянии перегрев требуется меньший. Искусственная шероховатость,

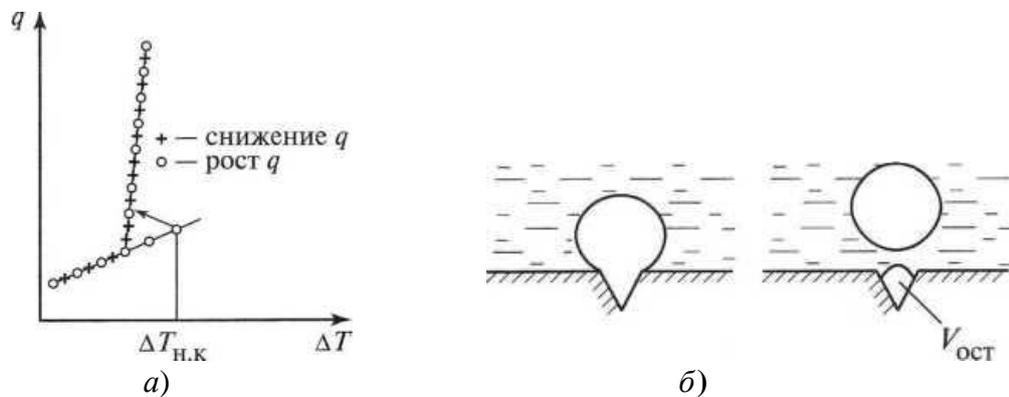


Рис. 3.8. Гистерезис кривой кипения (а) и схема действия активной впадины на обогреваемой стенке (б) [2]

обеспечивающая условия удержания паровых объемов во впадинах, значительно снижает температуру $\Delta T_{НК}$ и увеличивает плотность центров парообразования на поверхности $n_F, м^2$.

За рубежом существуют коммерческие технологии получения поверхностей, предназначенных для интенсификации кипения (поверхности EXEL, GEWA и др.).

Режимные параметры, при которых осуществляется процесс кипения, существенно влияют на его интенсивность.

В процессе кипения жидкость испаряется в паровой пузырек с вогнутой, т.е. криволинейной поверхности раздела фаз. Следовательно, молекулы жидкости при пересечении границы раздела фаз должны совершать большую работу против молекулярных сил, чем при испарении с плоской поверхности. Таким образом, жидкость должна иметь определенный перегрев по отношению к температуре насыщения над плоской поверхностью Δt_l . Так как поверхность пузыря является замкнутой, то вследствие действия молекулярных сил давление пара в паровом пузыре всегда больше давле-

ния насыщения P . Чтобы жидкость могла испаряться в пространство с бóльшим давлением, она должна быть перегрета на величину Δt_2 .

$$\text{Суммарный перегрев составляет } \Delta t_{\text{пер}} = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2\sigma}{R} \frac{T_n}{r \cdot \rho} . \quad (3.16)$$

Из уравнения (3.16) следует, что при $R \rightarrow 0$, $\Delta t_{\text{пер}} \rightarrow \infty$. Это означает, что в реальных условиях процесс генерации пара может происходить только в том случае, если в жидкости уже имеются зародыши паровой фазы конечного радиуса кривизны (центры парообразования). Такими центрами являются элементы микрошероховатости поверхности: впадины, микротрещины, заполненные газом или паром данной жидкости. Однако даже при полном удалении инородных центров парообразования (полировка, дегазация) для каждой жидкости существует своё предельное значение перегрева, которым определяется граница её метастабильных состояний. Опыты показывают, что значительный перегрев жидкости наблюдается только в пристенном слое. На расстоянии 2 мм от поверхности величина перегрева равна примерно $0,5^\circ\text{C}$. Поэтому в испарительной аппаратуре паровые пузыри возникают на теплоотдающей поверхности, а не в объёме жидкости. Величиной перегрева жидкости определяются значения всех локальных характеристик процесса парообразования: скорость роста парового пузыря, число центров и частота парообразования, диаметр пузыря при отрыве от поверхности, а следовательно, и интенсивность теплообмена.

Плотность теплового потока q и давление p являются режимными параметрами для жидкости при её кипении в условиях свободного движения. При заданном p постепенный рост q ведет к росту температуры к T_c , повышению ΔT , уменьшению радиуса R^* и увеличению плотности центров парообразования n_F . При высоких приведенных давлениях ($p/p_{\text{кр}}$) радиусы R^* очень малы ($10^{-8} - 10^{-7}$ м). Начало кипения возможно при низких ΔT , но очень высокой плотности n_F потенциальных центров кипения. При высоких $p/p_{\text{кр}}$ одновременно действует только часть потенциально активных центров, примерно 10 % от общего числа бывших активными центров.

Снижение давления не только увеличивает R^* и снижает n_F , но в некотором диапазоне $p/p_{\text{кр}}$ ведет к качественным изменениям процесса парообразования.

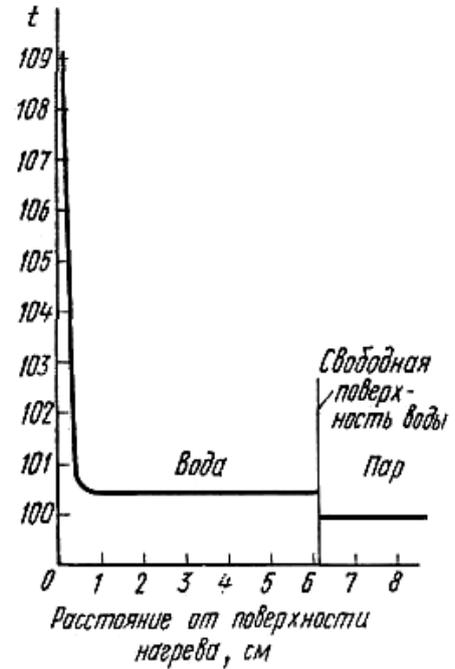


Рис. 3.9. Распределение температуры воды при ее кипении в большом объеме

Крупные углубления, с радиусом $R > 10$ мкм, не способны удерживать пар после отрыва пузырька, что приводит при определенном давлении снижении на поверхности нагрева активных центров парообразования.

Эксперименты МЭИ [2] показали эффективность гидрофобных покрытий для снижения температуры $\Delta T_{\text{нк}}$ и стабилизации парообразования, а также для многократного роста коэффициента теплоотдачи.

Интенсивность теплообмена при парообразовании, кроме перечисленных выше условий, зависит и от количества растворенных в жидкости газов.

Давление в паровом зародыше при наличии растворенного газа в жидкости определяется как сумма парциальных давлений пара и газа $p'' = p_{\Gamma} + p_{\text{п}}$.

Растворимость газов снижается с ростом температуры и при $T' = T_s$ она равна нулю. При этом содержание газа может превышать предел растворимости, а парогазовые пузырьки смогут образовываться уже в процессе нагрева жидкости.

При начале кипения большинства жидкостей идет процесс «старения поверхности» (1-2 ч). При этом плотность центров парообразования n_F и коэффициент теплоотдачи α уменьшаются. При высоких давлениях старение может продолжаться до 20 ч [2].

3.2.3. Рост паровых пузырьков в объеме равномерно перегретой жидкости

Паровой пузырек, образовавшийся в перегретой относительно температуры насыщения жидкости T_s , с радиусом R , превосходящим критический размер R_* , растёт в объеме за счет испарения жидкости внутрь пузырька.

Температура пара T'' равна температуре жидкости T_{∞} , давление в паре $p'' = p_s(T_{\infty})$ и отличается от давления в жидкости на лапласовский скачок.

Скорость увеличения объема пузырька при $R > R_*$ лимитируется сопротивлением расталкивания окружающей жидкости (динамические эффекты) и интенсивностью испарения жидкости на межфазной поверхности (энергетические эффекты). При этом динамические эффекты обусловлены инерцией жидкости и ее вязкостью, а энергетические - условиями подвода тепла к межфазной поверхности и кинетикой процесса испарения.

Все перечисленные эффекты действуют при росте парового пузырька одновременно, однако на практике лишь некоторые или даже один из них могут стать преобладающими.

Как правило, рассматриваются четыре предельные схемы роста парового пузырька, каждая из которых соответствует лишь одному из упомянутых физических эффектов.

Практически важными являются динамическая инерционная и энергетическая тепловая предельные схемы роста парового пузырька [10]. Практически важными являются динамическая инерционная и энергетическая тепловая предельные схемы роста парового пузырька [10]. Сначала рассмотрим первую из них.

Подвод тепла к границе раздела фаз при этой схеме ничем не ограничен, и внутри пузырька поддерживается постоянное давление $p'' = p_s(T_{\infty})$, где

$p_s(T_\infty)$ - давление насыщения при температуре жидкости T_∞ вдали от пузырька (рис. 3.10а). Температура T_∞ поддерживается в объёме постоянной как

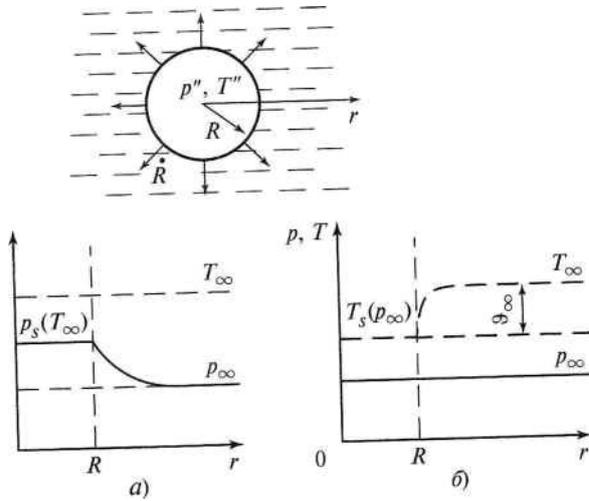


Рис. 3.10. Предельные схемы роста паровых пузырьков в перегретой жидкости: а – динамическая инерционная; б – тепловая энергетическая

в жидкости, так и в паровом пузырьке. При этом рост пузырька определяется постоянным перепадом давлений $\Delta p = p'' - p_\infty$, а сопротивление росту оказывает инерция приводимой в движение жидкости. Скорость изменения радиуса оболочки пузыря согласно динамической инерционной схеме определяется уравнением [2]

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2 \Delta p}{3 \rho'}}. \quad (3.17)$$

При равных скоростях границы поверхности пузырька и жидкости у его границы скорость роста пузырька может быть выражена формулой

$$\dot{R} = \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \sqrt{\frac{2 \Delta p}{3 \rho'}}. \quad (3.18)$$

Таким образом, при поддержании постоянного перепада давлений обеспечивается постоянная скорость роста пузырька $\dot{R} = const$, радиус его увеличивается пропорционально времени: $R = \dot{R}t$.

Численные эксперименты показывают [2], что очень короткий (менее 10^{-3} с) период роста пузырька приближенно описывается законом (3.17).

Теперь рассмотрим тепловую энергетическую схему роста пузырька, при которой его скорость определяется (рис. 3.10б) интенсивностью подвода тепла из перегретой жидкости к его границе. Давление пара в пузырьке и во всех точках объема жидкости одинаково и равно p_∞ . Поверхностное натяжение и силы инерции в жидкости не учитываются. Центр пузырька неподвижен относительно массива жидкости.

Плотность теплового потока на границе раздела фаз и скорость роста пузырька можно определить, теоретически рассчитывая поле температур при умеренной интенсивности фазовых переходов, из условия совместности для потока энергии:

$$\dot{R} = q'_R / (\rho'' \cdot r). \quad (3.19)$$

Точное решение рассматриваемой задачи было впервые получено И. Е. Скривеном [11].

Итоговое аналитическое соотношение устанавливает в неявной форме связь «модуля» роста пузырька m_0 с параметрами задачи: $m_0 = f(Ja, Y)$,

где $m_0 = R/\sqrt{at}$ - безразмерный модуль роста пузырька, основная искомая характеристика процесса для энергетической схемы роста; $Ja = c_p \rho' \Delta T / (r \rho'')$ - число Якоба, безразмерный параметр, представляющий собой отношение избыточной энтальпии перегрева единицы объема жидкости к теплоте фазового перехода, приходящейся на единицу объема пара; $Y = (\rho' - \rho'')/\rho'$.

По условиям задачи Ja и Y - известные величины.

Анализ решения Скривена [2] показывает, что оно имеет две асимптоты, каждая из которых может быть получена при анализе предельной задачи.

Первая из них - это условия для **быстрого роста пузырька**, $Ja \gg 1$. В этом случае плотность теплового потока в (3.19) определяется аналогично нестационарному охлаждению полуограниченного тела $q = \lambda \Delta T / (\sqrt{\pi \cdot a \cdot t})$.

$$\text{С учетом определения числа Якоба,} \quad \dot{R} = \frac{dR}{dt} = \frac{\lambda \Delta T}{\rho'' r \sqrt{\pi \cdot a \cdot t}} = \frac{Ja}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{a}{t}}$$

получим

$$R = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{a \cdot t}. \quad (3.20)$$

На основании того, что основное изменение температуры жидкости происходит в тонком слое на поверхности пузырька, получена уточненная зависимость, названная по имени ее авторов формулой Плессета –Цвика:

$$R = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja \sqrt{a \cdot t}. \quad (3.21)$$

Второй предел - это условия для **квазистатического приближения**, когда $Ja \ll 1$ и при очень малых скоростях роста пузырька температурное поле в окружающей жидкости в каждый момент времени приближенно совпадает с распределением температур в стационарной задаче. При этом, тепловой поток к поверхности сферы с температурой T_s , помещенной в неограниченную среду с температурой T_∞ определяется как $q'_R = \lambda \Delta T / R$. Используя это соотношение в (3.19), после интегрирования при начальном условии

$t = 0, R = 0$ получим

$$R = [2\lambda \Delta T \cdot t / (\rho'' \cdot r)]^{0.5}. \quad (3.22)$$

Табличные данные, приведенные И.Е. Скривеном [11], при $u = 1$ с погрешностью менее 2 % во всей области изменения чисел Ja (от 0 до ∞) были аппроксимированы Д.А. Лабунцовым следующей интерполяционной формулой:

$$R = 2(3/\pi)^{1/2} Ja [1 + 1/2(\pi/(6Ja))^{2/3} + \pi/(6Ja)]^{1/2} (Ja)^{1/2}. \quad (3.23)$$

Формула (3.23) может рассматриваться как итоговое решение задачи в рамках предельной энергетической схемы.

Анализ экспериментальных наблюдений применительно к росту паровых пузырьков при кипении позволяет говорить о существовании различия в поведении пузырьков при высоких и низких давлениях.

При высоких давлениях пузырьки на поверхности растут медленно, их форма в течение всего периода роста близка к сферической. Перед отрывом диаметр пузырька составляет несколько десятых долей миллиметра. Паровой пузырек, по данным [10], при давлениях $30 - 100 \text{ бар}$ за время $0,2 - 0,3 \text{ с}$ вырастает до предотрывного размера, равного $0,2 - 0,3 \text{ мм}$. Последовательные стадии роста парового пузырька при высоких давлениях схематически показаны на рис. 3.11а.

При низких давлениях и больших перегревах стенки паровой пузырек растет очень быстро. При этом в окружающей жидкости устанавливается неоднородное поле давлений, которое деформирует и сплющивает пузырек, «прижимая» его к поверхности нагрева. На рис. 3.11б показаны стадии роста парового пузырька при кипении воды при давлении $0,02 \text{ бар}$ и числе $Ja = 3450$.

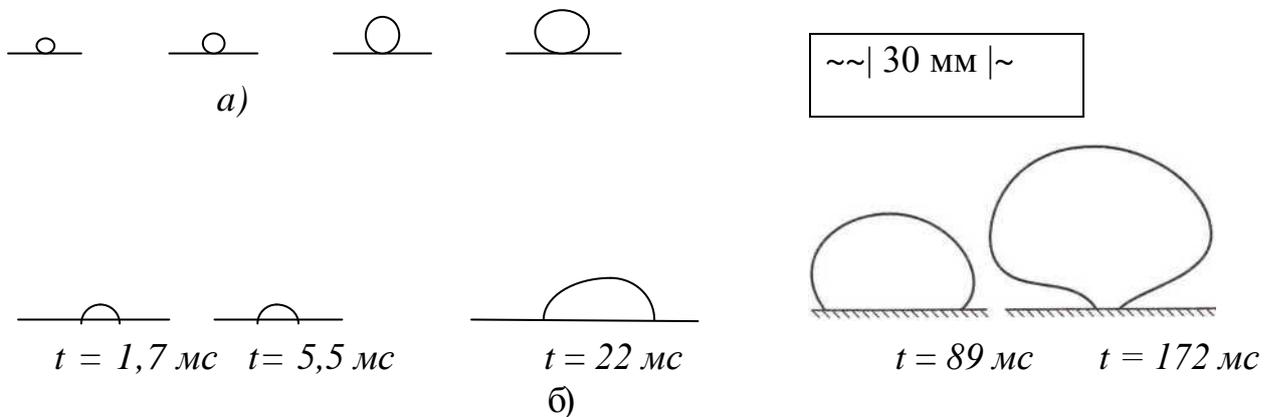


Рис. 3.11. Рост парового пузыря при кипении на твердой поверхности:

а - схема для высоких давлений; б - фрагменты кинограммы роста пузырька при кипении воды ($p = 2 \text{ кПа}$, $Ja = 3450$), на третьем кадре показана масштабная рамка [2]

На рис. 3.11 видно, что в начальный период роста форма пузырька соответствует полусфере. Далее пузырек напоминает усеченную сферу, причем по мере приближения к моменту отрыва у сферы исчезает все меньшая и меньшая часть. При низких давлениях пузырьки достигают перед отрывом $100 - 150 \text{ мм}$ в диаметре.

В центральной части основания парового пузырька должна существовать область прямого контакта пара с твердой поверхностью - «сухое пятно» - центр парообразования, образующийся из впадины на обогреваемой поверхности, заполненной паром. Характерный размер таких впадин по порядку величины близок к равновесному радиусу парового зародыша R_* , определенному в соответствии с формулой (3.10), что составляет в обычных условиях единицы, а при высоких приведенных давлениях - десятые доли микрометра. Следовательно, сухое пятно составляет лишь доли процента площади проекции пузырька на обогреваемую поверхность.

Пространство между поверхностью пузырька и твердой стенкой заполнено тонким слоем жидкости - *микрослоем*. Толщина микрослоя растет от

нулевого значения на линии контакта трех фаз (твердой, жидкой и парообразной) до конечного значения у внешней границы основания пузырька, как представлено на рис. 3.12а.

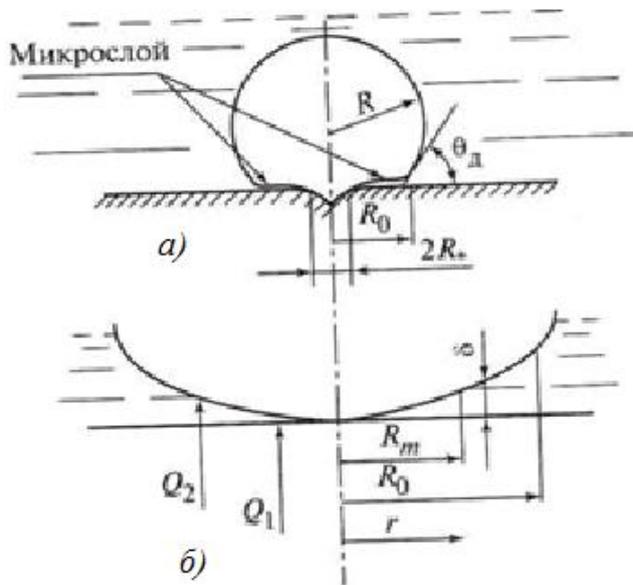


Рис 3.12. Схема растущего на твердой стенке парового пузырька (а) и расчетная модель подвода тепла к поверхности пузырька через микрослой от стенки и от перегретой жидкости (б)

В действительности, в окрестности линии контакта трех фаз (граничной линии) существует слой адсорбированных молекул – неиспаряемая часть мениска жидкой пленки толщиной порядка межмолекулярных расстояний в жидкости (10^{-9} м) [2]. По мере утолщения слоя жидкости и удалением от граничной линии силы адсорбции, препятствующие испарению, ослабевают, начинается испарение с поверхности пленки. При создании приближенной модели принято, что микрослой жидкости в основании пузырька образует коническую поверхность, поскольку радиус сухого пятна R_* и протяженность в радиальном направлении адсорбированной пленки ничтожно малы в сравнении с радиусом основания пузырька R_0 . Сечение микрослоя произвольной плоскостью, проходящей через ось симметрии пузырька, изображено на рис. 3.10б.

При тонком микрослое тепло для испарения жидкости с его поверхности отбирается непосредственно от твердой стенки вследствие малых запасов тепла в перегретой жидкости, содержащейся в тонком микрослое. Это подтверждено быстрым падением температуры обогреваемой поверхности в начальный момент роста пузырька (1-3 мс) и прямыми оптическими исследованиями.

Измерения температуры в объеме жидкости показали [2], что перегретая жидкость покрывает ближайшую к обогреваемой твердой стенке часть сферической поверхности растущего пузырька. Эта перегретая жидкость вытесняется пузырьком из температурного пограничного слоя на стенке. Её избыточная энтальпия также влияет на рост парового пузырька при кипении.

Приведенные наблюдения позволили использовать в модели роста парового пузырька на обогреваемой стенке форму пузырька, представленную на рис. 3.11 [2]. Геометрические характеристики пузырька представлены подобными радиусу эквивалентной по объему сферы: $R_s = 3(3/(4\pi))^{1/3}V$, где V —

объем пузырька. Толщина жидкого микрослоя в основании пузырька принята пропорциональной расстоянию от оси симметрии: $\delta = k_1 r$, где k_1 - числовой множитель ($k_1 \ll 1$), r - радиальная координата (см. рис 3.12). Обогреваемая твердая стенка - изотермична.

Локальная плотность теплового потока от стенки рассчитывается как

$$q_c = \lambda \Delta T / \delta = \lambda \Delta T / (k_1 r).$$

Принято, что на участке $0 < r < R_m$ (см. рис. 3.12, б) избыточная энтальпия жидкости не влияет на интенсивность испарения с поверхности микрослоя. При этом поток тепла от обогреваемой стенки к межфазной поверхности рассчитывается как

$$Q_1 = \int_0^{R_m} \frac{\lambda \Delta T}{k_1 r} 2\pi r dr = \frac{2\pi}{k_1} \lambda \Delta T R_m. \quad (3.24)$$

$$\text{Выражение (3.24) можно представить в виде } Q_1 = \beta_1 \lambda \Delta T R_s, \quad (3.25)$$

где β_1 - коэффициент формы микрослоя и растущего пузырька, $R_s = R_m / k_1$.

При «толстом» микрослое избыточная энтальпия перегретой жидкости также служит источником для испарения жидкости на межфазной поверхности. Для условной границы «тонкого» и «толстого» участков микрослоя служит толщина $\delta_m = (a \cdot t)^{0,5}$, где t - время от начала роста пузырька. Для неметаллических жидкостей $\delta_m \approx 10^{-5}$ м. В используемой приближенной модели граница устанавливается соотношением $\delta_m = k_1 R_m$.

Выражение для теплового потока от перегретой жидкости к межфазной поверхности должно быть аналогичным формуле Плессета-Цвика (3.20), которой отвечает плотность теплового потока $q_R = (3/\pi)^{0,5} \lambda \cdot \Delta T / (a \cdot t)^{0,5}$.

Следовательно, тепловой поток от перегретой жидкости к пузырьку, растущему на стенке, может быть рассчитан по формуле

$$Q_2 = y_1 \cdot \lambda \cdot \Delta T \cdot R_s^2 / (a \cdot t)^{0,5}, \quad (3.26)$$

где $y_1 = f(\theta_D)$ - множитель отражающий покрытие перегретой жидкостью лишь части поверхности пузырька, а также и то, что перегрев жидкости в среднем меньше, чем перегрев стенки ΔT .

В произвольный момент времени для пузырька справедливо уравнение энергетического баланса $\rho'' \cdot r \cdot dV/dt = Q_1 + Q_2$, которое с учетом (3.25) и (3.26) записывается как $R_s = [y \cdot Ja + (y^2 \cdot Ja^2 + 2\beta \cdot Ja)^{0,5}] (a \cdot t)^{0,5}$. (3.27)

При постоянных y и β уравнение (3.26) имеет две асимптоты.

Первая из них при $Ja \ll 1$ справедлива при пренебрежимо малом подводе тепла от перегретой жидкости для области высоких приведенных давлений при $\beta = 6$ $R_s = (2\beta \cdot Ja \cdot a \cdot t) = (2\beta \cdot \lambda \cdot \Delta T \cdot t / (r \cdot \rho''))$. (3.28)

Вторая асимптота относится к низким приведенным давлениям, при преобладающем подводе тепла от перегретой жидкости когда $Ja \gg 1$,

$$R_s = 2y \cdot Ja (a \cdot t)^{0,5}.$$

Адекватность с опытными данными обеспечивается при $y = 0,3$.

Таким образом, формула (3.27) при $\beta = 6$, $y = 0,3$ позволяет удовлетворительно описать опытные кривые роста паровых пузырьков при кипении различных жидкостей в широком диапазоне изменения давлений (при числах $Ja = 0,1 + 500$).

При наиболее низких давлениях энергетическая схема роста, при-

водящая к (3.27), дает сильно завышенную в сравнении с экспериментами расчетную скорость роста пузырька. Для расчета скорости роста паровых пузырьков на стенке в рассматриваемых условиях представлено уравнение

$$R = 0,5 \left(\frac{\lambda \cdot c_p}{\rho''} \right)^{1/4} \frac{R_i^{3/4} T_s^{5/4}}{r} t^{3/4}, \quad (3.29)$$

хорошо согласующееся с имеющимися опытными данными о росте паровых пузырьков при $Ja > 500$.

Для рассмотрения условий отрыва паровых пузырьков от твердой поверхности вводим следующие допущения:

- размер пузырька берется в момент отрыва от твердой поверхности;
- неравенство $\rho'' \ll \rho'$ остается справедливым даже при высоких приведенных давлениях;

- давление пара в пузырьке в любой момент его роста - постоянное. Следовательно, давление на границе пузырька со стороны жидкости связано с давлением пара p'' формулой Лапласа: $p'_R = p'' - 2\sigma H(z)$, (3.30)

где z - расстояние от стенки; $H(z)$ — кривизна поверхности пузырька;

- результаты численного исследования динамики парового пузырька включают очертания границы пузырька;

- за момент отрыва пузырька принимают потерю прямого контакта пара с твердой стенкой, т.е. образование замкнутой его поверхности в жидкости (см. рис. 3.11а - справа; рис. 3.11б - момент, близкий к отрыву).

При использовании таких допущений аналитические соотношения могут быть лишь приближенными, когда необходимо учитывать особенности задачи.

Во-первых у пузырька нет каких-либо других механических связей с твердой стенкой, кроме поверхностного натяжения на линии контакта трех фаз.).

Во-вторых, поверхность пузырька легко изменяет свою форму. При этом локальный импульс давления, действующий на участок поверхности пузырька, не передается центру масс пузырька, но может изменить его форму.

Из этих соображений можно заключить, что в жидкости применительно к отрыву пузырька подход из механики твердого тела с понятием силы может рассматриваться лишь как один из приближенных методов [2].

Эволюция пузырька определяется полем скоростей и давлений в окружающей жидкости. Распределение давления на межфазной поверхности подчиняется уравнению (3.30). При высоких давлениях скорость изменения размера пузырька ничтожна ($Ja < 1$). Распределение давления в окружающей жидкости в этих условиях осуществляется массовыми силами.

При $Ja \gg 1$ распределение давления в окрестности растущего пузырька обусловлено как гидростатикой, так и динамикой движения «расталкиваемой» пузырьком жидкости.

В соответствии с изложенным выше рассмотрим условия отрыва пузырьков при высоких и низких давлениях парообразующей жидкости.

При высоких давлениях форму медленно увеличивающейся поверхно-

сти парового пузырька ($Ja < 1$) рассчитывают по уравнению гидростатического равновесия. Предельный размер пузырька, связанный с потерей устойчивости межфазной поверхности, находят по формуле Фритца:

$$D_0 = 2R_0 = 0,0207\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (3.31)$$

Однако формула (3.31) неприменима к расчету отрывных размеров паровых пузырьков при кипении [2]. Радикал в уравнении (3.31) $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}$ представляет величину, пропорциональную диаметру парового пузыря при отрыве от поверхности. Эта величина используется в уравнениях в качестве характерного линейного размера парового пузыря l_0 .

При кипении жидкости под высоким давлением шероховатость кипящей поверхности не позволяет основанию пузырька увеличиваться по мере его роста. Пузырек как бы «выдувается» из впадины на поверхности. Поэтому для оценки отрывного диаметра парового пузырька при кипении в области высоких давлений (медленно растущие пузырьки) рекомендуется формула [12]

$$D_0 = [6d_k \sigma / (g(\rho' - \rho''))]^{1/3}, \quad (3.32)$$

где d_k соответствует характерному размеру шероховатости твердой стенки.

При кипении жидкости под низким давлением, давление внутри паровой сферы при её быстром расширении и давление на границе пузырька со стороны жидкости заметно превосходит давление жидкости p_∞ вдали от межфазной границы.

При уменьшении во времени скорости роста парового пузырька на стенке, определяемой формулами (3.27) или (3.29), уменьшается избыточное давление в жидкости, вызываемое расширением пузырька. Считается, что пузырек отрывается от стенки при равенстве скоростей его роста \dot{R} и всплытия в спокойной жидкости U_∞ . Известно, что при стационарном всплытии крупных пузырьков давление жидкости на поверхности пузыря одинаково [10], причем в лобовой точке оно выше, чем на той же глубине вдали от всплывающего пузырька. Таким образом, при $\dot{R} = U_\infty$

$$(3.33)$$

из условия поддержания равенства давлений на свободной поверхности жидкости, которая в рассматриваемом случае представляет замкнутую поверхность парового объема, пузырёк должен отрываться от стенки.

Условие (3.33) относится к случаю, когда закон роста определяется формулой (3.29), а величина U_∞ согласно [10] - формулой $U_\infty = 1,05(gR_0)^{0,5}$.

В соответствии с приведенными зависимостями в [2] представлено уравнение для эквивалентного радиуса пузырька

$$R_0 = 0,22(\lambda c_p / \rho'')^{2/5} (R_i^{6/5} T_s^2 / (r^{8/5} g^{3/5})). \quad (3.34)$$

Адекватность опытных и рассчитанных по (3.34) значений эквивалентного радиуса парового пузырька в момент отрыва сохраняется до $Ja \approx 175$, что определяет необходимость рассмотрения приближенных условий отрыва сферического пузырька.

Инерционные силы в жидкости благодаря воздействию растущего пузырька становятся существенными для условий его отрыва уже при неболь-

ших числах Якоба ($Ja = 3 - 30$). Их влиянием обусловлен отрыв парового пузырька от поверхности нагрева в условиях невесомости, когда ускорение массовых сил ($10^{-4} - 10^{-5}g$). В земных условиях - в направлении, противоположном силе тяжести, вниз от поверхности цилиндрического нагревания. Для такого объяснения используется модель сферического пузырька [12].

При стационарном движении в вязкой жидкости сфера не испытывает сопротивления (парадокс Даламбера). Сопротивление возникает в случае ускоренного движения, поскольку ускоренно движущееся тело вовлекает в движение определенную массу жидкости. Таким образом, ускоренно движущееся тело как бы увеличивает свою массу. Поэтому второй закон Ньютона может быть записан для него в виде

$$F = (m + m_*)dw/dt, \quad (3.35)$$

где m - собственная масса тела; m_* - так называемая присоединенная масса жидкости, вовлекаемой в движение; F - сила, вызывающая ускоренное движение.

Если движущееся тело - газовая полость со сферической оболочкой, то его собственная масса $m \ll m_*$. В этом случае при $\rho'' \ll \rho'$ динамику ускоренного движения определяет присоединенная масса.

В [13] рассмотрена задача о всплытии в вязкой жидкости сферического газового пузырька, расширяющегося по закону $R = A_1 t^n$, (3.36) где A_1 и n - константы.

Пусть пузырек возникает на некотором уровне объёма $h = 0$ в момент времени $t = 0$. Со временем газовый пузырек всплывает за счет гравитационных сил, при этом высота его центра изменяется по закону $h = h(t)$, а скорость всплытия пузырька - $w = dh/dt$. Схема подъема расширяющегося пузырька показана на рис. 3.13а.

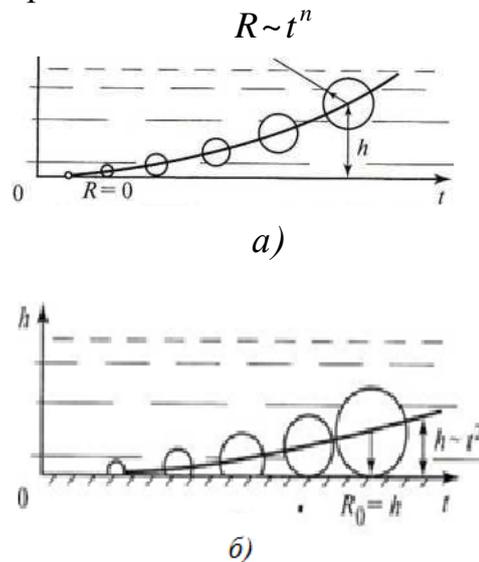


Рис. 3.13. Схема подъема растущего пузырька в объеме жидкости (а) и на твердой поверхности (б) [2]

Принцип Даламбера для такого пузырька: $F_c + F_g = 0$,

где $F_g = (4/3)\pi R^3 g(\rho' - \rho'')$ - массовая сила (сила плавучести), направленная в положительном направлении оси h ; F_c - сила сопротивления, связана с ускоренным движением пузырька.

Из этих соотношений с учетом (3.36) получено уравнение для массовой силы

$$h = g \cdot t^2 / (3n + 1). \quad (3.37)$$

Следовательно, высота центра растущего в объеме жидкости парового пузырька увеличивается во времени по квадратичному закону (рис. 3.13а).

Условие отрыва может быть представлено равенством $h = R_0$, а радиус пузырька в момент отрыва - формулой $R_0 = 2g \cdot t_0^2 / (3n + 1)$, (3.38) где t_0 — время роста пузырька от зарождения до отрыва.

По схеме, приведенной на рис. 3.13б условие отрыва $h = R_0$ означает, что скорость подъема центра пузырька непосредственно в момент отрыва совпадает со скоростью роста пузырька.

В реалии всплытие пузырька начинается фактически сразу после его зарождения, как следует из схемы на рис. 3.13а, и обе рассмотренные схемы отрыва идеализируют реальный процесс.

При отрыве пузырька от обогреваемой стенки уменьшается площадь его поверхности, соприкасающейся с тепловым пограничным слоем на стенке, что приводит с одновременно увеличивающимся объемом пузырька к уменьшению энергетических ресурсов для его роста. Соответственно, показатель степени n в зависимости (3.36) уменьшается.

Время пребывания крупных пузырьков у обогреваемой стенки составляет 100 - 200 мс, что на порядок превышает типичное время роста паровых пузырьков при кипении воды и ряда других жидкостей при давлениях, близких к атмосферному. Крупные пузырьки перед отрывом почти перестают увеличивать свой объем ($n \approx 0$), как следует из рис. 3.13б, вследствие практического отсутствия контакта поверхности пузырька с перегретой жидкостью на обогреваемой стенке.

Отрыв пузырька в условиях невесомости или в направлении против силы тяжести происходит за счет увлечения его жидкостью, первоначально приведенной в движение растущим пузырьком, при сильном падении скорости роста пузырька. Этот эффект будет более сильным, если учесть, что показатель степени n в (3.36) уменьшается во времени по мере истощения энергетических ресурсов роста пузырька.

Используя формулу (3.38) в [2] получено уравнение, связывающее размер пузырька в момент отрыва с реальными параметрами и свойствами жидкости и пара

$$R_0 \approx 1,36 A_2^{4/3} (a^2/g)^{1/3}. \quad (3.39)$$

По формуле (3.39) рассчитываются адекватные значения R_0 при числах Якоба $Ja = 3 - 100$.

3.2.4. Кривые кипения в большом объеме

Как отмечалось, паровая фаза при пузырьковом кипении образуется в виде отдельных паровых пузырьков, зарождающихся в определенных местах теплоотдающей поверхности: центрах парообразования. Каждый центр гене-

рирует паровую фазу с определённой частотой f . Зародившись у данного центра, паровой пузырёк в течение некоторого времени растёт в объёме, а затем отрывается от поверхности и всплывает, увлекая за собой некоторое количество жидкости из пристенной области в основное ядро. Во время своего роста пузырёк, вытесняя жидкость, вызывает её перемещение со скоростью, равной по порядку величины скорости роста радиуса R пузыря $dR/d\tau$. После отрыва пузырька освободившееся пространство заполняется жидкостью, подтекающей к стенке из основного объёма. Когда эта жидкость прогреется до температуры, установившейся в пристенной области, у данного центра зарождается новый пузырёк.

С ростом перегрева пристенного слоя жидкости количество центров парообразования возрастает. Таким образом, процесс генерации пара вызывает интенсивный массообмен в кипящей жидкости и дополнительную турбулизацию пристенной области, что существенно повышает интенсивность теплообмена. При достаточно большом числе действующих на единице поверхности центров парообразования пограничный слой настолько сильно турбулизуется, что значение коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении оказывается значительно выше, чем при конвективном теплообмене в однофазной среде.

Высокие значения коэффициента теплоотдачи, устанавливающиеся при пузырьковом кипении, позволяют отводить от теплоотдающей поверхности тепловые потоки порядка $10^6 \div 10^7 \text{ Вт/м}^2$ при умеренных температурных напорах. Это объясняется тем, что возникает новый, значительно более мощный по сравнению с турбулентным обменом в однофазной среде механизм переноса. При этом основная масса теплоты выносится из пристенного слоя в объём жидкости с паром, находящимся внутри пузырей, т. е. в виде теплоты испарения. Наряду с этим часть теплоты отводится в виде избыточной энthalпии перегретой жидкости, увлекаемой паровыми пузырьками при их отрыве от поверхности.

На рис. 3.14 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q при кипении воды под атмосферным давлением на погруженной поверхности. Участок AB соответствует конвективному теплообмену в однофазной среде в условиях естественной конвекции и описывается уравнением $Nu = c(Gr \cdot Pr)^n$.

Участок CD характеризует **область развитого пузырькового кипения**. Между областью естественной конвекции в однофазной среде и развитого пузырькового кипения имеется **переходная зона**, в которой в паровую фазу генерируют отдельные центры. С увеличением q число центров парообразования быстро растёт, что способствует существенной интенсификации процесса теплообмена. Следовательно $\alpha \sim q^n$, где $n = 0,65 \div 0,75$. Ра-

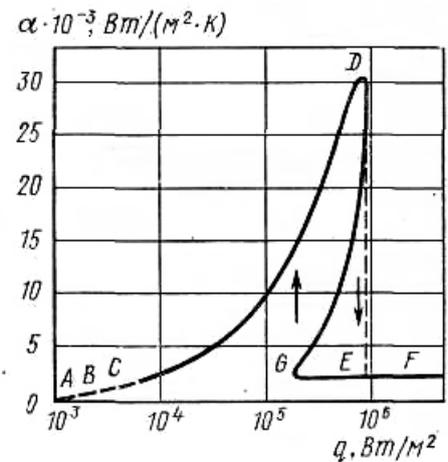


Рис. 3.14. Теплообмен при кипении воды в большом объеме

нее чаще всего использовалась зависимость $\alpha = k \cdot q^{0,7}$, где k – коэффициент, зависящий от свойств жидкости, поверхности нагрева и ряда других факторов.

В точке D возникает **кризис теплообмена**. Он связан с непрерывным ростом числа центров парообразования, приводящим к потере гидродинамической устойчивости жидких плёнок между пузырьками и слиянию отдельных пузырьков в общую паровую плёнку, отделяющую жидкость от теплоотдающей поверхности. Такой режим носит название **плёночного кипения**. Тепловой поток, при котором режим пузырькового кипения переходит в плёночный, называется **первым критическим тепловым потоком**. Переход к плёночному кипению обычно сопровождается резким снижением α , так как в этом случае теплота от поверхности к жидкости передаётся в ядро потока через плёнку пара. Участок GF характеризует область плёночного кипения.

Когда тепловой поток задаётся независимо от условий теплообмена (электрообогрев, огневой обогрев), кризис теплообмена развивается по линии DE . Если при обогреве задана температура поверхности (при конденсации насыщенного пара), то процесс развивается по линии DG (см. рис. 3.14).

Обратный переход от плёночного режима кипения к пузырьковому при снижении теплоподвода происходит при тепловых нагрузках, в несколько раз меньших величины $q_{кр1}$. Этот тепловой поток назвали **вторым критическим тепловым потоком** $q_{кр2}$.

Процесс выглядит иначе, если температуру поверхности регулировать процессом кипения. Плотность теплового потока q при кипении значительно влияет на перегрев стенки относительно температуры насыщения. Зависимость $q(\Delta T)$, представленная на рис. 3.15, называют кривой кипения или кривой Нукияма по имени японского исследователя, впервые описавшего эту зависимость в 1934 г.

Жидкость в обогреваемом сосуде находится при температуре насыщения T_s и давлении p_s . Пластинчатый нагреватель размещен под уровнем жидкости. Гидростатическое давление столба жидкости над нагревателем составляет ничтожную долю от p . По обеим координатным осям используется логарифмический масштаб.

При перегреве стенки относительно T_s , меньшем значения $\Delta T_{н к}$ (начало кипения), достаточного для образования паровых пузырьков, тепло от обогреваемой поверхности отводится свободной конвекцией (рис. 3.15а), а от жидкости - за счет испарения с ее свободной поверхности. В случае турбулентного свободно-конвективного движения зависимость $q(\Delta T)$ имеет вид $q \sim \Delta T^{4/3}$ (участок AB на рис. 3.15).

После начала кипения зависимость $q(\Delta T)$ становится значительно круче. При этом для технических поверхностей нагрева на участке BC зависимость $q(\Delta T)$ имеет вид $q \sim \Delta T^3$.

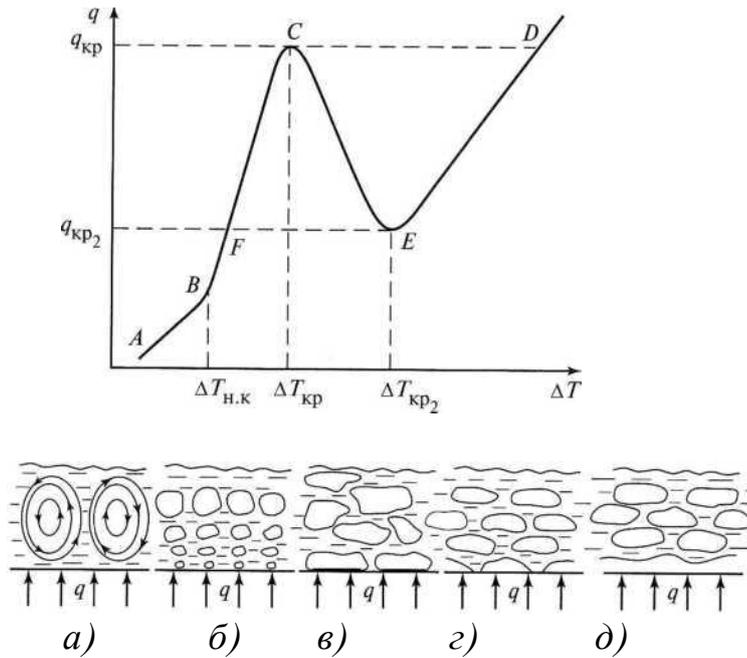


Рис. 3.15. Кривая кипения и схема, представляющая различные механизмы теплообмена при кипении

Структура двухфазной смеси по мере увеличения плотности теплового потока сильно изменяется. При малых q наблюдаются вертикальные цепочки паровых пузырьков, последовательно отрывающихся от достаточно стабильных центров парообразования на стенке (рис. 3.15б).

С увеличением плотности теплового потока соседние паровые пузырьки и в вертикальном, и в боковом направлениях, сливаются. В результате формируется режим сросшихся пузырьков, или паровых пробок, отрывающихся от стенки (рис. 3.15в). Под паровыми конгломератами на обогреваемой твердой поверхности находится жидкая пленка. На рис. 3.15в эта пленка изображена в виде зачерненной полосы. Толщина пленки в случае кипения воды, этанола и метанола при атмосферном давлении лежит в пределах $2 \cdot 10^{-5}$ - $3 \cdot 10^{-4}$ м. В пленке имеется множество разрывов, очень малых по площади сухих пятен, которые, как видно, представляют центры парообразования, сохранившиеся после слияния выросших на них паровых пузырьков.

Взаимозависимость плотности теплового потока и перегрева стенки остается практически неизменной вдоль всего участка BC, который называют **пузырьковым кипением**. На всем протяжении этого участка поверхность нагрева покрыта жидкостью. Суммарная доля площади сухих пятен (центров парообразования) не превосходит 10 %.

Если кривая кипения в эксперименте исследуется при электрическом обогреве твердой поверхности (в условиях непосредственного управления плотностью теплового потока), то при достижении некоторого предельного значения $q = q_{кр}$ (точка C на рис. 3.15) пузырьковый режим кипения резко обрывается. При проведении исследований при подходе к точке C диаграммы даже малое увеличение q в окрестности $q_{кр}$ (обычно 23 % предыдущего значения) приводит к лавинообразному росту площади сухих пятен и образованию сплошной паровой пленки на обогреваемой поверхности.

Новое стационарное состояние (точка D на рис. 3.15) устанавливается в режиме **пленочного кипения**, а сам процесс перехода от пузырькового кипения к пленочному называют **кризисом кипения**. В пленочном режиме тепло передается к межфазной поверхности через паровую пленку путем теплопроводности и однофазной конвекции в паре, а также излучением. Паровая пленка гидродинамически неустойчива, на ее поверхности периодически формируются паровые пузырьки и затем всплывают к свободному уровню жидкости (рис. 3.15 z, d). Коэффициенты теплоотдачи при одних и тех же тепловых потоках при пленочном кипении в $10 - 50$ раз ниже, чем при пузырьковом.

Для воды и многих других высококипящих жидкостей переход к пленочному кипению обычно приводит к термическому разрушению обогреваемой поверхности.

Пленочное кипение наблюдается в стационарном режиме при тепловых нагрузках, как превышающих, так и существенно более низких, чем тепловой поток в точке D . При снижении q этот режим сохраняется до тех пор, пока температура обогреваемой поверхности не снизится до температуры предельного перегрева жидкости. Если такое снижение происходит, то паровая пленка быстро разрушается, наблюдается возврат к режиму пузырькового кипения (переход EF). Этот переход от пленочного кипения к пузырьковому тоже называют кризисом пленочного кипения. Соответствующий этому кризису тепловой поток называют, как отмечалось выше, «вторым критическим», или минимальным тепловым потоком пленочного кипения $q_{кр2}$.

При управлении температурой стенки в стационарном режиме удается исследовать процесс **переходного кипения**. Этому процессу отвечает «неестественная» отрицательная зависимость $q(\Delta T)$, когда с ростом перегрева стенки тепловой поток снижается (участок CE на рис. 3.15). В переходном кипении контакт жидкости со стенкой возможен. Но из-за высокого перегрева стенки жидкость при таких контактах мгновенно вскипает, и образующийся пар снова «отталкивает» ее от стенки. Схема рис. 3.15 z отражает наличие точек контакта жидкости с «горячей» твердой поверхностью.

Вдоль участка CE по мере роста ΔT уменьшается характерное время периодических контактов жидкости со стенкой. При достижении стенкой температуры предельного перегрева жидкости это время снижается до нуля и наступает режим пленочного кипения.

Оба рассмотренных варианта температурного режима поверхности при заданной плотности теплового потока и при заданной температуре поверхности являются предельными. На самом деле, взаимодействие охлаждающей среды и охлаждаемого тела происходят с взаимным влиянием одного на другое. Нормальной реакцией на повышение температуры нагревателя должно быть увеличение теплоотвода, что возвращает нагреватель в стабильное состояние. Если же при этом теплоотдача падает, то это вызывает дальнейший рост температуры нагревателя, т. е. возникает неустойчивость.

3.2.5. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме

Пузырьковое кипение – это основной и широко распространенный в промышленности режим кипения. Многочисленные работы проводятся в поисках эффективных способов интенсификации теплообмена при кипении.

Изучаются влияние микрогеометрии, смачиваемости и теплофизических свойств обогреваемой стенки на парообразование; связи зарождения и роста паровых пузырьков с изменением поля температуры в стенке; распределения пара в жидкости в непосредственной близости от твердой поверхности; структуры и количественных характеристик тонкой жидкой пленки под паровыми пузырями.

Прямое численное моделирование двухфазных систем возможно лишь в отношении некоторых «элементарных» процессов.

Отсутствие замкнутого математического описания процесса делает невозможным однозначность выбора, определяющих теплоотдачу при кипении критериев подобия и построения безразмерного уравнения.

Практически все безразмерные уравнения теплоотдачи при кипении построены по аналогии с однофазной конвекцией, где в качестве основного определяющего числа подобия предлагаются числа Рейнольдса или Пекле, использующих скорость парообразования: $w_0'' = q/(r \cdot \rho'')$. (3.40)

При выводе уравнения, определяющего скорость роста парового пузыря, исходят из балансового соотношения, выражающего равенство приращения массы пара за время $d\tau$ к массе испарившейся за это время жидкости:

$$\rho'' \cdot dv_n = \frac{1}{r} \int_{\tau}^{\tau+1} \int_{F_n}^{n+1} q_n \cdot dF \cdot d\tau ,$$

где v_n и F_n - текущие значения объёма и поверхности пузырька, соответственно; q_n - тепловой поток, передаваемый от жидкости через поверхность пузырька.

$$\text{В окончательном виде получаем } \frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} Ja , \quad (3.41)$$

где $\beta = 5 \div 10$ – коэффициент, зависящий от свойств жидкости и геометрии пузырька; $Ja = \frac{c_p \cdot \Delta t}{r} \frac{\rho'}{\rho''}$ - число Якоба.

Уравнение (3.41) хорошо согласуется с опытными данными при выполнении условия $Ja < 10$.

Скорость роста парового пузырька принимают за определяющую скорость значительно реже.

В отличие от однофазной конвекции при пузырьковом кипении влияние скорости уменьшается с ростом давления из-за высокой плотности пара. При этом интенсивность теплоотдачи увеличивается с ростом давления.

Частота парообразования в процессах теплообмена при пузырьковом кипении имеет важное значение: $f_0 = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2}$, где τ_1 - время роста пузырька до момента отрыва от поверхности; τ_2 - период времени от момента отрыва до момента зарождения нового пузырька.

Произведение $f_0 \cdot d_0$ является некоторой мерой скорости роста пузыря: $f_0 \cdot \sqrt{d_0} = 0,56 \left[\frac{(\rho' - \rho'')}{\rho'} g \right]^{0,5}$, а произведение $f_0 \cdot d_0^3$ – мерой объёмного количества пара, генерируемого каждым центром парообразования в единицу времени: $f_0 \cdot d_0^3 = 588 \left[\frac{\rho' \cdot a^5}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{\frac{1}{3}} J a^{\frac{5}{3}}$.

Интенсивность теплоотдачи при кипении зависит от таких факторов, как смачиваемость, микрогеометрия, теплофизические свойства греющей поверхности, наличие примесей в кипящей жидкости. Установлено, что плотность теплового потока определяется перегревом стенки относительно температуры насыщения, а недогрев жидкости до температуры насыщения при развитом кипении не влияет на коэффициент теплоотдачи.

Собранные данные о теплообмене при пузырьковом кипении [2] показывают невозможность объяснения процесса, опираясь на аналогию с любым процессом однофазной конвекции.

Широкое использование кипения в различных технологиях предопределяет наличие большого числа эмпирических зависимостей. При этом безразмерные корреляции в отсутствии замкнутого математического описания не имеют преимуществ перед простыми размерными формулами, например для воды при p 1 – 40 бар: $\alpha = 3,15 q^{0,7} p^{0,15}$, где q – Вт/м²; p – бар; α – Вт/(м²·К).

Действующие при пузырьковом кипении центры парообразования представляют собой малые сухие пятна на греющей твердой поверхности, размер которых примерно равен радиусу жизнеспособного парового зародыша R_* , определяемого формулой (3.10). Число сухих пятен на единице площади греющей поверхности представляет собой плотность центров парообразования $n_F = C_0 R_*^{-2}$, (3.42) где $l_* = 1/n_F^{1/2} = C_0^{-1/2} R_*$ – среднее расстояние между центрами парообразования; $C_0 \sim 10^{-6} - 10^{-8}$.

Доля поверхности теплообмена, соответствующая контакту пар – стенка при кипении воды под атмосферным давлением, не превышает 1-2 % до значений критической тепловой нагрузки. Поэтому центр парообразования в зоне интенсивного испарения жидкости может рассматриваться как точечный сток тепла высокой интенсивности. На преобладающей части площади теплообменной поверхности между центрами парообразования тепло к жидкости передается конвекцией, также обусловленной процессами парообразования.

Для полного теплового потока при кипении будет справедливо уравнение $q = q_1 + q_2 = Q_{с.п} \cdot n_F$, (3.43) где q_1 – тепловой поток за счет испарения по границам сухих пятен; q_2 – конвективная часть потока тепла; $Q_{с.п}$ – мощность теплового потока от одного центра.

Расчетная схема движения жидкости вокруг центра парообразования приведена на рис. 3.16.

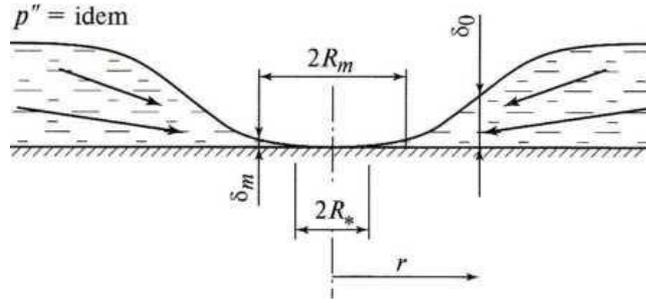


Рис. 3.16. Расчетная схема течения жидкости у границы сухого пятна [2]

На расстоянии R_m от центра парообразования находится зона максимального испарения с толщиной пленки $\delta_m \ll \delta_0$, где δ_0 – средняя толщина «макропленки». Поэтому термическое сопротивление теплопроводности δ_m/λ мало. Рассматривается стационарный процесс, в котором вся приходящая в зону жидкость испаряется теплом, передаваемым стенкой [2].

Ширина области испарения – $r = R_m$. Толщина δ_0 должна иметь значение порядка толщины эффективного теплопроводного слоя жидкости Δ . Течение жидкости в тонкой пленке обусловлено кривизной ее поверхности.

При испарении с поверхности мениска жидкой пленки кривизна поверхности в зоне максимального испарения возрастает и $dH/dr < 0$, а кривизна поверхности пленки уменьшается с удалением от оси симметрии. Из формулы Лапласа $p'' - p'(r) = 2\sigma \cdot H(r)$ при однородном давлении в паре получим

$$dp'/dr = -2\sigma dH/dr. \quad (3.44)$$

Следовательно, движение жидкости к центру парообразования обусловлено градиентом давления, существующим в ней.

Массовый расход жидкости на единицу длины периметра в зоне максимального испарения ($2\pi \cdot R_m$) находится как $G_R = C_1 \cdot \sigma \cdot \delta_m^2 / (v \cdot R_*)$, (3.45)

$$\text{где } \delta_m = C_2 [\lambda \cdot \Delta T \cdot v \cdot R_* / (\sigma \cdot r)]^{0.5}. \quad (3.46)$$

Составляющая теплового потока, обусловленная испарением жидкости по границам центров парообразования, определяется как

$$q_1 = C_3 (\lambda \cdot \Delta T / R_*)^{3/2} (v \cdot \sigma \cdot r)^{1/2}. \quad (3.47)$$

Составляющая q_2 для однофазной конвекции записывается в обычном виде $q_2 = \lambda \cdot \Delta T / \Delta$, (3.48) где Δ – эффективная толщина теплопроводного слоя жидкости на стенке, представляющая часть толщины динамического пограничного слоя на стенке, которая обусловлена пристеночным движением жидкости при парообразовании.

Подставив (3.47) и (3.48) в (3.43) и проведя необходимые преобразования, получим

$$q = 3,43 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^2 \cdot \Delta T^3 / (v \cdot \sigma \cdot T_s) [1 + r \cdot \Delta T / (2R_i \cdot T_s^2)] [1 + (1 + 800B)^{0.5} + 400B], \quad (3.49)$$

$$\text{где параметр } B = r \cdot (\rho'' \cdot v)^{3/2} / [\sigma (\lambda \cdot T_s)^{1/2}]. \quad (3.50)$$

На рис. 3.17 представлено сопоставление расчетных значений по (3.49) с опытными данными, где ордината графика представлена безразмерным коэффициентом теплоотдачи $\tilde{\alpha} = (\alpha/q^{2/3})(v \cdot \sigma \cdot T_s / \lambda^2)^{1/3} [1 + r \cdot \Delta T / (2R_i \cdot T_s^2)]^{-1/3}$.

Из рис. 3.17 следует, что при $B < 10^{-3}$ (область низких давлений) интенсивность теплоотдачи слабо изменяется при изменении параметра B . В области высоких приведенных давлений безразмерный $\tilde{\alpha}$ заметно увеличивается.

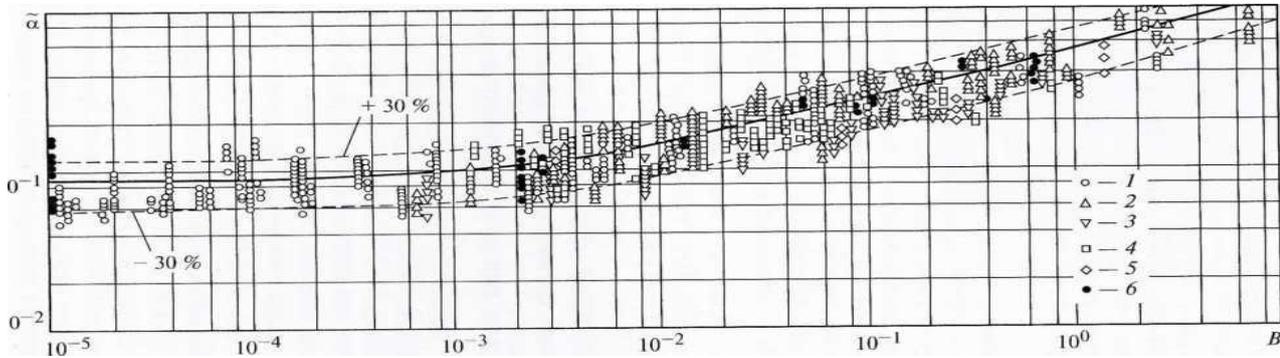


Рис. 3.17. Сравнение результатов расчета по уравнению (3.49) с опытными данными:

1 - вода; 2 - этанол; 3 - бензол; 4 - хладоны; 5 - азот; 6 - метан, этан, этилен

Существует принципиально иной метод построения зависимостей с использованием методов термодинамического подобия для коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении, предложенный В.М. Боришанским (рис. 3.18).

Для термодинамически подобных веществ справедливо единое приведенное уравнение состояния. Соответственно, и область двухфазных состояний для них тоже идентична. Поскольку линия существования двухфазных состояний является одновременно изотермой и изобарой, то для описания процессов, протекающих на линии насыщения, достаточно одного параметра, например p/p_k , который обозначен через π . При этом все физические свойства фаз на линии насыщения являются функциями π . В качестве параметра выбраны величины p/p_* или (π_*) , где $p_* = a \cdot p_k$. Здесь значение a одно и то же для всех сравниваемых подобных веществ.



Рис. 3.18. В. М. Боришанский

Использование подобного подхода позволяет избавиться от необходимости анализировать поведение вещества в критической точке.

Опираясь на полученные результаты, автору стало возможным развить метод для описания теплоотдачи. Для этого использован так называемый **расширенный закон соответственных состояний**, который утверждает, что для групп термодинамически подобных веществ зависимости для исследуемых свойств (рассматриваются лишь явления, протекающие на линии насыщения) могут быть представлены в виде произведения двух функций.

Первая из них - размерная функция, которая для каждого рассматриваемого процесса представляет собой одночлен, построенный из критических констант вещества и газовой постоянной, вторая - универсальная безразмерная функция π .

В.М. Боришанский использовал экспериментально установленную зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока: $\alpha = A \cdot q^{0,7}$, где A - функция физических свойств.

Выражение для α представляет произведение двух функций $\alpha = F_1 \cdot F_2$ (рис. 3.19), где F_1 - функция режимных параметров, F_2 - функция физических свойств.

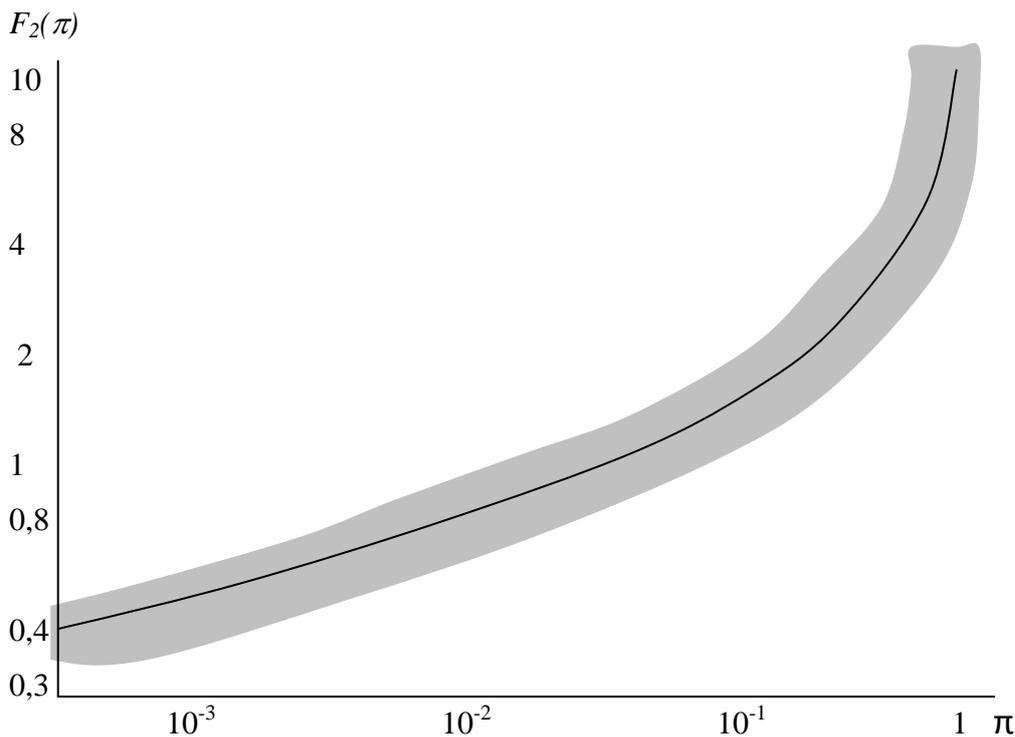


Рис.3.19. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении для 9 различных сред: вода, пентан, гептан, этиловый спирт, бензол, этиловый, метиловый и бутиловый спирты, хладон-12. Ввиду большого количества опытных точек здесь показана лишь зона разброса опытных данных

Предполагая, что все физические свойства, определяющие процесс пузырькового кипения, могут быть представлены в виде функций приведенно-

го давления π , можно записать выражение для α в форме

$$\frac{\alpha/q^{0,7}}{(\alpha/q^{0,7})_p} = F_2(\pi). \quad (3.51)$$

Зависимость (3.51) можно трансформировать в зависимость q (ΔT).

$$\frac{q^{0,3}/\Delta T}{q^{0,3}/\Delta T_{p*}} = F_2(\pi). \quad (3.52)$$

Оперировать величиной теплоотдачи α при столь сильной ее зависимости от температурного напора ΔT , как говорилось выше, не слишком удобно.

При известных критических параметрах среды (хотя бы p_k) и имея величину α хотя бы для одного значения давления (для этой точки должны быть известны температура насыщения и конкретное значение тепловой нагрузки q) можно оценить значения теплоотдачи при пузырьковом кипении для всего диапазона давлений за исключением непосредственной окрестности критической точки.

Приведенный метод определения интенсивности теплообмена в широком интервале давлений применим, если интенсивность теплообмена известна, хотя бы для одного значения давления насыщения.

Теория позволяет снять и это ограничение и получить формулу с точностью до постоянного множителя, который определяется на основании опытов и является своеобразной константой для выбранной группы веществ.

Для примера получения расчетной зависимости в число заданных параметров включим плотность теплового потока q , считая ее единственным режимным параметром, определяющим процесс теплообмена. Тогда, добавляя ее к критическим параметрам среды, с помощью которых моделируется влияние физических свойств, сформируем единственный комплекс, имеющий размерность коэффициента теплоотдачи - $\Pi = (R/M)^m p_k^n \cdot T_k^i \cdot q^j$.

Далее используем теорию размерности для построения формул.

Поскольку размерность коэффициента теплоотдачи определяется как $[\alpha] = \text{Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$, а $[\Pi] = (\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1})^m (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3})^n \text{К}^i (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})^j = \text{Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$, то, принимая джоуль основной размерностью $\text{Дж} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ в первом сомножителе, получим $[\Pi] = (\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{К}^{-1})^m (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3})^n \cdot \text{К}^i \cdot (\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})^j = \text{Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$.

В результате имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} n + j &= 1 \\ -2m - j &= -1 \\ -m + i &= -1 \\ 2m - 3n - 2j &= -2 \end{aligned} \right\}. \quad (3.53)$$

Из системы (3.53) получаем $m = 1/6$, $n = 1/3$, $i = -5/6$, $j = 2/3$.

Отметим, что если показатель степени при q $n=0,7$ найден эмпирическим путем, то близкий к нему показатель $2/3$ получен теоретически. Он соответствует зависимости $q \sim \Delta T^3$, которая наиболее часто используется в настоящее время.

Подставив найденные значения степеней в исходное уравнение, получим следующую зависимость для α :

$$\alpha = A \left(\frac{R}{M} \right)^{1/6} \cdot p_k^{1/3} \cdot T_k^{-5/6} \cdot q^{2/3} \cdot F \left(\frac{P}{P_k} \right),$$

где A константа, а $F \left(\frac{P}{P_k} \right)$ – универсальная функция для данной группы веществ.

Поскольку R по определению постоянна, то зависимость для α с учетом сопоставления с опытными данными принимает вид

$$\alpha = 870 \left(\frac{p_k^{1/3} \cdot T_k^{-5/6}}{M^{1/6}} \right) q^{2/3} \cdot \pi^{0,1} (1 + 4,64 \cdot \pi^{1,16}), \quad (3.54)$$

где p_k – давление, МПа. Для остальных переменных используется система СИ.

Формула (3.54) позволяет оценить теплоотдачу при кипении с точностью 25 - 30 % без какой-либо информации, кроме значений p_k , T_k и молекулярного веса M . Повышения точности можно добиться, разбивая вещества на группы термодинамически подобных веществ, для каждой из которых численное значение коэффициента в формуле (3.54) будет изменяться. Таким образом, показано, что использование термодинамического подобия дает возможность менее трудоемким путем получить необходимые результаты.

К настоящему времени также опубликовано значительное количество различных формул для определения значения α при развитом пузырьковом кипении насыщенной жидкости в условиях естественной конвекции.

Из эмпирических зависимостей, построенных на основе теории подобия, большое распространение получила формула Н.Г. Стюшина [14]:

$$Nu_{\text{исп}} = A [Pe_{\text{исп}} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5}]^n, \quad (3.55)$$

где $Pe_{\text{исп}} = \frac{w_{\text{исп}} \cdot l_0}{a} = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot a} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}};$

при $N = Pe_{\text{исп}} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5} \geq 10^7 \rightarrow A = 3,2 \cdot 10^{-5}; n = 0,75,$

при $5 \cdot 10^5 < N < 10^7 \rightarrow A = 2,65 \cdot 10^{-2}; n = 1/3.$

3.2.6. Кипение на поверхностях с пористыми покрытиями

Как отмечалось, значения коэффициентов теплоотдачи при кипении значительно выше аналогичных коэффициентов при однофазной конвекции. При этом в условиях вынужденной конвекции зависимость интенсивности теплоотдачи от температурного напора слабая. Тепловой поток пропорционален температурному напору, начиная с малых его значений.

Для образования пузырькового кипения в обычных условиях необходимо значение температурного напора $\Delta t \approx 10^{\circ}\text{C}$. Кроме того, по особенностям технологий имеется целый ряд испарительных устройств, где в силу режима работы могут использоваться лишь низкие температурные напоры. Например, в испарителях холодильных машин повышение температурного напора связано с резким ухудшением энергетических показателей установки. В пищевой, целлюлозно-бумажной и химической промышленности повышение перегрева может привести к необратимому изменению свойств нагреваемого продукта.

Одним из направлений решений указанной проблемы является снижение температурного перегрева для начала развития пузырькового кипения. Наиболее эффективным способом достижения этой цели оказалось применение пористых металлических покрытий. Пористая структура достигается как за счет покрытия поверхности трубы тонкими металлическими сетками, так и путем нанесения на поверхность металлического порошка с определенной величиной зерна. При этом на поверхности образуется тонкий пористый слой, в котором за счет капиллярных эффектов обеспечивается интенсивная подпитка поверхности жидкостью и эвакуация пара. Главный эффект состоит в том, что процесс образования поверхностей раздела фаз в значительной части переносится внутрь капиллярной структуры, где требуется меньший перегрев. Так, при кипении Н-бутана на гладкой трубе ($p = 0,127 \text{ МПа}$) устойчивое кипение начиналось лишь при плотности теплового потока $q = 35 \text{ кВт/м}^2$. При кипении на трубе с пористым покрытием устойчивое кипение при тех же параметрах начиналось при $q = 1,5 \text{ кВт/м}^2$, т. е. в 23 раза меньше.

Сравнение кривых кипения для гладких и пористых поверхностей приведено на рис. 3.20.

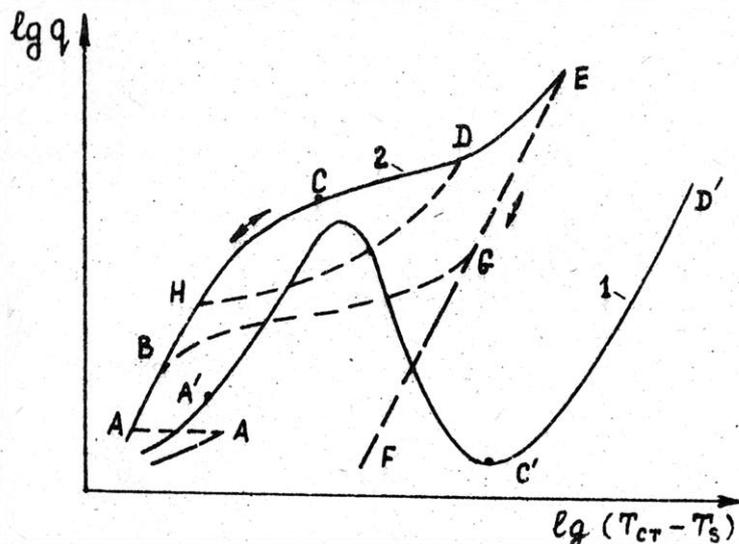


Рис.3.20. Сравнение кривых кипения для гладких и пористых поверхностей: 1 – гладкая, 2 – пористая

Вскипание жидкости на пористой поверхности (точка А) происходит при значительно меньших плотностях теплового потока по сравнению с гладкой. Вместе с тем, закипание происходит с резким падением температурного напора (отрезок $A \text{ ---- } A$). Если пористая поверхность имеет высокую проницаемость, а элементы структуры – высокую теплопроводность, то кривая кипения имеет вид $ABCDE$ (кривая 2). Она лежит выше кривой 1. Точка Е соответствует критической плотности теплового потока (первому кризису), которая обычно заметно выше, чем на гладкой поверхности. Для кривой 2 характерен быстрый рост q с ростом температурного напора $\Delta T = T_{cm} - T_s$ на начальном участке. Затем в районе точки С наклон уменьшается и кривая становится почти горизонтальной (CD). Далее наклон вновь увеличивается (DE). При определенных видах структуры пористого слоя выход пара затруднен, и при снижении q процесс будет осуществляться по линии EGF или EH . На линии EGF коэффициент теплоотдачи определяется термическим сопротивлением пористого слоя. При этом внутри пористого слоя образуется паровая пленка.

При низкой проницаемости пористого слоя переход к режимам с пленкой пара возможен при значениях q существенно меньших, чем при $q_{кр1}$.

Обычно внутри пористой структуры происходит стабильное испарение жидкости, которое обеспечивает весьма высокий уровень теплоотдачи. Например, при кипении воды атмосферного давления на пористой поверхности коэффициенты теплоотдачи могут достигать $200 \frac{\text{кВт}}{(\text{м}^2 \cdot \text{°К})}$.

Наиболее важными характеристиками пористой поверхности являются толщина слоя, количество отдельных наслоений, ширина и протяженность слоевых пор, их размер, что определяется технологией нанесения покрытия.

Для расчета интенсивности теплообмена при кипении жидкости на поверхностях с пористыми покрытиями предложены различные зависимости. Они качественно отражают закономерности явления. Однако при расчете теплообмена по ним возникают значительные сложности при определении эффективной теплопроводности пористого слоя. Вследствие этого расхождения расчетных и опытных значений α могут достигать 100 %.

3.2.7. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках из гладких труб

Поверхность теплообмена ряда технологических испарительных устройств выполняется из горизонтальных или вертикальных пучков труб, размещенных внутри обечайки аппарата. Греющая секция испарителя, погруженная в объем жидкости, образует циркуляционный контур с подъемным движением парожидкостной смеси в межтрубном пространстве пучка и с опускным движением жидкости около кожуха. Условия теплообмена для нижних и верхних участков поверхностей труб пучка – неодинаковые вследствие изменения в них паросодержаний жидкости.

При небольших плотностях теплового потока дополнительная турбулизация пристенной области, возникающая при направленном движении среды, приводит к повышению коэффициента теплоотдачи. При высоких плотно-

стях теплового потока влияние скорости парожидкостной смеси в условиях естественной циркуляции мало.

Более значительная зависимость α от скорости смеси наблюдается при низких давлениях. С понижением давления при $q = const$ уменьшается число действующих на единице поверхности центров парообразования и снижается доля теплового потока, отводимая от поверхности теплообмена в форме теплоты испарения. При этом усиливается влияние конвективного механизма переноса теплоты. Кроме того, с понижением давления возрастает скорость смеси вследствие повышения удельного объема пара.

Опыты показывают, что по абсолютному значению коэффициенты теплоотдачи, полученные на одиночных трубах и на нижних трубах в пучке, практически одинаковы. После шестого ряда интенсивность теплообмена стабилизируется. При числе рядов труб в пучке более десяти среднее значение коэффициента теплоотдачи в пучке не зависит от числа рядов и может быть определено умножением коэффициента теплоотдачи для одиночной трубы $\alpha_{од}$ на поправочный множитель $\varepsilon_{п}$, учитывающий интенсификацию теплообмена в пучке:

$$\alpha_{п} = \alpha_{од} \cdot \varepsilon_{п}, \quad (3.56)$$

где $\alpha_{од}$ рассчитывается по формуле (3.55), $\varepsilon_{п} = 1$ при $N > 10^7$; $\varepsilon_{п}$ - выбирается по рис. 3.21 при $N < 10^7$.

На рис. 3.21 показано, что более заметное влияние относительного шага

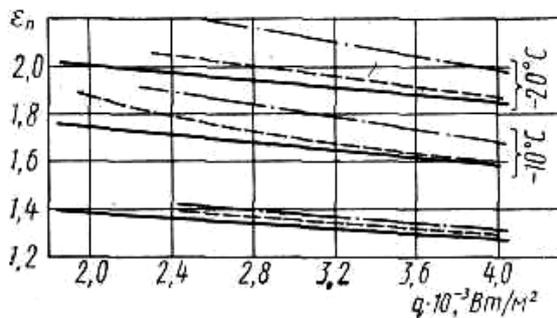


Рис. 3.21. Зависимость коэффициента $\varepsilon_{п}$ от плотности теплового потока q , температуры насыщения $t_{н}$ и относительного шага пучка S/d [14]:

$S/d=1,45$; ---- $S/d=1,3$; - · - · - $S/d=1,15$

пучка S/d наблюдается при низких температурах.

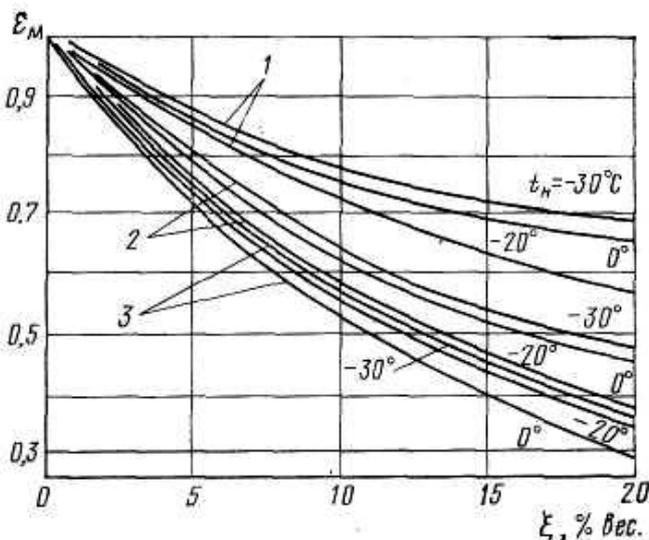


Рис. 3.22. Зависимость $\varepsilon_{м}$ от q , $t_{н}$ и концентрации масла ξ в смеси с фреоном - 22: 1 - $q = 1,8$ кВт/м²; 2 - $q = 5,0$ кВт/м²; 3 - $q = 10,0$ кВт/м²

При $t_n < -20^\circ\text{C}$ рекомендуется принимать значение ε_n таким же, как и при $t_n = -20^\circ\text{C}$. Кипящие в промышленных условиях фреоны содержат до 8-10 % масла, что снижает значение α .

Влияние примеси масла на α учитывается дополнительным поправочным коэффициентом ε_m , значение которого определяется по рис.3.22.

3.2.8. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках из оребренных труб

При малых значениях плотности теплового потока кипение жидкости на поверхности оребренных труб осуществляется с более высокой интенсивностью теплообмена, чем при кипении на поверхности гладких труб. Поэтому оребренные трубы широко применяют в испарителях низкотемпературных холодильных установок.

Основными параметрами, определяющими эффективность ребра при кипении, являются отношение шага ребер S к средней величине просвета между ребрами δ (S/δ) и отношение высоты ребра h к δ .

Визуальные наблюдения процесса парообразования на оребренных трубах показали, что основная масса паровых пузырьков образуется на поверхности трубы у основания ребер, так как здесь устанавливается более высокая температура стенки и создается более высокая ее шероховатость.

Малое расстояние между трубами и большая высота ребра ухудшают условия отвода пара, что приводит к ухудшению теплоотдачи.

При кипении фреонов на пучках с оребренными трубами среднее значение коэффициента теплоотдачи рассчитывается по формуле [15]:

$$\alpha_{\text{ср}} = C_{\text{пуч}} \cdot q_{\text{оп}}^{0,5} (p \cdot 10^{-5})^{0,25} \varepsilon_{n,p}, \quad (3.57)$$

где для: $C_{\text{пуч}} = 18,4$ и $32,4$ для фреона-12 и фреона-22, соответственно; $q_{\text{оп}}$ – плотность теплового потока, отнесенная к единице поверхности трубы с учетом оребрения; p – давление; $\varepsilon_{n,p}$ – поправочный множитель на число труб в пучке n_p , находится по рис. 3.23.

— $t_n = -20^\circ\text{C}$; - - - - $t_n = -10^\circ\text{C}$
 При $n_p > 10$ $\varepsilon_{n,p} = 1,0$.

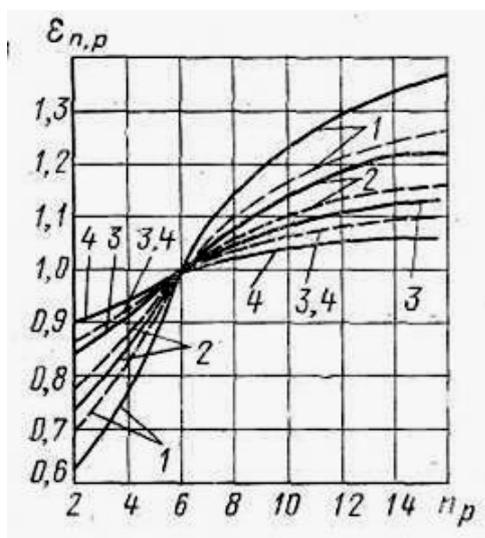


Рис.2.23. Значение $\varepsilon_{n,p}$ при кипении фреона-12 на пучке оребренных труб:

1 - $q_{\text{оп}} = 0,5 \text{ кВт/м}^2$; 2 - $q_{\text{оп}} = 1,0 \text{ кВт/м}^2$;
 3 - $q_{\text{оп}} = 1,98 \text{ кВт/м}^2$; 4 - $q_{\text{оп}} = 3,03 \text{ кВт/м}^2$;
 — $t_n = -20^\circ\text{C}$; - - - - $t_n = -10^\circ\text{C}$

3.2.9. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме

При рассмотрении кривых кипения введено понятие критической тепловой нагрузки. Для ее определения С.С. Кутателадзе (рис. 3.24) предложил так называемую **гидродинамическую модель кризиса кипения**.

Рассматривался двухфазный граничный слой над обогреваемой поверхностью, на которой образуются пузырьки пара. Влияние вязкости пренебрежимо мало. Динамический напор пара, образующегося на поверхности нагрева, имеет порядок $\rho'' \cdot (w'')^2$. Оттеснение жидкости от поверхности нагрева возможно при высоких значениях указанного динамического напора. В этом случае подпитка пристенного слоя жидкостью прекращается, а двухфазный слой теряет устойчивость. Возникает паровая пленка, и теплоотдача резко падает.



Рис. 3.24. С.С. Кутателадзе

Работу оттеснения жидкости от стенки можно считать равной $g \cdot \delta(\rho' - \rho'')$, где δ - толщина возникающего парового слоя. Порядок этой толщины из соображений размерности считался аналогичным введенной выше лапласовой постоянной $\delta \sim \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho' - \rho'')}} \cdot$

Поскольку в рамках рассматриваемой модели возникновение кризиса (потеря устойчивости двухфазного пузырькового слоя)

равновероятно в любой точке поверхности, то соотношение двух рассматриваемых величин принято постоянным числом, т. е.

$$\frac{\rho'' \cdot (w'')^2}{g \cdot \delta(\rho' - \rho'')} \sim \frac{\rho'' \cdot (w'')^2}{\sqrt{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')}} = \text{const} \quad . \quad (3.58)$$

Извлекая корень квадратный из полученного выражения, получен критерий устойчивости

$$k = \frac{w''_{\text{кр}} \cdot \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')}} \quad . \quad (3.59)$$

Условием потери устойчивости будет $k = \text{const}$.

Критическая скорость парообразования при кипении найдена как

$$w''_{\text{кр}} = \frac{q_{\text{кр}}}{\rho'' \cdot r} \quad . \quad (3.60)$$

Тогда окончательно получено

$$q_{\text{кр}} = k \cdot r \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')} \quad . \quad (3.61)$$

Значение константы определялось как экспериментально, так и теоретически и находится в пределах 0,13 - 0,16.

3.3. Кипение жидкости в трубах и каналах

При кипении жидкости в трубах и каналах паровые пузыри, образующиеся на теплоотдающей поверхности, испытывают дополнительное по сравнению с кипением в большом объеме динамическое воздействие со стороны потока жидкости и парожидкостной смеси. Под влиянием этих факторов меняются значения локальных характеристик процесса парообразования, что оказывает влияние и на интенсивность теплообмена.

Значение коэффициента теплоотдачи в условиях направленного движения кипящей жидкости определяется соотношением между интенсивностью механизмов теплообмена, обусловленных процессом парообразования и конвективного теплообмена в однофазной среде, определяющегося режимом течения двухфазной среды.

3.3.1. Режимы течения адиабатного двухфазного потока

Режимы течения адиабатного двухфазного потока приведены на рис. 3.25 – 3.27, где рассмотрены качественные карты для трех вариантов направления движения потока относительно вектора силы тяжести: горизонтального, восходящего и нисходящего.

На плоскости $w_{ж} - w_{г}$ в логарифмических координатах построены границы режимов по результатам эксперимента и теоретическим путем, где $w_{ж}$ - скорость жидкой и $w_{г}$ - газовой фаз.

Карты режимов носят качественный характер, так как точное положение границ определяется помимо приведенных скоростей еще целым рядом параметров.

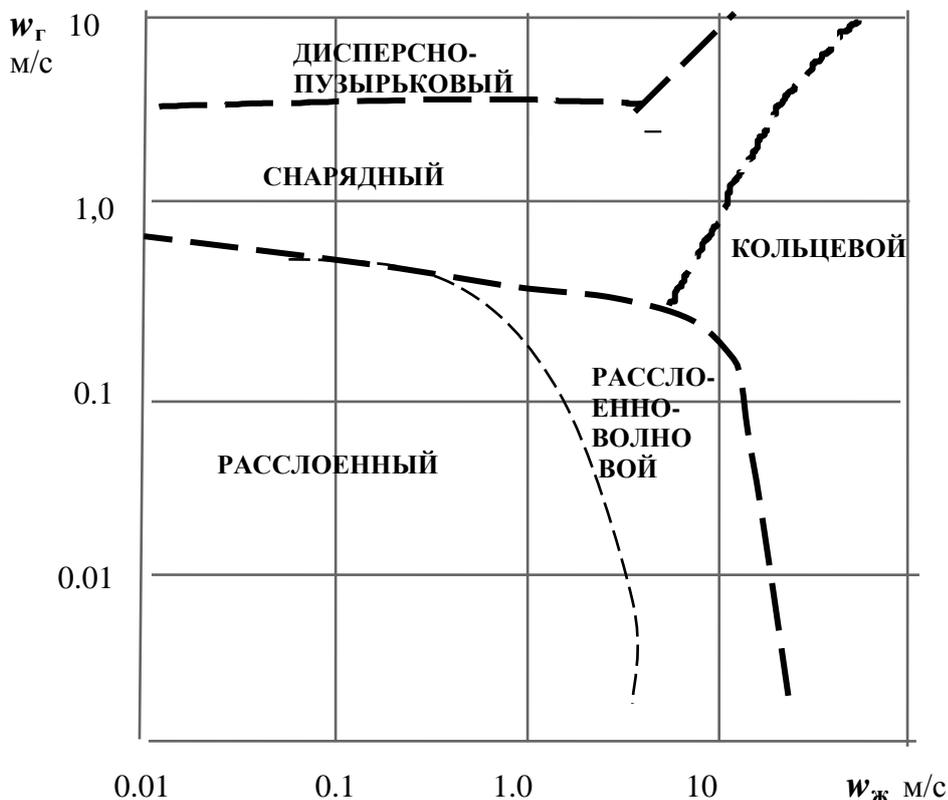


Рис.3.25. Режимы течения для горизонтального двухфазного потока

При горизонтальном течении двухфазного потока и низких скоростях жидкой фазы $w_{ж}$ возникает расслоенное течение (рис. 2.15), которое состоит из потока жидкости, текущего вдоль нижней образующей трубы, и потоком газа, занимающего остальную часть поперечного сечения.

С ростом $w_{ж}$ на поверхности жидкости возникают волны, и расслоенное течение переходит в расслоенно-волновое. При увеличении скорости газовой фазы $w_{г}$ амплитуда волн возрастает настолько, что их вершины достигают верхней образующей трубы и в результате образуется так называемый **снарядный режим**, характеризующийся чередованием в верхней части трубы удлиненных пузырьков и жидкостных прослоек между ними. При малых значениях $w_{ж}$ этот режим также может образовываться, но размер пузырьков, прилегающих к верхней образующей, будет относительно невелик. С дальнейшим ростом $w_{г}$ крупные пузырьки уже не могут существовать и возможен лишь **пузырьковый режим**. Наконец, с дальнейшим ростом $w_{ж}$ происходит переход к **кольцевому режиму**, при котором жидкость распределена по стенке трубы, а газ занимает ядро потока, и далее – к **дисперсно-кольцевому**, когда заметная часть жидкости оказывается диспергированной в газовом ядре.

Карта режимов для вертикального **восходящего двухфазного потока** приведена на рис.3.26, на которой видно, что при малых расходах газовой

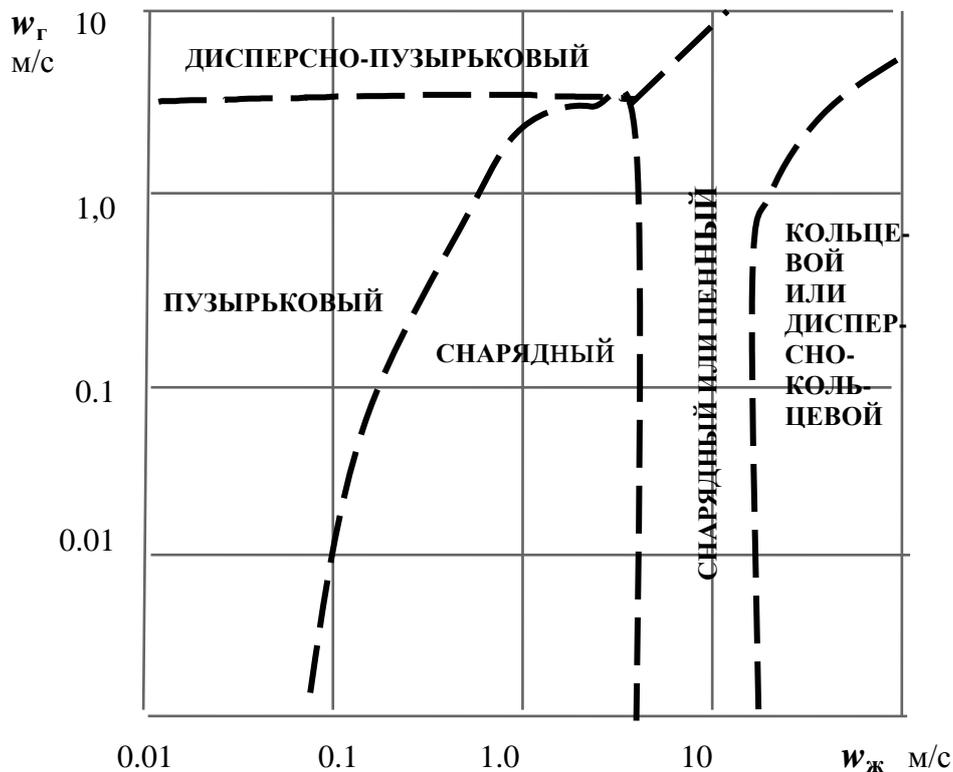


Рис.3.26. Режимы течения для восходящего двухфазного потока

фазы формируется пузырьковый режим течения, который с ростом расхода жидкой фазы переходит в дисперсно-пузырьковый, т. е. пузырьки диспергируются и становятся очень мелкими. При увеличении $w_{ж}$ и умеренных $w_{г}$ осуществляется переход сначала к снарядному, а затем – к дисперсно-

кольцевому режиму или непосредственно, или через так называемый пенный режим, который отличается от снарядного предельной насыщенностью газом жидкостных перегородок между крупными пузырьками.

Снарядный режим для вертикального канала отличается от горизонтального тем, что образовавшаяся структура обладает симметрией относительно оси трубы.

Отклонения оси трубы от вертикали не нарушают качественную карту, приведенную на рис.3.26, если они невелики. При значительных отклонениях трубы от вертикали область пузырькового режима при умеренных w_{Γ} исчезает.

На рис.3.27 показана карта режимов течения для **нисходящего двухфазного потока**.

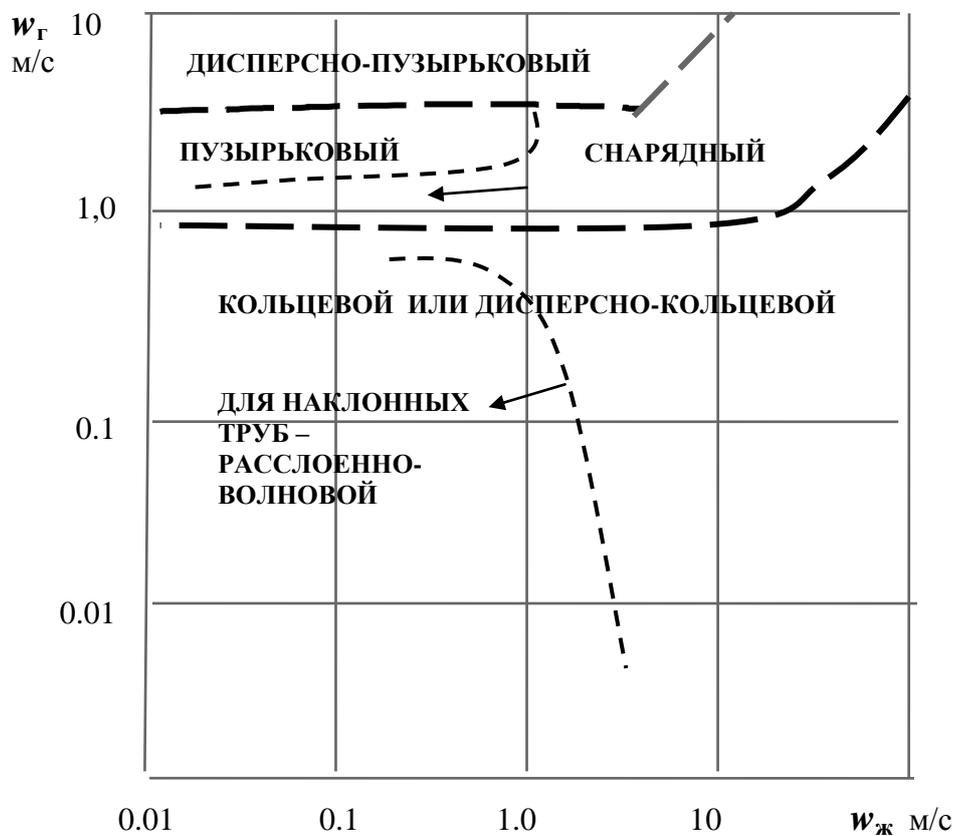


Рис.3.27. Режимы течения для нисходящего двухфазного потока; границы, возникающие при отклонении от вертикали

Основной особенностью этого режима является то, что область кольцевого потока занимает всю нижнюю часть карты. При отклонениях от вертикали возникает область расслоенно-волнового течения, которая расширяется с ростом этих отклонений, а между областями пузырькового и расслоенно-волнового течения появляется зона снарядного, или пенного течения.

3.3.2. Режимы течения и теплоотдача при кипении восходящего обогреваемого двухфазного потока в вертикальных трубах

Течение восходящего обогреваемого двухфазного потока находится в условиях непрерывного увеличения расхода паровой фазы при постоянном объеме канала. При этом режимы течения зависят от теплофизических свойств жидкости и пара, от размеров и положения трубы в пространстве, а также и от условий ее обогрева. Визуальные наблюдения и киносъемка показали, что в вертикальных парогенерирующих трубах существуют режимы течения с различными механизмами передачи теплоты (рис. 3.28).

Жидкость, как правило, поступает в канал недогретой до состояния насыщения, поэтому требуется определенное количество теплоты и времени для доведения ее до этого состояния. Участок 1 является **участком течения однофазной среды** (жидкости), и теплообмен на этом участке определяется условиями конвекции в однофазной среде: $Nu = f(Re; Gr; Pr)$.

В обогреваемом канале генерация пара начинается значительно раньше достижения средней температуры жидкости температуры насыщения T_n . Пузырьки пара образуются на стенке, когда ее температура несколько превышает T_n . Поэтому участок 2 называется **участком поверхностного кипения**. Положение сечения, где начинают зарождаться пузырьки, зависит от плотности теплового потока и массовой скорости теплоносителя. Оно носит название сечения начала кипения (н.к.), а соответствующее ему значение относительной энтальпии обозначается как $x_{нк}$. При достижении определенного размера пузырёк сносится потоком, оставаясь сначала на стенке, а затем отрываясь от нее. В зависимости от величины недогрева жидкости пузырёк либо конденсируется в ближайших слоях потока, либо может проникать в его ядро. При этом происходят турбулизация пограничного слоя и усиление перемешивания в ядре потока, интенсифицирующие теплообмен. В этом случае на механизм передачи теплоты турбулентным обменом накладывается влияние механизма передачи тепла за счет парообразования.

Участки 1 и 2 называют **зоной экономайзерного течения потока**.

По мере прогрева пристенного слоя процесс генерации пара интенсифицируется, и в конечном итоге уровень теплоотдачи становится практически равным теплоотдаче при пузырьковом кипении. При переходе от участка 2 к участку 3 устанавливается режим **развитого пузырькового кипения** (р.к.), и соответствующее значение относительной энтальпии обозначается как $x_{рк}$. Значения величин $x_{нк}$ и $x_{рк}$ - отрицательны. Для определения $x_{нк}$ и $x_{рк}$ рекомендуются использовать следующие зависимости:

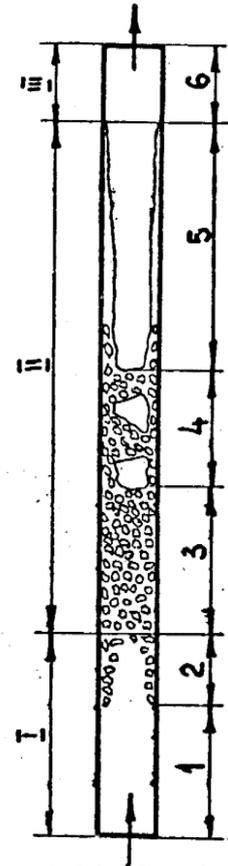


Рис. 3.28. Структура потока при кипении жидкости внутри вертикальной трубы

$$x_{\text{HK}} = -\frac{q \cdot c_p}{r \cdot \alpha_k}; \quad (3.62)$$

$$x_{\text{PK}} = -140 \left(\frac{q}{r \cdot \rho \cdot w} \right)^{1,1} \left(\frac{\rho \cdot w \cdot d}{\mu'} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,2}. \quad (3.63)$$

По формуле (3.62) рассчитывают паросодержание у поверхности теплообмена, достигшей температуры насыщения.

В режиме развитого кипения турбулизация ядра жидкости паровыми пузырями настолько сильна, что отвод теплоты от стенки полностью определяется этим механизмом. Коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан как при кипении жидкости в большом объеме, например, с помощью уравнения (3.55). Результаты расчета будут справедливы, если скорость жидкости не превысит нескольких метров в секунду. В противном случае влияние конвективного теплообмена проявится и при положительных паросодержаниях.

При умеренных скоростях жидкости любая зависимость для коэффициента теплоотдачи на участке 2 должна быть интерполяционной между конвективным коэффициентом теплоотдачи α_k и величиной $\alpha_{\text{PK}}(1 - x_{\text{PK}}/x_{\text{CT}})$. Смысл поправочного множителя состоит в том, что на участке 2 температурный напор определяется как разность температуры стенки и средней температурой потока, в то время как при развитом кипении насыщенной жидкости

$$q = \alpha_{\text{PK}} (T_{\text{CT}} - T_{\text{H}}). \quad (3.64)$$

При переходе от температур к относительным энтальпиям получим поправочный множитель $(1 - x_{\text{PK}}/x_{\text{CT}})$.

Одной из возможных форм такой интерполяции является зависимость

$$\alpha_{\text{ПК}} = \alpha_k \left[\frac{q}{\frac{q}{\alpha_{\text{PK}}} - \frac{x_{\text{PK}} \cdot r}{c_p}} - \alpha_k \right] \cdot \left(\frac{x - x_{\text{HK}}}{x_{\text{PK}} - x_{\text{HK}}} \right)^n. \quad (3.65)$$

На участке 3 можно использовать формулу для развитого кипения

$$q = \alpha_{\text{PK}} (T_{\text{CT}} - T_{\text{H}}).$$

Преимуществом формулы (3.65) является наличие предельных переходов к вынужденной конвекции и к развитому кипению при соответствующих значениях x .

Общий характер зависимости коэффициента теплоотдачи от тепловой нагрузки при умеренных скоростях циркуляции и от скорости циркуляции при различных уровнях тепловой нагрузки представлен на рис. 3.29, из которой следует, что α увеличивается при увеличении как скорости циркуляции, так и тепловой нагрузки.

При достижении потоком температуры насыщения и низком уровне паросодержаний устанавливается пузырьковый режим. В этих условиях пар движется в потоке жидкости в виде отдельных пузырьков небольших диаметров $\sim 1 - 3$ мм, диапазон которых зависит от диаметра трубы. В этих условиях можно пользоваться следующим правилом:

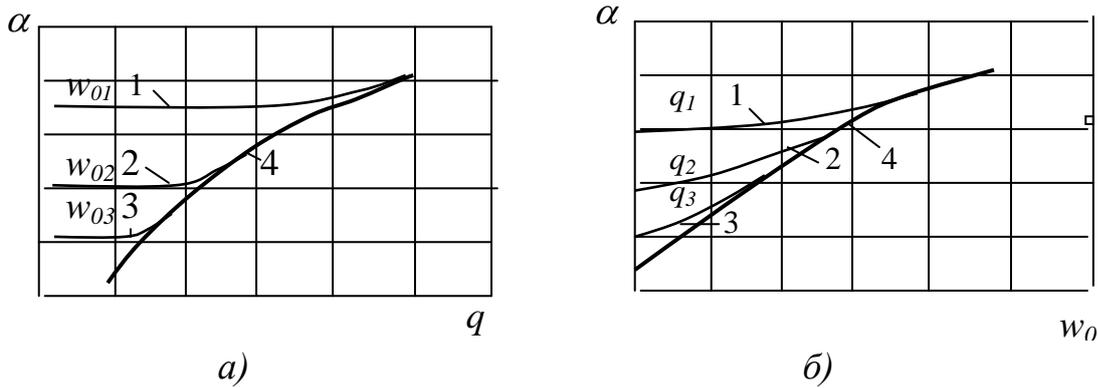


Рис.3.29. Качественный характер изменения теплоотдачи при кипении в трубах в зависимости от скорости циркуляции и тепловой нагрузки:
 а - 1, 2, 3 – вынужденная конвекция; 4- развитое кипение; $w_{01} > w_{02} > w_{03}$;
 б - 1, 2, 3 – кипение; 4- вынужденная турбулентная конвекция; $q_1 > q_2 > q_3$

при $\alpha_w > 2$; $\alpha_q \rightarrow \alpha = \alpha_w$; при $\alpha_q > 2$; $\alpha_w \rightarrow \alpha = \alpha_q$, где α - действительный коэффициент теплоотдачи при кипении в вынужденном потоке жидкости; α_w - коэффициент теплоотдачи при однофазной конвекции, определяемый скоростью потока w_0 ; α_q - коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении в большом объеме, который может быть рассчитан по формуле (3.55).

С увеличением паросодержания пузыри сливаются в крупные образования, которые могут занимать большую часть сечения канала, называемые снарядами. Снаряды разделяются прослойками жидкости, в которых так же, как и при пузырьковом режиме, диспергированы небольшие пузырьки пара. Теплоотдача в этом случае может быть рассчитана, как при пузырьковом кипении жидкости. Участок 4 на рис. 3.28 называется **участком снарядного течения**. Эксперименты по исследованию структуры пароводяных потоков с помощью лазерного излучения показали, что снарядный режим в обогреваемых каналах возникает не всегда, а лишь при небольших тепловых нагрузках. Одновременно обнаружилось, что интенсивная генерация пара на стенке не дает возможности сформироваться снарядному течению. При кипении в условиях насыщения и повышенных давлениях снарядный режим при вертикальном течении практически отсутствует. Интенсивная генерация пузырьков на стенке приводит к переходу пузырькового режима через область пенного в дисперсно-кольцевой режим. Следовательно, граница дисперсно-кольцевого сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей фаз.

С дальнейшим увеличением паросодержания снаряды сливаются между собой и устанавливается **кольцевое течение** (см. рис.3.28), при котором пленка жидкости движется по периметру трубы вдоль её стенки, а пар по центру канала. Однако чисто кольцевого течения при восходящем движении не существует, так как в паровом стержне в центре трубы движется некоторая часть жидкости в виде отдельных капель.

Дальнейшее возрастание паросодержания приводит к **дисперсно-кольцевому** режиму течения пароводяной смеси, когда значительная или

даже бóльшая часть жидкости распределена по всему сечению трубы и движется в виде потока капель. Дисперсно-кольцевой режим реализуется в наиболее широком интервале паросодержаний. При низких давлениях скорость парожидкостной смеси в ядре потока может быть значительной. Поэтому на механизм передачи тепла за счет парообразования накладывается влияние конвекции в парожидкостной среде. Теплоотдача на этом участке может быть рассчитана по формуле ЦКТИ:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{б.о}}} = \sqrt{\left(\frac{\alpha_{\text{к}}}{\alpha_{\text{б.о}}}\right)^2 + 0,5 \left(1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{r \cdot w_{\text{см}} \cdot \rho'}{q}\right)^{1,5}\right)}, \quad (3.66)$$

где $\alpha_{\text{б.о}}$ рассчитывается по (3.55). $\alpha_{\text{к}} = \sqrt{\alpha_{\text{в.к}}^2 + \alpha_{\text{б.о}}^2}$ $\alpha_{\text{в.к}}$ - теплоотдача при вынужденной конвекции.

Как видно, каждый участок трубы с одним из перечисленных режимов течения характеризуется одним или несколькими механизмами передачи теплоты, определяющими интенсивность теплоотдачи. Выделить в настоящее время каждый из этих участков, особенно в производственных условиях, и построить для них свои зависимости сложно. Поэтому распространение получают зависимости, учитывающие усредненную интенсивность теплообмена по всей части поверхности трубы, где существует развитое кипение.

Переход от режимов с малым паросодержанием к режимам с большим паросодержанием неявным образом учитывается формулой (3.65), но и в ней границы режимов не фигурируют. В приведенной формуле, как и в большинстве других, описывается лишь монотонный рост коэффициента теплоотдачи с ростом паросодержания при имеющихся исключениях из этого правила.

Приведенная в этом разделе структура может считаться укрупненной, поскольку в ней не учитывается наличие переходных режимов, существующих в более узком диапазоне параметров, а также соответствующих им изменения поведения теплоотдачи.

В зарубежной литературе исследователем С. Дж. Кандликармом получены являющиеся наиболее популярными следующие формулы:

$$\left. \frac{\alpha_b}{\alpha_c} \right|_{bd} = (1-x)^{0,8} [0,668 C_0^{-0,2} f_0 + 1058 B_0^{0,7} F]; \quad (3.67)$$

$$\left. \frac{\alpha_b}{\alpha_c} \right|_{cd} = (1-x)^{0,8} [1,136 C_0^{-0,9} f_0 + 667,2 B_0^{0,7} F]. \quad (3.68)$$

Формулы получены на базе сочетания общего подхода и использования поправок для отдельных жидкостей. Основными безразмерными симплексами, используемыми в зависимостях (3.67) и (3.68), являются

$$C_0 = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0,5}; \quad B_0 = \frac{q}{G \cdot r}. \quad (3.69)$$

Второй из симплексов (3.69) является относительной скоростью парообразования. Параметр F в формулах (3.67, 3.68) приведен в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Параметр F в формулах (3.67, 3.68) от вида жидкости для медных труб

Жидкость	F	Жидкость	F
Вода	1,0	R-124	1,90
Пропан	2,15	R-125	1,10
R-12	1,50	R-134a	1,63
R-22	2,20	R-142a	1,10
R-32	1,20	R-410a	1,72

Наиболее известной из отечественных является расчетная зависимость

Л.С. Стермана:
$$\frac{Nu_{кип}}{Nu_{б,к}} = 6150 \cdot N^{0,7}, \quad (3.70)$$

где $N = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{C_p \cdot T_n} \right)^{0,333}$. При $N \leq 0,4 \cdot 10^{-5} \rightarrow Nu_{кип} = Nu_{б,к}$;

$Nu_{б,к}$ - рассчитывается по уравнениям для течения однофазной жидкости.

3.3.3. Нисходящий двухфазный поток в вертикальных трубах

В зависимости от заполнения трубы жидкостью ее гравитационное течение может осуществляться в двух вариантах: при полностью заполненном сечении и течении жидкости в пленке (кольцевой режим).

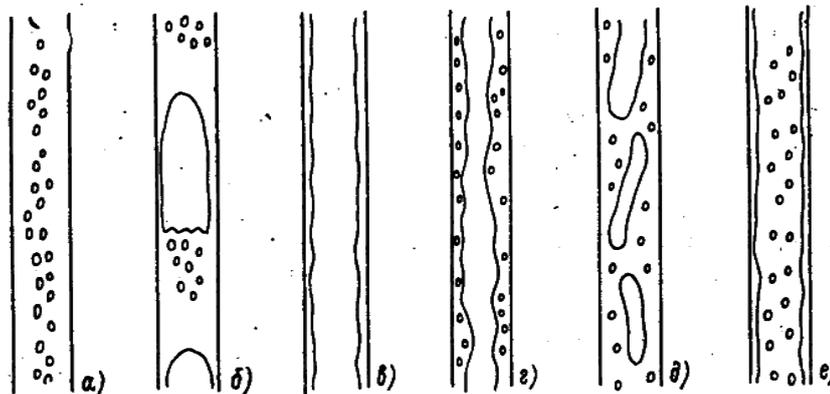


Рис. 3.30. Нисходящий поток в вертикальной трубе:

а - пузырьковый; *б* - снарядный; *в* - падающая пленка; *г* - кипящая падающая пленка; *д* - пенный; *е* - дисперсно-кольцевой

В отличие от восходящего режима течения в условиях развитого пузырькового кипения, при котором пузырьки распределены по всему сечению трубы, при нисходящем пузырьковом потоке паровые пузырьки концентрируются вокруг оси трубы (рис. 3.30*а*). В этих условиях скорость пара ниже скорости течения жидкости и доля сечения, занятая паром (паросодержание), выше, чем при подъемном движении.

С увеличением парообразования пузырьки образуют большие образования - пробки, имеющие форму снарядов. Этот снарядный режим течения (рис. 3.30б) более устойчив, чем при подъемном течении.

Существует несколько областей при кипении в пленке (рис. 3.30): переходная область, где начинается образование отдельных паровых пузырьков; область развитого пузырьчатого кипения, где перенос тепла связан с образованием паровых пузырьков, и область пленочного кипения, в которой паровая пленка, образуемая на стенке, отбрасывает от стенки пленку жидкости. Границы областей весьма условны и определяются физическими свойствами жидкостей, состоянием поверхности, давлением, плотностью орошения и рядом других факторов.

Кольцевой режим течения в зависимости от разности температур Δt на участке стенка-пленка может иметь несколько модификаций. Пленочный, когда при малых расходах жидкости и газа, пленка жидкости стекает вниз по стенке трубы (рис. 3.30в). В этом режиме, в области свободной конвекции, или поверхностного испарения коэффициент теплоотдачи может превышать коэффициент теплоотдачи при кипении в большом объеме. Режим испарения существует при малых плотностях тепловых потоков ($q < 4000 \text{ Вт/м}^2$). Теплота от греющей поверхности переносится через слой жидкости к свободной поверхности испаряющейся жидкостной пленки. В этих условиях при малых значениях плотностей орошения Γ и тепловой нагрузки q перенос тепла происходит в основном за счет теплопроводности. Поэтому α зависит от толщины пленки δ и Γ . При этом наблюдается снижение α с ростом Γ вследствие увеличения толщины пленки.

С ростом Re ламинарный режим течения переходит в ламинарно-волновой. При $Re > 20$ на поверхности жидкости появляются видимые волны, которые в дальнейшем меняют свой характер, растут амплитуда и частота волн, усиливается турбулизация жидкости, приводящая к уменьшению толщины пристенного пограничного слоя. В результате увеличивается конвективный перенос теплоты и возрастает коэффициент теплоотдачи.

В области поверхностного испарения падающей пленки теплоотдача описывается зависимостями для конвективного турбулентного течения жидкостей:

$$Nu = c \cdot Re^m \cdot Pr^n.$$

На рис. 3.31 показано экспериментально полученное распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по длине трубы при гравитационном течении испаряющейся пленки жидкости. На рис. 3.31 видно, что в пределах 20 см длины экспериментальной трубы расположен начальный участок, характеризующийся уменьшением α . Далее следует участок стабилизированного теплообмена.

С ростом тепловой нагрузки q и разности температур Δt увеличивается количество зародышей, которые могут быть активированы, устанавливается режим течения пузырьковой падающей пленки (рис. 3.30г). На поверхности нагрева в центрах парообразования происходит бурное образование паровых пузырьков, диаметром $\approx 1 \text{ мкм}$, оказывающих перемешивающее воздействие по всей длине обогреваемого участка в пристенном пограничном слое,

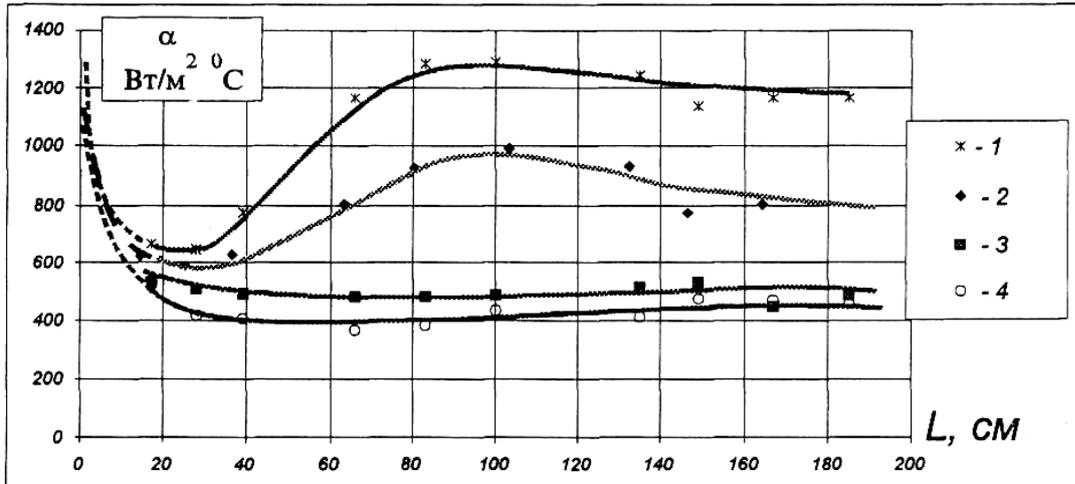


Рис. 3.31. Распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по длине трубы при малых числах Re при гравитационном течении пленки жидкости: 1 - $Re = 3045$, 2 - $Re = 430$, 3 - $Re = 255$, 4 - $Re = 182$ [8]

толщиной $\approx 0,06$ мм. Перегретый относительно всей массы жидкости слой создает условия для роста пузырей. Необходимая степень перегрева, требуемая для роста парового пузыря, определяется по уравнению

$$\Delta t_{пер} = (2\sigma/R)T_{н}/(r \cdot \rho'')$$

Теплота передается от стенки теплоотдающей поверхности к жидкости, а затем от жидкости к наружной поверхности парового пузырька. С ростом количества паровых пузырьков возрастает α . При подъеме, росте паровых пузырей и их отрыве происходит усиленное перемешивание жидкости в пристенном слое. Пульсирующее течение жидкости в местах отрыва паровых пузырей способствует уменьшению и частичному разрушению ламинарного слоя, что приводит к снижению термического сопротивления слоя и усилению конвективной составляющей переноса теплоты. При этом интенсивно разрушается переходная зона на границе жидкость - пар. В этой области пузырькового кипения главное влияние на теплоотдачу оказывает плотность теплового потока. Плотность орошения влияет меньше, чем в случае поверхностного кипения, хотя с ростом Re растет турбулизация пленки.

При $Re = 1600 - 2000$ режим течения становится турбулентным, когда α зависит от пленочного числа Re и меньше - от плотности теплового потока. Число Re может быть найдено как $Re = 4\Gamma\sqrt{v} = d_{эк} \cdot w_{ср} / \nu = 4\delta_{ср} \cdot v$, (3.71) где $\Gamma_v = G_v / \Pi$ - объемная плотность орошения [$m^3 / (с \cdot м)$]; Π - смоченный периметр орошаемой стенки;

$$Re = 4\Gamma/\mu, \quad (3.72)$$

где Γ - массовая плотность орошения [$кг / (с \cdot м)$]; $d_{эк} = 4f_{пл} / \Pi = 4\delta_{ср}$; $f_{пл}$ - площадь поперечного сечения потока пленки; $\delta_{ср}$ - средняя толщина пленки, при которой $Re_{ср} = \delta_{ср} \cdot w_{ср} / \nu$, где $w_{ср}$ - средняя скорость течения.

При $Re > Re_{кр}$ усиливается турбулентная теплопроводность пленки

$\varepsilon_q = \lambda_T / (\rho \cdot c_p)$, но в то же самое время возникающие турбулентные вихри могут привести к увеличению турбулентной вязкости $\varepsilon_s = \mu_T / \rho$ и возрастанию толщины пленки δ .

В этой области коэффициент теплоотдачи зависит от условий возникновения и роста паровых пузырьков, которые определяют тепловая нагрузка, состояние поверхности, свойства жидкости, ширина щели распределительного устройства, давление и длина трубы, а также ряд других факторов.

Для описания процесса теплообмена в условиях гравитационного течения потока, кроме критериев Nu , Re , Pr , используются безразмерные комплексы, учитывающие плотность теплового потока, давление, ускорение силы тяжести и т. д.

В качестве определяющего размера при поверхностном испарении используют либо толщину пленки δ , либо приведенную ее толщину $(v^2/g)^{1/3}$; для случая пузырькового кипения - величину, связанную с размером парового пузырька $l = [\sigma/g \cdot (\rho_{ж} - \rho_{п})]^{0,5}$.

Из-за сложности определения δ_{cp} в качестве определяющего размера часто используют линейный комплекс $\theta = (v^2/g)^{1/3}$; безразмерный параметр толщины пленки Нуссельта $N = \delta_{cp} (g/v^2)^{1/3}$, или безразмерную толщину пленки $\delta^+ = \delta_{cp}^{3/2} \cdot g^{1/2} / v = N^{3/2}$. При этом средняя скорость течения $w_{cp}^+ = \delta_{cp}^{3/2} \cdot g^{1/2} / 3v$.

Критерий Фруда, характеризующий влияние сил тяжести на движение жидкости, определяется как $Fr = w_{cp}^2 / (g \cdot d_{эк}) = g \cdot \delta_{cp}^2 / v^2$.

Известно, что между числом Рейнольдса Re_δ и критерием Фруда Fr_δ существует взаимосвязь:

для гладкой ламинарной пленки - $Re_\delta = 3Fr_\delta$;

для волнистой ламинарной пленки - $Re_\delta = 4Fr_\delta$;

для турбулентной пленки - $Re_\delta = (Fr_\delta / 12,1)^{5/2}$.

С дальнейшим повышением тепловой нагрузки кипение пленки в условиях достаточного расхода жидкости переходит в пенный режим - (см. рис. 3.30д), который при развитом парообразовании может перейти в дисперсно-кольцевой режим - (рис. 3.30е).

Теплоотдача в каждом конкретном случае, как при кипении, так и при течении однофазной среды, определяется условиями протекания процесса: режимом течения двухфазного потока, его теплофизическими свойствами и т. д., которые учесть при выполнении исследования практически невыполнимо.

Средняя теплоотдача для жидкости, гравитационно стекающей в пленке по поверхности трубы, может быть рассчитана по формуле [16]

$$Nu_{м.ж} = (0,165 Re_{ж}^{0,16} - 0,4) Pr_{ж}^{0,34} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_a, \quad (3.73)$$

где $Nu_{м.ж} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}$ - модифицированное число Нуссельта; $\varepsilon_a = 0,8 \div 1,0$ - поправочный коэффициент.

Уравнение справедливо при $Re > Re_{кр}$. $Re_{кр} = 2200Pr^{-0.3}$.

3.3.4. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах

При кипении в трубе, как при кипении в большом объеме, в определенных случаях происходит кризис теплоотдачи. В связи с трудностью определения ϕ в промышленных установках, его высокими значениями и практической неизменностью при достижении $\phi > 90\%$ на большей части кипящей трубы, в настоящее время механизм кризиса кипения принято анализировать в координатах $q_{кр} - x_{кр}$. В этих координатах может охватываться весь интервал существования двухфазного потока в трубе, включая кипение недогретой жидкости. На рис.3.32 изображены три участка зависимости

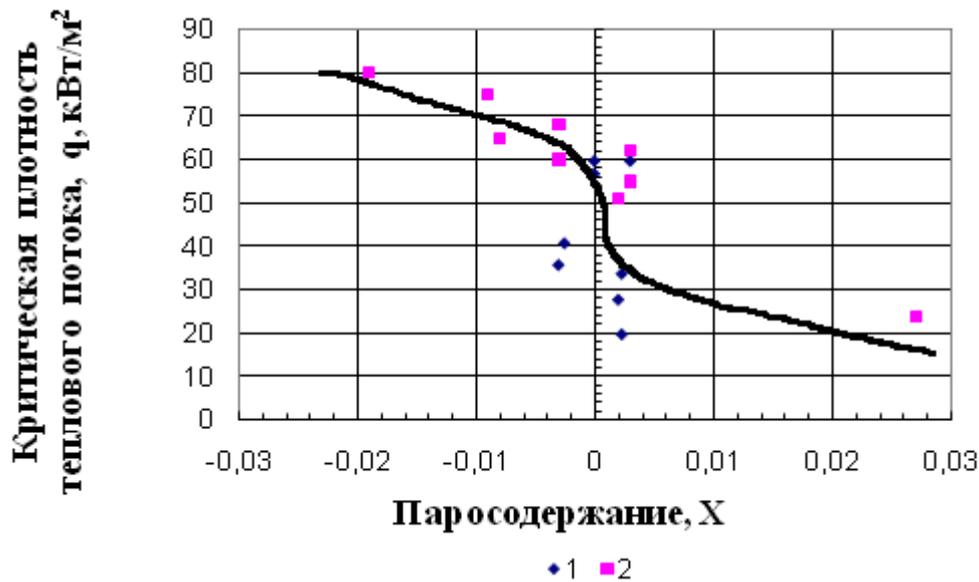


Рис.3.32. Зависимость паросодержания от $q_{кр}$ при кипении черного сульфатного щелока и водного предгидролизата: $w_o = 0,015 - 0,025$ м/с; $rw = 25$ кг/(м²с); 1 - $B < 30\%$; 2 - $B > 30$ абсолютно сухих веществ (а.с.в.) [8]

критической плотности теплового потока от паросодержания при кипении в каналах, определенные В.Е. Дорощуком [17].

Первый участок *ABCD* соответствует кризису 1-го рода с убывающей зависимостью критической плотности теплового потока от x и характеризующийся потерей устойчивости кипящего двухфазного слоя. Этим участок *ABCD* напоминает кризис кипения в большом объеме. Участок находится в области, представляющий зависимость критической плотности теплового потока от отрицательных или невысоких положительных паросодержаний недогретой жидкости. Границей этого вида кризиса в области положительных значений паросодержаний является граничное паросодержание $x_{гр}^0$.

Второй участок *DE* при $x_{гр}^0$, где кривая *ABCD* сменяется вертикальной линией *DE*, отвечающей уравнению $x_{гр}^0 = const$, соответствует кризису кипения 2-го рода. Этот кризис, существующий при дисперсно-кольцевом течении, определяется значением критического паросодержания $x_{гр}^0$ и возни-

кает в результате испарения кипящей пристенной жидкой пленки. Этот вид кризиса не зависит от плотности теплового потока и может образоваться при любом значении q . Происхождение этого вида кризиса связано с высыханием неорошаемой микропленки в области дисперсной структуры потока.

Третий участок EG соответствует кризису выпаривания, возникающему при образовании так называемых сухих пятен, т. е. участков поверхности, где отсутствует жидкость. Поскольку плотность теплового потока на этом участке мала, то сильного перегрева поверхности, приводящего к ее разрушению, не возникает. При $q < q_E = q_{гр}^o$ на микропленку будут выпадать капли из ядра потока. Поэтому в обогреваемой трубе микропленка будет высыхать при более высоком паросодержании по сравнению с $x_{гр}^o$ [18]. Это паросодержание называют $x_{ор}$, а кризис при данном паросодержании – кризисом орошения (см. рис. 3.32 - линия EG).

3.3.5. Закризисный теплообмен

После возникновения кризиса кипения поверхность теплообмена осушается. При этом жидкость присутствует лишь в ядре потока в диспергированном (капельном) виде. Исключение составляет закризисный режим в сильно недогретом потоке, в котором жидкость образует жидкостное ядро.

Процесс закризисного теплообмена качественно представляется в следующем виде.

Теплоотдающая поверхность сохраняет температуру существенно выше температуры насыщения. В этом случае поверхность не может быть смочена жидкостью. Теплота от поверхности теплообмена при этом передается непосредственно пару или каплям жидкости, попадающим в пристенный слой, через паровой зазор. Пар, получая теплоту от поверхности, перегревается относительно температуры насыщения и передает часть аккумулированной теплоты каплям, которые начинают испаряться.

Передача теплоты от теплоотдающей поверхности в местах расположения сухих пятен равна теплоотдаче от чистого пара.

3.3.6. Теплоотдача при кипении растворов

Зависимость коэффициента теплоотдачи от режимных параметров и свойств раствора при его кипении значительно сложнее, чем при кипении однокомпонентных жидкостей вследствие воздействия на теплообмен концентрации растворенного вещества. Теплоотдача при кипении растворов, как правило, существенно ниже, чем при кипении чистых растворителей при тех же условиях. Снижение коэффициента теплоотдачи происходит пропорционально росту концентрации растворенного вещества. При этом показатель степени у плотности теплового потока в уравнениях теплоотдачи также меняется в зависимости от концентрации раствора.

В процессе кипения при одной и той же разности концентраций у поверхности пузырька и в основном объеме жидкости $\Delta b = c_n - c$, превышение температуры насыщения у поверхности пузырька над ее значением в основном объеме $\Delta T_n = T_{нп} - T_n$ с ростом концентрации становится больше. Ве-

личина $\Delta T_n = \Delta T_d$ называется избыточной температурной депрессией, так как определяет дополнительное снижение температурного напора при кипении, связанное с повышением реальной концентрации вблизи поверхности пузырька вплоть до насыщения ($C_n = C_{нас}$). Если этому условию удовлетворяет значение $C = C_1$, то для некоторого раствора при изменении исходной концентрации от $C = C_1$ до $C = C_{нас}$ величина $\Delta T_n = T_{нп} - T_n$ будет уменьшаться при постоянном значении $T_{нп}$ (рис. 3.33).

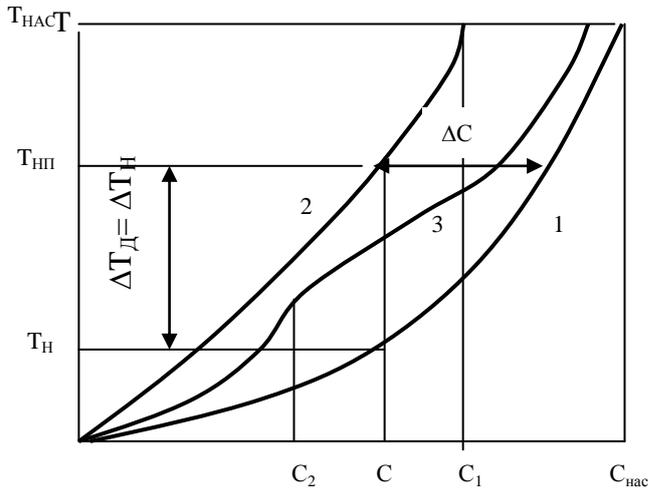


Рис.3.33. Зависимость температуры насыщения от концентрации раствора: 1 – в основном объёме (T_n); 2 – у поверхности испарения ($T_{нп}$); 3 – реальная качественная зависимость $T_{нп}$ от c [14]

При кипении в условиях вынужденного течения растворов происходит наложение механизмов турбулентного обмена и диффузионных процессов, что приводит при повышении скорости к слиянию кривых 2 и 3.

Из кривых, приведенных на рис. 3.34 [14], видно, что при концентрации α , $\text{кВт/м}^2 \cdot \text{град}$

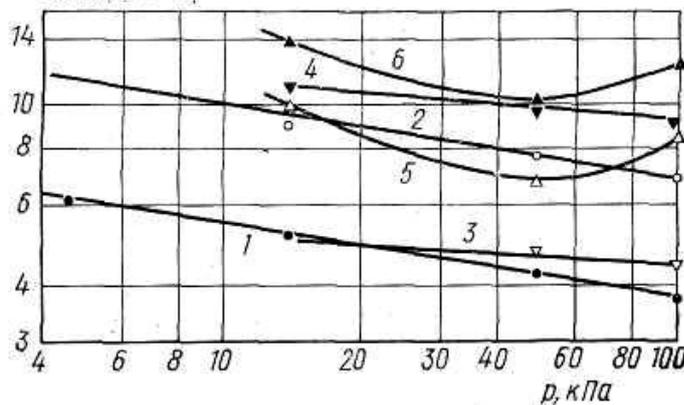


Рис.3.34. Влияние давления на коэффициент теплоотдачи при кипении водного раствора LiBr в большом объёме:

- 1 – $C=50\%$, $q=53-57 \text{ кВт/м}^2$;
- 2 – $C=50\%$, $q=134 \text{ кВт/м}^2$;
- 3 – $C=25\%$, $q=53,5 \text{ кВт/м}^2$;
- 4 – $C=25\%$, $q=134 \text{ кВт/м}^2$;
- 5 – $C=10\%$, $q=90 \text{ кВт/м}^2$;
- 6 – $C=10\%$, $q=140 \text{ кВт/м}^2$

$C = 50\%$ коэффициент теплоотдачи к кипящему водному раствору LiBr непрерывно уменьшается при увеличении давления от 4,0 до 100 кПа . При $C = 25\%$ этот эффект выражен слабее, а при $C = 10\%$ уменьшение α наблюдается только при давлениях, меньших 50 кПа . При $p > 50 \text{ кПа}$ зависимость α от p для раствора этой концентрации оказывается такой же, как и при кипении однокомпонентных жидкостей.

Зависимость $\alpha = f(C)$ для растворов KBr , NaCl , LiCl , показанная на рис. 3.35, представляет собой непрерывно убывающую с ростом концентрации

растворенного вещества функцию. При кипении растворов NaOH , NaNO_3 и Na_2CO_3 кривые $\alpha=f(C)$ проходят через минимум, резко выраженный для раствора NaOH и значительно слабее для растворов NaNO_3 и Na_2CO_3 .

Сложный характер зависимостей $\alpha = f(q, p, C)$ при кипении растворов объясняется различием их физико-химических свойств и, как следствие, особенностями протекания процесса. В частности, у поверхности теплообмена в области растущих пузырьков формируется концентрационный пограничный слой (КПС), где концентрация раствора больше, чем в основном объеме.

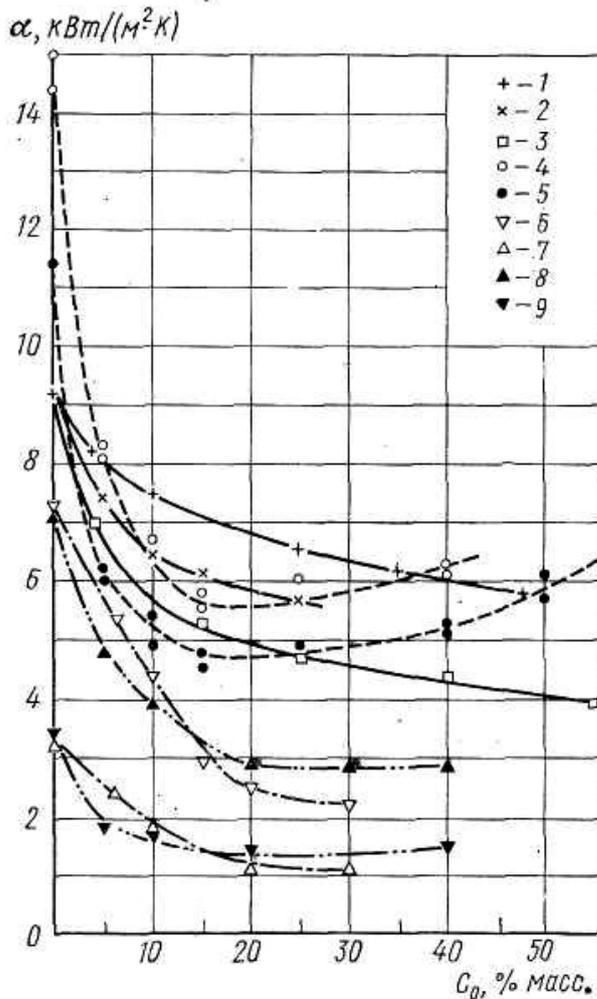


Рис. 3.35. Зависимость α от C при кипении водных растворов в большом объеме [1]: 1, 2, 3 – соответственно KBr , NaCl , LiCl : $q=95 \text{ кВт/м}^2$, $p=1,6 \cdot 10^5 \text{ Па}$; 4, 5 – NaOH : $q=125$ и 77 кВт/м^2 , $p=1,0 \cdot 10^5 \text{ Па}$; 6, 7 – Na_2CO_3 : $q=51,7$ и $13,8 \text{ кВт/м}^2$, $p=1,0 \cdot 10^5 \text{ Па}$; 8, 9 – NaNO_3 : $q=51,7$ и $13,8 \text{ кВт/м}^2$, $p=1,0 \cdot 10^5 \text{ Па}$

Повышение концентрации в пределах КПС объясняется тем, что в паровую фазу преимущественно переходит лишь растворитель. Поэтому в пределах КПС концентрация раствора изменяется от максимального значения у поверхности образования пузырей до исходного значения. Градиенты химических потенциалов, возникающие в концентрационном поле, вызывают встречные потоки компонентов раствора в направлении нормали к поверхности раздела фаз. Частицы растворителя движутся к поверхности пузыря, а частицы растворенного вещества – из КПС вглубь раствора. Следует отметить, что такая картина движения наблюдается при отсутствии или слабо выраженном эффекте термодиффузии.

Таким образом, возникает неоднородное концентрационное поле с встречными потоками растворителя и растворенного вещества, которые определяются как диффузией, так и термодиффузией.

Температура насыщения у поверхности пузырька $t_{\text{нп}}$ при повышении концентрации нелетучего вещества в растворе стремится превысить температуру насыщения в объеме раствора $t_{\text{н}}$ на величину $\Delta t_{\text{н}} = t_{\text{нп}} - t_{\text{н}}$. Следовательно, при испарении раствора в паровой пузырь радиусом R разность температур жидкости у поверхности пузырька и в основном объеме должна быть определена в виде суммы двух составляющих $(\Delta t_{\text{ж}}) = \Delta t + \Delta t_{\text{н}}$. Одна из них, Δt обусловлена эффектами Лапласа и Томсона, а другая, $\Delta t_{\text{н}}$ - ростом концентрации у поверхности пузырька. Повышение температуры кипения в зоне зарождения и роста паровых пузырей приводит к снижению перегрева жидкости у теплоотдающей поверхности, уменьшению числа активных зародышей паровой фазы, скорости роста, частоты отрыва паровых пузырей и снижению интенсивности теплообмена.

Значение $\Delta t_{\text{н}}$ зависит от разности концентраций ΔC в пределах КПС, а также от крутизны кривой на рис. 3.33, определяющей вид функции $t_{\text{н}}=f(C)$. При одинаковом ΔC значение $\Delta t_{\text{н}}$ будет большим при большей $dt_{\text{н}}/dC$.

ΔC возрастает при увеличении массовой скорости испарения $\rho''w_0$, которая пропорциональна плотности теплового потока q .

С увеличением диффузии разность концентраций в КПС уменьшается. Чем меньше значение D , тем ниже оказываются α .

Турбулентный обмен также способствует снижению ΔC , поэтому при кипении растворов в условиях вынужденного движения с ростом скорости w разность концентраций ΔC уменьшается.

В табл. 3.2 [14] представлены коэффициенты диффузии разбавленных и концентрированных водных растворов.

Таблица 3.2

Коэффициенты диффузии разбавленных и концентрированных водных растворов электролитов при $t - 25^\circ\text{C}$

Раствор	Бесконечно разбавленный раствор $c=0,0 \dots$	$D \cdot 10^9, \text{ м}^2/\text{с}$				
		Концентрация c , моль/л				
		0,1	0,5	1,0	2,0	3,0
KBr	2,016	1,87	1,88	1,97	2,13	2,28
KCl	1,993	1,844	1,85	1,892	1,999	2,112
NaCl	1,610	1,483	1,474	1,484	1,516	1,565
LiCl	1,366	1,260	1,27	1,30	1,360	1,43
LiBr	1,377	1,270	1,32	1,40	1,540	1,65
MgSO ₄	0,849	—	—	—	—	—
NaNO ₃	1,568	—	—	—	—	—
NH ₄ NO ₃	1,929	1,769	1,724	1,690	1,633	1,578

В работе [14] приведено уравнение для расчета повышения концентрации на границе раздела фаз

$$\Delta C = 1,1284 \rho'' \cdot w_0 \sqrt{\tau/D}. \quad (3.74)$$

Как видно из уравнения (3.74) ΔC пропорциональна $\rho'' \cdot w_0$ и обратно пропорциональна \sqrt{D} . Следовательно, процесс переноса массы вещества, обусловленный испарением, оказывает большее влияние на ΔC , чем процесс переноса молекулярной диффузией.

При вынужденном движении жидкости депрессирующее воздействие диффузионных процессов снижается в результате наложения турбулентного обмена.

Зависимости α от q при кипении воды и водных растворов KBr , $NaCl$ и $LiCl$ в вертикальной медной с луженой поверхностью трубе внутренним диаметром $d=6$ мм показаны на рис. 3.36 [14].

Значения α определены при паросодержаниях потока, близких к нулю и давлении $p=1,6 \cdot 10^5$ Па. При кипении в условиях вынужденного движения зависимости $\alpha = f(C)$ для представленных на рис. 3.37 растворов, так же как и

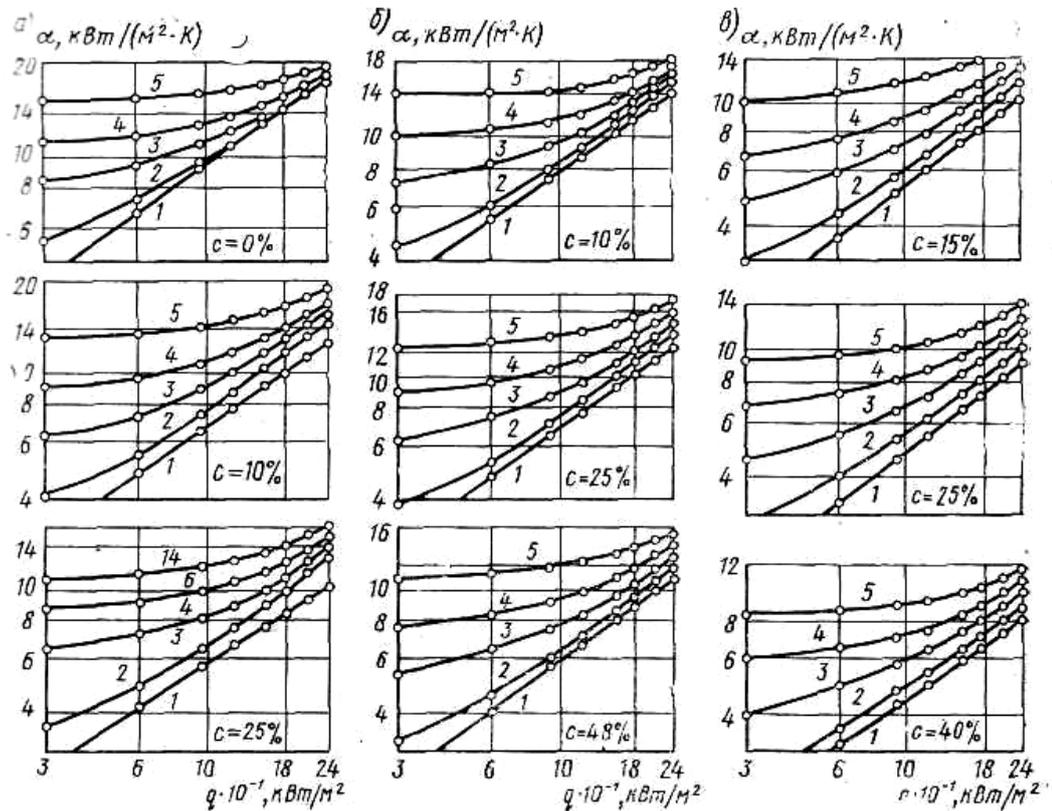


Рис. 3.36. Зависимость α от c , w_0 и q при кипении растворов $NaCl$ (а), KBr (б) и $LiCl$ (в), $p=1,6 \cdot 10^5$ Па: 1 - большой объем; 2 - $w_0=0,6$ м/с; 3 - $w_0=1,2$ м/с; 4 - $w_0=1,8$ м/с; 5 - $w_0=2,7$ м/с; 6 - $w_0=2,4$ м/с (кипение в трубах)

при кипении в большом объеме, расположились соответственно значениям производных $\partial t_H / \partial C$ и коэффициентов диффузии. Влияние скорости циркуляции на α при кипении водных растворов сильнее, чем при кипении воды. Ин-

тенсивность теплообмена повышалась при увеличении их скорости циркуляции и α были выше, чем при кипении в большом объеме.

Зависимость $\alpha = f(w_0)$ усиливается при увеличении концентрации растворов, но оказывается различной для разных растворов. Меньше всего w_0 влияет на α при кипении воды. Затем с увеличивающимся влиянием скорости следуют растворы *KBr*, *NaCl* и *LiCl*.

Объяснение приведенным результатам может заключаться в следующем. Теплота из пристенной области при пузырьковом кипении отводится в основное ядро потока механизмом турбулентного обмена и в форме теплоты испарения. При $q = const$ с ростом турбулентности (скорости) потока уменьшается перегрев жидкости в пристенной области и уменьшается число активных зародышей паровой фазы, ухудшаются условия для зарождения и роста паровых пузырей.

С увеличением турбулентности кипящих растворов, в отличие от однокомпонентных жидкостей, изменяется динамика процесса парообразования, интенсифицируются процессы переноса в КПС, уменьшается Δt_H и, соответственно, повышается интенсивность теплообмена.

При увеличении абсолютных значений избыточной температурной депрессии наблюдается рост влияния w_0 при кипении растворов.

3.3.7. Теплоотдача при кипении восходящего потока пенного раствора

Исследования по теплообмену при выпаривании пенообразующего раствора проведены на установке, представляющей однопроходный и однотрубный выпарной аппарат (ВА) с паровым обогревом [8]. В качестве рабочих растворов использовались черный сульфатный щелок, водный предгидролизат и вода. Черный сульфатный щелок является отработанным варочным раствором древесины и состоит из 1/3 неорганики, включающей 70 % *Na(OH)* и 30 % *Na₂SO₄*, и 2/3 органических веществ. Исследования проводили в диапазоне изменения режимных параметров, соответствующих работе промышленных выпарных станций. Концентрацию растворов на входе в кипятельную трубу изменяли от 0 до 50 % абсолютно сухого вещества (а.с.в.). Давление греющего и вторичного паров менялось в интервале от 0,175 до 0,335 МПа и от 0,081 до 0,13 МПа, соответственно. Скорость раствора на входе в кипятельную трубу w_0 изменяли от 0,013 до 0,4 м/с. Температуру раствора на входе в трубу поддерживали равной 96 °С. При этих условиях плотность теплового потока изменялась в пределах $q = 5 - 120$ кВт/м². Конструкция стенда позволяла выдерживать геометрическое и тепловое подобие относительно промышленных ВА целлюлозно-бумажного производства (ЦБП).

На рис. 3.37 – 3.39 графически представлены изменения некоторых характеристик теплообмена по длине кипятельной трубы в процессе кипения растворов для различных тепловых и гидродинамических режимов по данным работ [8] и [19].

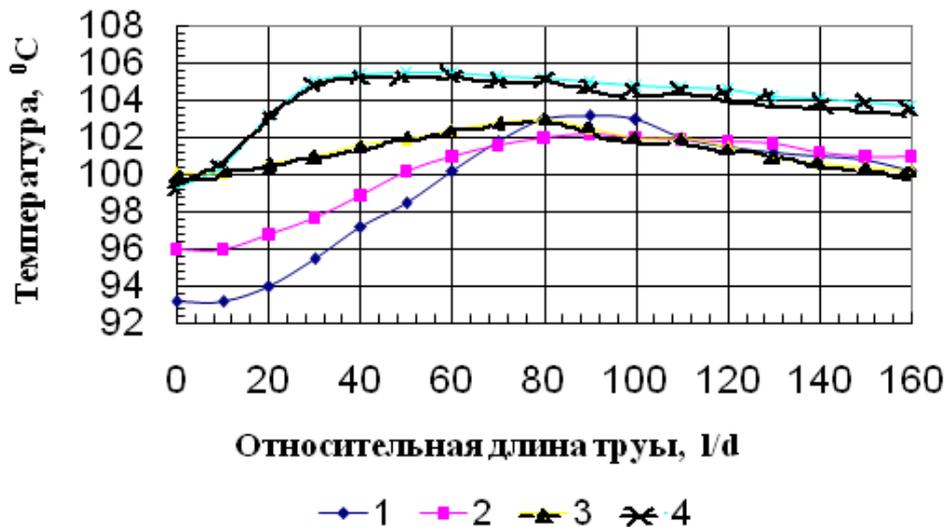


Рис. 3.37. Изменение температуры двухфазного потока по длине трубы: 1 – вода; 2 – водный предгидролизат; 3 – сахарный раствор [19]; 4 – раствор черного сульфатного щелока; 1, 2, 4 - [8]

Температура растворов, как видно на рис. 3.37, повышалась до значения температуры насыщения, соответствующей давлению в точке закипания, после чего снижалась до температуры насыщения перед выходом парорастворной смеси из трубы. Прогрев пенообразующего раствора (сульфатного щелока) до температуры насыщения осуществлялся быстрее других растворов при меньшей плотности подводимого теплового потока.

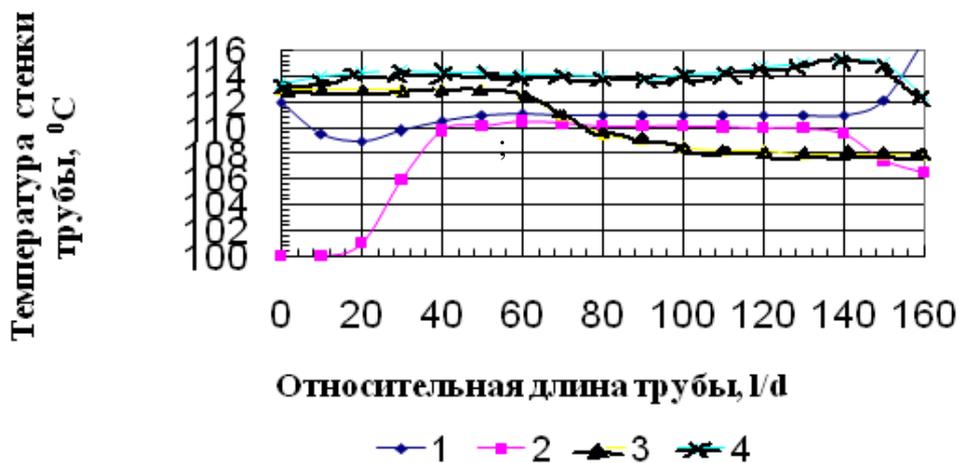


Рис. 3.38. Изменение температуры стенки кипящей трубы при кипении различных растворов: 1 – вода; 2 – водный предгидролизат; 3 – сахарный раствор [19], 4 – раствор черного щелока; 1, 2, 4 - [8]

Температура стенки трубы, согласно рис. 3.38, при начале парообразования снижалась, исключая пенообразующие растворы, вследствие интенсификации теплообмена. Сечения труб, с которых начиналось снижение температур стенки и жидкости, не совпадали из-за большего интервала времени, необходимого для прогрева раствора до температуры насыщения.

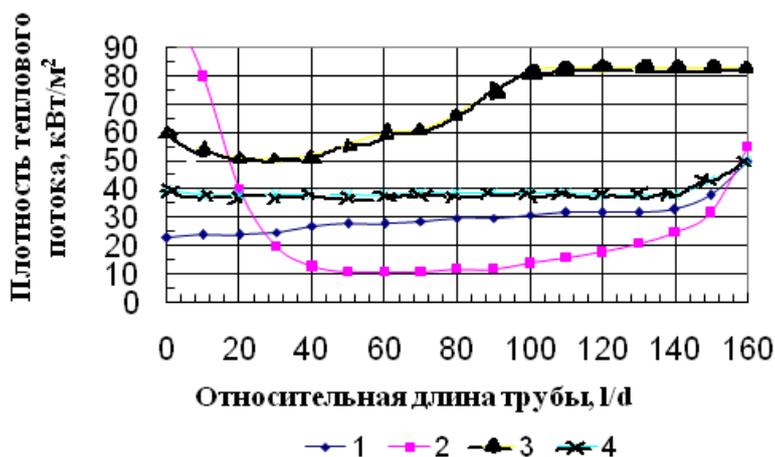


Рис. 3.39. Изменение плотности теплового потока вдоль кипя-
 тильной трубы: 1 – вода; 2 – водный предгидролизат; 3 – сахар-
 ный раствор [19]; 4 – черный сульфатный щелок; 1, 2, 4 – [8]

Согласно данным, представленным на рис. 3.39, за исключением пено-
 образующего раствора, плотность теплового потока существенно меняется
 по поверхности кипящей трубы.

Типовые изменения истинного, расходных объемного и массового паро-
 содержаний кипящих растворов в зависимости от приведенной длины трубы
 L/d представлены на рис. 3.40 [8].

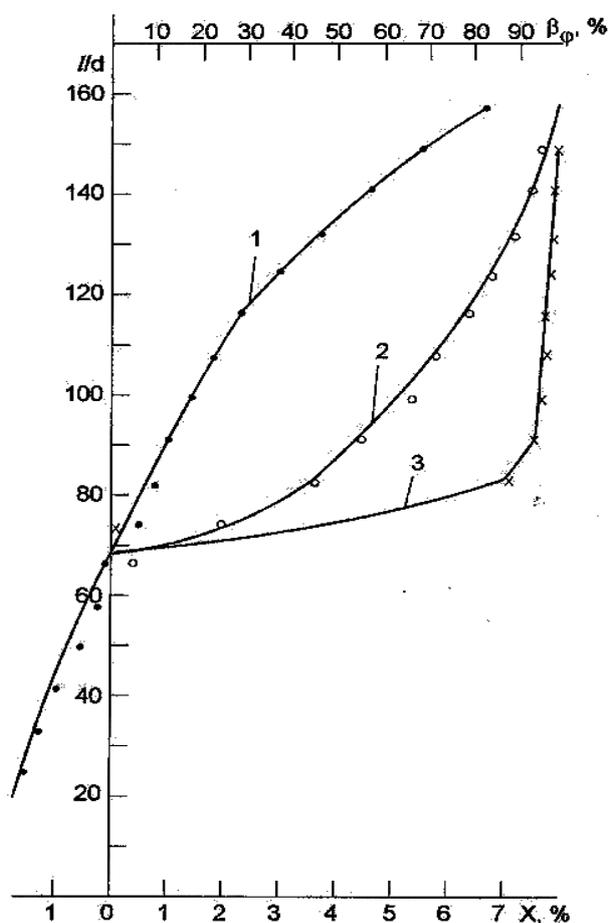


Рис. 3.40. Типовое изменение паросо-
 держаний парорастворной смеси по
 длине трубы: 1 – расходное массовое
 x ; 2 – истинное объемное φ ; 3 – рас-
 ходное объемное паросодержание β

На рис. 3.40 показано, что практическое увеличение β и φ в кипятильной трубе происходило только на участке закипания раствора с длиной $L=0,42$ м. Поэтому идентификация режимов течения парорастворной смеси проводилась в зависимости от массового расходного паросодержания, рассчитываемого как $x = (i_{cm} - i') / r$, где i' – теплосодержание раствора в состоянии насыщения; i_{cm} – теплосодержание парорастворной смеси на исследуемом участке трубы и определяемое по уравнению теплового баланса; r – теплота парообразования.

Локальные коэффициенты теплоотдачи определяли по уравнению

$$\alpha = \frac{q_i}{t_{ст,i} - t_{s,i}},$$
 где q – плотность теплового потока на i -м участке;

$t_{ст,i}$ – температура стенки трубы на i -ом участке; $t_{s,i}$ – температура потока на i -м участке трубы.

Коэффициент теплоотдачи α , как следует из рис. 3.41, значительно менялся по длине трубы вследствие влияния механизмов передачи теплоты, связанных с режимами течения двухфазного потока. Минимальные коэффициенты теплоотдачи регистрировались на верхних участках трубы при значениях пьезометрического уровня $L_{ур} < 50$ %, высоких тепловых нагрузках и низких значениях скоростей подпитки $w_0 < 0,03$ м/с.

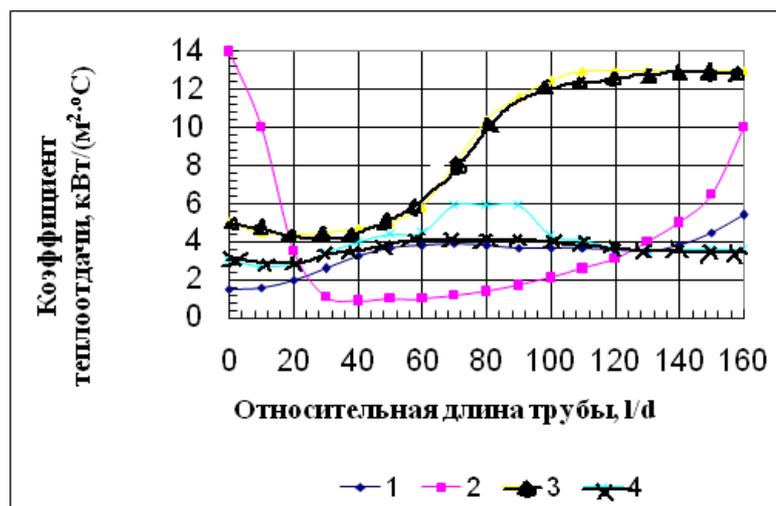


Рис. 3.41. Изменения коэффициента теплоотдачи при кипении растворов по длине трубы: 1 – вода; 2 – водный предгидролизат; 3 – сахарный раствор [19]; 4 – черный сульфатный щелок

Для идентификации участков с типовыми режимами течения потоков применяются различные диаграммы. Так на рис. 3.42 представлена $w - L/d$ диаграмма режимов течения пароводяных и парорастворных потоков концентрацией $b = 30$ % а.с.в. и $q = 40$ кВт/м².

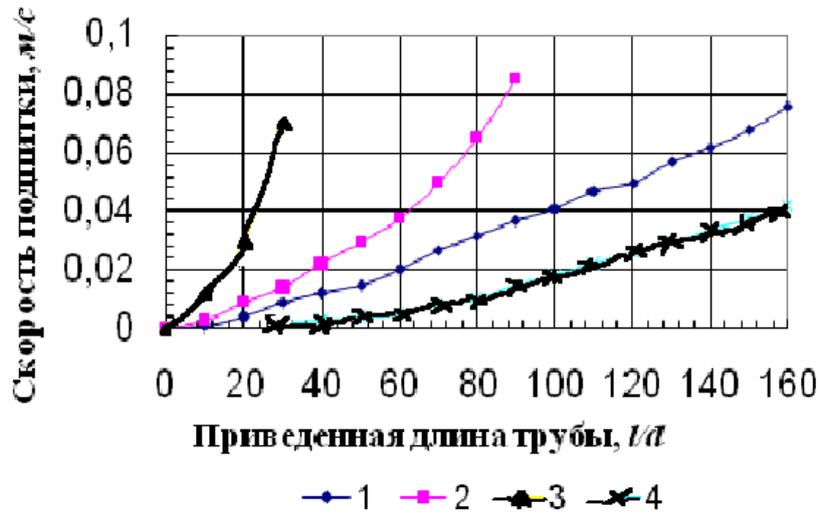


Рис. 3.42. Диаграмма режимов течения парорастворных потоков: 1 – граница дисперсного и дисперсно-кольцевого режимов; 2 – граница дисперсно-кольцевого и эмульсионного режимов; 3 – граница эмульсионного и пузырькового режимов сульфатного щелока [8].; 4 – граница эмульсионного и пузырькового режимов сахарного раствора [19]

Как следует из рис. 3.42, при малых скоростях подпитки трубы раствором и сохранением остальных режимных параметров возможно появление в кипящих трубах зоны ухудшенного теплообмена. Сахарные растворы значительно более устойчивы к выпариванию по сравнению с черными сульфатными щелочами. Выпаривание черных сульфатных щелочов высокой концентрацией при данных режимных параметрах связано с зоной ухудшенной теплоотдачи и, как следствие, интенсивным накипеобразованием.

Диаграмма $pw-x$ для режимов течения парорастворных и пароводяных смесей в вертикальных трубах приведены на рис. 3.43.

Из диаграммы следует, что возникновение пузырькового режима при кипении воды возможно при более низких значениях отрицательных паросодержаний по сравнению с кипением раствора. Это связано с большими затратами энергии для преодоления межмолекулярных связей в растворах и, следовательно, более высокой температурой кипения раствора.

Возникновение режимов с ухудшенной теплоотдачей возможно как для растворов, так и для воды, практически, при одинаковых паросодержаниях.

Приведенные диаграммы, как видно, полезны только для качественной оценки расположения зон с различными механизмами течения двухфазного потока.

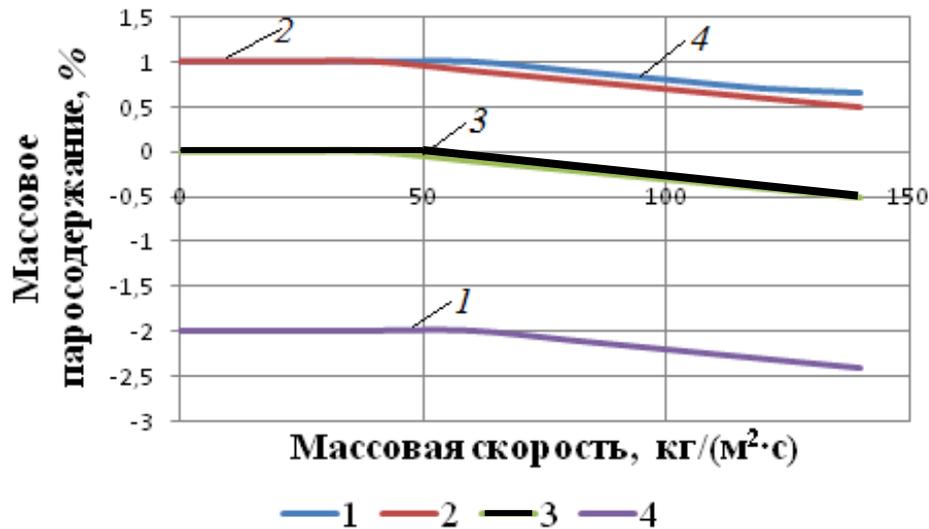


Рис. 3.43. Диаграмма режимов течения пароводяных и парорастворных потоков: 1, 2 – границы существования дисперсно-кольцевого и эмульсионного режимов потоков воды и раствора, соответственно; 3, 4 – границы эмульсионного и пузырькового режимов потоков раствора и воды, соответственно

При кипении растворов в условиях вынужденного движения перенос теплоты от поверхности теплообмена в ядро потока осуществляется пузырьками пара и конвекцией жидкости и определяется в основном совместным воздействием режимных параметров (q , w , δt_n , b). Последнее проявляется через механизм формирования и перераспределения по высоте трубы зон с типовыми режимами кипения – пузырьковым (включая экономайзерный участок), эмульсионным (пенным), дисперсно-кольцевым и зоной ухудшенного теплообмена. Знание о расположении перечисленных зон необходимо при проектировании оборудования. Однако это с трудом определяется в условиях лабораторных исследований. В промышленных условиях выделение указанных зон невозможно, и управление технологическим процессом осуществляется изменением основных режимных параметров. В табл. 3.3 представлено влияние перечисленных режимных параметров (показатели степени при параметрах) на интенсивность теплообмена α при различных режимах течения двухфазного потока в кипятильной трубе.

Таблица 3.3

Влияние основных режимных параметров на интенсивность теплообмена

Режим течения	q	w	B	δt_n
Пузырьковый	0,75	-0,36	-	-0,19
Пенный	-0,19	0,7	-0,1	-
Дисперсно-кольцевой	-	0,7	-0,35	-

Число образующихся на стенке трубы паровых пузырьков и, следовательно, количество теплоты, переносимое паром, возрастает с ростом q . Количество теплоты, переносимое путем конвекции жидкости при малых паросодержаниях, определяется скоростью течения раствора. Анализ данных, полученных при кипении вынужденного течения пенных растворов ЦБП (рис. 3.44), показывает, что в зависимости от соотношения q и w можно выделить три характерных участка: развитого кипения – коэффициент теплоотдачи определяется плотностью теплового потока $\alpha = f(q)$; участка конвективного теплообмена – коэффициент теплоотдачи определяется скоростью потока двухфазной смеси $\alpha = (w_{см})$; участка совместного влияния на теплоотдачу механизмов передачи теплоты за счет парообразования и конвективного обмена за счет скорости движения двухфазного потока.

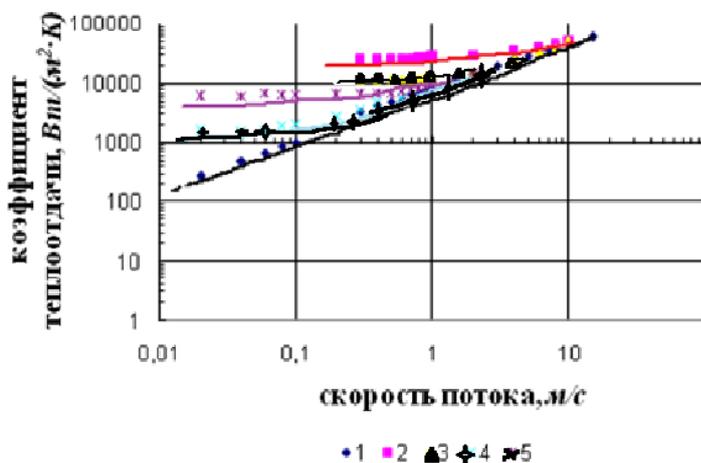


Рис. 3.44. Теплоотдача при кипении воды и растворов в условиях вынужденного движения: 1 – расчетные данные для вынужденного движения однофазной жидкости; 2 – вода $q = 810 \text{ кВт/м}^2$ [20]; 3 – вода $q = 230 \text{ кВт/м}^2$ [21]; 4, 5 – данные по кипящим растворам при $q = 20 \text{ кВт/м}^2$ и $q = 80 \text{ кВт/м}^2$, соответственно [8]

Концентрация и величина недогрева усиливают действие указанных механизмов передачи теплоты за счет зависимости от температуры вязкостных сил и сил межмолекулярного сцепления в растворе.

При низких тепловых нагрузках и значительных скоростях циркуляции большую часть трубы занимает экономайзерный участок, характеризующийся низкими значениями коэффициентов теплоотдачи. Результаты исследований показывают [8], что теплоотдача с возрастанием скорости циркуляции раствора уменьшается при $k_w < 1$ (область невысоких тепловых нагрузок и скоростей более $0,03 \text{ м/с}$), где $k_w = \frac{q}{r\rho''w}$ – мера соотношения интенсивности

влияния на α парообразования и вынужденной конвекции. В области высоких тепловых нагрузок и малых скоростей циркуляции ($k_w > 1$) наблюдается обратная зависимость: теплоотдача возрастает с увеличением скорости циркуляции. При высоких тепловых нагрузках и низких скоростях циркуляции в верхней части трубы возникает режим ухудшенной теплоотдачи, характеризующийся низкой интенсивностью теплообмена (рис. 3.45).

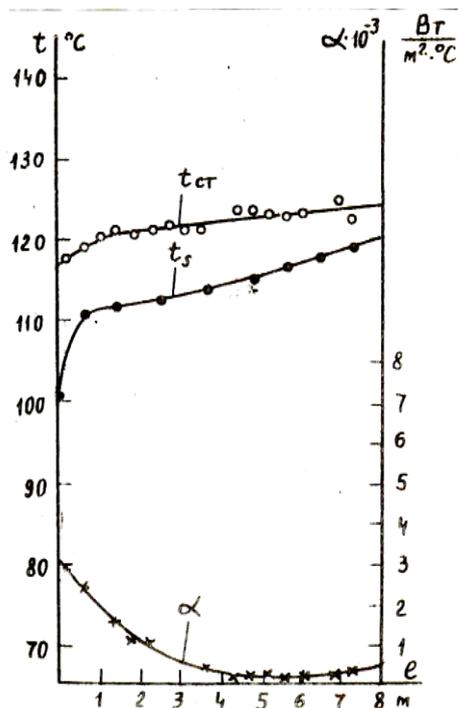


Рис. 3.45. Типовое изменение температуры стенки, кипящего щелока и коэффициента теплоотдачи по длине кипящей трубы: $k_w > 1$

Влияние тепловой нагрузки на интенсификацию теплообмена неоднозначно и в целом снижается с уменьшением скорости (рис. 3.46). В зависимости от k_w наклон прямой $\alpha = f(q)$ может быть положительным (для $k_w < 1$) либо отрицательным. Тогда увеличение интенсивности теплообмена с повышением теплового потока достигается только с возрастанием скорости циркуляции раствора. При скоростях циркуляции порядка 0,03 - 0,04 м/с интенсивность теплоотдачи, как следует из рис. 3.46, практически не зависит от тепловой нагрузки, так как при такой скорости происходит наиболее сбалансированное изменение зон кипения с увеличением q .

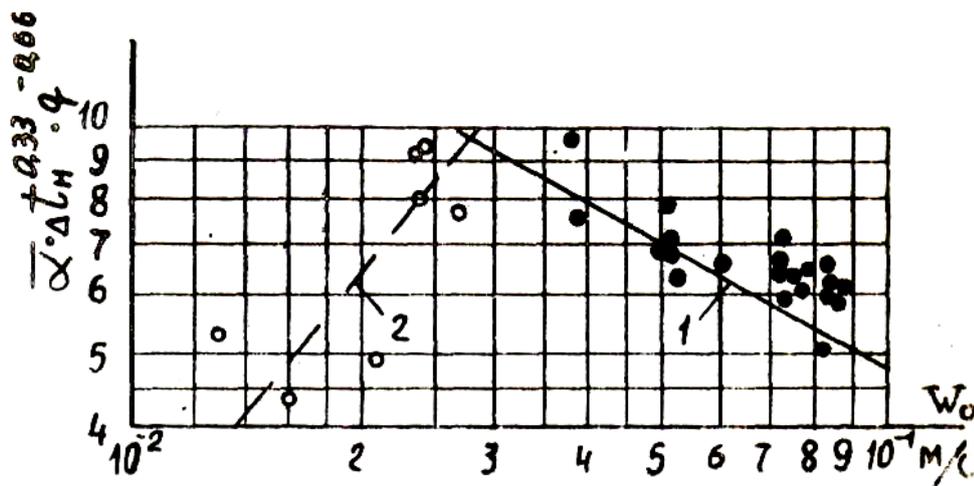


Рис. 3.46. Изменение интенсивности теплообмена в зависимости от скорости циркуляции раствора при $b = const$:
1 - $k_w < 1$;
2 - $k_w > 1$

Резкое ухудшение теплообмена при $k_w > 1$ из-за развития зоны ухудшенного теплообмена наблюдается в области высоких концентраций растворов (рис. 3.47).

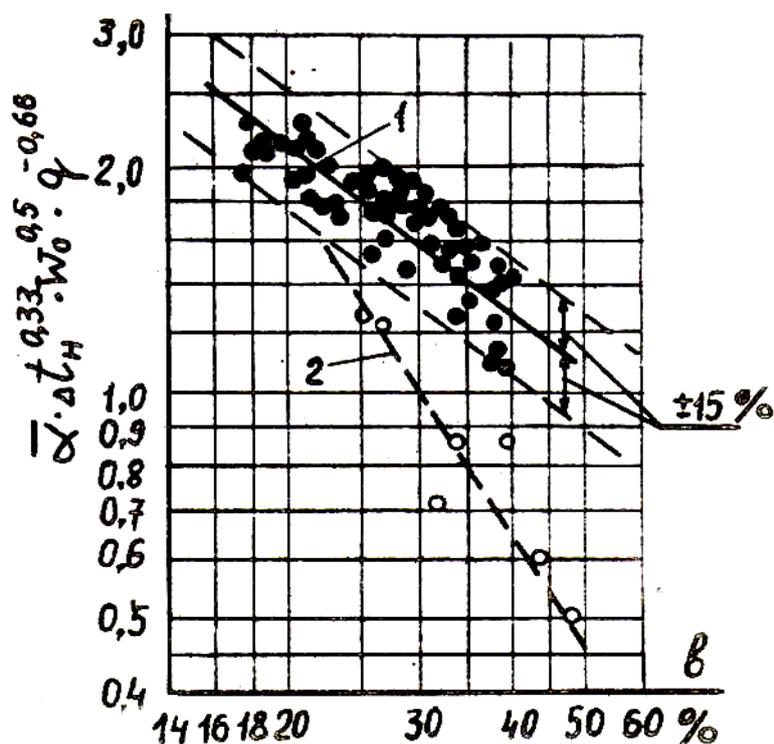


Рис. 3.47. Влияние концентрации сульфатного щелока на интенсивность теплообмена при кипении: 1 – $K_w < 1$; 2 – $K_w > 1$

Основным фактором, определяющим значение коэффициента теплоотдачи, является соотношение между подводимым тепловым потоком и скоростью течения кипящего раствора. Следовательно, критерий K_w может служить мерой оптимальности процесса при выпаривании пенных щелочных растворов ЦБП.

Как видно на рис. 3.48, максимальные значения α наблюдаются при $K_w \approx 1,0$ поскольку в этих условиях влияние оказываемых на теплообмен различных механизмов передачи теплоты наиболее сбалансировано. Таким образом, преимущественное развитие одной из зон может значительно изменить тенденцию развития теплообмена и быть причиной качественного различия данных, полученных в разных условиях.

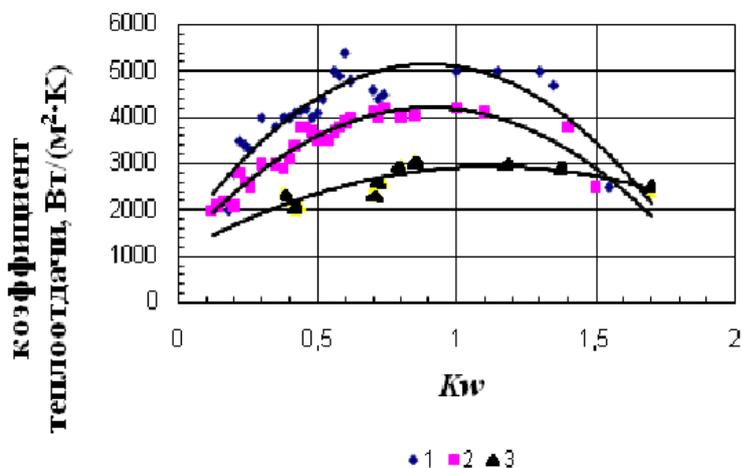


Рис. 3.48. Изменение коэффициента теплоотдачи в зависимости от значения числа K_w : 1 – щелок, концентрацией 20 %; 2 – 30 %; 3 – 40 % а.с.в.

В области однофазной конвекции коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{конв}}$ определяется уравнениями однофазного конвективного теплообмена в предположении, что температура раствора, движущегося со скоростью w_o , равна температуре насыщения [22].

В области совместного влияния на теплоотдачу кипения и вынужденного движения В.М. Боришанский [23] для расчета коэффициента теплоотдачи предложил зависимость

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{тр}}} = \sqrt{1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\bar{w}_p r \rho'}{q_w} \right)^{3/2} \left(\frac{\alpha_{\text{пуз}}}{\alpha_{\text{конв}}} \right)^2}, \quad (3.75)$$

где $\alpha_{\text{тр}} = \alpha_{\text{конв}} \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{\text{пуз}}}{\alpha_{\text{конв}}} \right)^2}$ - интерполяционная зависимость; $\alpha_{\text{пуз}}$ - коэффициент теплоотдачи при пузырьковом режиме кипения;

$\bar{w}_p = w_o \left[x + \frac{\rho''}{\rho'} (1-x) \right]$ - средняя расходная скорость потока.

Поскольку на протяженность экономайзерной зоны влияет температура входа раствора в трубу для обобщения опытных данных к критерию Kw добавили комплекс $K_{\Delta i n} = q/(\rho' \cdot w_o \cdot \Delta i_n)$, являющийся функцией отношения количества теплоты, подведенной к кипяtilьной трубе, к величине начального недогрева массы протекающей жидкости [8].

На рис. 3.48 и рис. 3.49 видно, что устанавливаются две характерные области влияния комплексных переменных в зависимости от критерия $K_{\Delta i n}$,

описывающихся уравнением $\bar{\alpha}/\alpha_{\text{конв}} = AK_w^{0,45} K_{\Delta i n}^n Pr_{\text{пл}}^{0,6} \left(\rho''/\rho' \right)^{0,93}$ [8]. (3.76)

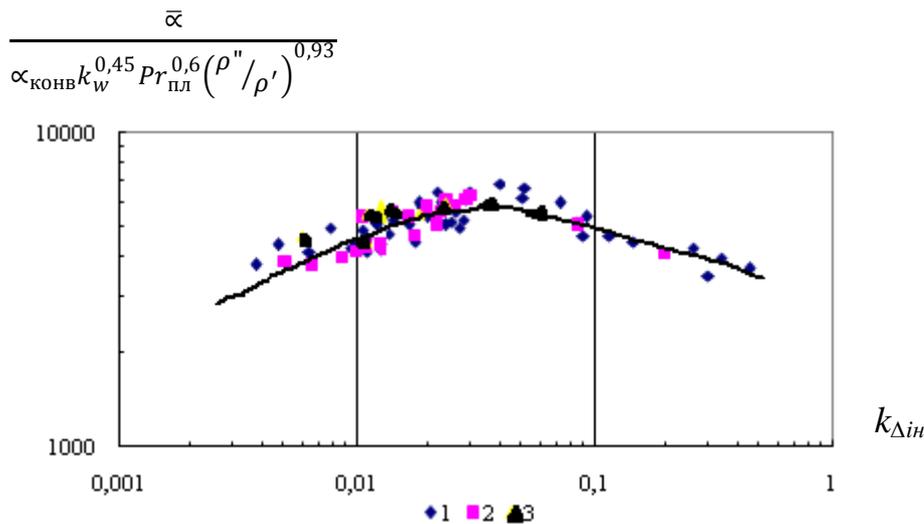


Рис. 3.49. Обобщение опытных данных по интенсивности теплообмена при кипении пенных растворов ЦБП: 1 – черный сульфатный щелок; 2 – водный предгидролизат; 3 – вода

Для первой области при относительно низких тепловых нагрузках и высоких значениях недогрева, определяемой $K_{\Delta in} < 0,05$, характерно увеличение интенсивности теплоотдачи с уменьшением величины недогрева. В этой области в зависимости (3.76) коэффициент $A = 12,5 \cdot 10^3$, а показатель степени при $K_{\Delta in}$ $n = 0,214$.

Во второй области, характеризующейся высокими тепловыми нагрузками, малыми значениями недогрева и определяемой $K_{\Delta in} > 0,05$, интенсивность теплообмена возрастает с увеличением величины недогрева. В зависимости (3.76) $A = 2910$, $n = - 0,277$.

3.3.8. Теплоотдача при испарении гравитационно стекающего пенного раствора

Для исследования теплоотдачи использовались черные щелока сульфатного производства Светогорского ЦБК. Проведены визуальные наблюдения течения пленки щелока и исследования теплообмена на установках, основными элементами которых являлись кварцевая труба и стальная труба соответственно [8, 24]. Опыты проводились в пяти диапазонах изменения концентраций: 1 – (22-24) %; 2 – (30-32) %; 3 – (45-48) %; 4 – (50-52) %, 5 – (58-60) % а.с.в. и температурах растворов близких к температурам насыщения.

Для всей серии опытов при отсутствии кипения на поверхности нагрева вспенивание раствора не возникало. В отдельных опытах при пульсациях расхода жидкости пена появлялась в нижнем сепараторе. Последнее объясняется тем, что сила, вызывающая разрыв пленки щелока на порядок выше, чем у воды.

В исследуемом диапазоне значений чисел Рейнольдса идентифицированы характерные режимы течения пленки:

- $Re < 1000$ - ламинарно-волновое течение;
- $1000 < Re < 3000$ область перехода от волновых режимов к турбулентному;
- $Re > 3000$ - турбулентное течение.

Полученные опытные данные по средней - \bar{w} и максимальной - w_{max} скоростям аппроксимированы следующими зависимостями:

$$\text{волновое течение - } \frac{\bar{w}}{(g\nu)^{1/3}} = 0,44 Re^{0,61} ; \quad (3.77)$$

$$\text{турбулентное течение - } \frac{\bar{w}}{(g\nu)^{1/3}} = 1,83 Re^{0,41} ; \quad (3.78)$$

$$\text{волновое течение - } \frac{w_{max}}{(g\nu)^{1/3}} = 1,28 Re^{0,56} ; \quad (3.79)$$

$$\text{переходная область - } \frac{w_{max}}{(g\nu)^{1/3}} = 26,5 Re^{0,12} ; \quad (3.80)$$

$$\text{турбулентное течение - } \frac{w_{max}}{(g\nu)^{1/3}} = 2,14 Re^{0,43} . \quad (3.81)$$

На основе данных по средней скорости по зависимостям (3.82) и (3.83) рассчитаны значения средней толщины пленки и представлены на рис. 3.46 (пунктирные линии 1) в виде сопоставления с результатами других исследователей.

$$\text{При } Re < 1600 - \quad \delta^* = \frac{\bar{\delta}}{\left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}} = 0,56 Re^{0,39} . \quad (3.82)$$

$$\text{При } Re > 1600 - \quad \delta^* = \frac{\bar{\delta}}{\left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}} = 0,14 Re^{0,59} . \quad (3.83)$$

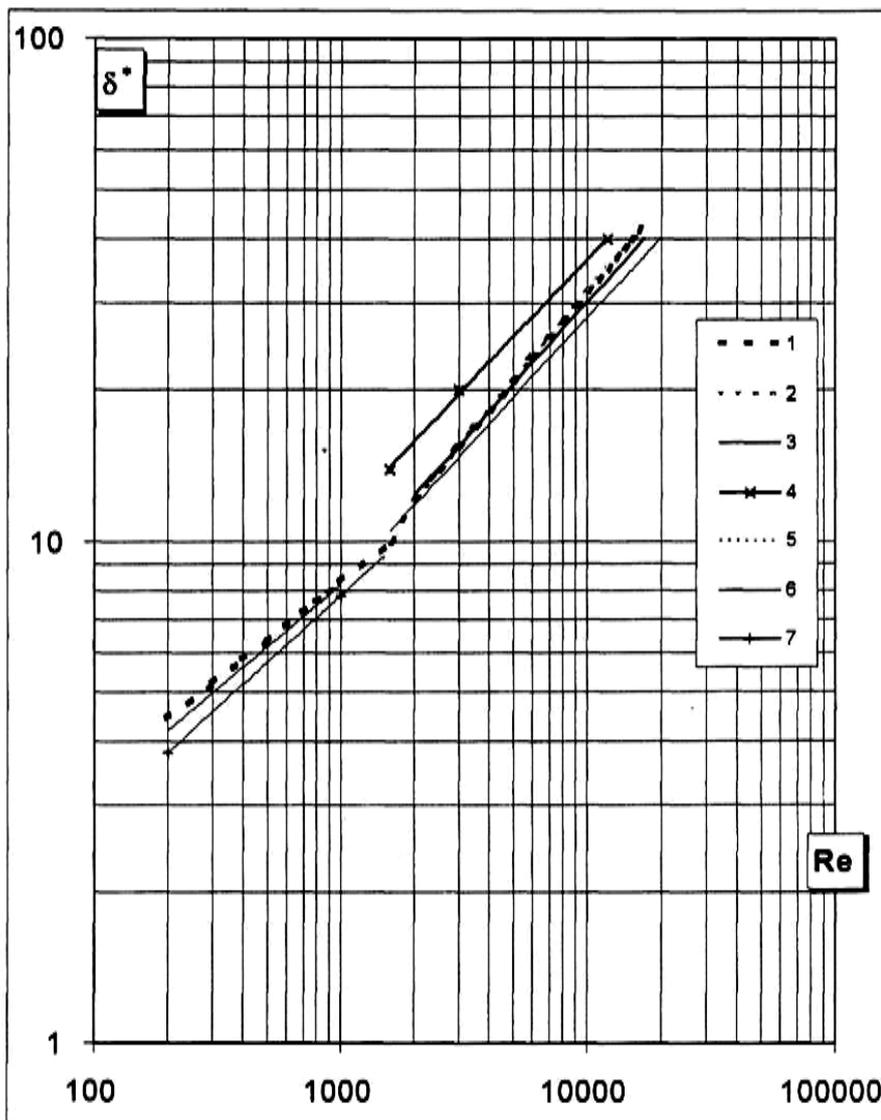


Рис. 3.50. Зависимость безразмерной средней толщины пленки жидкости δ^* от числа Re : 1 – данные настоящей работы, рассчитанные по (3.82) и (3.83); 2 – [16]; 3 – [25]; 4 – [26]; 5 – [27]; 6 – [28]; 7 – [29]

В диапазоне чисел Рейнольдса от 100 до $14 \cdot 10^3$ можно выделить три участка (рис. 3.51). Первый - начальный, на котором теплоотдача уменьшается сразу, начиная от входа раствора в трубу. Длина начального участка увеличивалась при уменьшении числа Re . Второй, на котором происходил существенный рост теплоотдачи до максимального значения α_{max} на некотором расстоянии от входа в трубу. Третий - за точкой максимума, на котором наблюдалось незначительное снижение теплоотдачи из-за роста турбулентного пограничного слоя. Относительная стабилизация наблюдалась в конце рабочего участка.

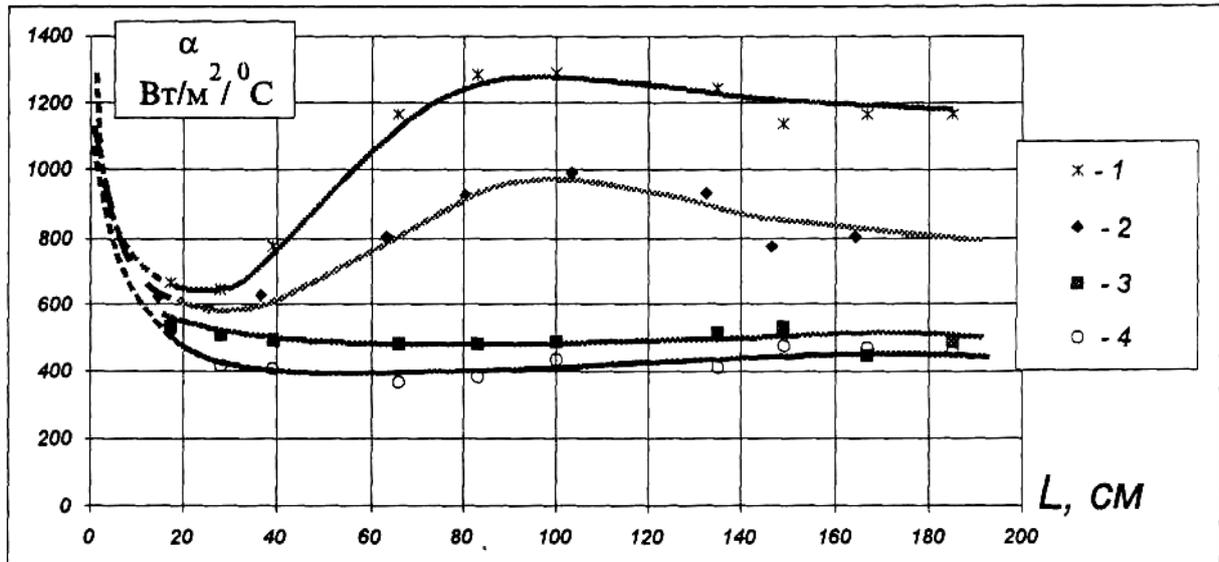


Рис. 3.51. Распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по длине трубы при малых числах Re при гравитационном течении пленки щелока [24]: 1 – $Re = 3045$; 2 – $Re = 430$; 3 – $Re = 255$; 4 – $Re = 182$

Для расчета средней теплоотдачи при испарении гравитационно-стекающей пленки черного сульфатного щелока в диапазоне концентраций $B=25 - 54 \%$ рекомендуется уравнение

$$Nu_m = 0,35Re^{-1/3}(1 + 0,02Re^{0,2} + 8 \cdot 10^{-4}Re^{0,81}Pr^{0,85})Kq^{-0,19}, \quad (3.84)$$

где $Nu_m = \alpha \lambda (v^2/g)$ – модифицированное число Нуссельта для пленки жидкости; $Kq = q_{н.к} / (r \cdot \rho \cdot w)$.

Данные по теплоотдаче к испаряющимся пленкам щелоков сульфатного производства с концентрациями до 52% приведены на рис. 3.52 в координатах $k = f(Re)$, где $K = \frac{Nu_m}{Pr^{0,85}}$. Пунктирные линии соответствуют коридору относительной погрешности в 18% .

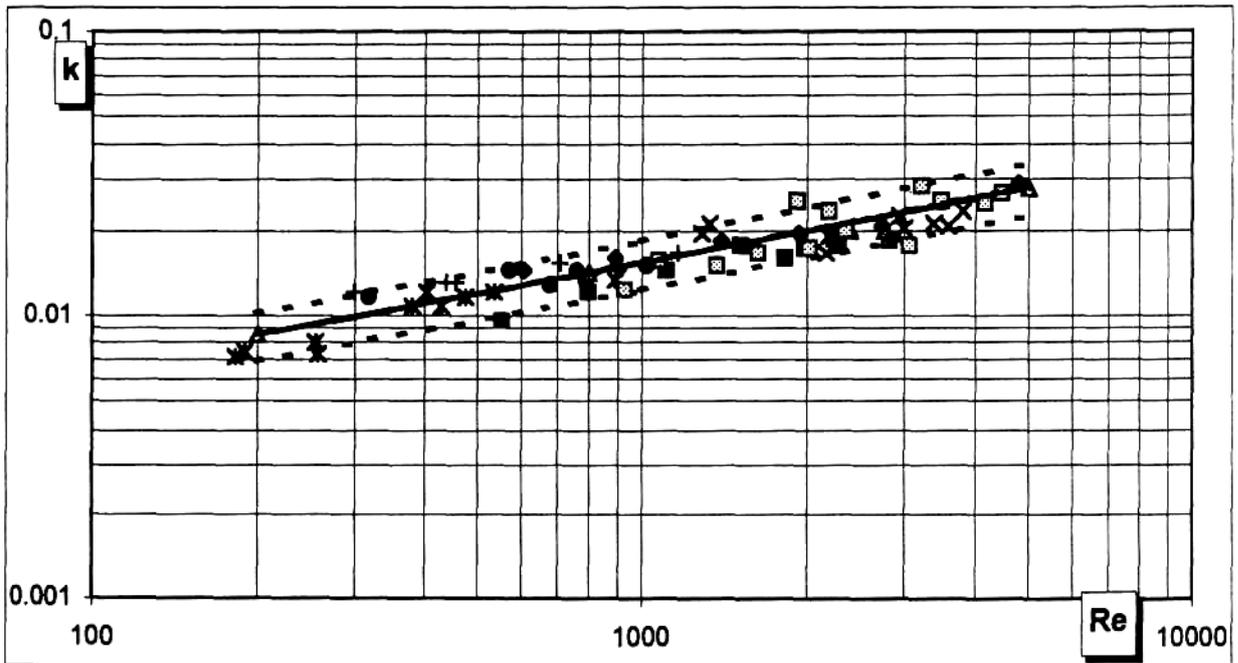


Рис. 3.52. Зависимость интенсивности теплообмена от числа Re : различные обозначения соответствуют разным концентрациям раствора от 20 до 50 %

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Готовский М.А., Сулов В.А. Теплообмен в технологических установках – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2017. - 420 с.
2. Ягов В.В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учеб. пособие для вузов – М.: МЭИ, 2014. – 542 с.
3. Жучков П.А., Гофлин А.П., Саунин В.И. Теплотехника целлюлозно-бумажного производства: учеб. пособие для вузов. – М.: Экология, 1991. – 352 с.
4. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика газожидкостных структур. - М.: МЭИ, 1978.
5. Новиков И.И., Боришанский В.М. Теория подобия в термодинамике и теплопередаче. - М.: Атомиздат, 1979. - 184 с.
6. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: учебник для вузов – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
7. Берман Л.Д. К влиянию скорости пара на теплоотдачу при конденсации на горизонтальной трубе // Теплоэнергетика. 1979. № 5. С. 16 – 20.
8. Сулов В.А. Повышение эффективности выпаривания отработанных варочных растворов целлюлозного производства: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – СПб., 2006. – 32 с.
9. Memory S.B., Mazzone R.V., Martro P.J. Enhanced laminar film condensation of R-113 using wire-up on horizontal roped tube bundle // ICHEME Symp. Ser. 1992. Vol. 1. № 129. P.249 – 262.

10. Лабунцов Д.А. Физические основы энергетики. - М.: МЭИ, 2000.
11. Scriven I.E. On the dynamics of phase growth // Chem. Engns. Sci. 1959. Vol. 1. P. 1 – 14.
12. Мышкис А.Д., Бабский В.Г., Жуков М.Ю. и др. Методы решения задач гидромеханики для условий невесомости. - Киев: Наукова думка, 1992. - 47 с.
13. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика простых газожидкостных структур. - М.: МЭИ, 1978.
14. Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стюшин Н.Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании: учеб. пособие для втузов. – 3-е изд., испр. – М.: Высшая школа, 1986. – 448 с.
15. Данилова Г.Н., Лаврова В.В., Поволоцкая Н.М. Методика теплового расчета фреоновых кожухотрубных испарителей. – М.: ВНИИ холодильной промышленности, 1969. - 42 с.
16. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. – Вильнюс: Моклас, 1988. - 233 с.
17. Дорошук В.Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 167 с.
18. Безродный М.К. Кризисы теплопереноса в замкнутых двухфазных термосифонах: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. - Киев, 1984. – 36 с.
19. Тобилевич Н.Ю. Исследование рабочих процессов при выпаривании сахарных растворов: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – Киев, 1969. – 45 с.
20. Кутателадзе С. С. Стырикович М. А. Гидродинамика газожидкостных систем. - М.: Энергия, 1976. 296 с.
21. Кутателадзе С. С. Влияние скорости циркуляции на коэффициент теплоотдачи при кипении в трубах // Энергомашиностроение. 1961. № 1. С. 12 - 15.
22. Лабунцов Д.А. и др. Исследование паросодержаний неравновесных двухфазных потоков: сб. трудов науч.-исследов. энерг. ин-та им. Г.М. Кржижановского. Вып. 35. 1976. С. 88-98.
23. Боришанский В.М. и др. Теплоотдача к двухфазному потоку // Теплоэнергетика. № 5. 1969. С. 58 - 61.
24. Бойков В.Ю. Теплообмен при выпаривании в стекающей пленке черного щелока сульфат-целлюлозного производства: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – СПб., 1999. – 20 с.
25. Федоткин И.М., Чепурной М.М. и др. Исследование толщины пленки в аппаратах с нисходящим прямотоком // Пищевая промышленность. 1976. Вып. 22. С. 36 -70.
26. Fiend K. Stromungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Cras in lotrechten Rohren // VDI – Forshungsheft, 481. 1960. 35 s.
27. Мальцев Е.Д., Тимофеев В.С. Исследование гидродинамики и теплообмена при пленочном течении морской воды: сб. трудов МИСИ. - М.: МИСИ, 1989. – С. 41 – 46.
28. Гребер Г., Эрк С, Григулль У. Основы учения о теплообмене. - М.: Иностран. лит., 1958. - 566 с.

29. Folford G.D. The flow of liquid in thin films // *Advanced in Chemical Engineering Bd. 5-Y/London, Academic, 1989.* – P. 162 – 176.

Редактор и корректор Н.П. Новикова
Техн. редактор Л.Я. Титова

Темплан 2019 г., поз. 44

Подп. к печати 25.09. 2019.

Формат 60x84/16.

Бумага тип. № 1.

Печать офсетная.

Печ. л. 7,25.

Уч.-изд. л. 7,25

Тираж 50 экз.

Изд. № 44.

Цена «С». Заказ

Ризограф Высшей школы технологии и энергетики СПбГУПТД.
198095, СПб., ул. Ивана Черных, 4.