

**В. А. Суслов, В. Н. Белоусов, С. В. Антуфьев,  
К. Г. Мисютина, В. А. Рыжиков**

**СПЕЦИАЛЬНЫЕ ГЛАВЫ  
ТЕПЛОМАССООБМЕНА**

**Учебно-методическое пособие  
для самостоятельной работы студентов**

**Санкт-Петербург  
2024**

**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, В. Н. Белоусов, С. В. Антуфьев,**  
**К. Г. Мисютина, В. А. Рыжиков**

## **СПЕЦИАЛЬНЫЕ ГЛАВЫ**

## **ТЕПЛОМАССОБМЕНА**

**Учебно-методическое пособие**  
**для самостоятельной работы студентов**

Утверждено Редакционно-издательским советом ВШТЭ СПбГУПТД

Санкт-Петербург  
2024

**УДК 621.1 (075)**  
**ББК 31.31я7**  
**С718**

*Рецензенты:*

кандидат технических наук, доцент кафедры «Электротехника и теплоэнергетика»  
Петербургского государственного университета путей сообщения Императора Александра I

*В. И. Крылов;*

доктор технических наук, профессор кафедры «Процессы и аппараты химической  
технологии» Высшей школы технологии и энергетики Санкт-Петербургского  
государственного университета промышленных технологий и дизайна

*В. С. Куров*

**С718** Специальные главы тепломассообмена: учебно-методическое пособие /  
В. А. Суслов, В. Н. Белоусов, С. В. Антуфьев, К. Г. Мисютина, В. А.  
Рыжиков. — СПб.: ВШТЭ СПбГУПТД, 2024. — 44 с.

Учебно-методическое пособие соответствует программам и учебным планам дисциплины «Специальные главы тепломассообмена» для студентов, обучающихся по направлению подготовки 13.04.01 «Теплоэнергетика и теплотехника». В настоящем учебно-методическом пособии представлен порядок изучения дисциплины, выполнения контрольных работ и подготовки к контролю усвоения дисциплины. Содержит расчетные задания по разделам «Кипение в большом объеме» и «Кипение в трубах», «Конденсация пара на поверхности горизонтальных и вертикальных труб, в трубных пучках».

Учебно-методическое пособие содержит основные понятия, определения и расчетные уравнения тепломассообмена при фазовых превращениях.

Пособие предназначено для магистров очной и заочной форм обучения, а также может быть полезно аспирантам.

УДК 621.1 (075)  
ББК 31.31я7

© ВШТЭ СПбГУПТД, 2024  
© Суслов В. А., Белоусов В. Н., Антуфьев С. В.,  
Мисютина К. Г., Рыжиков В. А., 2024

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ОБЩИЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ .....	4
ВВЕДЕНИЕ .....	5
1. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА .....	6
1.1. Капельная конденсация .....	7
1.2. Теплообмен при пленочной конденсации пара на вертикальной плоскости .....	7
1.3. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы .....	11
1.4. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб .....	12
1.4.1. Теплообмен при конденсации пара внутри вертикальных труб .....	12
1.4.2. Теплообмен при конденсации пара внутри горизонтальных труб ..	14
1.5. Конденсация пара на горизонтальных пучках труб .....	14
1.6. Диффузионное термическое сопротивление .....	15
2. ПРОЦЕССЫ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПЕРЕХОДАХ ЖИДКОСТИ В ПАРООБРАЗНОЕ СОСТОЯНИЕ .....	17
2.1. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме .	17
2.1.1. Условия парообразования на твердой стенке .....	17
2.1.2. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме .....	23
2.1.3. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках из гладких труб .....	24
2.1.4. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках из оребренных труб .....	26
2.1.5. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме .....	26
2.2. Кипение жидкости в трубах и каналах .....	27
2.2.1. Режимы течения и теплоотдача при кипении восходящего обогреваемого двухфазного потока в вертикальных трубах .....	27
2.2.2. Режимы течения и теплоотдача при нисходящем двухфазном потоке в вертикальных трубах .....	31
2.2.3. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах .....	33
3. КОНТРОЛЬНЫЕ ЗАДАНИЯ .....	35
3.1. Контрольное задание № 1 .....	35
3.2. Контрольное задание № 2 .....	36
3.3. Контрольное задание № 3 .....	38
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК .....	39
ПРИЛОЖЕНИЯ .....	40

## ОБЩИЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

При изучении курса «Специальные главы тепломассообмена» рекомендуется придерживаться следующего порядка. Для начала необходимо в соответствии с программой ознакомиться с содержанием, представленным в пособии темы, а затем изучать материал по рекомендованным пособиям. При изучении материала следует обращать внимание на физический смысл рассматриваемого явления и сопровождающего его соответствующими формулами.

При выполнении контрольных работ необходимо выполнять следующие правила:

1. Переписывать полностью текст каждой задачи.
2. Указывать словами, какая величина вычисляется, приводить соответствующую формулу.
3. Для каждой найденной величины следует указывать размерность.
4. В тексте решения задачи необходимо придерживаться терминов и обозначений, принятых в учебных пособиях.
5. Для значений физических величин, которые берутся из таблиц или диаграмм, необходимо назвать источник с указанием его автора и года издания. Большинство значений физических величин представлено в приложении настоящего пособия.
6. Контрольные работы следует писать разборчиво, оставляя поле для замечаний рецензента; графики и схемы выполнять тщательно и аккуратно.
7. Выбор варианта задания производится по последней цифре шифра зачетной книжки студента.

## **ВВЕДЕНИЕ**

Вопросы изучения процессов тепло- и массообмена в инженерных разработках занимали и 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, достигается правильностью проведения их тепловых расчетов и определения конструктивных характеристик на базе тепломассообмена.

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.

## 1. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

Процессы конденсации имеют место во многих отраслях промышленности, из которых основными являются энергетика, химико-технологические производства, включая целлюлозно-бумажную и пищевую промышленность.

Конденсация представляет собой процесс перехода вещества, находящегося в докритическом состоянии, из газовой фазы в жидкую. Конденсация может происходить в объеме пара и на охлаждаемой поверхности теплообмена. Объемная конденсация возможна лишь при значительном переохлаждении пересыщенного пара. В энергетике и промышленности чаще приходится иметь дело с конденсацией пара на охлаждаемых поверхностях теплообмена. Поверхностная конденсация может протекать на твердой охлаждаемой поверхности или на поверхности жидких капель или струй. Смесительная конденсация – процесс, 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  $R_\phi$ :

$$R = \frac{t_{ж,0} - t_c}{q} = \frac{1}{\alpha} = R_k + R_\phi + R_D. \quad (1.1)$$

Смысл диффузионного сопротивления заключается в уменьшении на  $\Delta t_\delta$  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  $t_{п,пов}$  уменьшается, что обуславливает уменьшение полного  $\Delta t$ .

Сопротивление  $R_\phi$  связано со скачком температуры на границе раздела фаз. Появление этого скачка обусловлено тем, что в тонком слое пара, примыкающем 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 достаточном значении коэффициента конденсации разность потоков молекул, связанная с разностью температур между паром и жидкостью, обеспечивает необходимый поток теплоты при малом значении  $t_n - t_{пов}$ . 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  $R_\phi$ . При конденсации чистого водяного пара с давлением  $P > 10^4$  Па можно считать, что температурный скачок  $\Delta t_\phi$  отсутствует. Поэтому теплоотдача при конденсации  $\alpha$  определяется как  $\frac{1}{\alpha} = R_k + R_D$ .

## 1.1. Капельная конденсация

Капли растут из зародышей, расположенных на поверхности, которые называют «центрами каплеобразования». При переохлаждении поверхности на  $0,1 - 0,3$  °C на площади  $1 \text{ см}^2$  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. Далее она скользит вдоль поверхности, смывая более мелкие капли и оставляя след в виде сухой полосы. 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, практически на порядок выше чем при пленочной. Устойчивая капельная конденсация происходит на гидрофобных поверхностях.

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

$$\text{при } Re_* = 2,3 \cdot 10^{-3} - 3,5 \cdot 10^{-2} \rightarrow Nu = 5 \cdot 10^{-6} \cdot Re_*^{-1,57} \cdot \Pi_K^{1,16} \cdot Pr^{1/3}; \quad (1.2)$$

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

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

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

В параметрической форме эмпирическая формула для водяного пара имеет следующий вид:  $\alpha = t_s^{0,8}(5 + 0,3\Delta t)$ , кВт/(м<sup>2</sup>·К), где  $t_s$ , °C – температура насыщения в градусах Цельсия;  $\Delta t$  – теплоперепад между температурами насыщенного пара и стенкой.

## 1.2. Теплообмен при пленочной конденсации пара на вертикальной плоскости

Рассматривается жидкая пленка, образующаяся в результате конденсации, стекающая вниз по пластине под действием силы тяжести (рис. 1.1). Ось  $x$  направлена вдоль поверхности по течению конденсата, ось  $y$  – по нормали к поверхности пластины; размер в глубину рисунка не ограничен.

Для ламинарного течения пленки величины значений  $Re_{пл}$ ,  $\delta$  и протяженность начального гидродинамического участка  $x_n = 0,2Re_{пл}\delta$  невелики. Эффекты ускорения течения по длине пленки ничтожны, поэтому уравнение движения может быть записано без инерционных членов (левой

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



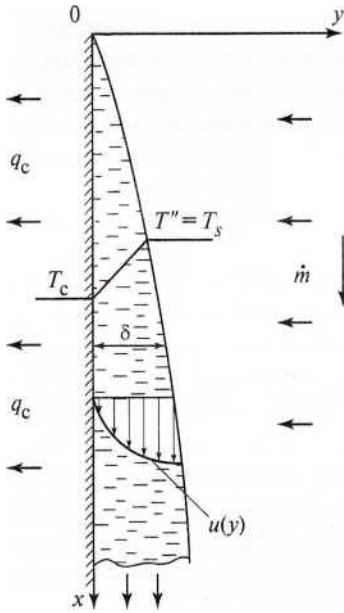


Рисунок 1.1 – Схема процесса конденсации пара на вертикальной пластине плоскости

Уравнение энергии сводится к одномерному стационарному уравнению теплопроводности  $\frac{d^2 t}{dy^2} = 0$  при следующих граничных условиях:  $y = 0 \rightarrow t = t_c; w_x = 0; y = \delta \rightarrow t = t_n; \partial w_x / \partial y = 0$ .

Совместное решение уравнения энергии с граничными условиями приводит к  $\frac{dt}{dy} = \frac{t_n - t_c}{\delta}$  и  $\frac{t - t_c}{t_n - t_c} = \frac{y}{\delta}$ .

Двойное интегрирование уравнения движения дает параболическое распределение скорости в поперечном сечении пленки:

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} w_x \cdot dy = \frac{g \cdot \rho \cdot \delta^2}{3\mu_x} \quad (1.3)$$

Объемный расход жидкости на единицу ширины пленки называют объемной «плотностью орошения»:

$$\Gamma = \bar{w} \delta = (1/3) g \cdot \rho \cdot \delta^3 / \mu, \text{ м}^2/\text{с}. \quad (1.4)$$

Массовый расход жидкости на единицу ширины пленки – массовая «плотность орошения»:

$$G_l = \Gamma \cdot \rho = (1/3) g \cdot \rho \cdot \delta^3 / \nu, \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}). \quad (1.5)$$

Зависимость толщины пленки от расхода жидкости определена из соотношений (1.4) и (1.5):

$$\delta = [3\Gamma \cdot \mu / (g \cdot \rho)]^{1/3} = [3G_l \cdot \nu / (g \cdot \rho)]^{1/3}. \quad (1.6)$$

Из (1.6) 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,  $d_r = 4\delta$ :  $Re_{пл} = 4\bar{w}\delta/\nu$ .

Для определения числа Рейнольдса не требуется отдельного нахождения

средней скорости и средней толщины пленки:

$$Re_{пл} = (4/3)[g \cdot \rho \cdot \delta_0^3 / (\mu \cdot v)] = 4\Gamma/v = 4G_1/\mu. \quad (1.7)$$

Средняя толщина пленки  $\delta$  находится из уравнения теплового баланса:

$$\delta^4 = \frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 \cdot g} \quad \text{или} \quad \delta(x) = \left( \frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 \cdot g} \right)^{1/4}. \quad (1.8)$$

Из уравнения (1.8) находим формулу для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha(x) = \frac{\lambda}{\delta} = \left( \frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu(t - t_c)x} \right)^{1/4}. \quad (1.9)$$

Интегрируя (1.9) по длине, получим формулу для среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации пара на вертикальной трубе:

$$\bar{\alpha} = 1,33 \left( \frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu(t - t_c)H} \right)^{1/4} = 0,943 \left( \frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu(t - t_c)H} \right)^{1/4}. \quad (1.10)$$

Характер зависимостей (1.8) и (1.9) изображен на рисунке 1.2.

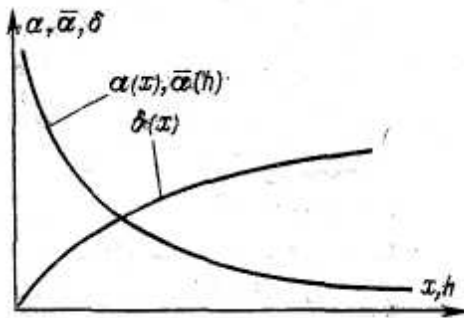


Рисунок 1.2 – Изменение коэффициента теплоотдачи и толщины ламинарно текущей пленки конденсата вдоль вертикальной стенки

Уравнение (1.10) может быть переписано в безразмерном виде:

$$\bar{Nu} = 0,943(Ga \cdot Pr \cdot K)^{1/4}, \quad (1.11)$$

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

Существует метод расчета  $\bar{\alpha}$ , предложенный Д. А. Лабунцовым. Он ввел в расчет критерий

$$Z = \lambda \cdot \Delta T \cdot H / (l_g \cdot r \cdot \mu) = \Delta T \cdot \pi \cdot R \cdot A \quad (1.12)$$

– приведенную поверхность конденсации, предложенный немецкими учеными. При этом формула Нуссельта (1.9) может быть преобразована как

$$Re_{пл} = 4\Delta T \cdot H \cdot \bar{\alpha} / (r \cdot \mu) = 3,77 Z^{3/4} = \alpha \cdot \Delta T \cdot \pi \cdot R \cdot B, \quad (1.13)$$

где  $A = (g/v^2)^{1/3} \lambda / (r \cdot \rho \cdot \nu)$ ,  $1/(m \cdot град)$ ;  $B = 4/(r \cdot \rho \cdot \nu)$ , м/Вт.

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

$$Re_{пл} = 3,8Z^{0,78} \mathcal{E}_T. \quad (1.14)$$

Формула (1.14) эквивалентна размерной формуле

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_{Nu} \mathcal{E}_T \mathcal{E}_w, \quad (1.15)$$

где  $\mathcal{E}_T = [\mu_s / \mu_c (\lambda_c / \lambda_s)^3]^{1/8}$  – поправка на переменность свойств; вторая,  $\mathcal{E}_w = (Re_{пл}/4)^{0,04}$ , – на волновой характер движения. Необходимо помнить, что границе перехода к турбулентному течению в пленке конденсата  $Re_{пл}^{кр} = 1600$  отвечает  $Z_{кр} = 2300$ . Следовательно, формула (1.14) справедлива при  $Z < 2300$ .

В реальных условиях, при конденсации в условиях большого массового расхода жидкости в пленке, когда  $Re_{пл}^{кр} > 1600$ , турбулентный режим течения формируется на достаточно протяженной по высоте поверхности конденсации в нижней ее части, как это видно из схемы на рисунке 1.3.

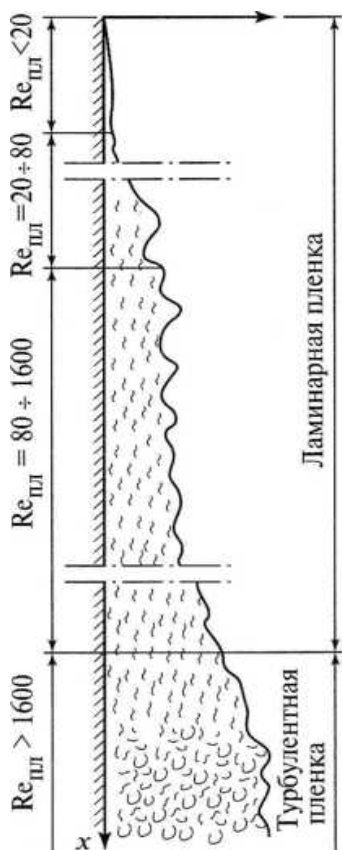


Рисунок 1.3 – Изменение характера течения пленки конденсата по высоте пластины

Д. А. Лабунцов при решении данной задачи для теплового потока в пленке конденсата определил:  $q = -\lambda(1 + \epsilon_q/a)\partial T/\partial y = -\lambda[1 + (Pr/Pr_T)\epsilon_\tau/\nu]\partial T/\partial y$ , где  $\epsilon_q$ ,  $\epsilon_\tau$  и  $a$  – коэффициенты турбулентной теплопроводности, турбулентной вязкости и температуропроводности, соответственно.

Интегрируя приведенное выше уравнение и полагая  $q = idem$  по толщине пленки, он получил:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\int_0^\delta dy / (1 + \frac{Pr \epsilon_\tau}{Pr_T \nu})}. \quad (1.16)$$

Аппроксимация результатов расчетов привела к уравнению для локального коэффициента теплоотдачи:

$$Nu = \alpha \cdot l_g / \lambda = 0,023 Re_{пл}^{0,25} Pr^{0,5}. \quad (1.17)$$

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 (1.17) локальный коэффициент теплоотдачи при турбулентном течении пленки растет как корень четвертой степени из расхода конденсата  $G_l$ .

После ряда преобразований получена следующая формула:

$$Re_{пл} = 1600\{1 + 0,0625Pr^{0,5}[(z/2300) - 1]\}^{4/3}. \quad (1.18)$$

Формула (1.16) 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.

### 1.3. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы

Схема процесса конденсации неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы представлена на рисунке 1.4. 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.

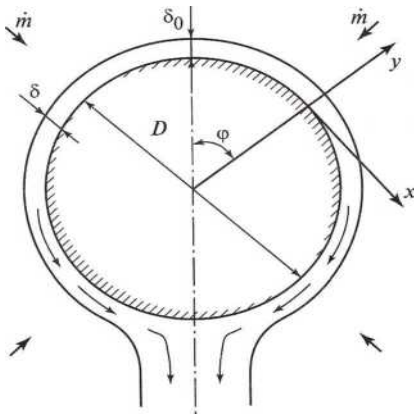


Рисунок 1.4 – Схема процесса конденсации пара на поверхности горизонтального цилиндра

Массовый расход жидкости на единицу ширины пленки находится по уравнению, где  $\delta$  и  $\sin\varphi$  зависят от  $x$ :

$$G_l = 1/3(g \cdot \rho \cdot \delta^3 \sin\varphi / \nu). \quad (1.19)$$

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

$$1/3(g \cdot \rho / \nu) d[\delta^3 \sin(2x/D)] = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta \cdot r)] dx. \quad (1.20)$$

Для бесконечно малого участка длиной  $dx$   $\delta = \delta_0$ , а из (1.20) следует, что  $2/3(g \cdot \rho^2 \cdot \delta^3 / \nu) dx / D = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta_0 \cdot r)] dx$ .

$$\text{Тогда } \delta_0 = [3\lambda \cdot \Delta T \cdot \nu \cdot D / (2g \cdot \rho^2 \cdot r)]^{0,25}. \quad (1.21)$$

Коэффициент теплоотдачи в точке  $x = 0$  определяется формулой:

$$\alpha_0 = \lambda / \delta_0 = [2\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r / (3\nu \cdot \Delta t \cdot D)]. \quad (1.22)$$

На верхней половине поверхности цилиндра значение  $\delta$  изменяется слабо. На нижней части периметра трубы толщина пленки увеличивается с ростом  $\varphi$  быстро, что означает существенно меньший вклад этой части

поверхности в среднюю теплоотдачу, для которой расчеты дают следующую зависимость:

$$\alpha_{\text{ср}} = 0,728[\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r / (v \cdot \Delta T \cdot D)]^{0,25}. \quad (1.23)$$

Сопоставляя (1.23) с формулой (1.10) 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.

#### 1.4. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб

Процесс движущегося пара в условиях низких давлений при плотности  $\rho'' \approx 0,035$  кг/м<sup>3</sup> и удельном объеме  $v'' \approx 30$  м<sup>3</sup>/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.

Основная особенность конденсации в трубах – непрерывное изменение структуры парожидкостного потока по длине, когда 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  $W_{\text{см}}$ , растет доля жидкости в сечении канала ( $1 - \varphi$ ). 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.

##### 1.4.1. Теплообмен при конденсации пара внутри вертикальных труб

При входе пара сверху (рис. 1.5) 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.

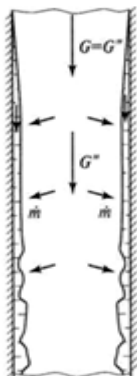


Рисунок 1.5 – Схема конденсации пара в вертикальной трубе

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 (1.13).

Для двухфазного течения в условиях турбулентного течения пара и ламинарного течения конденсата представлена зависимость теплоотдачи при конденсации насыщенного водяного пара в вертикальной трубе при подаче его сверху  $\alpha_x/\alpha_{0x} = f(\psi)$ , где  $\psi = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \left(\frac{v_{\text{п}}}{v_{\text{ж}}}\right)^2 \frac{Re_{\text{пд}}^2}{Ga_{\text{жд}}^{2/3}} Re_{\text{жж}}^{-0,28} \varepsilon_t$ ,  $Re_{\text{пд}} = w_{\text{п}}d/v_{\text{п}}$ ;  $Ga_{\text{жд}} = gd^3/v_{\text{ж}}^2$ ;  $Re_{\text{жж}} = q_{\text{сх}}/r\mu_{\text{ж}}$ ;  $w_{\text{п}}$  – средняя в сечении  $x$  скорость пара. Физические параметры пара и конденсата, что, соответственно, обозначено индексами «п» и «ж», выбирались по температуре насыщения.

Относительный коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по формуле:

$$\frac{\alpha_x}{\alpha_{0x}} = \sqrt{0,005\psi + \sqrt{(0,005\psi)^2 + 1}}. \quad (1.24)$$

Водяной пар конденсировался при атмосферном давлении. Числа  $Re_{\text{пд}}$  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.

При конденсации пара в условиях турбулентного режима течения смеси при относительно высоких давлениях, что в сочетании с большими значениями  $W_{\text{см}}$ , коэффициент теплоотдачи пропорционален корню из касательного напряжения на стенке:  $\alpha \sim (\tau_{\text{с}})^{0,5}$ . Следовательно, для коэффициента теплоотдачи при конденсации пара в условиях развитого турбулентного течения смеси справедлива зависимость

$$\alpha_{\text{см}} = \alpha_0(1 + x\Delta\rho/\rho'')^{0,5}, \quad (1.25)$$

где коэффициент теплоотдачи при однофазном течении жидкости  $\alpha_0$  со скоростью, равной скорости циркуляции  $W_0$ , рассчитывается по формуле Б. С. Петухова и его соотрудников:

$$Nu_0 = \frac{Re_0 Pr_0^{2/3}}{1 + \frac{900}{Re_0} + 12,7 \sqrt{\frac{2}{8}} (Pr_0^{2/3} - 1)}.$$

Среднее значение  $\alpha$  для режима неполной конденсации пара из



пароводяной смеси рассчитывается по формуле:

$$\overline{Nu}_{дн} = c Re_{цдн}^{0,8} Pr_{жн}^{0,43} \frac{1}{2} \left[ \sqrt{1 + x_1 \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} - 1 \right)} + \sqrt{1 + x_2 \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)} \right], \quad (1.26)$$

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.

### 1.4.2. 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 рисунке. 1.6.

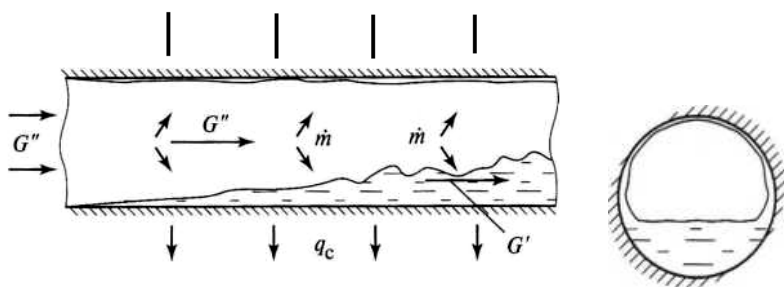


Рисунок 1.6 – Изменение структуры парожидкостного потока при конденсации в горизонтальной трубе

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.

### 1.5. Конденсация пара на горизонтальных пучках 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 более 100 лет назад Нуссельтом получена следующая зависимость:

$$\bar{\alpha} = 0,728 [\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r / (\nu \cdot \Delta T \cdot D)]^{0,25}. \quad (1.27)$$

При конденсации пара 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. 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 ламинарной 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, протяженность поверхности конденсации в направлении течения равна  $n(\pi D/2)$ , где  $n$  – число труб в ряду от верхней до текущей. Тогда при сохранении ламинарного режима течения с гладкой пленкой в вертикальном ряду труб, средний коэффициент теплоотдачи для всего пучка из  $n$  труб может определяться, как

$$\bar{\alpha}_N = \bar{\alpha}_1 n^{-1/4}. \quad (1.28)$$

Можно показать, что средний коэффициент теплоотдачи в любом следующем за верхним горизонтальном ряду труб ( $i = n$ ) рассчитывается в этом случае как

$$\alpha_n / \alpha_1 = [n^{0,75} - (n - 1)^{0,75}]. \quad (1.29)$$

Визуальные наблюдения за течением конденсатной пленки показывают, 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.

Трение со стороны потока пара также влияет на течение пленки. Нуссельт рассчитал степень уменьшения толщины пленки конденсата в результате воздействия на нее движущегося пара. Общая зависимость для теплоотдачи имеет вид:

$$\alpha_w / \alpha_0 = F(\Pi), \quad (1.30)$$

где  $\alpha_0$  – значение теплоотдачи по формуле Нуссельта; с учетом равенства

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

## 1.6. Диффузионное термическое сопротивление

По мере конденсации пара доля воздуха в паровоздушной смеси растет, так как воздух не конденсируется. Она максимальна в нижней части корпуса конденсатора, где процесс конденсации пара завершается. 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.

Так как температура конденсации у теплообменной 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. Поэтому пар будет двигаться, преодолевая поток неконденсирующегося газа под действием градиента своего парциального давления. Возникшее сопротивление движению молекулам пара необходимо рассматривать как дополнительное термическое сопротивление, снижающее 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, пренебрегая фазовым сопротивлением при  $p > 10^4$  Па,

$$\alpha_{см} = \frac{1}{R_{см}} = \frac{1}{R_{пл} + R_D} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{пл}} + \frac{1}{\alpha_D}} \quad (1.31)$$

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

$$R_D = \frac{t_{п0} - t_{п.пов}}{\alpha_k(t_{п0} - t_{п.пов}) + r \cdot j_{п.пов}} = \frac{t_{п0} - t_{п.пов}}{\alpha_k(t_{п0} - t_{п.пов}) + r \cdot \beta(m_{п0} - m_{п.пов})[r + (i_{ж.пов} - i_{ж.с})]} \quad (1.32)$$

где  $\alpha_k$  – конвективный коэффициент теплоотдачи от парогазовой смеси к пленке конденсата;  $j_{п.пов}$  – поток массы пара у поверхности пленки конденсата, определяемый по уравнению:  $j = \frac{k}{(1-0,4)\sqrt{2\pi \cdot R_n}} \left( \frac{P_n}{\sqrt{t_n}} - \frac{P_{пов}}{t_{пов}} \right)$ ;  $\beta$  – коэффициент массоотдачи;  $m_{п0}$  и  $m_{п.пов}$  – относительные массовые концентрации пара в объеме и у поверхности;  $k$  – коэффициент конденсации.

Из уравнения (1.31) 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 средний коэффициент массоотдачи для труб; при  $Re = 350 - 4800$  может быть рассчитан по уравнению:

$$Nu_D = C \frac{\sqrt{Re}}{\varepsilon_{Г0}^{0,5} \cdot \pi_D^{1/2}} \quad (1.33)$$

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

## 2. ПРОЦЕССЫ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПЕРЕХОДАХ ЖИДКОСТИ В ПАРООБРАЗНОЕ СОСТОЯНИЕ

Кипением называется процесс перехода вещества из жидкого состояния в газообразное, который осуществляется в отсутствии 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.

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).

### 2.1. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме

#### 2.1.1. Условия парообразования на твердой стенке

Паровая фаза при пузырьковом кипении образуется в виде отдельных паровых пузырьков, зарождающихся в определенных местах теплоотдающей поверхности: центрах парообразования. Зарождение парового зародыша в метастабильной жидкости на твердой стенке отличается от парообразования в объеме тем, что часть поверхности раздела  $F$  приходится на контакт пар – стенка.

Каждый центр генерирует паровую фазу с определенной частотой  $f$ . Зародившись у данного центра, паровой пузырек в течение некоторого времени растет в объеме, а затем отрывается от поверхности и всплывает, увлекая за собой некоторое количество жидкости из пристенной области в основное ядро. Во время своего роста пузырек, вытесняя жидкость, вызывает ее 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 объема. Когда эта жидкость прогреется до температуры, установившейся в пристенной области, у данного центра зарождается новый пузырек.

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 турбулируется, что значение коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении оказывается значительно выше, чем при конвективном теплообмене в однофазной среде.

Парообразование на стенке зависит от условия ее смачиваемости. При угле смачиваемости  $\theta = 0$ , – абсолютная смачиваемость. В этих условиях поверхность стенки не дает каких-либо преимуществ для зародышеобразования в сравнении с объемом жидкости. При абсолютной несмачиваемости, что практически не реализуемо, когда  $\theta = \pi$ , приходим к выводу о возможности зарождения паровой фазы без конечного перегрева  $\Delta T$ .

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. Кроме этого, для испарения жидкости в пространство с большим давлением, она должна быть дополнительно перегрета. Опыты показывают, что значительный перегрев жидкости наблюдается только в пристенном слое. На расстоянии 2 мм от поверхности величина перегрева равна примерно 0,5 °С. Поэтому в испарительной аппаратуре паровые пузыри возникают на теплоотдающей поверхности, а не в объеме жидкости.

При тонком микрослое тепло для испарения жидкости с его поверхности отбирается непосредственно от твердой стенки. При этом перегретая жидкость, покрывающая ближайшую к обогреваемой твердой стенке часть сферической поверхности растущего пузырька, вытесняется пузырьком из температурного пограничного слоя на стенке. При «толстом» микрослое избыточная энтальпия перегретой жидкости также служит источником для испарения жидкости на межфазной поверхности.

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 ее кипении в условиях свободного движения. При заданном  $p$  постепенный рост  $q$  ведет к росту температуры к  $T_c$ , повышению  $\Delta T$ , уменьшению радиуса  $R^*$  и увеличению плотности центров парообразования  $n_F$ .

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

кипения на полированных поверхностях может произойти при меньших  $\Delta T = T_c - T_s$ , чем на шероховатых, но при  $q = idem$  температурный перепад  $\Delta T_{шер} < \Delta T_{гл}$ . Объясняется это тем, что поверхностные микровпадины способны удерживать некоторый объем пара  $V_{ост}$  после отрыва пузырька. Для начальной активации центра парообразования требуется больший перегрев  $\Delta T_{нк}$ , а для поддержания впадин в активном состоянии перегрев требуется меньший. Искусственная шероховатость, обеспечивающая условия удержания паровых объемов во впадинах, значительно снижает температуру  $\Delta T_{нк}$  и увеличивает плотность центров парообразования на поверхности.

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  $p'' = p_{г} + p_{п}$ .

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  $\alpha$  уменьшаются. При высоких давлениях старение может продолжаться до 20 ч.

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

Всплытие пузырька начинается фактически сразу после его зарождения. 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. 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 вследствие практического отсутствия контакта поверхности пузырька с перегретой жидкостью на обогреваемой стенке.

Высокие значения коэффициента теплоотдачи, устанавливающиеся при пузырьковом кипении, позволяют отводить от теплоотдающей поверхности тепловые потоки порядка  $10^6 \div 10^7$  Вт/м<sup>2</sup> 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 объем жидкости с паром, находящимся внутри пузырей, т. е. в виде теплоты испарения. Наряду с этим часть теплоты отводится в виде избыточной энтальпии перегретой жидкости, увлекаемой паровыми пузырьками при их отрыве от поверхности.

На рисунке 2.1 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  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.

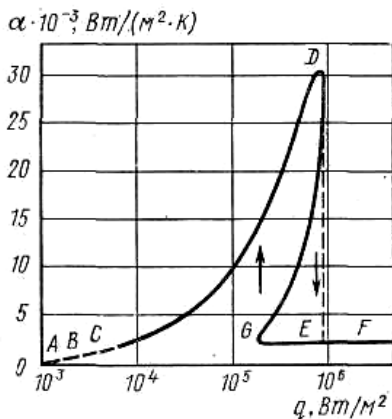


Рисунок 2.1 –  
Теплообмен  
при кипении воды  
в большом объеме

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 растет, что способствует существенной интенсификации процесса теплообмена. Следовательно,  $\alpha \sim q^n$ , где  $n = 0,65 \div 0,75$ . Ранее 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 пленок между пузырьками и слиянию отдельных пузырьков в общую паровую пленку, отделяющую жидкость от теплоотдающей поверхности. Такой режим носит название пленочного кипения. Тепловой поток, при котором режим пузырькового кипения переходит в пленочный, называется первым критическим тепловым потоком. Переход к пленочному кипению обычно сопровождается резким снижением  $\alpha$ , так как в этом случае теплота от поверхности к жидкости передается в ядро потока через пленку пара. Участок  $GF$  характеризует область пленочного кипения.

Когда тепловой поток задается 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. 2.1).

Обратный переход от пленочного 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 рисунке 2.2, называют кривой кипения или кривой Нукияма, по имени японского исследователя, впервые описавшего эту зависимость в 1934 г.

Пусть 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  $T_s$ , меньшего значения  $\Delta T_{н.к}$  (начало кипения), достаточного для образования паровых пузырьков, тепло от обогреваемой поверхности отводится свободной конвекцией (рис. 2.2 а), 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 АВ на рис. 2.2).

После начала кипения зависимость  $q(\Delta T)$  становится значительно круче. При этом для технических поверхностей нагрева на участке ВС зависимость  $q(\Delta T)$  имеет вид:  $q \sim \Delta T^3$  (участок АВ на рис. 2.2).

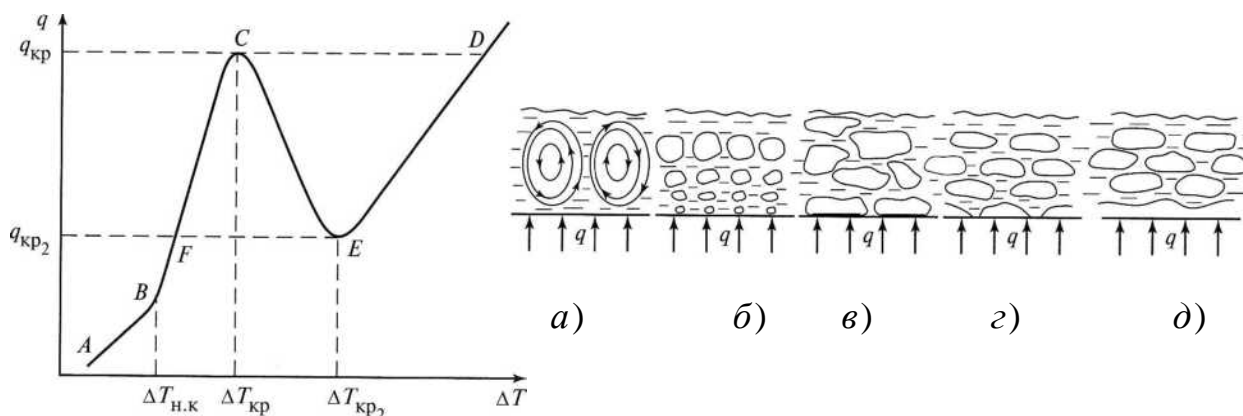


Рисунок 2.2 – Кривая кипения и схема, представляющая различные механизмы теплообмена при кипении

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. 2.2 б).

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. 2.2 в). Под паровыми конгломератами на обогреваемой твердой поверхности находится жидкая пленка. 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. 2.2) пузырьковый режим кипения резко обрывается. 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. 2.2) 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 и затем паровые пузырьки всплывают к свободному уровню жидкости (рис. 2.2  $d$ ). 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 удастся 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. 2.2). 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 на рисунке 2.2  $z$  отражает наличие

точек контакта жидкости с «горячей» твердой поверхностью.

Вдоль участка  $CE$  по мере роста  $\Delta T$  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 происходит с взаимным влиянием одного на другое.

### 2.1.2. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме

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.

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:  $\alpha = 3,15q^{0,7}p^{0,15}$ , где  $q$  – Вт/м<sup>2</sup>;  $p$  – бар;  $\alpha$  – Вт/(м<sup>2</sup>·К).

Действующие при пузырьковом кипении центры парообразования представляют собой малые сухие пятна на греющей твердой поверхности, размер которых примерно равен радиусу жизнеспособного парового зародыша  $R_*$ . Число сухих пятен на единице площади греющей поверхности представляет собой плотность центров парообразования:

$$n_F = C_0 R_*^{-2}, \quad (2.1)$$

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. 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:

$$q = q_1 + q_2 = Q_{с.п} \cdot n_F, \quad (2.2)$$

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.



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

$$q_1 = C_3(\lambda \cdot \Delta T / R_*)^{3/2} (v / \sigma \cdot r)^{1/2}. \quad (2.3)$$

Составляющая  $q_2$  для однофазной конвекции записывается в обычном виде:

$$q_2 = \lambda \cdot \Delta T / \Delta, \quad (2.4)$$

где  $\Delta$  – эффективная толщина теплопроводного слоя жидкости на стенке, представляющая часть толщины динамического пограничного слоя на стенке, которая обусловлена пристеночным движением жидкости при парообразовании.

Подставив (2.3) и (2.4) в (2.2) и проведя необходимые преобразования, получим:

$$q = 3,43 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^2 \cdot \Delta T^3 / (v \cdot \sigma \cdot T_s) [1 + r \cdot \Delta T / (2R_i \cdot T_s^2)] [1 + (1 + 800B)^{0,5} + 400B], \quad (2.5)$$

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

Интенсивность теплоотдачи слабо изменяется при  $B < 10^{-3}$  (область низких давлений) В области высоких приведенных давлений безразмерный  $\alpha$  заметно увеличивается.

К настоящему времени опубликовано значительное количество различных формул для определения значения  $\alpha$  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:

$$Nu_{\text{исп}} = A [Pe_{\text{исп}} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5}]^n, \quad (2.6)$$

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

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

### 2.1.3. 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 плотностях теплового потока влияние скорости парожидкостной смеси в условиях естественной циркуляции мало.

Более значительная зависимость  $\alpha$  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  $\epsilon_n$ , учитывающий интенсификацию теплообмена в пучке:

$$\alpha_n = \alpha_{од} \cdot \epsilon_n, \quad (2.7)$$

где  $\alpha_{од}$  рассчитывается по формуле (2.6),  $\epsilon_n = 1$  при  $N > 10^7$ ;  $\epsilon_n$  – выбирается по рисунку 2.3 при  $N < 10^7$ .

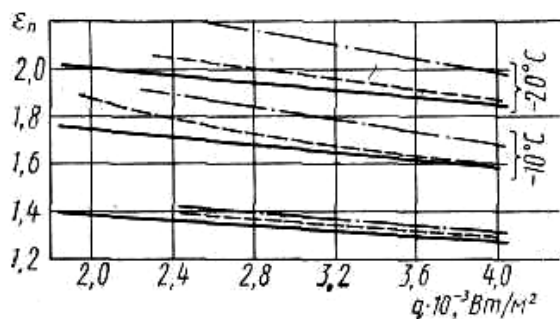


Рисунок 2.3 – Зависимость коэффициента  $\epsilon_n$  от плотности теплового потока  $q$ , температуры насыщения  $t_n$  и относительного шага пучка  $S/d$ :  $S/d = 1,45$ ; ----  $S/d = 1,3$ ; - · - · -  $S/d = 1,15$

На рисунке 2.4 показано, что более заметное влияние относительного шага пучка  $S/d$  наблюдается при низких температурах. При  $t_n < -20$  °C рекомендуется принимать значение  $\epsilon_n$  таким же, как и при  $t_n = -20$  °C.

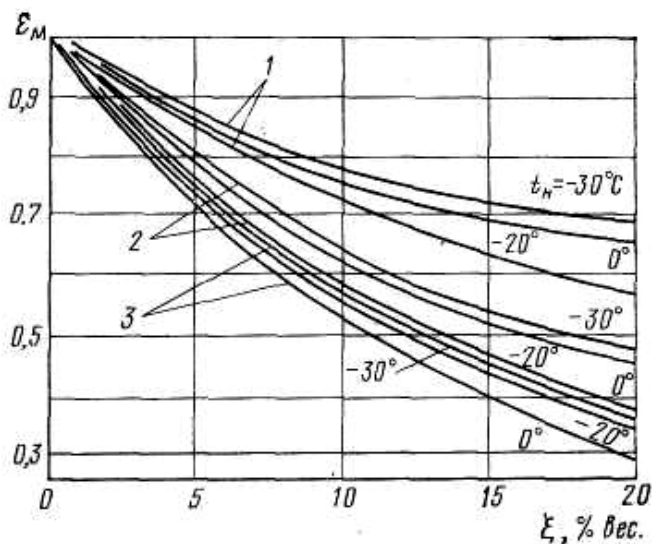


Рисунок 2.4 – Зависимость  $\epsilon_M$  от  $q$ ,  $t_n$  и концентрации масла  $\zeta$  в смеси с фреоном-22: 1 -  $q = 1,8$  кВт/м<sup>2</sup>; 2 -  $q = 5,0$  кВт/м<sup>2</sup>; 3 -  $q = 10,0$  кВт/м<sup>2</sup>

Кипящие в промышленных условиях фреоны содержат до 8 – 10 % масла, что снижает значение  $\alpha$ . Влияние примеси масла на  $\alpha$  учитывается

дополнительным поправочным коэффициентом  $\epsilon_m$ , значение которого определяется по рисунку 2.4.

### 2.1.4. 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  $\delta$  ( $S/\delta$ ) и отношение высоты ребра  $h$  к  $\delta$ .

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 рассчитываются по формуле:

$$\alpha_{\text{ср}} = C_{\text{пуч}} \cdot q_{\text{ор}}^{0,5} (p \cdot 10^{-5})^{0,25} \epsilon_{\text{н.р}}, \quad (2.8)$$

где для:  $C_{\text{пуч}} = 18,4$  и  $32,4$  для фреона-12 и фреона-22 соответственно;

$q_{\text{ор}}$  – плотность теплового потока, отнесенная к единице поверхности трубы с учетом оребрения;  $p$  – давление;  $\epsilon_{\text{н.р}}$  – поправочный множитель на число труб в пучке  $n_p$ , находится по рисунку 2.5.

При  $n_p > 10$ ,  $\epsilon_{\text{н.р}} = 1,0$

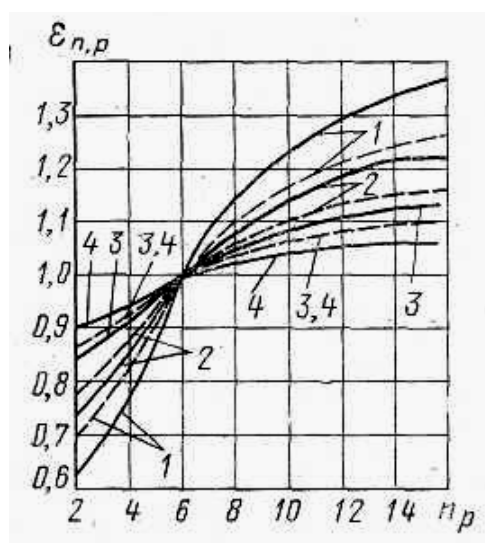


Рисунок 2.5 – Значение  $\epsilon_{\text{н.р}}$  при кипении фреона-12 на пучке оребренных труб:

1 -  $q_{\text{ор}} = 0,5$  кВт/м<sup>2</sup>; 2 -  $q_{\text{ор}} = 1,0$  кВт/м<sup>2</sup>;  
3 -  $q_{\text{ор}} = 1,98$  кВт/м<sup>2</sup>; 4 -  $q_{\text{ор}} = 3,03$  кВт/м<sup>2</sup>;

—  $t_{\text{н}} = -20$  °C; - - -  $t_{\text{н}} = -10$  °C

### 2.1.5. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме

При рассмотрении кривых кипения введено понятие критической тепловой нагрузки. Для ее определения С. С. Кутателадзе предложил так

называемую **гидродинамическую модель кризиса кипения**.

Критическая скорость парообразования при кипении найдена как

$$w_{кр}'' = \frac{q_{кр}}{\rho'' \cdot r} \quad (2.9)$$

Тогда окончательно получено

$$q_{кр} = k \cdot r \sqrt{\rho''^4 g \cdot \sigma (\rho' - \rho'')} \quad (2.10)$$

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

## 2.2. 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.

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

В вертикальных парогенерирующих трубах существуют режимы течения с различными механизмами передачи теплоты (рис. 2.6).

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 пузырек сносится потоком, оставаясь сначала на стенке, а затем отрываясь от нее. В зависимости от величины недогрева жидкости

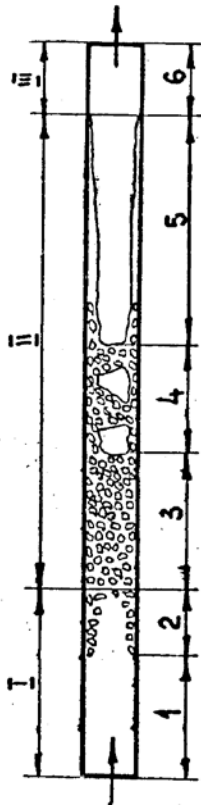


Рисунок 2.6 – Структура потока при кипении жидкости внутри вертикальной трубы

пузырек 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:

$$x_{нк} = -\frac{q \cdot c_p}{r \cdot \alpha_k} ; \quad (2.11)$$

$$x_{рк} = -140 \left( \frac{q}{r \cdot \rho \cdot w} \right)^{1,1} \left( \frac{\rho \cdot w \cdot d}{\mu'} \right)^{0,2} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,2} . \quad (2.12)$$

По формуле (2.11) 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 (2.6). 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  $\alpha_k$  и величиной  $\alpha_{рк}(1 - x_{рк}/x_{ст})$ . 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:

$$q = \alpha_{рк} (T_{ст} - T_{н}). \quad (2.13)$$

Одной из возможных форм такой интерполяции является зависимость:

$$\alpha_{пк} = \alpha_k + \left[ \frac{q}{\alpha_{рк} - \frac{x_{рк} \cdot r}{c_p}} \right] - \alpha_k \cdot \left( \frac{x - x_{нк}}{x_{рк} - x_{нк}} \right)^n \quad (2.14)$$

Общий характер зависимости коэффициента теплоотдачи от тепловой нагрузки при умеренных скоростях циркуляции и от скорости циркуляции при различных уровнях тепловой нагрузки представлен на рисунке 2.7, из которой следует, что  $\alpha$  увеличивается при увеличении как скорости циркуляции, так и тепловой нагрузки.

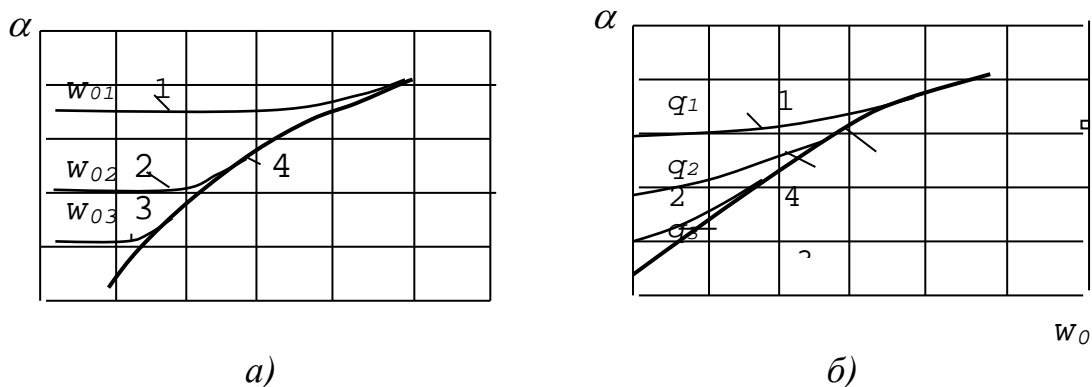


Рисунок 2.7 – Качественный характер изменения теплоотдачи при кипении в трубах в зависимости от скорости циркуляции и тепловой нагрузки:

*a* - 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 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: при  $\alpha_w/\alpha_q > 2 \rightarrow \alpha = \alpha_w$ ; при  $\alpha_q/\alpha_w > 2; \rightarrow \alpha = \alpha_q$ , где  $\alpha$  – действительный коэффициент теплоотдачи при кипении в вынужденном потоке жидкости;  $\alpha_w$  – коэффициент теплоотдачи при однофазной конвекции, определяемый скоростью потока  $w_0$ ;  $\alpha_q$  – коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении в большом объеме, который может быть рассчитан по формуле (2.6).

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 рисунке 2.6 называется участком снарядного течения. Обнаружилось, что снарядный режим в обогреваемых каналах возникает не всегда, а лишь при небольших тепловых нагрузках, интенсивная генерация пара на стенке не дает возможности сформироваться снарядному течению. При кипении в условиях повышенных давлений 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 режима сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей фаз.

С дальнейшим увеличением паросодержания снаряды сливаются между собой и устанавливается кольцевое течение (см. рис. 2.6), при котором пленка жидкости движется по периметру трубы вдоль ее 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.

При продолжении возрастания паросодержания наступает дисперсно-кольцевой режим течения пароводяной смеси, когда значительная или большая 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:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{б.о}} = \sqrt{\left(\frac{\alpha_{к}}{\alpha_{б.о}}\right)^2 + 0,5 \left(1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{r \cdot w_{см} \cdot \rho'}{q}\right)^{1,5}\right)}, \quad (2.15)$$

где  $\alpha_{б.о}$  – рассчитывается по (2.6).  $\alpha_{к} = \sqrt{\alpha_{в.к}^2 + \alpha_{б.о}^2}$   $\alpha_{в.к}$  – 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 кипение.

Наиболее известной из отечественных является расчетная зависимость Л. С. Стермана:

$$\frac{Nu_{\text{кип}}}{Nu_{\text{б.к}}} = 6150 \cdot N^{0,7}, \quad (2.16)$$

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  $N \leq 0,4 \cdot 10^{-5} \rightarrow Nu_{\text{кип}} = Nu_{\text{б.к}}$ ;

где  $Nu_{\text{б.к}}$  – рассчитывается по уравнениям для течения однофазной жидкости.

### 2.2.2. Режимы течения и теплоотдача при нисходящем двухфазном потоке 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).

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. 2.8 а). В этих условиях скорость пара ниже скорости течения жидкости и доля сечения, занятая паром (паросодержание), выше, чем при подъемном движении.

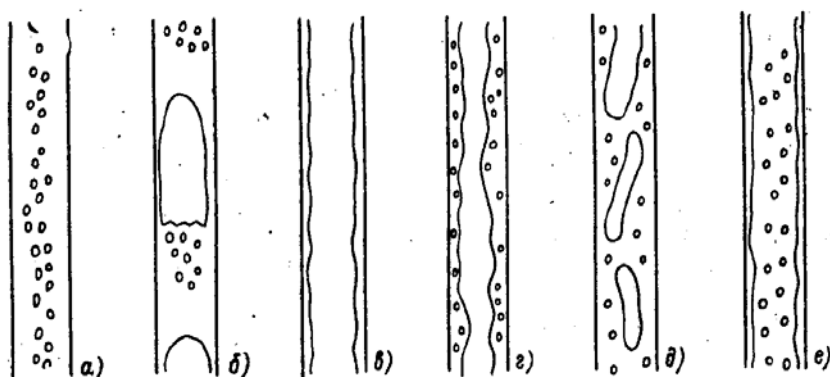


Рисунок 2.8 – Нисходящий поток в вертикальной трубе:

а – пузырьковый; б – снарядный; в – падающая пленка; г – кипящая падающая пленка; д – пенный; е – дисперсно-кольцевой

С увеличением парообразования пузырьки образуют большие образования – пробки, имеющие форму снарядов. Этот снарядный режим течения (рис. 2.8 б) более устойчив, чем при подъемном течении.



Существует несколько областей при кипении в пленке (рис. 2.8 в-е): 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, образующаяся 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  $\Delta t$  на участке стенка–пленка может иметь несколько модификаций. Пленочный, когда при малых расходах жидкости и газа, пленка жидкости стекает вниз по стенке трубы (рис. 2.8 в). 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  $\Gamma$  и тепловой нагрузки  $q$  перенос тепла происходит в основном за счет теплопроводности. Поэтому  $\alpha$  зависит от толщины пленки  $\delta$  и  $\Gamma$ . При этом наблюдается снижение  $\alpha$  с ростом  $\Gamma$  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:  $Nu = c \cdot Re^m \cdot Pr^n$ .

С ростом тепловой нагрузки  $q$  и разности температур  $\Delta t$  увеличивается количество зародышей, которые могут быть активированы, устанавливается режим течения пузырьковой падающей пленки (рис. 2.8 г). На поверхности нагрева в центрах парообразования происходит бурное образование паровых пузырьков, диаметром  $\approx 1$  мкм, оказывающих перемешивающее воздействие по всей длине обогреваемого участка в пристенном пограничном слое, толщиной  $\approx 0,06$  мм.

Теплота передается от стенки теплоотдающей поверхности к жидкости, а затем от жидкости к наружной поверхности парового пузырька. С ростом количества паровых пузырьков возрастает  $\alpha$ . 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  $\alpha$  зависит от пленочного числа  $Re$  и меньше – от плотности теплового потока. Число  $Re$  может быть найдено как

$$Re = 4\Gamma_v/\nu = d_{эк} \cdot w_{ср}/\nu = 4\delta_{ср} \cdot \nu, \quad (2.17)$$

где  $\Gamma_v = G_v/\Pi$  – объемная плотность орошения [ $\text{м}^3/(\text{с} \cdot \text{м})$ ];  $\Pi$  – смоченный периметр орошаемой стенки;

$$Re = 4\Gamma/\mu, \quad (2.18)$$

где  $\Gamma$  – массовая плотность орошения [ $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м})$ ];  $d_{эк} = 4f_{пл}/\Pi = 4\delta_{ср}$ ;  $f_{пл}$  – 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  $\delta$ . 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.

С дальнейшим повышением тепловой нагрузки кипение пленки в условиях достаточного расхода жидкости переходит в пенный режим (см. рис. 2.8 д), который при развитом парообразовании может перейти в дисперсно-кольцевой режим (рис. 2.8 е).

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:

$$Nu_{м.ж} = (0,165Re_{ж}^{0,16} - 0,4)Pr_{ж}^{0,34} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{с}}\right)^{0,25} \cdot \varepsilon_{\alpha}, \quad (2.19)$$

где  $Nu_{м.ж} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}$  – модифицированное число Нуссельта;  $\varepsilon_{\alpha} = 0,8 \div 1,0$  –

поправочный коэффициент. Уравнение справедливо при  $Re > Re_{кр}$ .  $Re_{кр} = 2200Pr^{-0,3}$ .

### 2.2.3. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах

При кипении в трубе, как и при кипении в большом объеме, в определенных случаях происходит кризис теплоотдачи. В координатах  $q_{кр} - x_{кр}$  охватывается весь интервал существования двухфазного потока в трубе,

включая кипение недогретой жидкости. На рисунке 2.9 изображены три участка зависимости критической плотности теплового потока от паросодержания при кипении в каналах.

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  $x_{гр}^0$ .

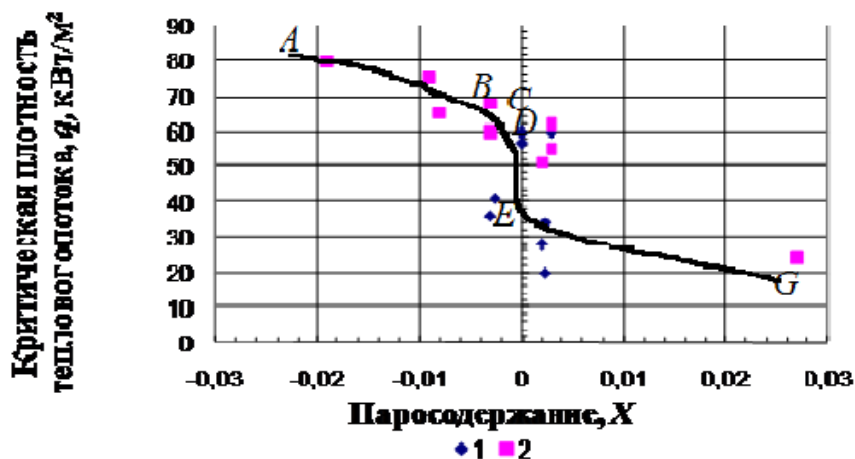


Рисунок 2.9 –  
Зависимость паросодержания от  $q_{кр}$  при кипении черного сульфатного щелока и водного предгидролизата:  $w_0 = 0,015 - 0,025$  м/с;  $\rho w = 25$  кг/(м<sup>2</sup>с); 1 –  $B < 30$  %; 2 –  $B > 30$  абсолютно сухих веществ (а.с.в)

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 возникает 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  $q < q_E = q_{гр}^0$  на микропленку будут выпадать капли из ядра потока. Поэтому в обогреваемой трубе микропленка будет высыхать при более высоком паросодержании по сравнению с  $x_{гр}^0$ . Это паросодержание называют  $x_{ор}$ , а кризис при данном паросодержании – кризисом орошения (см. рис. 2.9 – линия  $EG$ ).

### 3. КОНТРОЛЬНЫЕ ЗАДАНИЯ

#### 3.1. Контрольное задание № 1

**Задача 1.** На поверхности вертикальной трубы высотой  $H$ , м конденсируется сухой насыщенный пар давлением  $p$ , Па. Температура поверхности трубы составляет  $t_c$ , °С. Определить изменение толщины ламинарной пленки конденсата  $\delta_h$  и значения местного коэффициента теплоотдачи  $\alpha_h$  по высоте  $H$  трубы на участках, равным 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0; 1,5; 2,0 м. Построить графики изменений  $\delta_h$  и  $\alpha_h$  по высоте трубы. Расчет выполнять по формулам Нуссельта. Данные для расчета приведены в таблице 1.

Таблица 1

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$p \cdot 10^{-5}$ Па	3,5	3,25	3,0	2,75	2,5	2,25	2,0	1,75	1,5	1,25
$t_c$ , °С	120	115	110	105	100	95	90	85	80	75
$H$ , м	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0

**Задача 2.** На вертикальной трубе высотой  $H$  м конденсируется насыщенный водяной пар, давлением  $P$  бар. Определить изменение среднего коэффициента теплоотдачи по высоте трубы, если ее температура поверхности составляет  $t_c$ , °С. Расчет произвести на участках трубы, равных 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3; 4; 5; 6; 7; 8 м. Построить график зависимости  $\alpha = f(H)$ . Данные для расчета приведены в таблице 2.

Таблица 2

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$H$ , м	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
$t_c$ , °С	270	260	250	245	240	235	230	225	220	215
$P$ , бар	65	63	61	59	57	55	53	51	49	47

**Задача 3.** Определить коэффициент теплоотдачи от стенки трубки конденсатора паротурбинной установки к охлаждающей воде, количество передаваемой теплоты и длину трубки, если средняя по ее длине температура стенки  $t_c$ , внутренний диаметр трубки  $d$ , температура воды на входе и выходе из трубки равны соответственно  $t_1$  и  $t_2$ . Средняя скорость воды равна  $w$ . Данные для расчета приведены в таблице 3.

Таблица 3

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$d$ , мм	14	16	18	20	22	24	26	28	14	16
$t_1$ , °С	10	11	12	13	14	14	13	12	11	10

$t_2, ^\circ\text{C}$	18	19	20	21	22	22	21	20	19	18
$t_c, ^\circ\text{C}$	25	26	27	28	29	29	28	27	26	25
$w, \text{м/с}$	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9

**Задача 4.** Определить коэффициент теплоотдачи от конденсирующего пара к стенке труб вертикального подогревателя, обогреваемого паром, давлением  $P$ . Высота труб подогревателя  $H$ , диаметр трубок,  $d$ . Температура стенки трубы,  $t$ . Данные для расчета приведены в таблице 4.

Таблица 4

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$P \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$h, \text{м}$	7,0	6,5	6,0	5,5	5,0	4,5	4,0	3,5	3,0	2,5
$d, \text{мм}$	12	14	16	18	20	22	20	18	16	14
$t, ^\circ\text{C}$	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105

**Задача 5.** Найти коэффициент теплоотдачи от конденсирующегося пара к стенке трубы испарителя. Тепловая мощность испарителя  $Q$ , кВт; наружная поверхность трубок  $F_{\text{нар}}$ ,  $\text{м}^2$ ; длина кипяtilьных труб  $H$ , м; давление вторичного пара  $P_{\text{вт}}$ , МПа; давление греющего пара  $P_{\text{гр}}$ , МПа представлены в таблице 5.

Таблица 5

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$Q, \text{кВт}$	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
$F_{\text{нар}}, \text{м}^2$	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480
$H, \text{м}$	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
$P_{\text{вт}}, \text{МПа}$	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	0,22	0,24	0,26
$P_{\text{гр}}, \text{МПа}$	0,18	0,2	0,22	0,24	0,26	0,28	0,30	0,32	0,34	0,36

### 3.2. Контрольное задание № 2

**Задача 6.** Определить коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении от кипяtilьной трубки, погруженной в объем воды, находящейся под давлением  $P=3,5 \cdot 10^5$  Па в испарителе, работающим при тепловой нагрузке  $q=150$  кВт/ $\text{м}^2$ . Задачу решить по формуле Н. Г. Стюшина. Данные для расчета приведены в таблице 6.

Таблица 6

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$P \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	3,5	3,25	3,0	2,75	2,5	2,25	2,0	1,75	1,5	1,25
$q, \text{кВт/м}^2$	150	140	130	120	110	100	90	80	70	60

**Задача 7.** Найти коэффициент теплоотдачи при кипении воды на трубке испарителя, работающей с плотностью теплового потока  $q$ , если температура поверхности трубки  $t$ , а вода находится при температуре насыщения под давлением  $P$ . Наружный диаметр трубки  $d$ . Данные для расчета приведены в таблице 7.

Таблица 7

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$q, \text{кВт/м}^2$	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0
$t, ^\circ\text{C}$	200	220	240	260	280	300	320	340	360	380
$P \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5
$d, \text{мм}$	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40

**Задача 8.** Определить коэффициент теплоотдачи от стенки трубы диаметром  $d = 18$  мм, к кипящей и движущейся со скоростью  $w = 1$  м/с под давлением  $p = 8$  бар воде, если плотность теплового потока при температуре внутренней стенки трубы  $t_c = 175$  °C составляет  $q = 100$  кВт/м<sup>2</sup>. Расчет выполнить по формуле Стермана. Данные для расчета приведены в таблице 8.

Таблица 8

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$d, \text{мм}$	18	22	26	30	34	38	42	46	50	54
$w, \text{м/с}$	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1
$p, \text{бар}$	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8
$t_c, ^\circ\text{C}$	140	145	150	155	160	165	170	175	180	185
$q, \text{кВт/м}^2$	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0	10,5	11,0	11,5	12,0	12,5

**Задача 9.** Найти коэффициент теплоотдачи при кипении воды на трубке испарителя, если температура ее поверхности  $120$  °C, а вода находится при температуре насыщения с давлением  $3 \cdot 10^{-5}$  Па. Наружный диаметр трубки  $33$  мм. Данные для расчета приведены в таблице 9.

Таблица 9

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$d_n, \text{мм}$	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36
$t_c, ^\circ\text{C}$	120	125	130	135	140	145	150	160	165	170
$P_n \cdot 10^5, \text{МПа}$	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,7	1,8	1,9	2,0

**Задача 10.** Найти коэффициент теплоотдачи при кипении воды на трубке испарителя с плотностью теплового потока  $q$ , если вода находится при температуре насыщения с давлением  $3 \cdot 10^{-5}$  Па. Наружный диаметр трубки  $33$  мм. Данные для расчета приведены в таблице 10.

Таблица 10

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$q$ , кВт/м <sup>2</sup>	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8
$d_n$ , мм	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36
$P_n \cdot 10^5$ , МПа	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,7	1,8	1,9	2,0

### 3.3. Контрольное задание № 3

**Задача 11.** Определить критическую тепловую нагрузку при кипении воды в большом объеме под давлением  $p = 1$  бар. Данные для расчета приведены в таблице 11.

Таблица 11

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$p$ , бар	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5

**Задача 12.** Определить коэффициент теплоотдачи от стенки трубы диаметром  $d$  к гравитационно движущейся в пленке со скоростью  $w$  под давлением  $p$  воде, если температура внутренней стенки трубы составляет  $t_c$  °С. Расчет провести по формуле Гимбутиса. Данные для расчета приведены в таблице 12.

Таблица 12

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$d$ , мм	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36
$w$ , м/с	0,05	0,07	0,09	0,11	0,13	0,15	0,17	0,19	0,21	0,23
$p$ , бар	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5
$t_c$ , °С	120	122	124	126	128	130	132	134	135	138

**Задача 13.** Найти средний коэффициент теплоотдачи при кипении воды на десятирядном пучке трубок испарителя с плотностью теплового потока  $q = 2,5$  кВт/м<sup>2</sup>, если вода находится при температуре насыщения с давлением  $3 \cdot 10^5$  Па. Наружный диаметр трубки 33 мм. Данные для расчета приведены в таблице 13.

Таблица 13

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$q$ , кВт/м <sup>2</sup>	2,0	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8	4,0
$d$ , мм	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36
$P \cdot 10^5$ Па.	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0

**Задача 14.** Найти тепловую нагрузку, определяющую кризис теплообмена при кипении воды на поверхности трубы испарителя, если плотность пара  $\rho''$ , воды  $\rho'$ , коэффициент поверхностного натяжения воды  $\sigma$  н/м. Данные для расчета приведены в таблице 14.

Таблица 14

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$\rho''$ , кг/м <sup>3</sup>	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
$\rho'$ , кг/м <sup>3</sup>	1000	998	995	992	988	983	978	972	965	958
$\sigma \cdot 10^{-4}$ н/м	756	727	712	696	677	663	643	626	607	587
$r$ , кДж/кг	2256	2242	2228	2214	2200	2186	2172	2158	2144	2130

**Задача 15.** Определить скорость парообразования при кипении воды на поверхности трубы испарителя, если плотность теплового потока составляет  $q$ , плотность пара  $\rho''$ , теплота парообразования  $r$ . Данные для расчета приведены в таблице 15.

Таблица 15

Исходные данные	Варианты									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$q$ , кВт/м <sup>2</sup>	1,0	1,4	1,8	2,2	2,6	3,0	3,4	3,8	4,2	4,6
$\rho''$ , кг/м <sup>3</sup>	0,4	0,6	0,8	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4
$r$ , кДж/кг	2256	2242	2228	2214	2200	2186	2172	2158	2144	2130

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Сулов, В. А. Тепломассообмен при фазовых превращениях: учеб. пособие / В. А. Сулов. – СПб.: ВШТЭ СПбГУПТД, 2019. – 114 с.: ил. 87. – Текст : непосредственный.



## ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица 1 – Перевод величин системы МКГСС в международную систему единиц (СИ)

Энергия	1 кал = 4,187 кДж
Сила	1 кгс = 9,81 Н
Удельный вес	1 кгс/м <sup>3</sup> = 9,81 Н/м <sup>3</sup>
Плотность	1 кгс · с <sup>2</sup> /м <sup>4</sup> = 9,81 кг/м <sup>3</sup>
Давление	1 кгс/см <sup>2</sup> = 9,81 Н/см <sup>2</sup>
Коэффициент динамической вязкости	1 кгс · с/м <sup>2</sup> = 9,81 (Н · с)/м <sup>2</sup>
Теплоемкость	1 ккал/(кг·град) = 4,187 кДж/(кг·К)
Энтальпия, теплота фазового превращения	1 ккал/кг = 4,187 кДж/кг
Тепловой поток	1 ккал/ч = 1,163 Вт
Плотность теплового потока	1 ккал/(м <sup>2</sup> · ч) = 1,163 Вт/м <sup>2</sup>
Объемная плотность теплового потока	1 ккал/(м <sup>3</sup> · ч) = 1,163 Вт/м <sup>3</sup>
Коэффициент теплопроводности	1 ккал/(м · ч · град) = 1,163 Вт/(м · К)
Коэффициент теплоотдачи	1 ккал/(м <sup>3</sup> · ч · град) = 1,163 Вт/(м <sup>2</sup> · К)
Коэффициент излучения	1 ккал / (м <sup>2</sup> · ч · К <sup>4</sup> ) = 1,163 Вт/(м <sup>2</sup> · К <sup>4</sup> )

Таблица 2 – Физические свойства воды на линии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	$p \cdot 10^{-5}$ Па	$\rho$ кг/м <sup>3</sup>	$h$ кДж/кг	$C_p$ кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$ Вт/(м·К)	$\nu \cdot 10^6$ м <sup>2</sup> /с	$\sigma \cdot 10^4$ Н/м	$Pr$
0	1,013	999,9	0	4,212	55,1	1,789	756,4	13,67
10	1,013	999,7	42,04	4,191	57,4	1,306	741,6	9,52
20	1,013	998,2	83,9	4,183	59,9	1,006	726,9	7,02
30	1,013	995,7	125,7	4,174	61,8	0,805	712,2	5,42
40	1,013	992,2	167,5	4,174	63,5	0,659	696,5	4,31
50	1,013	988,1	209,3	4,174	64,8	0,556	676,9	3,54
60	1,013	983,1	251,1	4,179	65,9	0,478	663,2	2,98
70	1,013	977,8	293,0	4,187	66,8	0,415	643,5	2,55
$t, ^\circ\text{C}$	$p \cdot 10^{-5}$ Па	$\rho$ кг/м <sup>3</sup>	$h$ кДж/кг	$C_p$ кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$ Вт/(м·К)	$\nu \cdot 10^6$ м <sup>2</sup> /с	$\sigma \cdot 10^4$ Н/м	$Pr$
80	1,013	971,8	355,0	4,195	67,4	0,365	625,9	2,21
90	1,013	965,3	377,0	4,208	68,0	0,326	607,2	1,95
100	1,013	958,4	419,1	4,220	68,3	0,295	586,6	1,75
110	1,43	951,0	461,4	4,233	68,5	0,272	569,0	1,60
120	1,98	943,1	503,7	4,350	68,6	0,252	548,4	1,47
130	2,70	934,8	546,4	4,266	68,6	0,233	528,8	1,36
140	3,61	926,1	589,1	4,287	68,5	0,217	507,2	1,26
150	4,76	917,0	632,2	4,313	68,4	0,203	484,6	1,17
160	6,18	907,0	675,4	4,316	68,3	0,191	466,0	1,10
170	7,92	897,3	719,3	4,380	67,9	0,181	443,4	1,05
180	10,03	886,9	763,3	4,417	67,4	0,173	422,8	1,00
190	12,55	876,0	807,8	4,459	67,0	0,165	400,2	0,96
200	15,55	863,0	852,5	4,505	66,3	0,158	376,7	0,93
210	19,08	852,8	897,7	4,555	65,5	0,153	354,1	0,91
220	23,20	840,3	943,7	4,614	64,5	0,148	331,6	0,89
230	27,98	827,3	990,2	4,681	63,7	0,145	310,0	0,88
240	33,48	813,6	1037,5	4,756	62,8	0,141	285,5	0,87
250	39,78	799,0	1085,7	4,814	61,8	0,137	261,9	0,86
260	46,94	784,0	1135,7	4,919	60,5	0,135	237,4	0,87
270	55,05	767,9	1185,7	5,070	59,0	0,133	214,8	0,88
280	64,19	750,7	1236,8	5,230	57,4	0,131	191,3	0,90
290	74,45	732,3	1290,0	5,485	55,8	0,129	168,7	0,93
300	85,92	712,5	1344,9	5,736	54,0	0,128	144,2	0,97
310	98,70	691,1	1402,2	6,071	52,3	0,128	120,7	1,03
320	112,9	667,1	1462,1	6,574	50,6	0,128	98,10	1,11
330	128,6	640,2	1526,2	7,244	48,4	0,127	76,71	1,22
340	146,1	610,1	1594,8	8,165	45,7	0,127	56,70	1,30
350	165,4	574,4	1671,4	9,504	43,0	0,126	38,16	1,60
360	186,7	528,0	1761,5	13,98	39,5	0,126	20,21	2,35
370	210,5	450,5	1892,5	40,32	33,7	0,126	4,709	6,79

Таблица 3 – Значения комплексов  $A$  и  $B$  в формулах (1.12; 1.13) для воды

$t_n,$ $^{\circ}C$	$A = \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3} \cdot \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ 1/(м·град)	$B \cdot 10^3 = \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ м/Вт	$t_n,$ $^{\circ}C$	$A = \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3} \cdot \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ 1/(м·град)	$B \cdot 10^3 = \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ м/Вт
20	5,16	1,62	170	136	12,04
30	7,88	2,06	180	150	12,90
40	11,4	2,54	190	167	14,02
50	15,6	3,06	200	182	15,05
60	20,9	3,62	210	197	16,08
70	27,1	4,22	220	218	17,63
80	34,5	4,88	230	227	18,40
90	42,7	5,57	240	246	19,78
100	51,5	6,28	250	264	21,32
110	60,7	6,95	260	278	22,70
$t_n,$ $^{\circ}C$	$A = \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3} \cdot \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ 1/(м·град)	$B \cdot 10^3 = \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ м/Вт	$t_n,$ $^{\circ}C$	$A = \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3} \cdot \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ 1/(м·град)	$B \cdot 10^3 = \frac{4}{r \cdot \rho \cdot v},$ м/Вт
120	70,3	7,65	270	296	24,42
130	82,0	8,47	280	312	26,31
140	94,0	9,29	290	336	28,72
150	107	10,15	300	354	31,21
160	122	11,09			

Таблица 4 – Физические свойства водяного пара на линии насыщения

$t,$ $^{\circ}C$	$p,$ бар	$\rho'',$ кг/м <sup>3</sup>	$i,$ кДж/кг	$r,$ кДж/кг	$c_p,$ кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2,$ Вт/(м·К)	$Pr$
100	1,01	0,598	2675,9	2256,8	2,135	2,372	1,08
110	1,43	0,826	2691,4	2230,0	2,177	2,489	1,09
120	1,98	1,121	2706,5	2202,8	2,206	2,593	1,09
130	2,70	1,496	2720,7	2174,3	2,257	2,686	1,11
140	3,61	1,966	2734,1	2145,0	2,315	2,791	1,12
150	4,76	2,547	2746,7	2114,3	2,395	2,884	1,16
160	6,18	3,258	2758,0	2082,6	2,479	3,012	1,18
170	7,92	4,122	2768,9	2049,5	2,583	3,128	1,21
180	10,03	5,157	2778,5	2015,2	2,709	3,268	1,25

Таблица 5 – Физические свойства ряда расплавленных металлов

Наименование металлов	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\lambda, \text{Вт} / (\text{м} \cdot \text{К})$	$C_p, \text{кДж} / (\text{кг} \cdot \text{К})$	$a \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$Pr \cdot 10^2$
<i>Ртуть Hg</i> $t_{\text{пл}} = -38,9^\circ\text{C};$ $t_{\text{кип}} = 357^\circ\text{C};$ $r_{\text{пл}} = 11,72 \text{ кДж/кг};$ $r_{\text{ис}} = 291,8 \text{ кДж/кг}$	20	13 550	7,90	0,1390	4,36	11,4	2,72
	100	13 350	8,95	0,1373	4,89	9,4	1,92
	150	13 230	9,65	0,1373	5,30	8,6	1,62
	200	13 120	10,3	0,1373	5,72	8,0	1,40
	300	12 880	11,7	0,1373	6,64	7,1	1,07
<i>Олово Sn</i> $t_{\text{пл}} = 231,9^\circ\text{C};$ $t_{\text{кип}} = 2270^\circ\text{C};$ $r_{\text{пл}} = 58,2 \text{ кДж/кг};$ $r_{\text{ис}} = 3015 \text{ кДж/кг}$	250	6980	34,1	0,255	19,2	27,0	1,41
	300	6940	33,7	0,255	19,0	24,0	1,26
	400	6865	33,1	0,255	18,9	20,0	1,06
	500	6790	32,6	0,255	18,8	17,3	0,92
<i>Висмут Bi</i> $t_{\text{пл}} = 271^\circ\text{C};$ $t_{\text{кип}} = 1477^\circ\text{C};$ $r_{\text{пл}} = 50,2 \text{ кДж/кг};$ $r_{\text{ис}} = 855,4 \text{ кДж/кг}$	300	10 030	13,0	0,151	8,61	17,1	1,98
	400	9910	14,4	0,151	9,72	14,2	1,46
	500	9 785	15,8	0,151	10,8	12,2	1,13
	600	9 660	17,2	0,151	11,9	10,8	0,91
<i>Литий Li</i> $t_{\text{пл}} = 179^\circ\text{C};$ $t_{\text{кип}} = 1317^\circ\text{C};$ $r_{\text{пл}} = 661,5 \text{ кДж/кг};$	200	515	37,2	4,187	17,2	111,0	6,43
	300	505	39,0	4,187	18,3	92,7	5,03
	400	495	41,9	4,187	20,3	81,7	4,04
	500	484	45,3	4,187	22,3	73,4	3,28
<b>Наименование металлов</b>	<b><math>t, ^\circ\text{C}</math></b>	<b><math>\rho, \text{кг/м}^3</math></b>	<b><math>\lambda, \text{Вт} / (\text{м} \cdot \text{К})</math></b>	<b><math>C_p, \text{кДж} / (\text{кг} \cdot \text{К})</math></b>	<b><math>a \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}</math></b>	<b><math>\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}</math></b>	<b><math>Pr \cdot 10^2</math></b>
<i>Сплав</i> $56,5\% \text{ Bi} + 43,5\% \text{ Pb}$ $t_{\text{пл}} = 123,5^\circ\text{C};$ $t_{\text{кип}} = 1670^\circ\text{C}$	150	10 550	9,8	0,146	6,39	28,9	4,50
	200	10 490	10,3	0,146	6,67	24,3	3,64
	300	10 360	11,4	0,146	7,50	18,7	2,50
	400	10 240	12,6	0,146	8,33	15,7	1,87
	500	10 120	14,0	0,146	9,44	13,6	1,44
<i>Сплав</i> $25\% \text{ Na} + 75\% \text{ K}$ $t_{\text{пл}} = -11^\circ\text{C};$ $t_{\text{кип}} = 784^\circ\text{C}$	100	852	23,2	1,143	23,9	60,7	2,51
	200	828	24,5	1,072	27,6	45,2	1,64
	300	808	25,8	1,038	31,0	36,6	1,18
	400	778	27,1	1,005	34,7	30,8	0,89
	500	753	28,4	0,967	39,0	26,7	0,69
	600	729	29,6	0,934	43,6	23,7	0,54
	700	704	30,9	0,900	48,8	21,7	0,44
<i>Натрий Na</i> $t_{\text{пл}} = 97,8^\circ\text{C};$ $t_{\text{кип}} = 883^\circ\text{C};$ $r_{\text{пл}} = 113,26 \text{ кДж/кг}$ $r_{\text{ис}} = 4208 \text{ кДж/кг}$	150	916	84,9	1,356	68,3	59,4	0,87
	200	903	81,4	1,327	67,8	50,6	0,75
	300	878	70,9	1,281	63,0	39,4	0,63
	400	854	63,9	1,273	58,9	33,0	0,56
	500	829	57,0	1,273	54,2	28,9	0,53

Учебное издание

**Суслов Вячеслав Александрович  
Белоусов Владимир Николаевич  
Антуфьев Сергей Васильевич  
Мисютина Кристина Геннадьевна  
Рыжиков Владимир Александрович**

## **Специальные главы тепломассообмена**

*Учебно-методическое пособие  
для самостоятельной работы студентов*

Редактор и корректор М. Д. Баранова  
Техн. редактор Д. А. Романова

Учебное электронное издание сетевого распространения

Системные требования:  
Электронное устройство с программным обеспечением  
Для воспроизводства файлов формата PDF

Режим доступа: [http://publish.sutd.ru/tp\\_get\\_file.php?id=202016](http://publish.sutd.ru/tp_get_file.php?id=202016), по паролю.  
- Загл. с экрана

Дата подписания к использованию 09.10.2024 г. Рег. № 5245/23

Высшая школа технологии и энергетики СПбГУПТД  
198095, СПб., ул. Ивана Черных, 4.