

В. А. Суслов

**ТЕПЛОМАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ
ВЫПАРКИ И ВЫПАРНЫЕ УСТАНОВКИ**

Учебное пособие

**Санкт-Петербург
2025**

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

ТЕПЛОМАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЫПАРКИ И ВЫПАРНЫЕ УСТАНОВКИ

Учебное пособие

Утверждено Редакционно-издательским советом ВШТЭ СПбГУПТД

Санкт-Петербург
2025

УДК 621.184.64 (075)
ББК 31.31я7
С 904

Рецензенты:

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;

кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой «Теплосиловые установки и тепловые двигатели» Высшей школы технологии и энергетики Санкт-Петербургского государственного университета промышленных технологий и дизайна

В. Г. Злобин;

кандидат технических наук, доцент кафедры «Теоретические основы электротехники и энергетики» Петербургского государственного университета путей сообщения

Императора Александра I

Д. В. Крылов

Суслов, В. А.

С 904 Теплообменные процессы выпарки и выпарные установки: учебное пособие / В. А. Суслов. — СПб.: ВШТЭ СПбГУПТД, 2025. — 134 с.
ISBN 978-5-91646-441-2

Учебное пособие соответствует программам и учебным планам дисциплины «Теплообменные процессы выпарки и выпарные установки» для студентов, обучающихся по направлению подготовки 13.04.01 «Теплоэнергетика и теплотехника».

Учебное пособие содержит основные понятия, определения и уравнения тепломассообмена, конструкции аппаратов и схемы выпарных станций, используемых в различных отраслях промышленности. Пособие знакомит с методиками, необходимыми для теплового и гидродинамического расчетов выпарных аппаратов и станций.

Специфика предлагаемого курса состоит, прежде всего, в акцентировании внимания на физические основы процессов, происходящих при выпаривании растворов.

Учебное пособие предназначено для магистров очной и заочной формы обучения.

УДК 621.184.64 (075)
ББК 31.31я 7

ISBN 978-5-91646-441-2

© ВШТЭ СПбГУПТД, 2025
© Суслов В. А., 2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
I. ОСНОВЫ ТЕХНИКИ ВЫПАРИВАНИЯ	6
1.1. Способы выпаривания растворов	6
1.2. Концентрация растворов, растворимость	7
1.3. Температура кипения растворов. Температурная, гидростатическая и гидродинамическая депрессии.....	8
1.4. Располагаемый перепад температур и температурный напор.....	9
1.5. Количество выпариваемой воды.....	9
II. АППАРАТУРНОЕ ИСПОЛНЕНИЕ ВЫПАРНЫХ СТАНЦИЙ И ИСПАРИТЕЛЕЙ.....	10
2.1. Одноступенчатые выпарные установки и испарители.....	10
2.2. Многоступенчатые выпарные станции.....	15
2.2.1. Выпарные станции, укомплектованные однопроводными аппаратами с восходящим потоком выпариваемого раствора	18
2.2.2. Выпарные батареи для выпаривания растворов в аппаратах с падающей пленкой	22
2.2.3. Концентраторы	28
III. ОСНОВНЫЕ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ ВЫПАРИВАНИИ ЖИДКОСТИ.....	36
3.1. Неоднокомпонентные среды.....	36
3.2. Условия фазового равновесия.....	38
3.3 Поверхностное натяжение и капиллярные эффекты.....	40
3.4. Методы анализа гетерофазных систем	44
3.5. Количественные характеристики двухфазных потоков.....	45
3.5.1. Паросодержания	45
3.5.2. Скорости смеси.....	47
3.5.3. Плотность смеси	48
IV. ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЫПАРИВАНИИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ	49
4.1. Теплообмен при конденсации пара	49
4.1.1. Теплообмен при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной плоскости	49
4.1.2. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы.....	53
4.1.3. Современная методика расчета теплообмена при конденсации неподвижного пара.....	55
4.1.4. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб	58
4.1.5. Конденсация пара на горизонтальных пучках труб	62
4.1.6. Диффузионное термическое сопротивление	66
4.1.7. Методы интенсификации процессов конденсации.....	69
4.2. Процессы теплообмена при переходе жидкости в парообразное состояние	71

4.2.1. Тепло- и массообмен при испарении жидкости в парогазовую среду ..	71
4.2.2. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме	75
4.2.3. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках труб	101
4.2.4. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме	104
4.2.5. Кипение жидкости в трубах и каналах	105
4.2.5.1. Режимы течения адиабатного двухфазного потока.....	105
4.2.5.2. Режимы течения и теплоотдача при кипении восходящего обогреваемого двухфазного потока в вертикальных трубах	108
4.2.5.3. Нисходящий двухфазный поток в вертикальных трубах	113
4.2.5.4. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах.....	116
4.2.5.5. Накипеобразование при выпаривании растворов.....	117
V. СЕПАРАЦИЯ ПАРОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЕЙ В ВЫПАРНЫХ АППАРАТАХ	119
5.1. Основные понятия и определения для сепарации парожидкостных систем	119
5.2. Сепарация за счет большого объема сепаратора	119
5.3. Центробежная сепарация парожидкостных систем в циклонах	120
5.4. Сепарация парожидкостных систем при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов.....	125
VI. МЕТОДИКА ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА ВЫПАРНЫХ УСТАНОВОК	128
6.1. Расчет температурного режима выпарных установок.....	128
6.2. Расчет теплового баланса выпарной установки.....	128
6.3. Определение термического сопротивления накипеобразования	130
6.4. Определение коэффициента теплопередачи и поверхности теплообмена выпарных аппаратов	130
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	131
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	132

ВВЕДЕНИЕ

Процессы выпаривания получили широкое применение в энергетике, цветной металлургии, химической, пищевой, фармацевтической, целлюлозно-бумажной промышленности и многих других отраслях промышленности.

Выпарные установки электростанций на хлорных, сахарных, крахмалопаточных заводах, заводах анилиноокрасочной промышленности, батареи по упариванию алюминатных растворов, щелоков целлюлозно-бумажного производства в настоящее время представляют собой крупные звенья производственных процессов. В большинстве случаев выпарные станции размещаются в отдельных зданиях и являются самостоятельными производственно-технологическими единицами, в достаточной мере оснащенными приборами теплового контроля и средствами автоматизации, иногда с весьма сложной схемой регулирования параметров и режимов работы.

I. ОСНОВЫ ТЕХНИКИ ВЫПАРИВАНИЯ

1.1. Способы выпаривания растворов

Выпаривание – термический процесс концентрирования растворов при их кипении и, вследствие этого, частичном или полном удалении жидкого растворителя в виде пара. Раствор до состояния кипения греют различными теплоносителями. В большинстве случаев используют водяной пар, называемый греющим или первичным. Пар, образующийся при выпаривании, называют вторичным.

Для концентрирования растворов может быть применен периодический метод выпаривания, при котором исходным раствором заполняют выпарной аппарат, нагревают его до температуры кипения и выпаривают до конечной концентрации. Готовый продукт удаляют из аппарата и процесс повторяется. Периодическое выпаривание применяют для получения малых, но разнообразных по свойствам количеств продукта. Способы периодического выпаривания и методика расчета изложены в [1].

Непрерывный метод выпаривания осуществляется в многоступенчатых выпарных станциях (ВС), укомплектованных выпарными аппаратами (ВА) поверхностного типа с использованием образующегося над раствором вторичного пара данной ступени в последующих ступенях с более низким давлением. Температуру греющего теплоносителя и кипящего раствора в каждом отдельном случае выбирают с учетом свойств выпариваемого раствора, минимальной стоимости ВС и наименьших эксплуатационных затрат.

По теплотехническим признакам ВС непрерывного действия разделяют на несколько групп.

1. По принципу действия:

а) рекуперативные ВС, в которых теплоноситель и выпариваемый раствор разделены твердой стенкой;

б) контактные ВС, в которых теплота передается при непосредственном соприкосновении теплоносителя и раствора без разделяющей стенки;

в) адиабатные ВС, в которых концентрирование происходит вследствие испарения предварительно перегретого раствора в камерах мгновенного испарения.

2. По числу ступеней выпаривания:

а) одноступенчатые;

б) многоступенчатые.

3. По давлению вторичного пара в последней ступени:

а) противодавленческие;

б) вакуум-выпарные станции.

4. По подводу первичной теплоты:

а) ВС с одним источником первичной теплоты;

б) ВУ с несколькими источниками теплоты;

в) ВС с тепловыми насосами.

5. По технологии обработки раствора:

а) одностадийные ВС, в которых раствор не отводится из аппаратов для промежуточной обработки;

б) многостадийные ВС, в которых раствор после одной из ступеней выпаривания направляется для дополнительной обработки (осветление, центрифугование, отстой и т. д.), а затем снова поступает на дальнейшее выпаривание в последующую ступень.

6. По относительному движению теплоносителя и выпариваемого раствора:

а) прямоточные, в которых греющий пар и выпариваемый раствор движутся в одном направлении;

б) противоточные, в которых греющий пар и выпариваемый раствор движутся в противоположных направлениях;

в) ВС со смешанным питанием корпусов, имеющие элементы прямо- и противотока;

г) выпарные установки с параллельным питанием корпусов раствором.

Все перечисленные элементы групп ВС нашли применение в схемах ВС ЦБП, являющиеся наиболее мощными и развитыми среди других ВС.

1.2. Концентрация растворов, растворимость

Количественный состав растворов выражают различными способами. Широко распространено его выражение в массовых процентах или массовых долях. Концентрацией или составом раствора называют массовое количество растворенных твердых веществ в определенном массовом или объемном количестве раствора или растворителя. При обозначении через b количества (кг) твердого вещества в 1 кг раствора, через b' количества (кг) твердого вещества в 1 кг растворителя, через b'' – количества (кг) твердого вещества в 1 л раствора, величины b , b' и b'' будут связаны между собой следующей зависимостью:

$$b = \frac{b'}{1+b'} = \frac{b''}{\rho}, \quad (1.1)$$

где ρ – плотность раствора, кг/л.

Процентную концентрацию b можно выразить через массы сухого вещества $G_{\text{сух}}$, кг, и растворителя W , кг, в следующем виде:

$$b = \frac{G_{\text{сух}}}{G_{\text{сух}} + W} \times 100, \quad (1.2)$$

С увеличением количества растворенного вещества в растворе его концентрация растет. При этом существует предельное количество твердого вещества, которое при данной температуре раствора может быть растворено в нем. Дальнейшая добавка к растворению не приводит. Раствор, содержащий предельное количество растворенного вещества, называется насыщенным. Количество растворенного вещества в насыщенном растворе, отнесенное к определенному количеству раствора или растворителя, называют растворимостью. Изменение давления практически не влияет на растворимость солей в воде.

1.3. Температура кипения растворов. Температурная, гидростатическая и гидродинамическая депрессии

Любая жидкость кипит при температуре насыщения, при которой давление ее насыщенного пара становится равным давлению в системе. Давление насыщенного пара растворителя над раствором P_p всегда меньше давления пара над чистым растворителем P_s . Разность давлений $\Delta P = P_s - P_p$ называется депрессией давления. Она увеличивается пропорционально концентрации раствора. При кипении раствора необходимо затратить большее количество теплоты, чем при кипении чистого растворителя, то есть раствор необходимо подогреть до более высокой температуры. Разность температур кипения раствора T_p и кипения чистого растворителя T_s при данном давлении называется температурной депрессией $v = T_p - T_s$. Величина температурной депрессии зависит от физических свойств растворов и для различных растворов она имеет различные значения. Для вычисления депрессии водных растворов применяют расчетную формулу:

$$v = v_n \times \eta, \quad (1.3)$$

где v_n – нормальная депрессия, определяемая при нормальном давлении в [2];

$\eta = 0,0162 \cdot T / r$ – поправка на величину внешнего давления, определяемая при температуре насыщения воды T_s .

Значение η в зависимости от температуры насыщения определяется по графику, представленному на рисунке 1.1.

Кроме внешнего давления и концентрации, на температуру начала парообразования в растворе оказывает влияние высота столба кипящего раствора. Расчетное увеличение давления ΔP для вертикальных ВА определяется по формуле:

$$\Delta P = g \cdot \rho \cdot h \cdot (1 - \varphi), \quad (1.4)$$

где ρ – плотность раствора при температуре кипения, кг/м³; h – высота кипятильной трубы, м; φ – объемное паросодержание раствора; g – ускорение свободного падения, м/с².

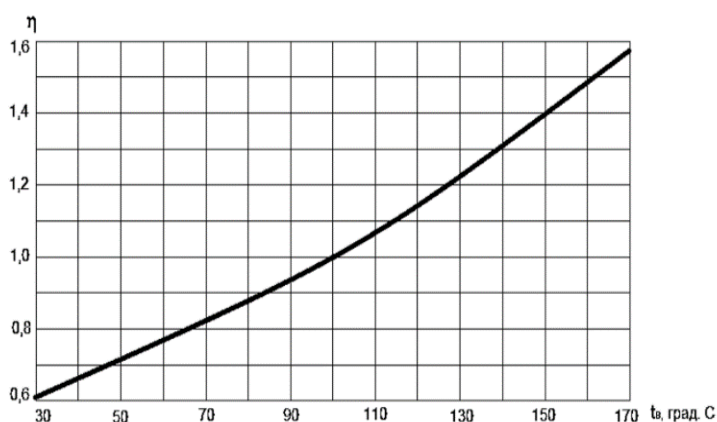


Рисунок 1.1 – Зависимость поправки на величину внешнего давления от температуры насыщения воды T_s

Температурная поправка, учитывающая увеличение температуры начала парообразования в растворе за счет гидростатического давления столба раствора, называется гидростатической депрессией Δ .

Под гидродинамической депрессией δt понимают снижение температуры насыщения вторичного пара в смежных ступенях испарения ВС, обусловленное гидродинамическими сопротивлениями их паровых коммуникаций (брызгоотделители, паропроводы, ловушки и т. д.). В среднем на каждую ступень многокорпусной ВС принимают $\delta t = 1^\circ\text{C}$.

1.4. Располагаемый перепад температур и температурный напор

Разность между температурой греющего пара, поступающего в первую ступень выпарной установки $T_{\text{гр}}$, и температурой вторичного пара из последней ступени при входе в конденсатор θ_k называется располагаемой разностью температур: $T_{\text{расп}} = T_{\text{гр}} - \theta_k$. Однако определяющей величиной процесса теплообмена является температурный напор Δt , представляющий собой разность между температурами греющего пара и кипящего раствора T_i . Для одноступенчатой установки

$$\Delta t = T_{\text{гр}} - T_i - T_{\text{гр}} - (\theta_k + \nu + \Delta), \quad (1.5)$$

где $T_{\text{гр}}$ – температура греющего пара, $^\circ\text{C}$; θ_k – температура вторичного пара при входе в конденсатор установки, $^\circ\text{C}$; ν , Δ – соответственно температурная и гидродинамическая депрессии, $^\circ\text{C}$.

Для многоступенчатой установки с n ступенями

$$\Delta t = T_{\text{гр}} - \theta_k - (\sum_1^n \nu_i + \sum_1^n \Delta_i + \sum_1^n \delta t_i), \quad (1.6)$$

где $\sum_1^n \nu_i + \sum_1^n \Delta_i + \sum_1^n \delta t_i$, – суммы температурных, гидростатических и гидродинамических депрессий во всех ступенях установки, $^\circ\text{C}$.

1.5. Количество выпариваемой воды

Количество выпариваемой воды определяется по уравнению материального баланса:

$$W = S_0 - S_n = S_0 \frac{1-b_0}{B}, \quad (1.7)$$

где W – количество выпаренной из раствора воды, кг/с; S_0 и S_n – начальный и конечный массовые расходы выпариваемого раствора соответственно, кг/с; b_0 и B – начальная и конечная массовые концентрации раствора соответственно, % абсолютно сухого вещества (а.с.в.).

Концентрация раствора после любой ступени выпаривания определяется по уравнению:

$$b_n = \frac{b_n \cdot S_0}{S_0 - \sum_1^n w_i}, \quad (1.8)$$

где $\sum_1^n w_i$ – полное количество воды, выпаренное во всех n ступенях, кг/с.

Теплофизические свойства некоторых растворов приводятся в справочной и специальной литературе [2, 3].

II. АППАРАТУРНОЕ ИСПОЛНЕНИЕ ВЫПАРНЫХ СТАНЦИЙ И ИСПАРИТЕЛЕЙ

2.1. Одноступенчатые выпарные установки и испарители

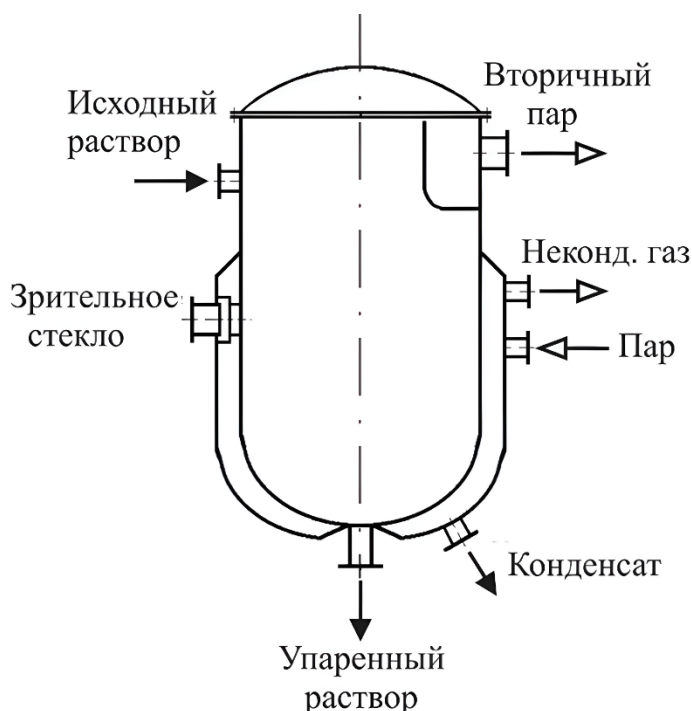


Рисунок 2.1 – ВА с нагревательной рубашкой

Одноступенчатое выпаривание, или испарение, наиболее распространено в химических производствах для получения особо чистых химических элементов из растворов или выпаривания агрессивных растворов. Установки могут работать в зависимости от свойств получаемого продукта под давлением греющего пара или под вакуумом. При этом греющий пар подается в рубашку ВА, отдает теплоту более холодному раствору, конденсируясь при этом. Конденсат направляется на очистку. Для этой цели применяются:

- ВА с нагревательной рубашкой (рис. 2.1), где теплоносителем является пар или вода; эти ВА малопроизводительны из-за ограниченной поверхности теплообмена; существенным их недостатком также является значительная высота слоя выпариваемой жидкости в аппарате, понижающего температуру раствора вследствие его гидростатического давления; эти аппараты в ряде случаев снабжаются мешалками в вертикальном или горизонтальном исполнении;
- вакуум-выпарной аппарат типа ВВА (рис. 2.2) предназначен для выпаривания и концентрирования различных масс до определенного содержания сухих веществ в увариваемом продукте; процесс удаления влаги из раствора происходит принудительно при разрежении внутри аппарата, посредством создания вакуума вакуумным насосом; аппараты применяются в пищевой, молочной, плодоовощной, косметической, химической, фармацевтической и других отраслях промышленности.



Рисунок 2.2 – Вакуум-выпарной аппарат типа ВВА

На рисунке 2.3 показана конструкция испарителя, применяемая в настоящее время на электростанциях при работе на воде, умягченной ионированием.

Основными элементами испарителя являются вертикальный цилиндрический корпус, греющая секция и устройства по промывке пара. Греющая секция 2 состоит из обечайки и двух приваренных к ней трубных досок, в которые ввальцованы стальные трубки. В корпусе испарителя секция закрепляется на лапах, приваренных к верхней ее части. Центральная часть греющей секции трубками не заполнена, и в нее по трубе 10 подается греющий пар. При работе испарителя нижняя часть корпуса заполнена водой, уровень которой поддерживается регулятором над греющей секцией. Греющий пар конденсируется на наружных поверхностях трубок и отдает свою теплоту находящейся в них воде. Из-за перегородок, имеющих вырезы у периферии или отверстие в центральной части, движение пара происходит перпендикулярно осям кипяtilьных трубок от оси греющей секции к периферии и от периферии к оси.

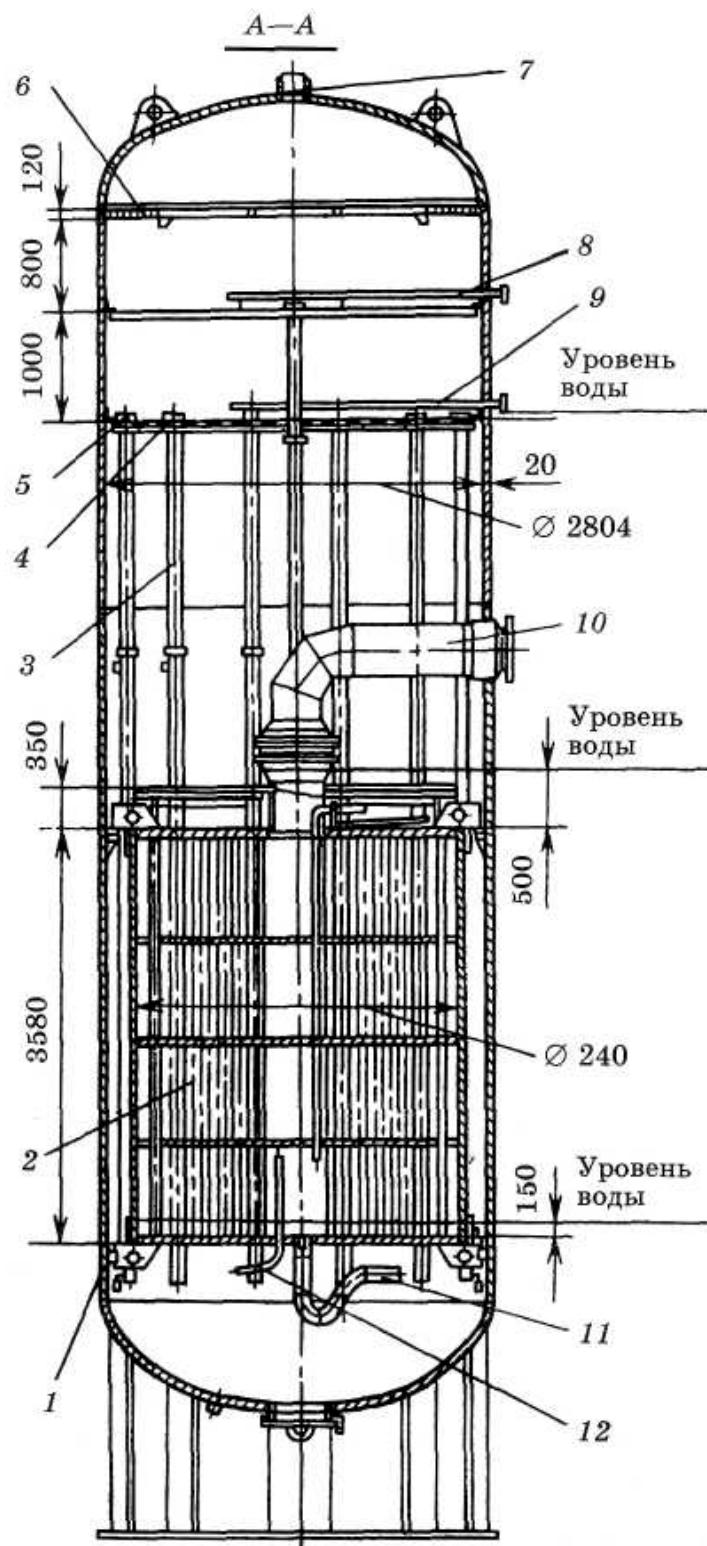


Рисунок 2.3 – Вертикальный испаритель с паропромывочными дырчатыми листами:

1 – корпус; 2 – греющая секция; 3 – опускная труба; 4 – паропромывочный дырчатый лист; 5 – перелив; 6 – жалюзийный сепаратор; 7 – штуцер для отвода вторичного пара; 8 – подвод конденсата; 9 – подвод питательной воды; 10 – подвод греющего пара; 11 – труба для отвода конденсата; 12 – трубка для отвода неконденсирующихся газов

Конденсат собирается в нижней части секции и по трубе 11 отводится от испарителя. Паровое пространство греющей секции соединено с паровым пространством испарителя трубкой 12 с клапаном. При работе испарителя этот клапан открыт и неконденсирующиеся газы перепускаются из греющей секции в паровое пространство испарителя. Над греющей секцией установлено одно или два паропромывочных устройства в виде паропромывочных дырчатых листов. До последнего времени паропромывочные устройства устанавливались на расстоянии 700–800 мм от уровня воды в испарителе, в настоящее время это расстояние резко увеличено (до 3–4 м на высоте от греющей секции), чтобы исключить возможность ухудшения качества дистиллята при переполнении аппарата питательной водой.

Питательная вода поступает на этот лист (или на нижний лист, если имеются два паропромывочных устройства) и отводится с него в водяное пространство испарителя по опускающим трубам 3. При работе испарителя проходящий через отверстия листа пар препятствует протеканию жидкости, что удерживает питательную воду над листом, а барботирующий через нее пар очищается от захваченных им капель. В дальнейшем пар захватывает образующиеся над паропромывочным листом капли питательной воды, однако солесодержание этих капель во много раз меньше. Необходимый уровень воды над листом (50–60 мм) обеспечивается переливами 5, установленными перед сливными трубами 3.

Над паропромывочными устройствами обычно устанавливается жалюзийный сепаратор.

Производительность испарителя зависит не только от размеров греющей секции и корпуса аппарата, но и от перепада температуры между греющим и вторичным паром, давления вторичного пара, а также требований к качеству дистиллята. Ориентировочно можно считать, что при диаметре аппарата 3 м и давлении вторичного пара 0,12–0,6 МПа допустимая производительность испарителя $D_{\text{и}}$ описанной конструкции (см. рис. 2.3) находится в пределах 25–35 т/ч (большие значения относятся к более высоким давлениям вторичного пара). Для других диаметров диапазоны изменения $D_{\text{и}}$ могут быть определены в зависимости от значений этих величин по соотношению поперечных сечений рассматриваемого испарителя и аппарата диаметром 3 м.

Конструкция испарителей, установленных на блоках Нововоронежской и Белоярской АЭС, показана на рисунке 2.4. Здесь испарители – это аппараты с естественной циркуляцией и поверхностями нагрева, вынесенными в отдельный корпус. Поступающий сюда пар конденсируется на наружных поверхностях пучка вертикальных труб. Пароводяной поток из корпуса греющей секции направляется в сепаратор. Отделившаяся в сепараторе жидкость вместе с подлежащей очистке питательной водой вновь направляется в трубы греющей секции, а пар проходит последовательно жалюзийный сепаратор и паропромывочные устройства. Очищенный пар конденсируется в следующей ступени испарительной установки или конденсаторе последней ступени. Конденсат вторичного пара всех ступеней собирается в баках чистого конденсата. Количество примесей, содержащихся в дистилляте,

предназначенном для восполнения потерь пара и конденсата в паротурбинной установке, должно быть не выше, чем в питательной воде. Стремиться к дальнейшему улучшению качества дистиллята не имеет смысла, так как добавочная вода в большинстве случаев составляет небольшую часть общего расхода питательной воды и поэтому практически не может улучшить ее. Требуемая продувка испарителя или паропреобразователя P , %, в зависимости от солесодержания питательной воды и концентрата c_k может быть определена по формуле:

$$P = \left[\frac{c_{п.в.}}{(c_k - c_{п.в.})} \right] \cdot 100 \quad (2.1)$$

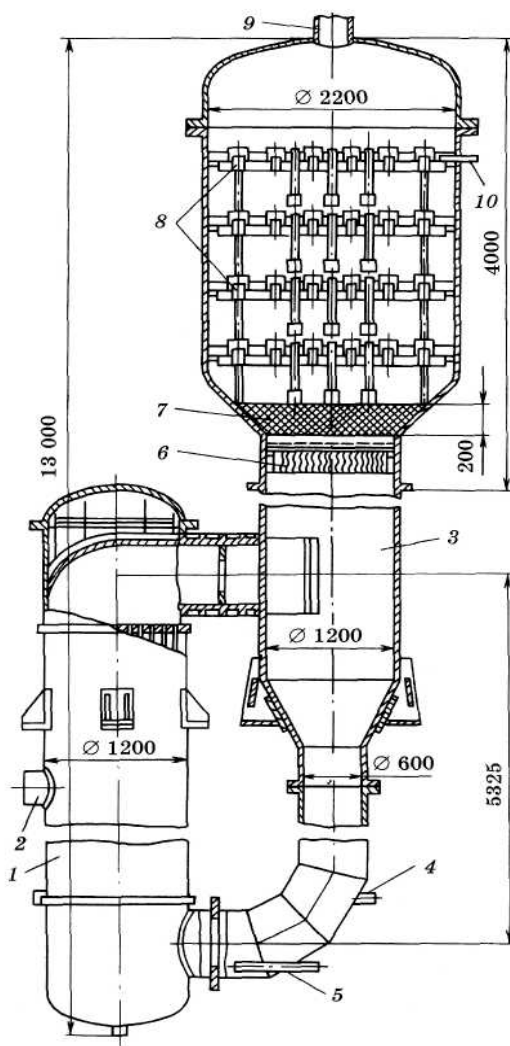


Рисунок 2.4 – Испаритель для восстановления продувочных вод первого контура АЭС:

- 1 – корпус с греющей секцией; 2 – трубка для подвода греющего пара;
- 3 – сепаратор; 4 – штуцер продувочной линии; 5 – труба для подвода исходной (питательной) воды; 6 – жалюзийный сепаратор; 7 – набивка (кольца Рашига);
- 8 – промывочное устройство; 9 – отвод очищенного (вторичного) пара;
- 10 – подвод промывочной воды

Солесодержание концентрата c_k следует выбирать таким, чтобы содержание примесей в дистилляте c_d находилось в допустимых пределах.

В испарителях и паропреобразователях с промывочными устройствами дистиллят и вторичный пар высокого качества можно получить при солесодержании концентрата до 40 000–60 000 мг/кг, когда продувка обычно не превышает 2–3 %.

2.2. Многоступенчатые выпарные станции

Выпаривание или концентрирование жидкости при ее испарении в последовательно соединенных ВА, когда вторичный пар направляется в последующий ВА в качестве греющего, называется многоступенчатым.

Без учета всех потерь в процессе теплообмена в ВА можно считать, что 1 кг греющего пара выпаривает из раствора 1 кг вторичного пара. Следовательно, в двухступенчатой ВУ одним кг греющего пара может быть получено два кг вторичного, в 3-ступенчатой – три кг вторичного и т. д. Таким образом, принцип многоступенчатости выпаривания направлен то, чтобы 1 кг греющего пара обеспечивал выработку вторичного, пропорционального числу ВА n , работающих на ВС, т. е. $1 \cdot n$. Однако, в работающих ВС эта пропорция не выдерживается из-за тепловых потерь ВА и связывающими их коммуникациями.

В зависимости от относительного движения теплоносителя и выпариваемого раствора ВС имеют несколько вариантов.

1. Прямоточные ВС, в которых греющий пар и выпариваемый раствор движутся в одном направлении, схема питания ВА которой представлена на рисунке 2.5.

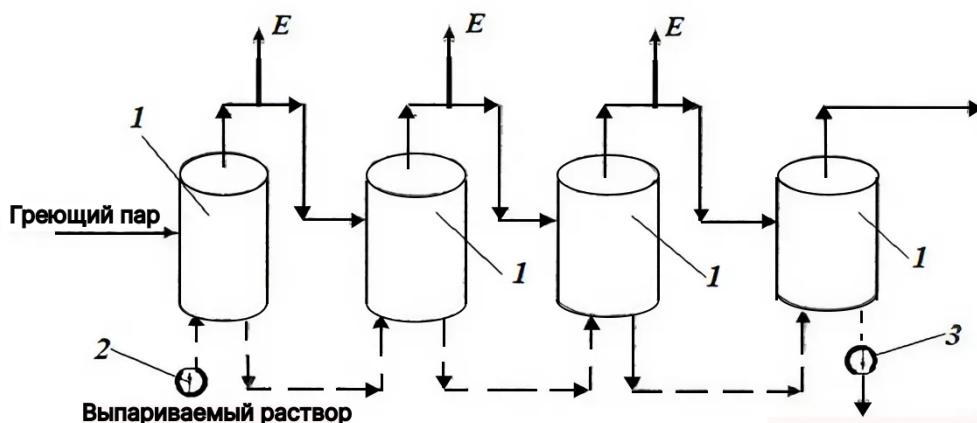


Рисунок 2.5 – Прямоточная схема ВС:

E – отбор пара самоиспарения;

1 – ВА; 2 – насос подачи продукта; 3 – насос откачки продукта

В приведенной на рисунке 2.5 схеме выпариваемый раствор движется в направлении, совпадающем с направлением движения пара от головного ВА к последнему. Следовательно, попадая в последующий корпус, раствор является

перегретым относительно температуры насыщения и происходит его адиабатное вскипание. Появляется избыток пара E , который может быть использован в технологической схеме производства. Один из показателей эффективности ВС – удельный расход пара

$$D_{\text{уд}} = W/D,$$

где W – количество выпаренного ВС вторичного пара; D – количество греющего пара, подаваемого в первый ВА, на этих станциях минимальный, что свидетельствует об эффективности ее работы.

Кроме того, прямоточная схема работает с минимальным количеством перекачивающих насосов. ВС этого типа не требуют комплектации поверхностными подогревателями растворов. Однако эти ВУ обладают и недостатками. Один, самый главный из них, заключается в том, что пар, двигаясь из корпуса в корпус, в процессе теплообмена теряет давление, в ряде случаев от 0,6 МПА до вакуума. Одновременно снижается температура выпариваемого раствора, вследствие чего резко увеличивается его вязкость. Поэтому рассматриваемая схема питания корпусов ВС не может применяться для выпаривания высоковязких продуктов.

2. В противоточных ВС (рис. 2.6) греющий пар и выпариваемый раствор движутся в противоположных направлениях. При такой схеме движения потоков по мере сгущения раствора повышается и его температура, поэтому вязкость раствора остается в пределах, обеспечивающих достаточно высокие коэффициенты теплопередачи. За счет этого производительность противоточных установок наивысшая, по сравнению с любой другой схемой. К недостаткам противоточной схемы относятся необходимость установки дополнительных перекачивающих насосов и подогревателей раствора, увеличивающих расход пара, а также тяжелые условия работы первого корпуса, в котором одновременное сочетание максимальной концентрации и высокой температуры приводит к образованию накипи.

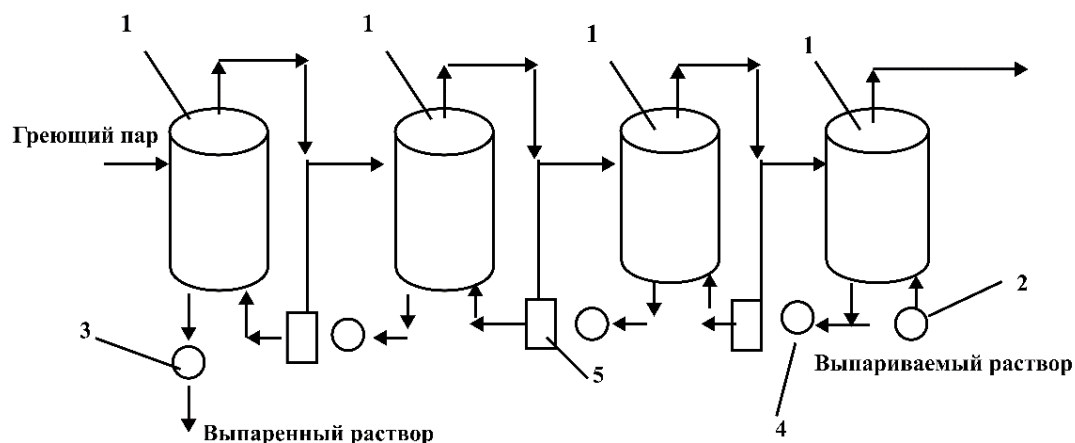


Рисунок 2.6 – Схема противоточной ВС:

1 – ВА; 2 – насос подачи продукта; 3 – насос откачки продукта;
4 – перекачивающий насос; 5 – теплообменник

3. Схема ВС со смешанным питанием корпусов, имеющая элементы прямо- и противотока, представлена на рисунке 2.7. В смешанной схеме питания раствор подается в один из промежуточных корпусов установки, откуда прямотоком проходит до последнего ВА в направлении потока греющего пара. Раствор затем по противоточной схеме подается в первый либо другой корпус установки. Далее опять применяется прямоточная или противоточная схемы. Смешанные схемы питания ВА раствором дают возможность в первых по ходу щелока ВА использовать преимущество прямотока (отсутствие перекачивающих насосов и самоиспарение части раствора), а в последних по ходу раствора ВА обеспечить относительно высокие значения коэффициентов теплопередачи, характерные для противоточной схемы. ВС, укомплектованные ВА с восходящей пленкой раствора и работающие по смешанным схемам в целлюлозно-бумажном производстве (ЦБП), распространены в России и на зарубежных предприятиях: «Розенблад», «Рамен», «Розенлев-Свенсон», «Энсо-Гутцейт», «Мицубиси» и т. д. Типичной и наиболее распространенной в России батареей со смешанной схемой питания корпусов является установка фирмы «Розенблад».

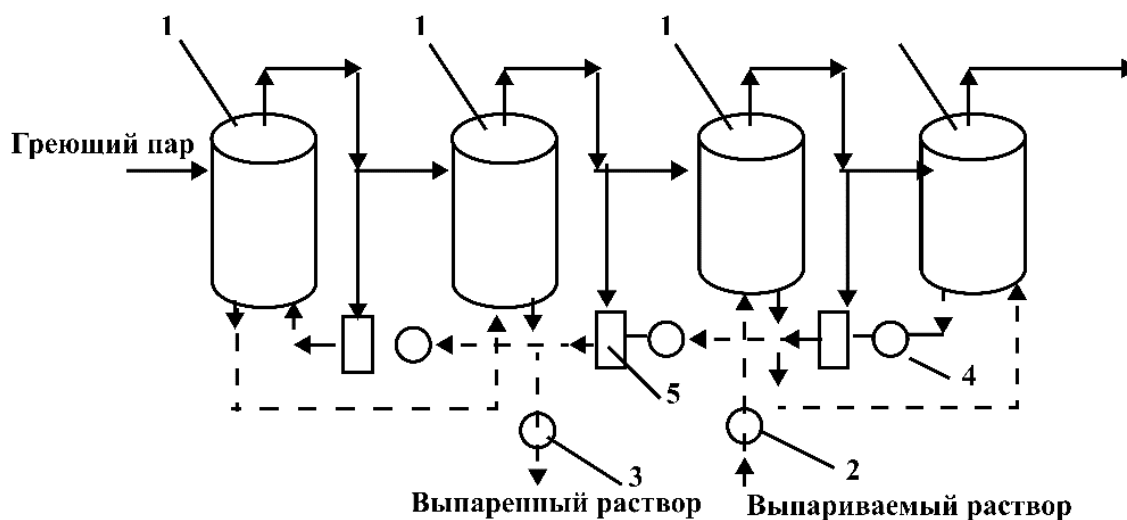


Рисунок 2.7 – Схема ВС со смешанным питанием корпусов:
1 – ВА; 2 – насос подачи продукта; 3 – насос откачки продукта;
4 – перекачивающий насос; 5 – теплообменник

4. На ВС с параллельным питанием корпусов раствором, схема которой представлена на рисунке 2.8, во все ВА раствор поступает параллельно из одного трубопровода. Порядок прохождения пара по корпусам остается типовым для всех рассмотренных схем без изменения: вторичный пар из первого ВА является греющим для второго; вторичный из второго – греющий для третьего и т.д.

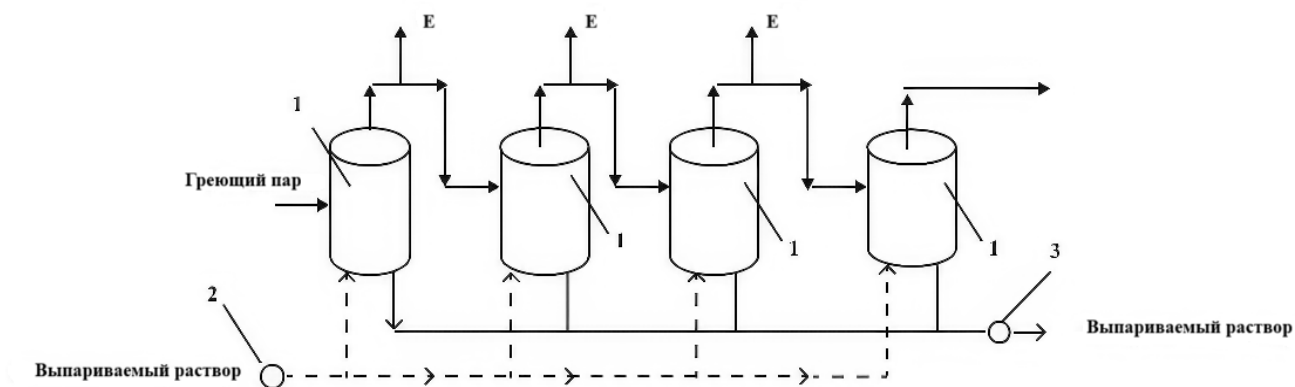


Рисунок 2.8 – Схема ВС с параллельным питанием корпусов:
1 – ВА; 2 – насос подачи продукта; 3 – насос откачки продукта

2.2.1. Выпарные станции, укомплектованные однокорпусными аппаратами с восходящим потоком выпариваемого раствора

Типичной и наиболее распространенной в России батареей со смешанной схемой питания корпусов является установка фирмы «Розенблад», приведенная на рисунке 2.9. Эти ВС, многие из которых отработали в технологической схеме ЦБП более 50 лет, обеспечивают высокую производительность и экономичность работы, отличаются от других схем большим количеством теплообменной аппаратуры.

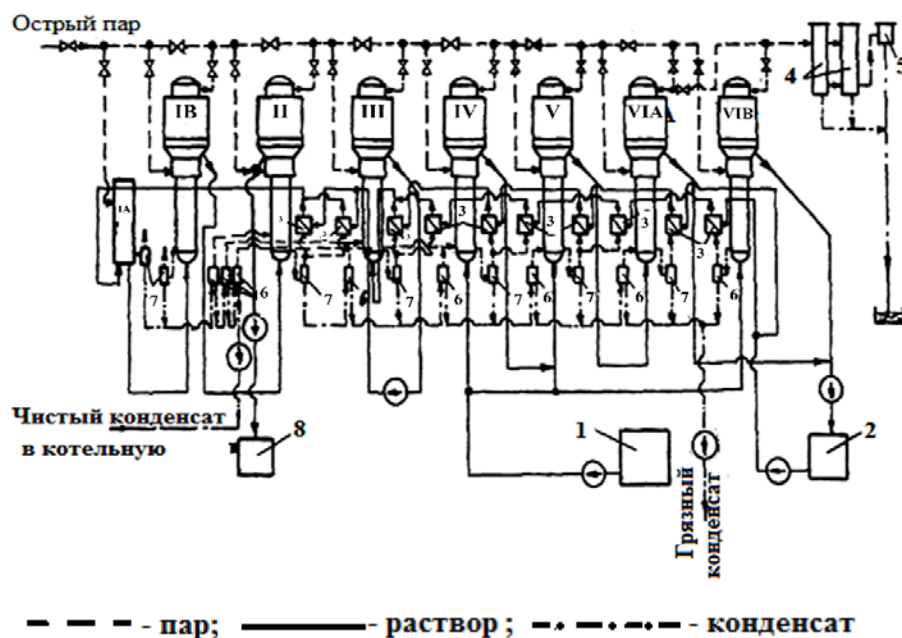


Рисунок 2.9 – Схема ВС фирмы «Розенблад»:

IА, IВ, II, III, IV, V, VIA, VIB – порядковые номера корпусов; 1 – бак слабого щелока; 2 – бак полупаренного щелока; 3 – подогреватели щелока; 4 – поверхностный конденсатор; 5 – барометрический конденсатор; 6 – расширители конденсата; 7 – конденсатоотводчики; 8 – бак крепкого щелока

Установка производительностью 200 т/ч по выпариваемой воде укомплектована 7 ВА фирмы «Розенблад» и корпусом-подогревателем IA, не имеющим сепаратора. Трубные системы и части, соприкасающиеся со щелоком, в корпусах IA, IB и II выполнены из нержавеющей стали, части остальных корпусов изготовлены полностью из углеродистой стали. Поверхность теплообмена кипятильника ВА IA составляет 1260 м², ВА III и II – по 2260 м², остальных ВА – 2200 м². ВА IB и II – двухходовые. Для подогрева щелока установлено 10 спиральных теплообменников 3 поверхностью нагрева 75 м² каждый. В схему выпарной станции входит конденсационная установка, состоящая из поверхностного 4 и барометрического 5 конденсаторов, а также баки слабого 1, полуупаренного 2 и крепкого 8 щелока.

Слабый щелок, укрепленный до концентрации сухого вещества 22 %, из бака 1 насосом подается параллельно в ВА IV, V и VIB в количествах соответственно 50; 25 и 25 % от общего расхода. Из ВА IV щелок самотеком последовательно переходит в ВА V и VIA, далее соединяется с потоком щелока, выходящим из ВА VIB, и насосом подается в бак полуупаренного щелока 2, где производится съем мыла. Из бака 2 насосом по двум параллельным трубопроводам щелок прокачивается через теплообменники 3, установленные в две линии по четыре теплообменника в каждой, и противоточно подается в ВА III. Из ВА III насосом через два параллельно установленных теплообменника 3 щелок подается в двухходовой ВА – подогреватель IA.

В кипятильнике IA щелок доводится до кипения и вместе с образующимся паром переходит в корпус ВА IB, сепаратор которого является общим для корпусов IA и IB. Из корпуса IB щелок самотеком поступает в ВА II, а из него насосом подается в бак крепкого щелока 8, откуда откачивается на сжигание в содорегенерационный котлоагрегат (СРК). Концентрация крепкого щелока составляет 55–60 % содержания абсолютно сухого вещества (а.с.в.). Часть крепкого щелока из бака 8 отбирается в бак 1 на укрепление слабого щелока до 22 % концентрации для устранения вероятности вспенивания в первых по ходу щелока корпусах станции.

Корпуса ВА IA и IB обогреваются острым паром при давлении 3,43 бар (3,5 кгс/см²) и температурой 138 °С. ВА II, III, IV и V обогреваются, соответственно, вторичным паром ВА IB, II, III и IV. ВА VIA и VIB работают по пару параллельно и обогреваются паром ВА V. Вторичный пар из ВА VIA и VIB поступает на конденсационную установку, где до 90 % пара конденсируется в поверхностном конденсаторе 4, а остальные 10 % и несконденсировавшиеся газы поступают в барометрический конденсатор смешения 5.

Чистый конденсат из корпусов IA и IB последовательно проходит через три расширителя конденсата 6 и насосом откачиваются на ТЭЦ в котельную. Пары вскипания чистого конденсата из расширителей направляются последовательно в ВА II, III и IV, восполняя в них дефицит греющего пара. Неконденсирующиеся газы из корпусов IA и IB отводятся через конденсатоотводчики 7 в атмосферу. Неконденсирующиеся газы из подогревателей 3 через дроссельные шайбы направляют по общему трубопроводу в барометрический конденсатор, а конденсат подогревателей 3

возвращается в конденсатоотводчик соответствующего корпуса и с конденсатом этого корпуса направляется в расширитель конденсата следующего по ходу пара корпуса.

При такой схеме достигается максимальное использование тепла сдувочных газов. Удельный расход греющего пара на батарею

$$D_{\text{уд}} = D/W,$$

где D – расход греющего пара; W – общее количество выпаренной батареей воды, составляет 0,192 кг/кг.

Для выпаривания черных щелоков сульфатного производства в приведенной на рисунке 2.9 схеме ВС применяются длиннотрубные вертикальные аппараты с восходящим движением потока упариваемого раствора, длиной кипяtilьных труб 8–9 м, поверхностью теплообмена до 5500 м².

На рисунке 2.10 приведена схема двухходового ВА фирмы «Розенблад», как наиболее распространенная на отечественных предприятиях. Двухходовыми ВА на ВС этой фирмы выполняются один или два последних по ходу щелока ВА, в которых проходное сечение для щелока уменьшено, так как на последних ступенях выпаривания объем раствора становится недостаточным для устойчивого гидродинамического режима течения в кипяtilьных трубах. Применение двухходовых ВА позволяет комплектовать ВС унифицированными по поверхности теплообмена корпусами при уменьшающемся расходе щелока на последних ступенях выпаривания. Кипяtilьная камера аппарата *A* и сепаратор *Б* расположены соосно. Корпус ВА полностью сварной с кольцами жесткости 8, равномерно расположенными по высоте кипяtilьника. Достаточная сепарация в ВА достигается за счет большого объема сепаратора. Для повышения надежности сепарации предусмотрен зонт *Д*. Совместно с конденсатом из кипяtilьника удаляется до 10 % греющего пара с несконденсировавшимися газами. Благодаря этому обеспечивается непрерывная вентиляция кипяtilьника, а нижние концы труб, не затопленные конденсатом, омываются паром и активно участвуют в теплообмене. Отводимая парогазовая смесь направляется в теплообменники для подогрева щелока.

Нижняя щелоковая камера ВА и нижняя часть сепаратора разделены перегородкой 7 на две части. Щелок входит в первую половину щелоковой камеры через патрубок 9, проходит вверх по половине пучка труб, возвращается из сепаратора по опускной трубе во вторую половину щелоковой камеры и проходит оставшуюся часть трубного пучка. Выпаренный раствор удаляется из сепаратора через патрубок 2. Его расход контролируется поплавковым щелокоотводчиком.

К конструктивным особенностям ВА различных систем можно отнести устройство сепараторов, подвод к кипяtilьнику греющего пара (радиальный и тангенциальный) и отвод конденсата. Во многих ВА в сепараторах отражательный зонт является единственным сепарирующим устройством («Розенблад», «Мицубиси» и др.). Достаточная сепарация пара при этом достигается за счет большого объема сепаратора. ВА с такими сепараторами обладают наименьшими гидродинамическими депрессиями. Сепараторы

аппаратов ряда фирм снабжены, кроме отражательного зонта, дополнительными сепарирующими устройствами, повышающими качество сепарации пара: центробежные брызгоотделители, проволочные многорядные сетки и т.д., но увеличивающими гидродинамические депрессии.

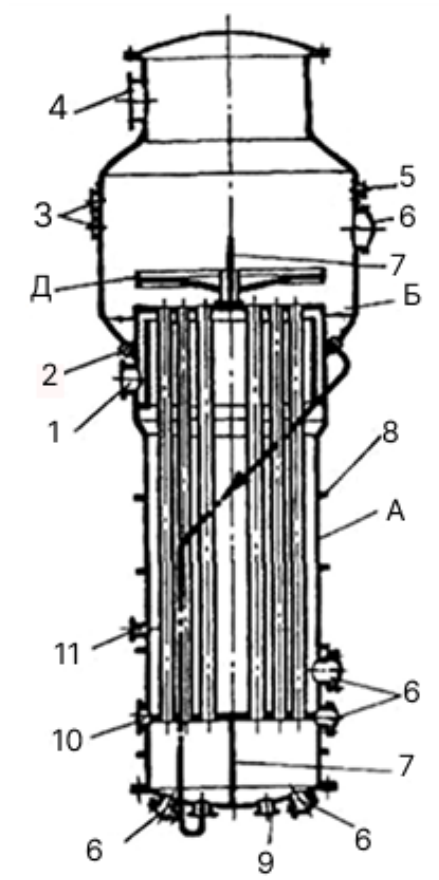


Рисунок 2.10 – Двухходовой ВА фирмы «Розенблад»:

А – кипяtilьник; *Б* – сепаратор; *Д* – отражательный зонт;
 1 – вход греющего пара; 2 – выход щелока; 3 – смотровое окно; 4 – выход вторичного пара; 5 – штуцер щелокоотводчика; 6 – люк; 7 – разделяющая перегородка; 8 – кольцо жесткости; 9 – вход щелока; 10 – выход пароконденсатной смеси; 11 – подвод пара от расширителя конденсата

У ряда конструкций ВА в кипяtilьниках поддерживается некоторый уровень конденсата. Благодаря этому нижние концы кипяtilьных труб, затопленные конденсатом, не участвуют в активном теплообмене. По нашему мнению, перспективной будет организация работы аппарата, при которой конденсат из кипяtilьника будет отводиться полностью и кипяtilьные трубы – омываться паром по всей высоте.

2.2.2. Выпарные батареи для выпаривания растворов в аппаратах с падающей пленкой

В настоящее время ВС, укомплектованные аппаратами с гравитационным течением упариваемого раствора, получили широкое мировое распространение. Они применяются на предприятиях Японии, США («Розенблад Корпорейшен», «Бакай», «Краун Целлербах»), ФРГ («Лурги»), Финляндии («Альстрем»), России (ОАО «Илим Групп») и др. ВА с гравитационным течением выпариваемого раствора по сравнению с восходящим обладают рядом преимуществ, так как отсутствует статический напор и, следовательно, процесс кипения жидкости осуществляется без соответствующего повышения температуры. Выпаривание раствора осуществляется в пленке, что обеспечивает высокую эффективность процесса. В этих ВА время контакта жидкости с поверхностью теплообмена меньше, чем в ВА других типов, что важно при выпаривании термолабильных растворов. ВА могут работать с низкими температурными напорами, что позволяет снизить расход греющего пара при увеличении числа ВА. Малые потери давления в подобных ВА позволяют их эксплуатировать при очень малых остаточных давлениях. Эти ВА могут работать как с многократной циркуляцией, так и однократно. ВА ЦБП, работающие на «падающей пленке», комплектуются пластинчатой или трубчатой поверхностью теплообмена, что не меняет порядок теплового расчета. Эти ВС предназначены работать в режиме «падающая пленка» в условиях поверхностного испарения выпариваемого раствора, что позволяет создать условия, исключаяющие интенсивное накипеобразование на поверхности теплообмена. Одной из первых ВС, смонтированной в 80-х годах XX века и работающей на падающей пленке, являлась пятикорпусная ВС фирмы «Лурги» производительностью 50 т/ч по испаряемой влаге. Тепловая схема батареи (представлена на рисунке 2.11) работала по противоточной схеме питания. Раствор концентрацией 18 % а.с.в. поступал через уравнильный резервуар в пятый ВА. Противоточно прокачивался через батарею и выходил из первого ВА с концентрацией 43 %. ВА оборудованы циркуляционными насосами, одновременно служащими для перекачки щелока между корпусами. Насосы откачивали щелок из нижних щелочковых камер и подавали его в верхние щелочковые камеры кипятильников через подогреватели 2, обогреваемые вторичным паром впереди стоящего корпуса.

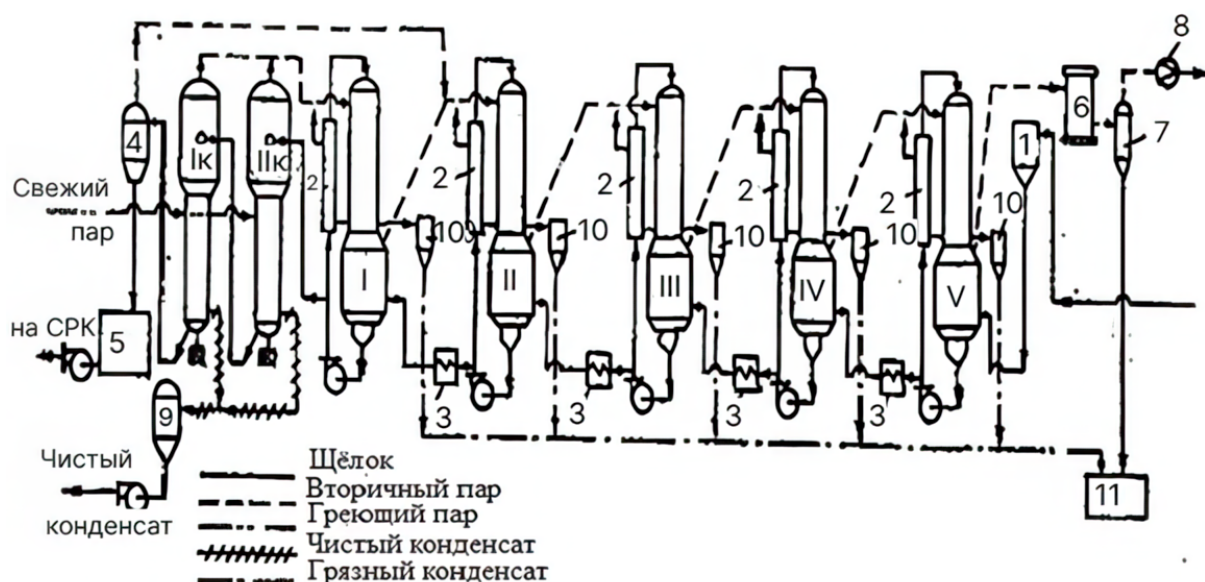


Рисунок 2.11 – Схема ВС для выпаривания растворов в аппаратах с «падающей пленкой» фирмы «Лурги»:

I, II, III, IV, V – корпуса установки; 1 – уравнильный резервуар;
 2 – подогреватели; 3 – теплообменники раствора; 4 – расширитель; 5 – бак готового продукта; 6 – поверхностный конденсатор; 7 – барометрический конденсатор; 8 – вакуум-насос; 9 – расширитель чистого конденсата;
 10 – конденсатоотводчики; 11 – бак-сборник грязного конденсата

Из верхних щелочковых камер раствор через распределительные устройства подавался к кипяtilьным трубам и стекал в нижние щелочковые камеры. Таким образом, осуществлялась многократная циркуляция раствора в аппарате. Упаренный раствор отбирался после циркуляционного насоса и противоточно через теплообменники щелока 3, обогреваемые свежим паром, подавался в сепаратор впереди стоящего корпуса. Окончательное упаривание до концентрации 63–65 % а.с.в. осуществлялось в двух последовательно работающих концентраторах. Концентраторы, также работающие по принципу «падающей пленки», снабжены циркуляционными насосами, расположенными внутри нижних щелочковых камер кипяtilьников. Щелок циркуляционными насосами по внутренним циркуляционным трубам подавался в сепараторы, установленные над кипяtilьниками. Выпаренный раствор из концентраторов направлялся через расширитель щелока 4 в баки готового продукта 5 и затем на сжигание в СРК.

Греющий пар на батарею подавался в концентраторы. Вторичный пар из концентраторов направлялся для обогрева кипяtilьника IBA. Вторичный пар из сепаратора IBA подается в кипяtilьник IIBA, куда подводились также пары самоиспарения от расширителя 4. Вторичные пары из сепаратора VBA направлялись в поверхностный конденсатор 6, где конденсировалось до 90 % паров. Несконденсировавшиеся в конденсаторе 6 пары и газы направляли в барометрический конденсатор смешения 7. Остатки несконденсировавшихся газов из барометрического конденсатора 7 удалялись вакуум-насосом 8, который служил также для создания вакуума при пуске батареи.

Чистый конденсат отбирался из кипятильников концентраторов через расширители чистого конденсата 9 и откачивался в котельную. Грязные конденсаты из первого и последующих корпусов через конденсатоотводчики 10 направлялись в бак-сборник грязного конденсата 11, куда поступал и конденсат из поверхностного и барометрического конденсаторов. Из бака 11 грязный конденсат направлялся на очистку.

Удельный расход свежего пара на батарею составлял 0,164 кг на кг испаренной воды.

Недостатком применяемых для выпаривания растворов ВА с восходящим движением является невозможность создания дисперсно-кольцевой структуры двухфазного потока, при которой теплообмен максимален по всей высоте труб. Кроме того, возможность срыва и высыхания пленки раствора на верхних участках концов труб приводит к зарастанию последних накипью, образующейся при испарении отдельных брызг раствора, попадающих на оголенную поверхность. Аппарат с гравитационным течением раствора практически лишен этих недостатков. Выпариваемый раствор в нем подается на распределительное устройство, откуда в виде пленки стекает по кипятильным каналам вниз, выпариваясь при этом до заданной концентрации.

На рисунке 2.12 представлена схема ВА фирмы «Лурги» с гравитационным течением выпариваемого раствора.

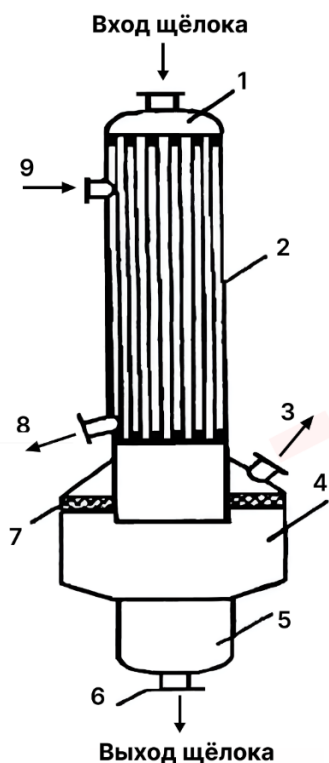


Рисунок 2.12 – Выпарной аппарат с гравитационным течением выпариваемого раствора фирмы «Лурги»

Питательный раствор поступает в верхнюю щелоковую камеру 1 кипятильника 2 и стекает вниз по стенкам кипятильных труб в виде пленки. В сепараторе 4 вторичный пар отделяется от раствора при помощи решетки 7 и большого объема сепаратора. Концентрированный щелок собирается в нижней

щелоковой камере 5 и отводится из ВА через патрубок 6. Вторичный пар отводится из сепаратора через патрубок 3. Греющий пар поступает в кипятильник через патрубок 9, конденсат удаляется из патрубка 8.

Американская фирма «Бакай» производит ВС, состоящие из семи корпусов данного типа, работающих по противоточной пятиступенчатой схеме. Три корпуса с одинаковой поверхностью теплообмена $F = 2500 \text{ м}^2$ образуют первую ступень выпаривания. По одному такому же корпусу – на остальных ступенях выпаривания. Щелок подается в щелоковую камеру, расположенную сверху аппарата, распределяется с помощью распределительного устройства по каналам между кипяtilьными пластинами и свободно стекает в нижнюю щелоковую камеру. Из нижней щелоковой камеры часть раствора возвращается на рециркуляцию, часть направляется в следующий корпус. Удельный расход греющего пара на батарею составляет 0,22 кг/кг.

Фирма «Метсо Пауэр» производит ВА (рис. 2.13), отличающиеся от предыдущих конструкцией сепаратора и подводом греющего пара.

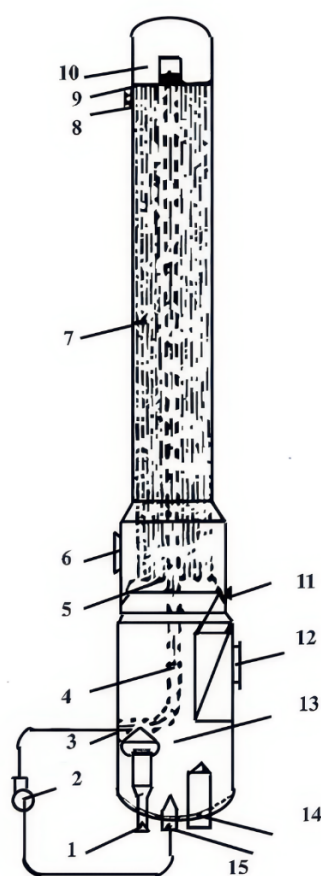


Рисунок 2.13 – ВА с гравитационным течением раствора внутри труб:

1 – патрубок входа выпариваемого щелока; 2 – циркуляционный насос; 3 – вход щелока в циркуляционную систему; 4 – подъемная труба; 5 – нижняя трубная решетка; 6 – вход греющего пара; 7 – кипяtilьный пучок; 8 – газоотводный патрубок; 9 – верхняя трубная решетка; 10 – головка аппарата; 11 – патрубок выхода конденсата; 12 – патрубок выхода вторичного пара; 13 – сепаратор аппарата; 14 – патрубок выхода выпаренного щелока; 15 – патрубок выхода щелока

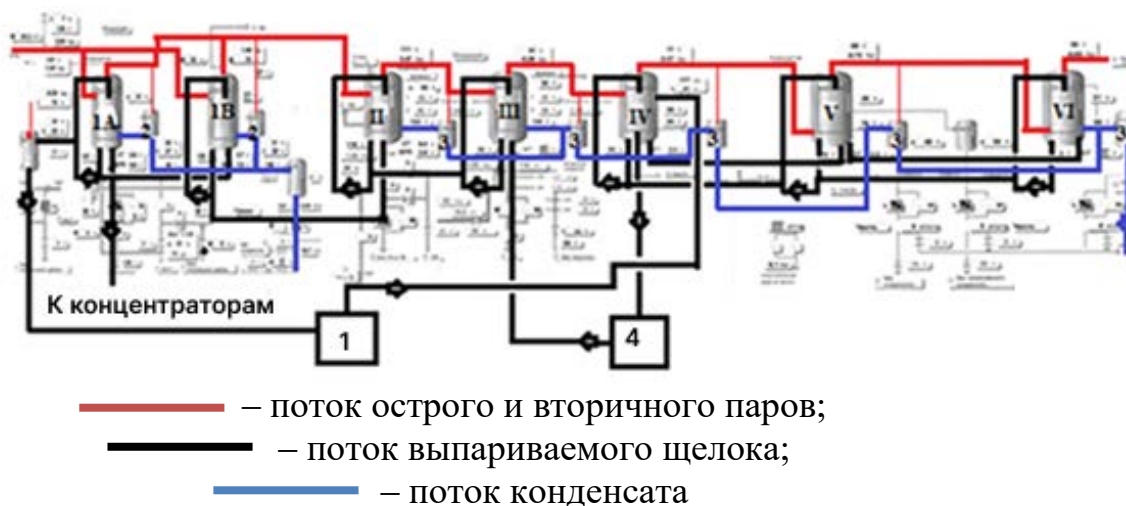


Рисунок 2.14 – Схема ВСОАО «Илим Групп»

в г. Коряжма фирмы «Альстрём» I A: I B;

I – VI – корпуса установки; 1 – бак слабого щелока; 2 – конденсатоотводчики и расширители чистого конденсата; 3 – конденсатоотводчики и расширители грязного конденсата; 4 – бак полуупаренного щелока

Пар подается в нижнюю часть поверхности теплообмена, что при гравитационном течении пленки раствора может интенсифицировать теплопередачу.

Современная схема ВСОАО «Илим Групп» в г. Коряжма, изготовленная фирмой «Альстрём», представлена на рисунке 2.14 и работает по противоточной шестиступенчатой схеме.

Слабый раствор после варки щепы откачивается в баки хранения, где он отстаивается и укрепляется до концентрации 18–22 % а.с.в. при смешении с частью крепкого раствора, отбираемого после ВС. В этих же баках щелок подвергается процессу мылоотделения при температуре 80–90 °С. Сульфатное мыло препятствует эффективному выпариванию, но является ценным химическим сырьем, поэтому съем сульфатного мыла осуществляется с максимальной тщательностью и сохранением теплоты щелока. Из баков хранения раствор перекачивается в количестве 600 т/ч с температурой, как правило, превышающей температуру греющего пара IV ВА в адиабатный испаритель, размещенный в IV ВА. Там раствор адиабатно вскипая, охлаждается до температуры вторичного пара этого корпуса. Пары вскипания используются для испарения в последующих ступенях ВС. Из этого испарителя раствор перетекает в испаритель V ВА, где аналогично охлаждается. Далее раствор поступает в VI ВА, где происходит его вскипание в испарителе и выпаривание на поверхности кипятильных пластин ВА в условиях непрерывной циркуляции. При этом раствор подается на кипятильные пластины в виде пленки, а греющий пар, поступающий из предшествующего ВА, конденсируется внутри пластин. Часть циркулирующего раствора стекает на днище ВА через клапан регулирования уровня и противоточно перекачивается в V ВА, где при непрерывной циркуляции выпаривается на поверхности кипятильных пластин.

При достижении определенной концентрации часть циркулирующего раствора подается в IV ВА через клапан для регулирования уровня в V ВА, где происходит его выпаривание аналогично рассмотренному. Из IV ВА раствор перекачивают в баки для промежуточного хранения раствора. Концентрация промежуточного раствора составляет 28–30 % а.с.в. Промежуточный раствор перекачивают из баков для хранения в III ВА, из которого раствор направляют во II ВА, а затем в IB ВА. От днища IB ВА раствор подается на днище IA ВА, откуда поступает к поверхности кипяtilьных пластин.

Часть циркулирующего раствора со стороны нагнетания циркуляционного насоса ВА подается в расширитель раствора, откуда после его адиабатного расширения щелок выкачивают и используют для укрепления. Оставшийся на днище IA ВА раствор с концентрацией 52–55 % а.с.в. перекачивают в концентраторы и бак для хранения раствора.

Острый пар низкого давления (3 бар) подается во внутрь пластин IA ВА и IB ВА, на которых за счет теплоты, выделяющейся при конденсации пара, происходит нагрев и выпаривание раствора. Большая часть образующегося при кипении раствора вторичного пара направляется в качестве греющего во внутрь пластин II ВА. Аналогичным образом обогреваются и остальные ВА. Некоторая часть вторичного пара IA и IB ВА используется для очистки конденсата в стриппере от метанола. Из VI ВА пар поступает в пакеты пластин поверхностного конденсатора, охлаждаемого водой.

Чистые конденсаты от греющего пара IA и IB ВА охлаждаются в расширителе и направляются на ТЭЦ. Грязные конденсаты от вторичных паров, начиная со II ВА и после расширителя, соответствующего ВА, направляются в последующий корпус и, далее, направляются для очистки.

Неконденсирующиеся газы из I A и I B ВА направляются во II ВА, из него в III ВА и т. д. Газы из VI ВА подаются на пластины поверхностного конденсатора, откуда транспортируются в систему неконденсирующихся газов для их разложения.

ВА фирмы «Альстрём» с применением гравитационного течения раствора представлен на рисунке 2.15. Поверхность теплообмена ВА состоит из профилированных пластинчатых элементов размером 7300×1200 мм, расположенных параллельно с шагом 40 мм. Раствор с помощью циркуляционного насоса *H* подается в распределитель раствора 6, равномерно распределяется на верхней части элементов и стекает тонким слоем, полностью покрывая наружную поверхность пластины. Поскольку кипяtilьные элементы свободно подвешены внутри корпуса аппарата, образовавшийся вторичный пар имеет возможность неограниченного выхода из щелей, образованных кипяtilьными элементами.

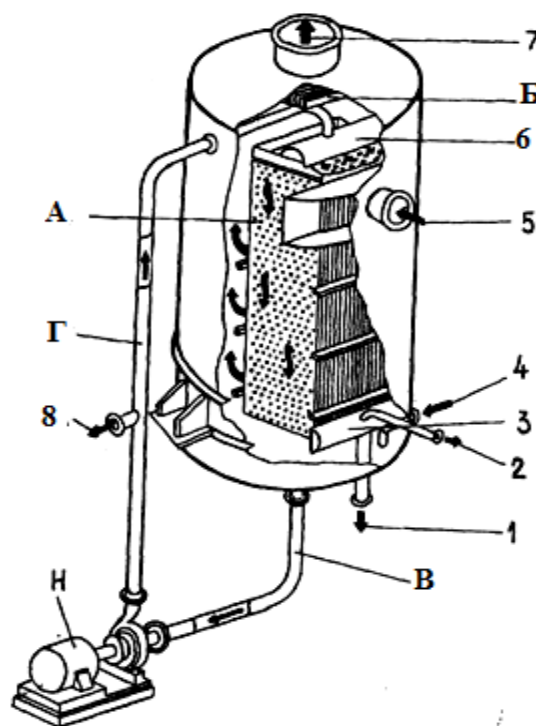


Рисунок 2.15 – ВА фирмы «Альстрём»:

А – кипяtilьник; *Б* – каплеотбойник; *В* и *Г* – циркуляционные трубы;
Н – циркуляционный насос; 1 – патрубок выхода конденсата; 2 – штуцер для отвода неконденсирующихся газов; 3 – сборник конденсата; 4 – патрубок для подвода раствора; 5 – патрубок входа греющего пара; 6 – распределитель раствора; 7 – патрубок для отвода вторичного пара; 8 – патрубок для отвода раствора

Такая организация отвода вторичного пара незначительно сказывается на пленочном течении выпариваемого раствора. Вторичный пар проходит через каплеотделитель *Б* и отводится из сепаратора через патрубок 7. Уплотненный раствор собирается на дне корпуса аппарата и через циркуляционные трубы *В* и *Г* циркуляционным насосом подается в аппарат. Отвод раствора конечной концентрации осуществляется через патрубок 8. Греющий пар подается через патрубок 5 и конденсируется внутри кипяtilьных элементов, образованных из попарно сваренных по кромкам профильных листов. Конденсат отводится из сборника конденсата 3 через патрубок 1.

2.2.3. Концентраторы

До недавнего времени выпаривание щелока на ВС производилось только до концентрации сухих веществ 45–55 %. Дальнейшее уплотнение до концентрации, обеспечивающей горение щелока, осуществлялось в газоконтактном испарителе, устанавливаемом непосредственно в газоходе содорегенерационного агрегата (СРК). При таком прямом контакте щелока с

дымовыми газами в них увеличивается содержание дурнопахнущих серосодержащих соединений, загрязняющих воздушный бассейн. Применение концентраторов позволяет отказаться от газоконтактных испарителей и выпаривать щелок в ВС до требуемой концентрации. Следует отметить, что в некоторых технических решениях и в настоящее время предусматривается контактная выпарка щелока после ВС, но не дымовыми газами, а воздухом, предварительно подогретым в воздухоподогревателе. При этом ВС выпаривает щелок до обычной концентрации, а дальнейшее уплотнение производится либо в концентраторе с принудительной циркуляцией, либо в воздухоконтактном испарителе. Воздух после испарителя в качестве дутья направляется в топку СРК, где происходит реакция окисления дурнопахнущих соединений в процессе сжигания щелока.

Концентратор, где осуществляется выпаривание раствора до высоких значений концентраций: с 65 % а.с.в. и выше, может являться последним по ходу раствора корпусом ВС или установленным дополнительно автономным ВА, как на ВУ ОАО «Илим Групп», обогреваемым свежим паром. Во всех случаях конструирование концентраторов основывается на следующих принципах:

- использование принудительной циркуляции;
- создание вынесенной зоны кипения;
- применение гравитационного течения раствора.

На рисунке 2.16 показана схема концентратора «Гортон», разработанная компанией «Сивек» (Франция).

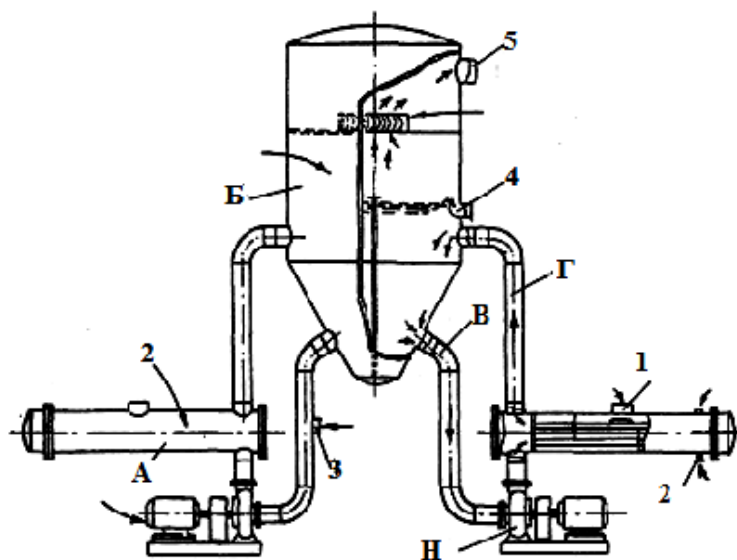


Рисунок 2.16 – Концентратор фирмы «Гортон»:

- А* – греющая камера; *Б* – сепаратор; *В* – циркуляционная труба;
Г – гидростатическая труба; *Н* – циркуляционный насос;
 1 – штуцер для входа греющего пара; 2 – патрубок для отвода конденсата;
 3 – патрубок для подвода раствора; 4 – патрубок для отвода раствора;
 5 – патрубок для отвода вторичного пара

Греющая камера концентратора представляет собой горизонтальный трубчатый парожидкостный теплообменник. В трубках греющей камеры кипения раствора не происходит за счет давления столба раствора в гидростатической трубе Г, что уменьшает загрязнение трубок по сравнению с конструкциями, в которых трубки работают в режиме кипения. Раствор вскипает в сепараторе с достаточно большим объемом, обеспечивающим сепарацию парорастворной смеси. Концентратор состоит из двух горизонтальных теплообменников, общего сепаратора, разделенного на два отсека вертикальной перегородкой в жидкостной зоне, двух контуров циркуляции с насосами, каждый из которых подает раствор с одной стороны сепаратора на свой теплообменник, и соответствующих трубопроводов. Для очистки аппарата возможна перемена ходов, предусматривающая подачу более слабого раствора на сторону более крепкого.

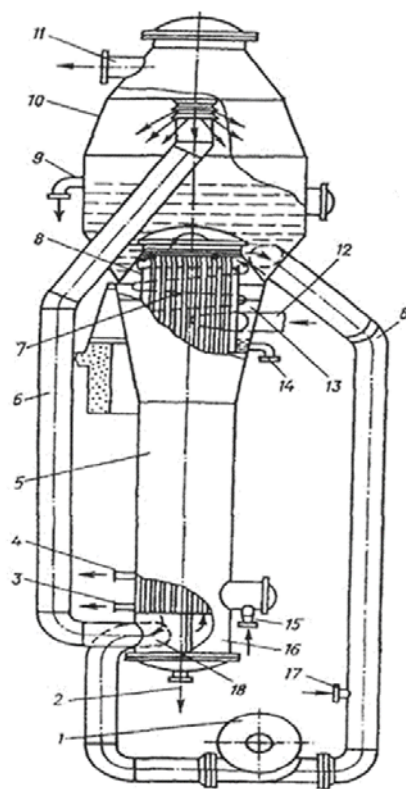


Рисунок 2.17 – Двухходовой концентратор фирмы «Розенлев-Свенсон»:

- 1 – циркуляционный насос; 2 – штуцер для промывки концентратора;
- 3 – штуцер для отвода конденсата; 4 – штуцер для отвода несконденсировавшихся газов; 5 – кипятивник; 6 – циркуляционные трубы;
- 7 – кипятивильные трубы; 8 – отражательная стенка; 9 – патрубок отвода крепкого раствора; 10 – сепаратор; 11 – патрубок отвода вторичного пара;
- 12 – патрубок подвода греющего пара; 13 – отстойник; 14 – отвод раствора из отстойника; 15 – патрубок для подвода конденсата из предыдущего аппарата;
- 16 – первая половина нижней растворной камеры; 17 – патрубок подачи раствора во всасывающую циркуляционную трубу; 18 – нижняя растворная камера

Конструкция двухходового концентратора фирмы «Розенлев-Свенсон» представлена на рисунке 2.17. Аппарат работает с использованием принудительной циркуляции и применением гравитационного течения раствора. Циркуляция осуществляется центробежным циркуляционным насосом 1, который забирает щелок из нижней части сепаратора 10 и подает его в первую половину нижней растворной камеры 16 кипятильника 5. Оттуда по пучку кипятильных труб 7 раствор поднимается вверх и подогревается.

В поворотной камере раствор делает поворот, попадает в оставшиеся трубы кипятильного пучка и, опускаясь по ним вниз, вскипает. Смесь пара и раствора выбрасывается в сепаратор 10 по напорной циркуляционной трубе 6, присоединенной ко второй половине растворной камеры 18. Плотный раствор отбирается из центральной части сепаратора 10.

В 80-х годах прошлого века финская фирма «Розенлев» начала производство суперконцентраторов с применением гравитационного течения раствора. Суперконцентраторы, чья конструкция представлена на рисунке 2.18, рассчитаны на упаривание черного щелока или смеси черного щелока с сульфатом до 75–80 % абсолютно сухого вещества.

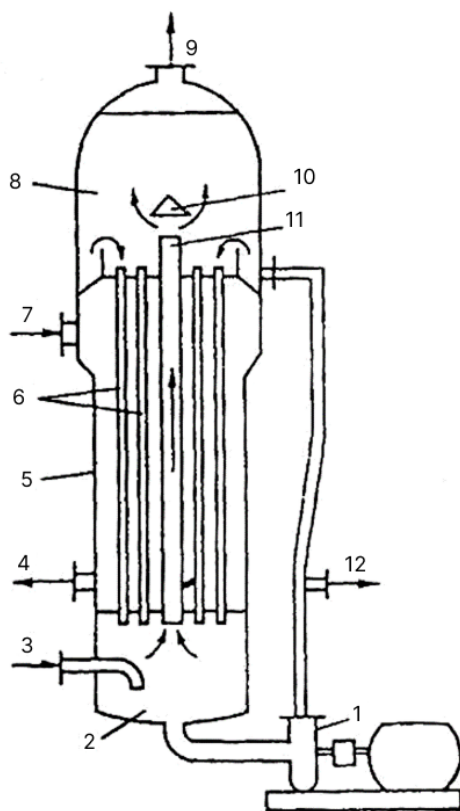


Рисунок 2.18 – Суперконцентратор фирмы «Розенлев» с гравитационным течением выпариваемого раствора:

1– циркуляционный насос; 2 – нижняя щелоковая камера; 3– патрубок входа щелока; 4 – патрубок для отвода конденсата; 5 – кипятильник; 6– кипятильные трубы; 7 – патрубок для подвода греющего пара; 8 – сепаратор; 9 – патрубок для отвода вторичного пара; 10 – отбойный зонт; 11 – центральная циркуляционная труба; 12 – патрубок для отбора выпаренного раствора

Раствор с концентрацией 60–65 % после ВС поступает в нижнюю щелоковую камеру 2. Принудительная циркуляция раствора обеспечивается центробежным насосом 1, перекачивающим раствор из нижней растворной камеры в верхнюю, расположенную в сепараторе. Из верхней растворной камеры раствор поступает в кипяtilьные трубы и стекает вниз по их внутренним поверхностям, при этом выпариваясь. Образовавшийся вторичный пар вместе с частью раствора поднимается вверх по центральной циркуляционной трубе большого сечения 11 в сепаратор 8. Отсепарированный пар отводится из сепаратора через патрубок 9. Выпаренный раствор с концентрацией 78–80 % отбирается из напорного участка циркуляционной трубы циркуляционного насоса 1 через патрубок 12. Греющий пар давлением 1 мПа подается в кипяtilьник 5 суперконцентратора через патрубок 7. С целью обеспечения возможности перекачки щелока циркуляционным насосом и достижения при этом приемлемых коэффициентов теплопередачи, температура кипения щелока доводится до 170 °С. Вследствие этого работа суперконцентратора с низкими температурными напорами возможна только при применении принципа гравитационного течения раствора.

Фирмы «Розенблад», «Альстрём» и другие производят суперконцентраторы с гравитационным течением раствора и пластинчатыми кипяtilьными элементами. Изготовленные фирмой «Альстрём» суперконцентраторы для ВС ОАО «Илим Групп» не имеют принципиальных отличий от конструкции пластинчатого выпарного аппарата фирмы «Альстрём», представленного на рисунке 2.15.

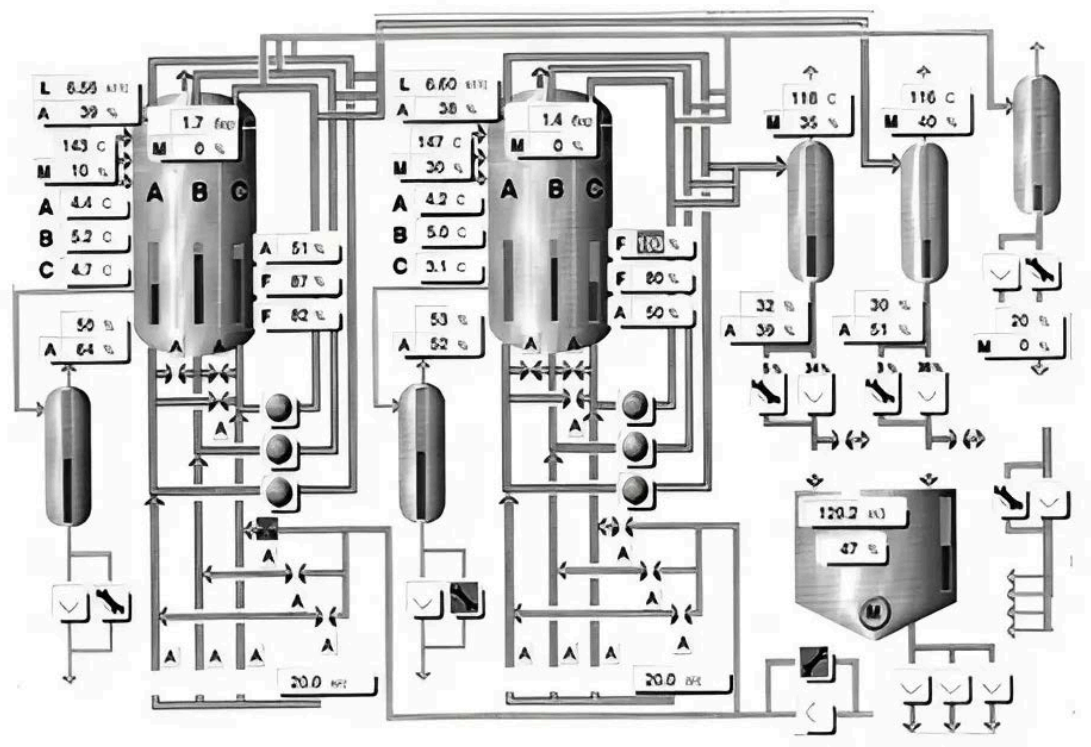


Рисунок 2.19 – Схема суперконцентратора фирмы «Альстрём»

Основное их отличие заключается в том, что пакет кипяtilьных пластин суперконцентратора разделен на три равные части, каждая из которых выпаривает щелок последовательно, как показано на схеме (рис. 2.19).

Каждая из трех секций имеет собственную систему принудительной циркуляции. По мере загрязнения кипяtilьной поверхности последовательность прохождения щелоком секций автоматически меняется. Таким способом поддерживается относительная чистота и работоспособность поверхности теплообмена. В случае необходимости чистка поверхности пластин от накипи может выполняться химическим способом. Для механической очистки и проведения ремонтных работ предусмотрены площадки обслуживания внутри корпуса, снабженные лазами. Для получения концентрации щелока выше 70 %, при этом резко снижаются выбросы серосодержащих соединений с дымовыми газами в атмосферу из СРК, предусматривается работа концентратора на смеси щелока с сульфатом.

Для выпаривания растворов, образующих трудноудаляемую накипь, в настоящее время применяются трубчатые ВА с принудительной циркуляцией и вынесенной зоной кипения раствора. Поскольку в трубах этих ВА раствор не кипит, то отложение осадков на них значительно меньше, чем при кипении раствора внутри труб. Конструктивно зона кипения выполняется по-разному: в виде цилиндрической или конической расширяющейся вверх трубы вскипания над верхней трубной доской в соосных аппаратах или в виде патрубка, поднимающегося в сепаратор с верхней крышки или верхней трубной доски выносной кипяtilьной камеры.

На рисунке 2.20 приведен аппарат с выносной кипяtilьной камерой, предназначенный для выпаривания подобных растворов. Поверхность теплообмена аппарата – 1246 м², длина труб кипяtilьника – 7 м. Вынесенная зона кипения выполнена в виде соединительного патрубка *E*, поднимающегося с верхней крышки кипяtilьной камеры в сепаратор. Уровень раствора в аппарате поддерживается по нижней кромке штуцера входа парорастворной смеси в сепаратор. Этот вход осуществлен тангенциально. Высота столба раствора над верхней трубной доской кипяtilьника составляет 3 м. Питание аппарата слабым раствором производится через сепаратор. Аппарат может работать вторым по ходу пара корпусом выпарной батареи и имеет два штуцера для подвода греющего пара: один штуцер для острого пара при работе первым корпусом в батарее и второй штуцер – для приема вторичного пара из первого корпуса.

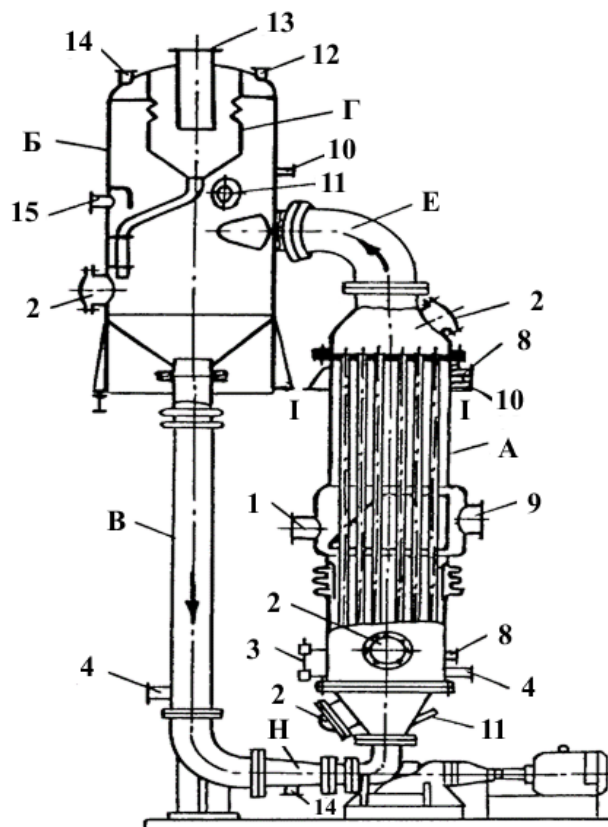


Рисунок 2.20 – Выпарной аппарат с выносной кипяtilьной камерой:

A – кипяtilьная камера; *B* – сепаратор; *B* – циркуляционная труба;
Г – брызгоотделитель; *E* – соединительный патрубок; *H* – циркуляционный насос; 1 – вход свежего пара; 2 – люк; 3 – указатель уровня конденсата; 4 – вход раствора; 5 – опорожнение; 6 – гильза для термометра; 7 – выход конденсата; 8 – удаление неконденсирующихся газов; 9 – вход вторичного пара; 10 – штуцер для промывки; 11 – смотровое окно; 12 – воздушник; 13 – выход вторичного пара; 14 – штуцер для манометра; 15 – вход раствора

Некоторые аппараты не имеют вынесенной зоны кипения. Раствор в трубах кипяtilьников таких аппаратов кипит. Эти аппараты имеют небольшую поверхность теплообмена для установок малой производительности. В этих случаях аппараты имеют выносную кипяtilьную камеру, которая легко доступна для механической очистки.

К примеру, выпаривание сульфитных щелоков сопровождается интенсивным накипеобразованием на внутренних, омываемых щелоком, стенках теплопередающих поверхностей. В наиболее тяжелых условиях работают I, II и III корпуса установки. Внутренняя поверхность труб этих корпусов быстро покрывается слоем трудноудаляемой накипи. На наружных стенках кипяtilьных труб этих корпусов, кроме I корпуса, обогреваемого острым паром, образуется слой резиноподобных отложений органического характера,

поддающийся очистке азотной кислотой и щелочью. Для борьбы с образующейся накипью используются следующие способы:

- интенсивная принудительная циркуляция выпариваемого щелока в аппарате;
- применение аппаратов с вынесенной зоной кипения, значительно уменьшающей величину накипи на поверхности теплообмена;
- применение метода затравки, основанного на введении в выпариваемый раствор твердых частиц того же химического состава, что и образующаяся накипь. В этом случае кристаллизация накипеобразующего вещества происходит, как правило, на поверхности частиц затравки, являющихся центрами кристаллизации;
- промывка аппаратов от накипи конденсатом вторичных паров.

Приготовление раствора затравки осуществляется в емкости с мешалкой. Количество затравки для выпарной станции производительностью 150 т/ч по выпаренной воде составляет приблизительно 1,5 м³/ч, для станций производительностью 100 т/ч – 1 м³/ч и для станций 50 т/ч – 0,5 м³/ч.

III. ОСНОВНЫЕ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ ВЫПАРИВАНИИ ЖИДКОСТИ

3.1. Неоднокомпонентные среды

Растворы могут рассматриваться как дисперсные среды, в которых один или несколько компонентов равномерно распределены (диспергированы) в среде другого компонента.

Дисперсные системы классифицируются по ряду признаков [4]:

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

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

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

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

Каждая фаза отделяется друг от друга поверхностью раздела, при переходе через которую скачком меняется ее химический состав и физические свойства. Например, для двух несмешивающихся жидкостей каждая из жидкостей является отдельной фазой. Граница раздела фаз рассматривается как геометрическая поверхность, разделяющая области с резко отличными свойствами. Межфазная граница проницаема для вещества, импульса и энергии. На межфазной границе, разделяющей две фазы, существует поверхностное натяжение, обусловленное различными условиями взаимодействия с соседними молекулами в двух полупространствах молекул поверхностного слоя и объемных молекул в соседних фазах [5]. Исходя из этого, поверхность раздела обладает избыточной свободной энергией (энергией Гельмгольца поверхности), а образование новой поверхности раздела требует совершения динамической работы. При этом известно, что равновесию газожидкостной системы отвечает минимальная площадь поверхности раздела.

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

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

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

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

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

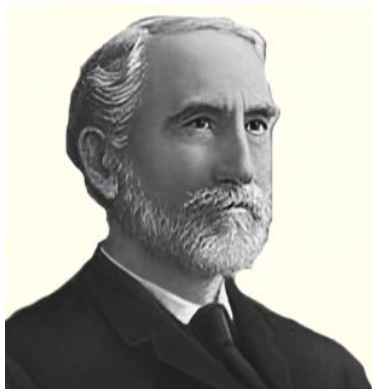


Рисунок 3.1 –
Джозайя Уиллард
Гиббс

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

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

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

$$d\Phi = -S \cdot dT - p \cdot dV + \sum \frac{\partial \Phi}{\partial n_i} d n_i, \quad (3.1)$$

$$dZ = -S \cdot dT - V \cdot dp + \sum \frac{\partial Z}{\partial n_i} d n_i, \quad (3.2)$$

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

Выражения (3.1) и (3.2) можно записать в виде:

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

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

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

Важным параметром процесса теплоотдачи при кипении растворов является температурная депрессия.

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

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

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

3.2. Условия фазового равновесия

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

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

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

Поскольку $dZ = 0$, то $\mu_i^\beta = \mu_i^\alpha$,

где μ – химический потенциал фаз.

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

У механизма процесса растворения много общего с процессом испарения, поскольку в основе обоих процессов лежит тепловое движение молекул. Растворение может сопровождаться выделением или поглощением теплоты.

Например, теплота выделяется при растворении спирта в воде. Растворы, в которых растворение не сопровождается тепловыми эффектами, называются идеальными растворами.

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

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

Отсюда имеем:

$$x_n = \frac{x \frac{p_1^0}{p_2^0}}{1 + x \left(\frac{p_1^0}{p_2^0} - 1 \right)},$$

т. е. состав пара над смесью и состав смеси не одинаковы. Исключением являются смеси с так называемой азеотропной точкой при азеотропическом составе, когда последняя ведет себя как однокомпонентная смесь.



Рисунок 3.2 – Иллюстрация изменения химического потенциала при растворении и возникновении температурной депрессии

Используем уравнение идеального газа в следующей форме:

$$p = n \cdot R \cdot T / V, \quad (3.4)$$

где n – число молей.

Подставив (3.4) в (3.3), после его интегрирования определим:

$$A = n \cdot R \cdot T \cdot \ln(V/V_0) = \Phi_0 - \Phi. \quad (3.5)$$

Разделив это уравнение на n , согласно определению химического потенциала получим:

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

или

$$\mu = \mu_0 + R \cdot T \cdot \ln p/p_0. \quad (3.6)$$

Обозначим μ_0 как стандартный потенциал, соответствующий давлению p_0 , равное 0,1 МПа.

Если газ находится в составе смеси, то

$$\mu_i = \mu_{0i} + R \cdot T \cdot \ln p_i/p_0. \quad (3.7)$$

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

Для неидеальных растворов и реальных газов вместо давления в уравнения (3.5), (3.6) вводится величина фугитивности f или $a \cdot p$, где a – активность.

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

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

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

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

3.3. Поверхностное натяжение и капиллярные эффекты

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

Пусть некоторое количество жидкости расположено на горизонтальной пластине в виде капли (рис. 3.3).

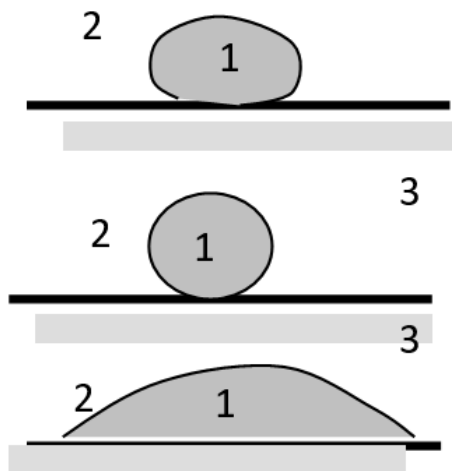


Рисунок 3.3 – Молекулы жидкости в поверхностном слое:
1– жидкость; 2 – воздух; 3 – поверхность

Введем следующие обозначения: σ_{12} , σ_{23} , σ_{13} – удельные поверхностные энергии для трех вариантов контакта: 1 – жидкость, 2– воздух, 3 – пластина, а S_{12} , S_{23} , S_{13} – соответствующие площади контакта. Изменение энергии, связанное с деформацией капли, находим как

$$\Delta U = \sigma_{12} \cdot \Delta S_{12} + \sigma_{23} \cdot \Delta S_{23} - \sigma_{13} \cdot \Delta S_{13}. \quad (3.8)$$

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

Краевой угол (рис. 3.4).

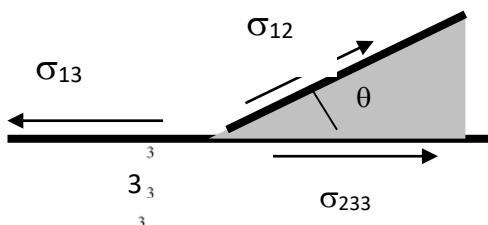


Рисунок 3.4 – Понятие краевого угла

Для равновесия в точке контакта трех сред необходимо выполнение условия:

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

Отсюда получаем, что

$$\cos \theta = (\sigma_{23} - \sigma_{13})/\sigma_{12} . \quad (3.9)$$

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

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

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

На рисунке 3.5 показана качественная схема фронта испарения. Предполагается, что нижняя и боковые стенки сосуда адиабатны, тепло к свободной поверхности жидкости подводится сверху за счет излучения (q_l).

Скорость движения границы (C) в обоих случаях не совпадает со скоростями фаз у границы. В жидкости может присутствовать свободная конвекция, но скорость жидкости $w_{\text{ж}} \neq C$. В приведенном на рисунке 3.5 случае неподвижна жидкая фаза ($w_{\text{ж}} = 0$), образующийся пар поднимается вверх ($w_{\text{п}} > 0$), поверхность раздела фаз перемещается вниз ($C < 0$).

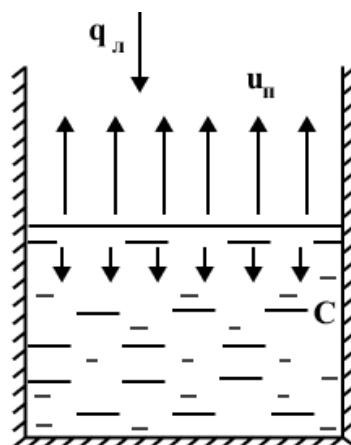


Рисунок 3.5 – Схема движения в пространстве фронта испарения [5]

В общем случае скорость перемещения границы определяется соотношением: $C = |C|n^0$, где n^0 – единичный вектор нормали, проведенный из точки поверхности в сторону перемещения границы; $|C|$ – модуль вектора C , показанный на рисунке 3.6.

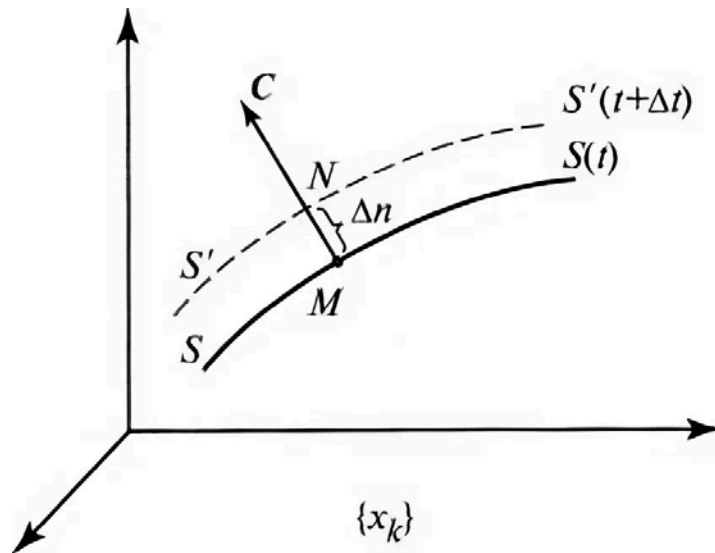


Рисунок 3.6 – К определению скорости движения границы раздела фаз

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

$$|C| = \left| \frac{\frac{\partial \Phi_s}{\partial t}}{\sqrt{(\nabla \Phi_s)^2}} \right|. \quad (3.10)$$

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

За пределами слоя Кнудсена правомерны законы переноса тепла, импульса и вещества. Это законы Фурье, вязкого трения Ньютона, диффузии Фика, соответственно. В слое Кнудсена эти законы не выполняются. Таким образом, схема пристенной области, условно изображенная на рисунке 3.7, включает слой Кнудсена (I), к которому примыкает область сплошной среды (II). В ней выполняются уравнения Навье–Стокса. Обычно эту область называют навье–стоксовой областью.

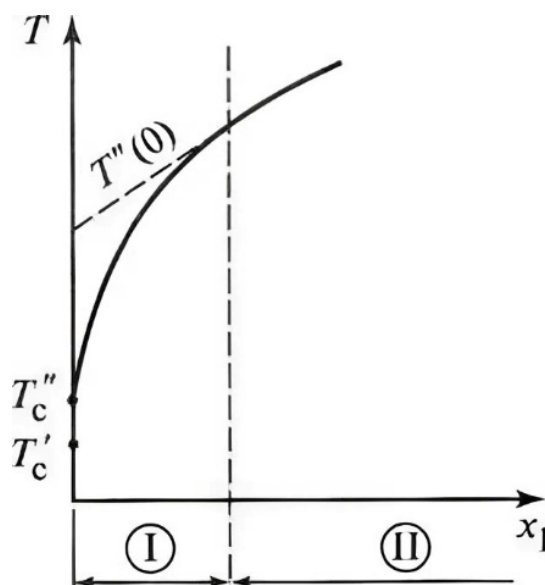


Рисунок 3.7 – Поле температур в слое Кнудсена и навье-стоксовой области

На рисунке 3.7 схематически показано теоретически полученное распределение температуры пара у поверхности, включая слой Кнудсена [5]. Штриховой линией обозначена экстраполяция температурного поля из внешней (навье-стоксовой) области к поверхности. Имеются действительный температурный скачок на поверхности: $\Delta T_c = T''_c - T'_c$ и экстраполированный (фиктивный) скачок температур: $\Delta T = T''(0) - T'_c$. Здесь T''_c – действительная температура газа на поверхности; $T''(0)$ – экстраполированное значение температуры газа на поверхности (фиктивная величина).

3.4. Методы анализа гетерофазных систем

При анализе гетерофазных систем принимаются следующие предположения [5]:

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

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

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

Под моделью многоскоростного континуума понимают сплошную среду, в которой исследуются процессы при различных внешних условиях. Многоскоростной континуум представляет собой совокупность континуумов,

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

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

3.5. Количественные характеристики двухфазных потоков

3.5.1. Паросодержания

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

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

Рассмотрим движущуюся парожидкостную смесь в канале с массовым расходом $G = G' + G''$, кг/с, где G' – массовый расход жидкой фазы; G'' – массовый расход паровой фазы. Отношение $G''/G = x$ – массовое расходное паросодержание, $G'/G = 1 - x$ – массовое расходное влагосодержание.

Сумма объемных расходов фаз: $V'' = G''/\rho''$ и $V' = G'/\rho'$ (ρ' и ρ'' – плотности жидкости и пара) дает объемный расход смеси: $V = V'' + V'$, м³/с. При делении этой суммы почленно на V получим: $1 = \beta + (1 - \beta)$, где $V''/V = \beta$ – объемное расходное паросодержание. Аналогично получены следующие соотношения: $G''/G' = x/(1 - x)$; $V''/V' = \beta/(1 - \beta)$; $x/(1 - x) = \beta/[(1 - \beta)(\rho''/\rho')]$.

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

На рисунке 3.8 представлена зависимость $\beta(x)$ для пароводяных потоков, из которой следует, что при снижении давления и $x = \text{const}$ значения β увеличиваются.

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

$$x = (i_{\text{см}} - i_s')/r. \quad (3.11)$$

Зависимость (3.11) часто применяют для неравновесных потоков. При этом величина x представляет собой относительную энтальпию потока. В отличие от массового расходного паросодержания x , относительная энтальпия потока x может быть, как меньше нуля при кипении в канале недогретой до температуры

насыщения жидкости ($i_{cm} < i'_s$), так и больше единицы при течении перегретого пара с капельками жидкости.

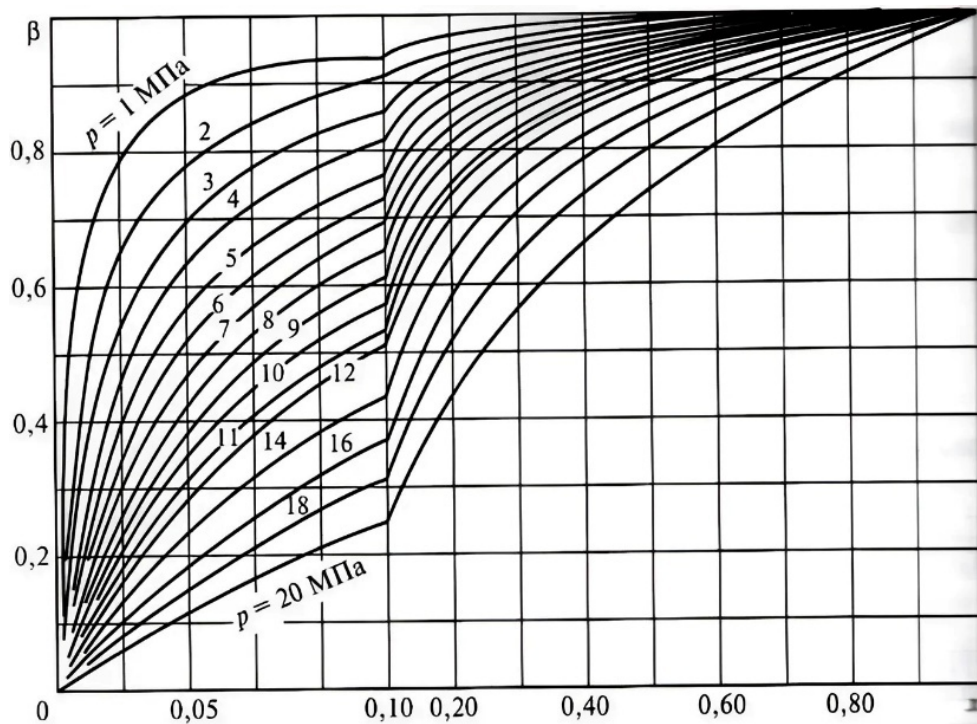


Рисунок 3.8 – Зависимость объемного паросодержания β от массового расходного паросодержания x для воды при различных давлениях p

Если в полном сечении канала f сечение f'' занимает паровая фаза, а часть f' – жидкая (рис. 3.9), то $f'' + f' = f$.

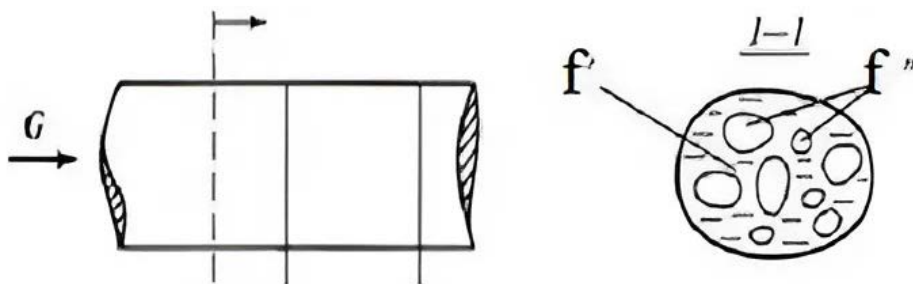


Рисунок 3.9 – Истинное объемное паросодержание

Отношение $f''/f = \varphi$ – истинное объемное паросодержание. Так же, как и расходные характеристики, φ изменяется от 0 до 1. Но в отличие от расходных характеристик, которые могут быть либо заданы заранее, либо определены из граничных условий, истинное объемное паросодержание является функцией самого процесса и заранее задано быть не может. В некотором выделенном объеме канала φ характеризует долю мгновенного объема пара. Объем смеси, соответствующий длине канала ΔL (см. рис. 3.9), равен: $V = f \cdot \Delta L$. При малой длине ΔL и постоянных f'' и f' внутри рассматриваемого участка объемы пара и жидкости будут равны: $V'' = f'' \Delta L$, $V' = f' \Delta L$. Истинное объемное паросодержание

в этом случае: $\varphi = f''/f' = V''/V$, т. е. равно отношению мгновенных объемов пара и смеси.

3.5.2. Скорости смеси

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

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

$$\left. \begin{aligned} W' &= \frac{V'}{f'} = \frac{V'}{[f(1-\varphi)]}; \\ W'' &= V''/f'' = V''/(f\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (3.12)$$

Отношение $W''/W' = S$ называется коэффициентом скольжения или «ф» фактором.

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

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

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

$$\left. \begin{aligned} W_0'' &= V''/f = W''\varphi; \\ W_0' &= V'/f = W'(1-\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

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

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

$$W_{см} = W_0'' + W_0' = V/f = W_0[1 + x(\rho'/\rho'' - 1)]. \quad (3.14)$$

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

$$W_0 = G/(\rho'f). \quad (3.15)$$

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

Массовая скорость смеси $W_0 \rho' = G/f$, кг/(м²·с) представляет собой плотность потока массы смеси. Для каналов постоянного сечения значения $W_0 \rho'$ по длине канала не изменяются независимо от наличия или отсутствия

теплообмена с окружающей средой. Совершенно по-другому ведет себя скорость смеси. Из определения $W_{см}$ и W_Q следует:

$$W_{см} = (G''/\rho'' + G'/\rho')/f = W_0 [1 + x(\rho' - \rho'')/\rho''], \quad (3.16)$$

или

$$W_{см} = W_0 [1 - \beta(\rho' - \rho'')/\rho']. \quad (3.17)$$

В парогенерирующем канале за счет подвода тепла расходное паросодержание непрерывно возрастает по длине, и увеличивается скорость смеси. При полном испарении жидкости $x = \beta = 1$, тогда из (3.16) и (3.17) следует, что $W_{см} = W_0 \rho' / \rho''$.

При отсутствии скольжения фаз, т. е. при $S = 1$, расходное и истинное объемные паросодержания одинаковы. При этом, согласно (3.13) и (3.14):

$$W_{см} = W'' = W'.$$

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

3.5.3. Плотность смеси

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

$$\rho_\varphi = (V''\rho'' + V'\rho') / V = \varphi\rho'' + (1 - \varphi)\rho'. \quad (3.18)$$

Расходная плотность смеси:

$$\rho_\beta = \beta\rho'' + (1 - \beta)\rho'. \quad (3.19)$$

Из формул (3.18) и (3.19) можно получить выражения, показывающие, что плотность

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

смеси уменьшается при росте объемного паросодержания.

IV. ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЫПАРИВАНИИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ

4.1. Теплообмен при конденсации пара

4.1.1. Теплообмен при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной плоскости

Этот вопрос рассмотрен В. Нуссельтом (рис. 4.1) в 1916 г.



Рисунок 4.1 – Вильгельм Нуссельт

Жидкая пленка, образующаяся в результате конденсации, стекает вниз по пластине под действием силы тяжести (рис. 4.2). Ось x направлена вдоль поверхности по течению конденсата, ось y – по нормали к поверхности пластины; размер в глубину рисунка не ограничен.

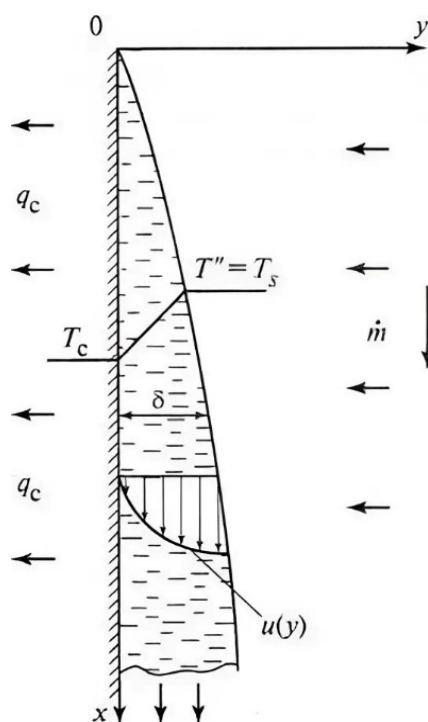


Рисунок 4.2 – Схема процесса конденсации пара на вертикальной плоскости

Нуссельт проводил анализ при следующих допущениях:

1. Охлаждаемая поверхность изотермична, $T_c = \text{const}$.
2. Пар сухой насыщенный. $T'' = T_s$, паросодержание потока $x_6 = 1$.
3. Переохлаждение конденсата не учитывается, $T' = T_s$. Средняя температура конденсата в произвольном сечении ниже температуры насыщения, так как в реальных случаях $T_c < T_s$.
4. Теплофизические свойства жидкости (ρ, c_p, μ, λ) постоянные.
5. Течение пленки конденсата ламинарное, поверхность пленки гладкая.
6. Пар неподвижен относительно поверхности пленки.
7. Конвективный перенос импульса не учитывается. Импульс единицы объема сплошной среды определяется как ρw , вектор скорости w можно принимать за импульс единицы массы.
8. Конвективный перенос энергии не учитывается.

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

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

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

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

где $j_{\text{упов}}$ – плотность поперечного потока вещества на межфазной границе;

w_0 – продольная скорость пара за пределами пограничного парового слоя, отсчитываемая от скорости поверхности раздела фаз;

$c_i = w_{\text{упов}}/w_0$, – коэффициент расхода. Гидродинамическое сопротивление, определяемое приведенной формулой, также называют сопротивлением стока.

С учетом трения, обусловленного молекулярной вязкостью, уравнение запишется как

$$S_{\text{пов}} = S_f + S_j = C_f \frac{\rho_{\text{п}} \cdot w_0^2}{2} + 2C_j \frac{\rho_{\text{п}} \cdot w_0^2}{2} = C_{fj} \frac{\rho_{\text{п}} \cdot w_0^2}{2},$$

где $C_{fj} \sim C_f + 2C_j$ – соответствует коэффициенту трения, учитывающему как молекулярный, так и конвективный перенос количества движения.

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

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

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

Теоретические оценки показывают, что длина начального гидродинамического участка определяется соотношением

$$x_n = 0,2 Re_{\text{пл}} \delta. \quad (4.1)$$

Согласно экспериментальным данным [5], для ламинарного течения величины значений $Re_{\text{пл}}$, δ и протяженность участка x_n невелики. Эффекты ускорения течения по длине пленки ничтожны, поэтому уравнение движения может быть записано без инерционных членов (левой части):

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

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

$$\begin{aligned} y = 0 &\rightarrow t = t_c; w_x = 0; \\ y = \delta &\rightarrow t = t_n; \partial w_x / \partial y = 0. \end{aligned}$$

Совместное решение уравнения энергии с граничными условиями приводит к

$$\frac{dt}{dy} = \frac{t_n - t_c}{\delta} \quad \text{и} \quad \frac{t - t_c}{t_n - t_c} = \frac{y}{\delta}. \quad (4.2)$$

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

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w_x \cdot dy = \frac{g \cdot \rho_{\text{ж}}}{3 \mu_{\text{ж}}} \delta^2. \quad (4.3)$$

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

$$\Gamma = \bar{w} \delta = (1/3) g \cdot \rho \cdot \delta^3 / \mu, \text{ м}^2/\text{с}. \quad (4.4)$$

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

$$G_l = \Gamma \cdot \rho = (1/3) g \cdot \rho^2 \cdot \delta^3 / \nu, \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}). \quad (4.5)$$

Зависимость толщины пленки от расхода жидкости определена из соотношений (4.4) и (4.5):

$$\delta = [3 \Gamma \cdot \mu / (g \cdot \rho)]^{1/3} = [3 G_l \cdot \nu / (g \cdot \rho)]^{1/3}. \quad (4.6)$$

Из (4.6) 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, $d_{\Gamma} = 4\delta$:

$$Re_{пл} = 4\bar{w}\delta/\nu.$$

Согласно (4.4) и (4.5) для определения числа Рейнольдса не требуется раздельного нахождения средней скорости и средней толщины пленки:

$$Re_{пл} = (4/3)[g \cdot \rho \cdot \delta_0^3 / (\mu \cdot \nu)] = 4\Gamma/\nu = 4G_1/\mu. \quad (4.7)$$

Средняя толщина пленки δ может быть найдена из уравнения теплового баланса:

$$r \cdot \rho \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} w_x dy = \frac{\lambda}{\delta} (t_n - t_c) = r \cdot \rho \cdot \delta^2 \frac{d\delta}{dx} \frac{\rho \cdot g}{\mu} \quad (4.8)$$

Интегрируя (4.8) при начальном условии $\delta(0) = 0$, получим:

$$\delta^4 = \frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 \cdot g} \text{ или } \delta(x) = \left(\frac{4\lambda \cdot \mu (t - t_c) x}{r \cdot \rho^2 g} \right)^{1/4}. \quad (4.9)$$

Из уравнения (4.9) находим формулу для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha(x) = \frac{\lambda}{\delta} = \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu(t - t_c)x} \right)^{1/4}. \quad (4.10)$$

Интегрируя (4.10) по длине, получим формулу для среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации пара на вертикальной трубе:

$$\bar{\alpha} = 1,33 \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{4\mu(t - t_c)H} \right)^{1/4} = 0,943 \left(\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu(t - t_c)H} \right)^{1/4}. \quad (4.11)$$

Характер зависимостей (4.10) и (4.11) изображен на рисунке 4.3, из которого видно, что коэффициенты теплоотдачи уменьшаются с увеличением x или h , а толщина пленки, наоборот, увеличивается. Увеличением толщины пленки объясняется уменьшение коэффициентов теплоотдачи, так как термическое сопротивление при этом увеличивается.

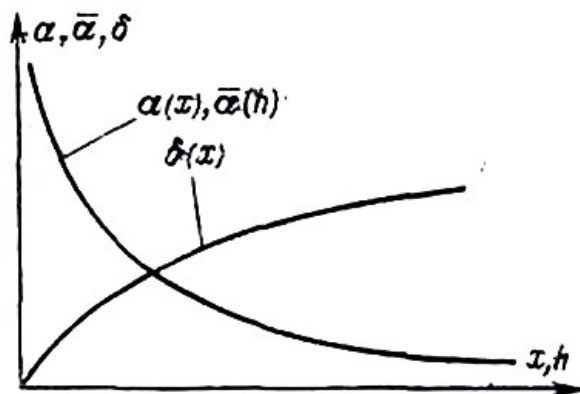


Рисунок 4.3 – Изменение коэффициента теплоотдачи и толщины пленки конденсата, текущей ламинарно вдоль вертикальной стенки

Уравнение (4.11) может быть переписано в безразмерном виде:

$$\overline{Nu} = 0,943(Ga \cdot Pr \cdot K)^{1/4}, \quad (4.12)$$

где

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

Формула (4.11) может применяться с уточнением при конденсации пара на внутренней и внешней поверхностях вертикальных труб.

4.1.2. Конденсация неподвижного пара на поверхности горизонтальной трубы

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

Процесс рассматривается в ортогональной криволинейной системе координат. Ось x направлена вдоль периметра. Начало координат находится на верхней образующей. Ось y при любом x направлена по нормали к поверхности, т. е. по радиусу цилиндра (рис. 4.4).

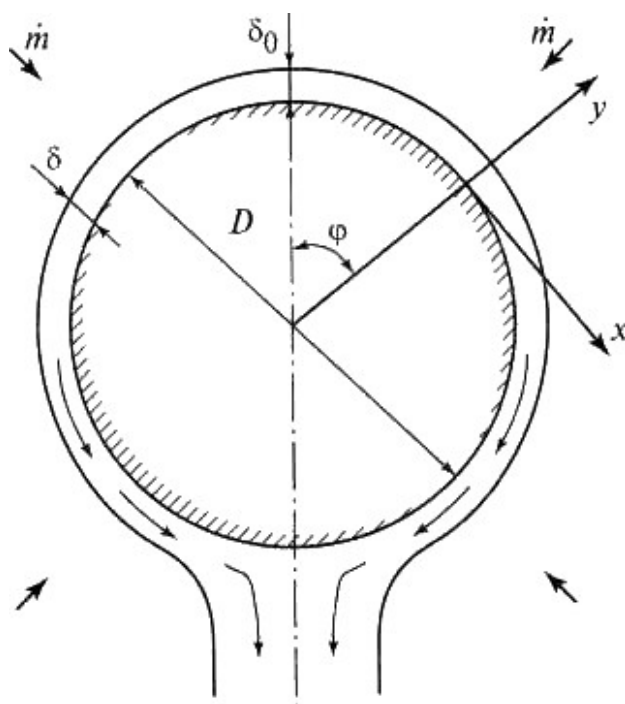


Рисунок 4.4 – Схема процесса конденсации пара на поверхности горизонтального цилиндра

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

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

$$G_1 = 1/3(g \cdot \rho \cdot \delta^3 \sin \varphi / \nu). \quad (4.13)$$

Балансовое соотношение $dG_1 = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta \cdot r)] dx$ в процессе конденсации пара на поверхности горизонтального цилиндра определяется следующим уравнением:

$$1/3(g \cdot \rho / \nu) d[\delta^3 \sin(2x/D)] = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta \cdot r)] dx. \quad (4.14)$$

Для бесконечно малого участка длиной $dx \sin(2dx/D) \approx 2dx/D$, $\delta = \delta_0$, т. е. из (4.14) следует:

$$2/3(g \cdot \rho^2 \cdot \delta^3 / \nu) dx/D = [\lambda \cdot \Delta T / (\delta_0 \cdot r)] dx.$$

Тогда

$$\delta_0 = [3\lambda \cdot \Delta T \cdot \nu \cdot D / (2g \cdot \rho^2 \cdot r)]^{0,25}. \quad (4.15)$$

Коэффициент теплоотдачи в точке $x = 0$ определяется формулой [5]:

$$\alpha_0 = \frac{\lambda}{\delta_0} = \sqrt[4]{\frac{2\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r}{3\nu \cdot \Delta T \cdot D}}. \quad (4.16)$$

На верхней половине поверхности цилиндра значение δ изменяется слабо. На нижней части периметра трубы толщина пленки увеличивается с ростом φ очень быстро, что определяет меньший вклад этой части поверхности в среднюю теплоотдачу, определяющейся по зависимости:

$$\bar{\alpha} = 0,725\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r / (\nu \cdot \Delta T \cdot D)]^{0,25}. \quad (4.17)$$

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

Из сопоставления (4.17) с формулой (4.11) для средней теплоотдачи на вертикальной поверхности высотой H следует, что при $H \approx 2,85$ средняя теплоотдача на вертикальном и горизонтальном цилиндрах одинаковая, но при больших H эффективнее располагать трубу горизонтально.

4.1.3. Современная методика расчета теплообмена при конденсации неподвижного пара



Рисунок 4.5 –
Д. А. Лабунцов

Работы, выполненные советскими теплофизиками Г. Н. Кружилиным, К. Д. Воскресенским, Д. А. Лабунцовым (рис. 4.5), показали, что допущения, принятые Нуссельтом в процессе конденсации, незначительно повлияли на результат. В условиях невысокой скорости движения пара применительно к межтрубному пространству кожухотрубчатых теплообменников к формулам Нуссельта (4.11) и (4.17) для среднего коэффициента теплоотдачи необходимы лишь две поправки Д. А. Лабунцова: первая – на переменность свойств $\mathcal{E}_T = [\mu_s / \mu_c (\lambda_c / \lambda_s)^3]^{1/8}$; вторая – на волновой характер движения $\mathcal{E}_w = (Re_{пл} / 4)^{0,04}$. Следовательно, в практических расчетах рекомендуется пользоваться формулой [6]:

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_{Nu} \mathcal{E}_T \mathcal{E}_w. \quad (4.18)$$

Для расчета по формуле (4.18) необходима итерационная процедура. Сначала по (4.11) рассчитывают $\bar{\alpha}_{Nu}$, с учетом (4.18) получают первое приближение для коэффициента теплоотдачи: $\bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}_{Nu} \mathcal{E}_T$. Используя его, вычисляют $Re_{пл} = 4 \bar{\alpha} \Delta T \cdot H / (r \cdot \mu)$ и затем $\mathcal{E}_w$. После этого находят коэффициент теплоотдачи во втором приближении $\bar{\alpha}_{II} = \bar{\alpha}_I \mathcal{E}_w$. Далее процедуру повторяют.

Существует метод безытерационного расчета $\bar{\alpha}$, предложенный Д. А. Лабунцовым. Он ввел в расчетную практику критерий $Z = \lambda \cdot \Delta T \cdot H / (l_q \cdot r \cdot \mu)$ – приведенную поверхность конденсации, предложенный немецкими учеными. При этом формула Нуссельта (4.10) может быть преобразована как $Re_{пл} = 4 \Delta T \cdot H \cdot \bar{\alpha} / (r \cdot \mu) = 3,77 Z^{3/4}$.

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

$$Re_{пл} = 3,8 Z^{0,78} \mathcal{E}_T. \quad (4.19)$$

Формула (4.19) эквивалентна размерной формуле (4.18). При этом необходимо помнить, что границе перехода к турбулентному течению в пленке конденсата $Re_{пл}^{кр} = 1600$ отвечает $Z_{кр} = 2300$. Следовательно, формула (4.19) справедлива при $Z < 2300$.

Рассмотрим процесс теплообмена при конденсации в условиях большого массового расхода жидкости в пленке, когда $Re_{пл}^{кр} > 1600$. В реальных условиях, как это ясно из схемы на рисунке 4.6, турбулентный режим течения формируется на достаточно протяженной по высоте поверхности конденсации в нижней ее части.

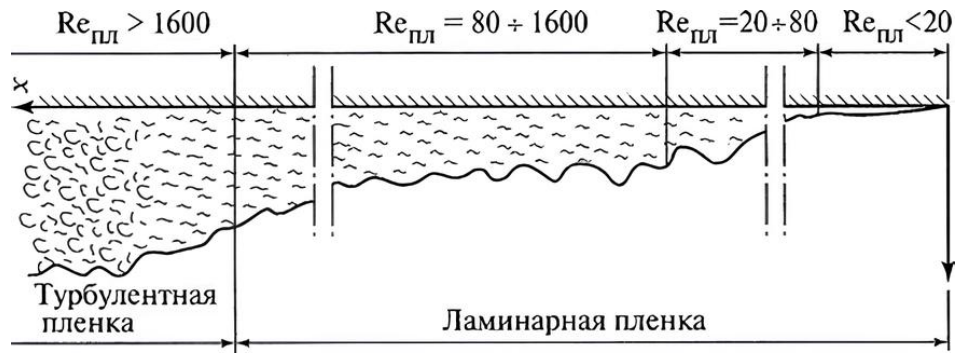


Рисунок 4.6 – Изменение характера течения пленки конденсата по высоте пластины

Лабунцов Д. А. [6], используя допущения Нуссельта при турбулентном течении для теплового потока в пленке конденсата, определил:

$$q = -\lambda(1 + \mathcal{E}_q/a) \partial T / \partial y = -\lambda[1 + (Pr/Pr_T) \mathcal{E}_\tau / \nu] \partial T / \partial y ,$$

где $\mathcal{E}_q$, $\mathcal{E}_\tau$ и a – коэффициенты турбулентной температуропроводности, турбулентной вязкости и температуропроводности, соответственно.

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

$$-\int_{T_c}^{T_s} dT = -\Delta T = \frac{q}{\lambda} \int_0^\delta \frac{dy}{1 + \frac{Pr \mathcal{E}_T}{Pr_T \nu}} .$$

Так как в выбранной системе координат (см. рис. 4.2) вектор плотности теплового потока отрицателен $q < 0$, в уравнении поставлен знак «минус». Учитывая, что $q/\Delta T = \alpha$, имеем:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\int_0^\delta dy / (1 + \frac{Pr \mathcal{E}_T}{Pr_T \nu})} . \quad (4.20)$$

При $\mathcal{E}_T = 0$ (см. 4.18) переходит в $\alpha = \lambda/\delta$. Принято, что $Pr_T = \mathcal{E}_\tau/\nu = 1$.

Лабунцов Д. А. использовал уравнение баланса импульса $\tau_c = g \cdot \rho \cdot \delta$ и алгебраическую формулу $\tau_c = \mu(1 + \mathcal{E}_\tau/\nu) \partial u / \partial y$. Вместе с соотношениями материального и энергетического балансов $dG_1 = (q/r) dx$ это дает возможность рассчитать коэффициент теплоотдачи по (4.20).

Аппроксимация результатов расчетов привела к уравнению для локального коэффициента теплоотдачи:

$$Nu = \alpha \cdot l_g / \lambda = 0,023 Re_{пл}^{0,25} Pr^{0,5} . \quad (4.21)$$

Определяющий размер в числе Нуссельта – $l_g = [\nu^2 \cdot \rho' / (g \cdot \Delta \rho)]^{1/3}$. 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 (4.21) локальный коэффициент теплоотдачи при

турбулентном течении пленки растет как корень четвертой степени из расхода конденсата G_l .

Для бесконечно малого участка dH на основе (4.21) можно записать:

$$\alpha 4 \Delta T \cdot dH / (r \cdot \mu) = 0,092 Re^{0,25} Pr^{0,5} (\lambda / l_g) (\Delta T \cdot dH) / (r \cdot \mu).$$

Из этого уравнения может быть получено дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$dRe_{пл} / Re_{пл}^{0,25} = 0,092 Pr^{0,5} dz.$$

После его интегрирования и преобразований окончательно получим:

$$Re_{пл} = 1600 \{1 + 0,0625 Pr^{0,5} [(z/2300) - 1]\}^{4/3}. \quad (4.22)$$

Формула (4.22) определяет средний коэффициент теплоотдачи при $Z > 2300$. Таким образом, само число $Re_{пл}$ характеризует теплообмен на всем участке длины от 0 до H , включая участки ламинарного и турбулентного течения конденсата. При $Z > 2300$ ($Re_{пл} > 1600$) число $Re_{пл}$ соответствует смешанному режиму течения конденсата, где средний коэффициент теплоотдачи α расслаивается по числу Pr , как это показано на рисунке 4.7.

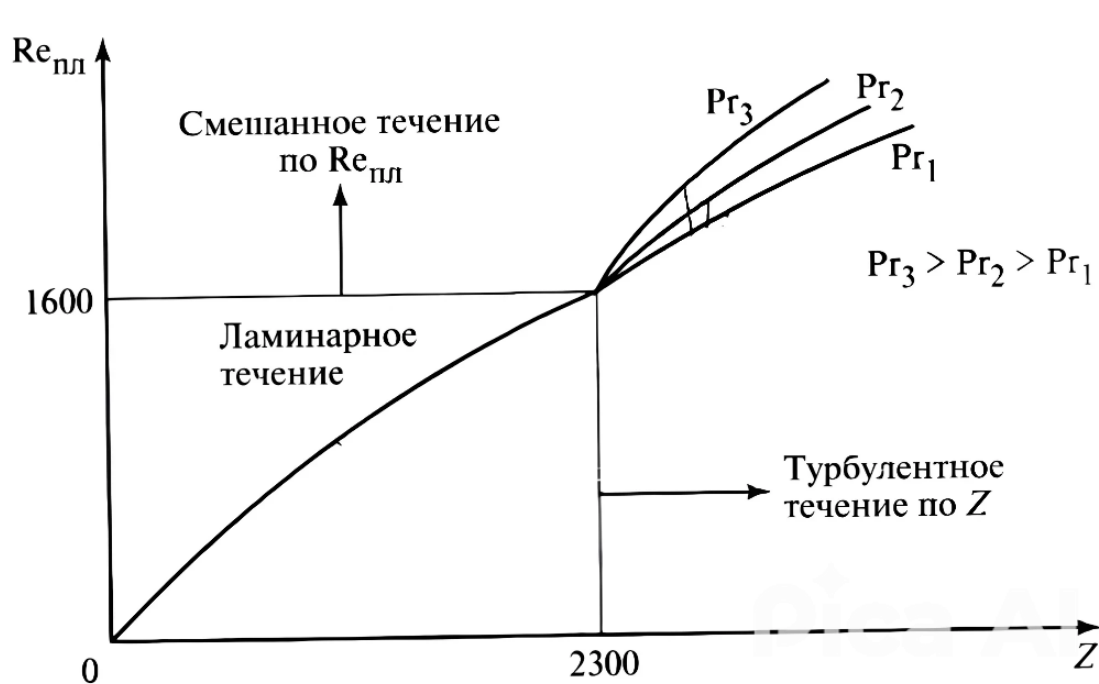


Рисунок 4.7 – Изменение средней теплоотдачи при конденсации пара при различных режимах течения

На рисунке 4.8 представлена номограмма, построенная для различных $Re_{пл}$ и $Pr_{пл}$.

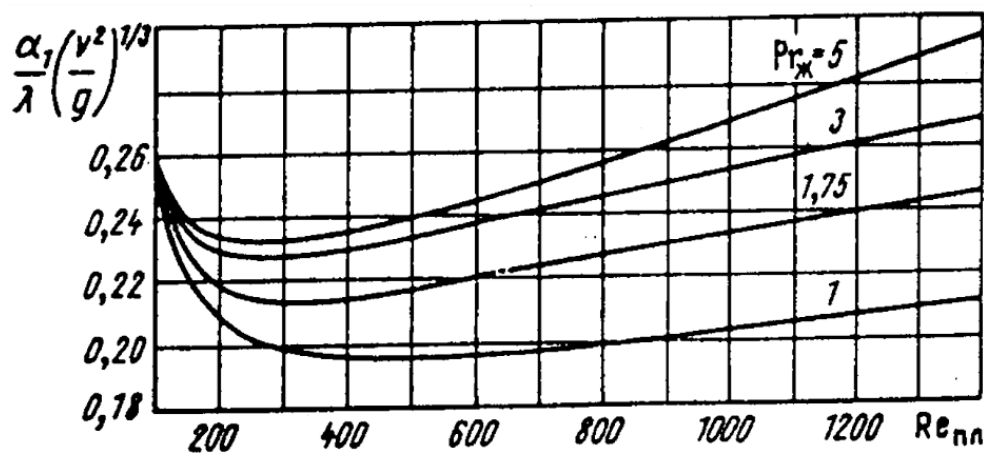


Рисунок 4.8 – Номограмма для определения коэффициента теплоотдачи при конденсации пара на вертикальных пучках труб в условиях смешанного режима течения конденсатной пленки

4.1.4. Теплообмен при пленочной конденсации движущегося пара внутри труб

Процесс конденсации движущегося пара в условиях низких давлений при плотности $\rho'' \approx 0,035 \text{ кг/м}^3$ и удельном объеме $\nu'' \approx 30 \text{ м}^3/\text{кг}$ практически исключает организацию конденсации в трубах из-за чрезвычайно высоких скоростей течения. Этот процесс целесообразно осуществлять в больших объемах межтрубного пространства аппаратов с большими проходными сечениями для пара, где допускается рассматривать пар неподвижным.

Однако эти процессы распространены в технике: в холодильных и выпарных установках, тепловых насосах (ТНУ), ребойлерах, паропреобразователях и др. В большинстве случаев конденсация в трубах осуществляется при относительно высоких давлениях. При этом интенсивность теплоотдачи выше, чем при конденсации неподвижного пара, и проще достигается герметичность теплообменной поверхности.

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

При входе пара сверху, как показано на рисунке 4.9, 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. 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.

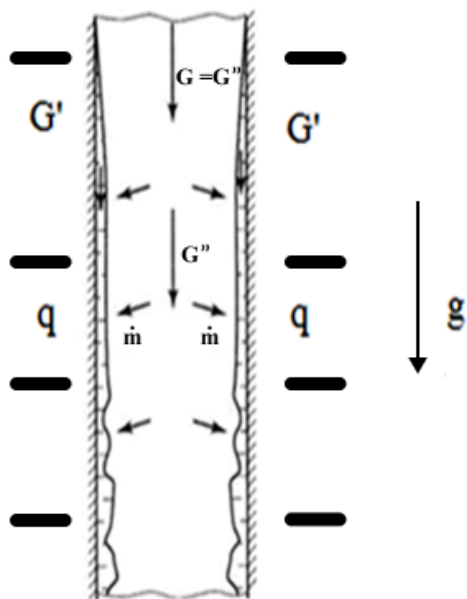


Рисунок 4.9 – Схема конденсации пара в вертикальной трубе

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 формуле (4.18).

Для двухфазного течения в условиях турбулентного течения пара и ламинарного течения конденсата на рисунке 4.10 представлены результаты проведенного на кафедре теоретических основ теплотехники МЭИ опытного исследования теплоотдачи при конденсации насыщенного водяного пара в вертикальной трубе [7] при подаче его сверху $\alpha_x / \alpha_{0x} = f(\psi)$,

$$\text{где } \psi = \frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \left(\frac{v_n}{v_{жс}} \right)^2 \frac{Re_{нд}^2}{Ga_{жд}^{2/3}} Re_{жс}^{-0,28} \varepsilon_t, Re_{нд} = w_{пd} / \nu_{п}; Ga_{жд} = gd^3 / \nu_{жс}^2; Re_{жс} = q_c x / r \mu_{жс}; w_{п}$$

– средняя в сечении x скорость пара. Физические параметры пара и конденсата, что, соответственно, обозначено индексами «п» и «ж», выбирались по температуре насыщения.

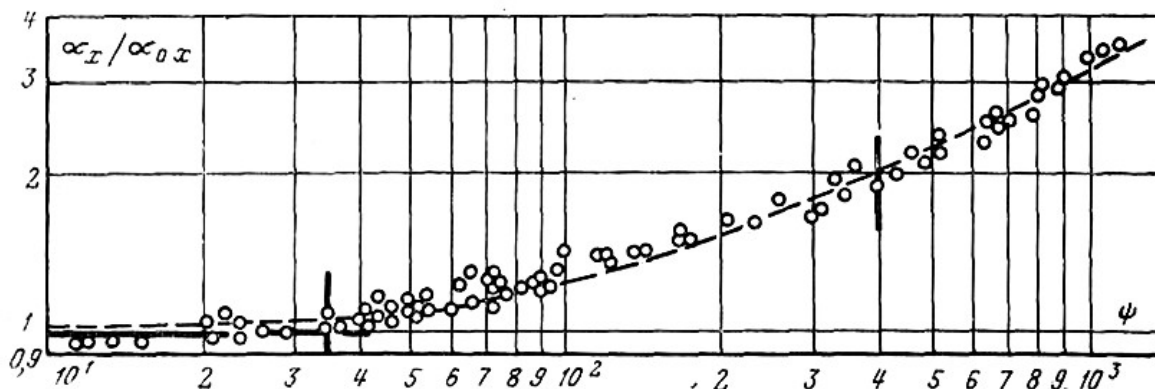


Рисунок 4.10 – Теплоотдача при конденсации водяного пара в вертикальной трубе в условиях ламинарного течения пленки конденсата

Коэффициенты теплоотдачи α_x в первом приближении считаются локальными. Значения α_{0x} вычислялись по формулам (4.11), (4.12) для практически неподвижного пара, конденсирующегося на вертикальной стенке. Показано, что относительный коэффициент теплоотдачи может быть вычислен по формуле:

$$\frac{\alpha_x}{\alpha_{0x}} = \sqrt{0,005\psi + \sqrt{(0,005\psi)^2 + 1}}. \quad (4.23)$$

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

Исследование теплообмена при конденсации пара в условиях турбулентного режима течения смеси проводилось при относительно высоких давлениях, что в сочетании с большими значениями $W_{см}$ позволяло использовать гомогенную модель для трения:

$$\tau_{см} = \tau_0(1 + x\Delta\rho/\rho''),$$

где $\tau_{см} = \zeta_{см}\rho_\beta W_{см}^2/8$; $\tau_0 = \zeta_0\rho'W_0^2/8$; $\zeta_{см} = \zeta_0 = f(Re_0)$; x – массовое расходное паросодержание.

При турбулентном течении за пределами вязкого подслоя справедлива аналогия Рейнольдса для переноса импульса и энергии. Для капельных неметаллических жидкостей при $Pr > 1$ основное термическое сопротивление сосредоточено в теплопроводном подслое, поэтому

$$\alpha \approx \lambda/\Delta\lambda \sim \lambda Pr^{1/3} v^*/\nu,$$

где $v^* = (\tau_c/\rho)^{0,5}$. Как видно, коэффициент теплоотдачи пропорционален квадратному корню из касательного напряжения на стенке: $\alpha \sim (\tau_c)^{0,5}$.

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

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

$$\alpha_{\text{см}} = \alpha_0(1 + x\Delta\rho/\rho'')^{0,5}. \quad (4.24)$$

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

$$Nu_0 = \frac{Re_0 Pr_8^{\frac{z}{8}}}{1 + \frac{900}{Re_0} + 12,7 \sqrt{\frac{z}{8}} (Pr^{2/3} - 1)}.$$

Характер изменения коэффициента теплоотдачи по длине трубы при конденсации пара внутри трубы представлен на рисунке 4.11.

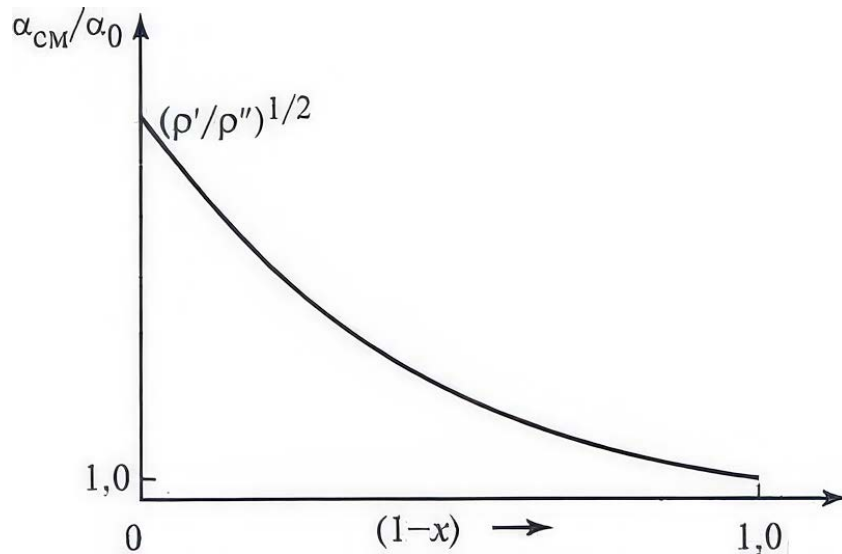


Рисунок 4.11 – Изменение коэффициента теплоотдачи по длине трубы при конденсации пара внутри трубы

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

$$Nu_{dH} = c Re_{\text{цдн}}^{0,8} Pr_{\text{ж.н}}^{0,43} \sqrt{1 + x \left(\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} - 1 \right)}, \quad (4.25)$$

где x – массовое расходное паросодержание в рассматриваемом сечении.

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

$$\overline{Nu}_{dH} = c Re_{\text{цдн}}^{0,8} Pr_{\text{ж.н}}^{0,43} \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + x_1 \left(\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} - 1 \right)} + \sqrt{1 + x_2 \left(\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} \right)} \right], \quad (4.26)$$

где x_1 и x_2 – массовые расходные паросодержания во входном и выходном сечениях рассматриваемого участка трубы: $x_1 = (G_{\text{п}}/G_{\text{см}})_{\text{вх}}$ и $x_2 = (G_{\text{п}}/G_{\text{см}})_{\text{вых}}$; для

стальных труб $c = 0,024$, для латунных $c = 0,026$, для медных $c = 0,032$; $Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{\text{ж}}}$; $\overline{Nu}_{\text{дн}} = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda_{\text{ж}}}$; $Re_{\text{цдн}} = \frac{w_{\text{ц}} \cdot d}{\nu_{\text{ж}}} = \frac{4G_{\text{см}}}{\pi \cdot d \cdot \mu_{\text{ж}}}$; физические параметры выбираются по температуре насыщения; индексы «ж» и «п» обозначают величину физического параметра жидкости и пара, соответственно.

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 4.12.

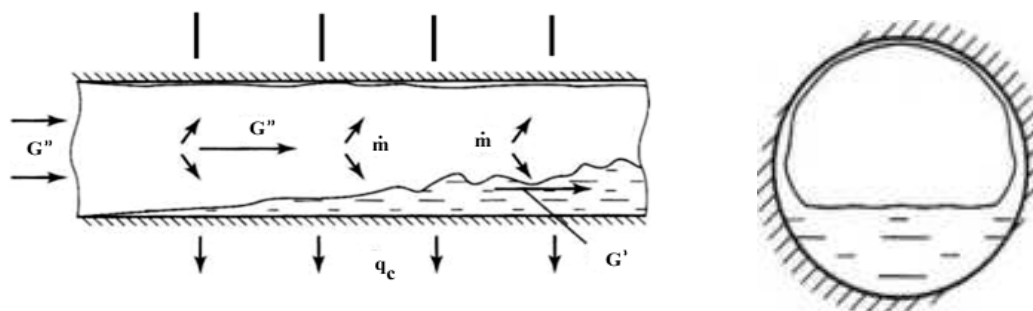


Рисунок 4.12 – Изменение структуры парожидкостного потока при конденсации в горизонтальной трубе

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

4.1.5. Конденсация пара на горизонтальных пучках труб

Аппараты, где применяется конденсация пара на горизонтальных пучках труб, наиболее широко распространены на практике. 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:

$$\bar{\alpha} = 0,728[\lambda^3 \cdot g \cdot \rho^2 \cdot r / (\nu \cdot \Delta T \cdot D)]^{0,25}. \quad (4.27)$$

При конденсации на пучках горизонтальных труб конденсат с трубок верхних рядов частично стекает на трубки рядов, расположенных ниже. При этом средняя толщина пленки конденсата на нижних трубках увеличивается, и теплоотдача снижается. Указанная задача решена В. Нуссельтом для ламинарного течения конденсата. Однако Нуссельт допустил отличие условий конденсации в пучке от случая конденсации на одиночной горизонтальной трубе только в том, что стекание конденсата с трубки на трубку в пучке влечет за собой равномерное по всей длине трубы утолщение конденсатной пленки. В этом случае, как и при конденсации на вертикальной плоскости, коэффициент теплоотдачи зависит от длины, которую проходит пленка конденсата по закону $\bar{\alpha} \sim H^{-1/4}$ или $\bar{\alpha} \sim (\pi D)^{-1/4}$. В пучке для труб, расположенных в одном вертикальном ряду (рис. 4.13), протяженность поверхности конденсации в

направлении течения равна $n(\pi D/2)$, где n – число труб в ряду от верхней до текущей.

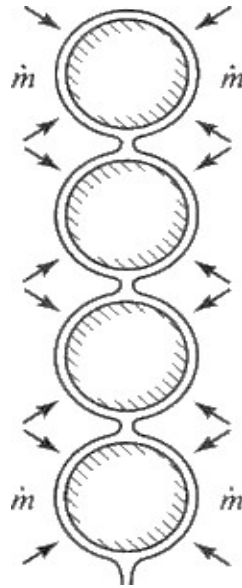


Рисунок 4.13 – Схема конденсации на поверхности вертикального ряда горизонтальных труб

В случае применения вертикальной поверхности участок длиной $n(\pi D/2)$ можно представить как n плоских участков. Согласно формуле Нуссельта отношение среднего коэффициента теплоотдачи для всей рассматриваемой плоской поверхности к среднему коэффициенту теплоотдачи на первом по ходу (верхнем) участке равно $n^{-1/4}$. Тогда, при сохранении ламинарного режима течения конденсата с гладкой пленкой в вертикальном ряду труб, средний коэффициент теплоотдачи для всего пучка из n труб определяется, как

$$\overline{\alpha}_N = \overline{\alpha}_1 n^{-1/4}. \quad (4.28)$$

Зависимость (4.28) была предложена М. Якобом (рис. 4.14).

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

$$\alpha_n/\alpha_1 = [n^{0,75} - (n-1)^{0,75}]. \quad (4.29)$$



Рисунок 4.14 –
М. Якоб

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

Однако экспериментальные исследования показали, что реальная зависимость теплоотдачи от номера горизонтального ряда оказывается значительно слабее теоретической по формуле (4.29).

Визуальные наблюдения за течением конденсатной пленки показывают (рис. 4.15), 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.

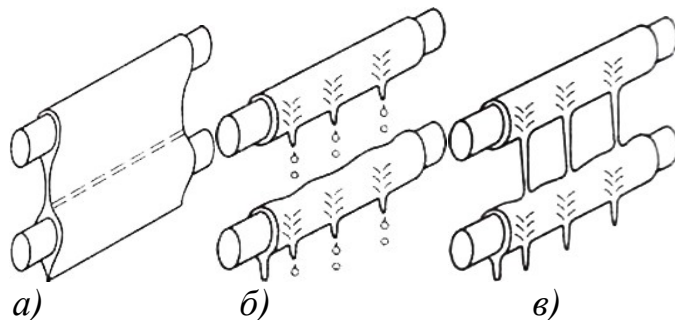


Рисунок 4.15 – Упрощенная (а) и действительная (б, в) картины стекания пленки конденсата в пучке горизонтальных труб

В работах Г. Г. Шкловера и его сотрудников (рис. 4.16) была введена так называемая функция натекания f_j , характеризующая долю площади, занятую перетекающим конденсатом для j -й трубки. При этом была предложена следующая формула:

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_1} = 1 - \left(1 - \frac{\delta_1}{\delta_{3л}}\right) f_i, \quad (4.30)$$

где δ_1 и $\delta_{3л}$ – средние толщины конденсатной пленки в свободной и залитой зонах, соответственно.

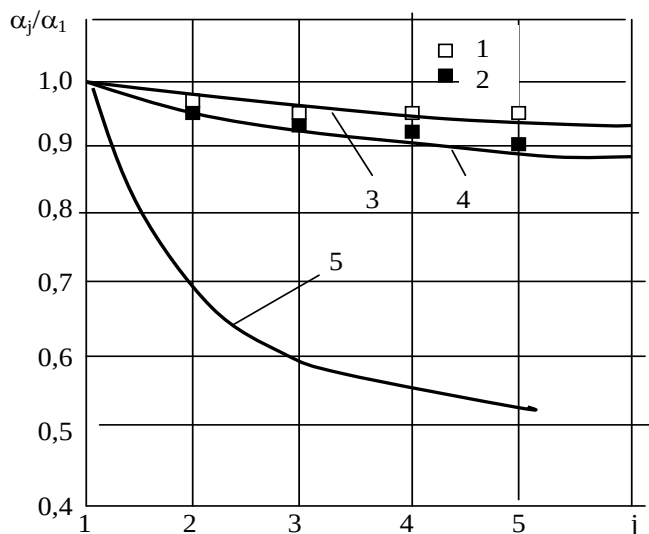


Рисунок 4.16 – Относительное изменение теплоотдачи по высоте ряда:
1 – $\Delta t = 6 \text{ K}$; 2 – $\Delta t = 14 \text{ K}$; 3, 4 – результаты расчетов по дискретной модели для соответствующих температурных напоров и $h = 9 \text{ мм}$; 5 – формула (4.18)

Формула Керна (1958 г.), одна из наиболее распространенных зависимостей на Западе, сохраняет структуру формулы Якоба, но с меньшим значением показателя степени:

$$\overline{\alpha}_n = \overline{\alpha}_1 n^{-1/6}. \quad (4.31)$$

Скорости пара, поступающего в верхнюю часть конденсатора, достигают 50–70 м/с. В таких условиях трение со стороны потока пара влияет на течение пленки.

Впервые анализ влияния скорости пара на теплоотдачу для вертикальной поверхности был выполнен расчетным путем Нуссельтом. Расчет состоял в определении уменьшения толщины пленки конденсата при воздействии на нее движущегося пара. Общая зависимость для теплоотдачи имеет вид:

$$\alpha_w / \alpha_0 = F(\Pi), \quad (4.32)$$

где α_0 – значение теплоотдачи по формуле Нуссельта; с учетом равенства $\alpha = \lambda / \delta$.

Нуссельт ввел безразмерный комплекс:

$$\Pi = \frac{\rho'' \cdot w''^2 \cdot \alpha_0}{\rho' \cdot \lambda' \cdot g}.$$

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

При конденсации пара на трубах вертикального пучка ламинарный режим течения конденсатной пленки может сохраняться на значительной части длины трубы. Теплоотдача в этих условиях может быть рассчитана по уравнению:

$$\alpha = 1,18 \cdot \lambda' \cdot (Re_{пл} \cdot \frac{v^2}{g})^{-\frac{1}{3}} \cdot e, \quad (4.33)$$

где $Re_{пл} = \frac{g \cdot h}{(r \cdot \rho' \cdot v')}$ – число Рейнольдса для пленки конденсата; e – поправочный коэффициент, учитывающий влияние скорости пара и определяется по графику, представленному на рисунке 4.17; r – теплота парообразования.

При $Re_{пл,кр} > 100$ в верхней части трубного пучка сохраняется ламинарный режим течения конденсатной пленки. В нижней части трубы устанавливается турбулентный. Для такого смешанного режима течения конденсатной пленки получена следующая зависимость:

$$\frac{\alpha}{\lambda'} \cdot \left(\frac{v'}{g}\right)^{\frac{1}{3}} = f(Re_{пл} \cdot Pr_{пл}) \quad (4.34)$$

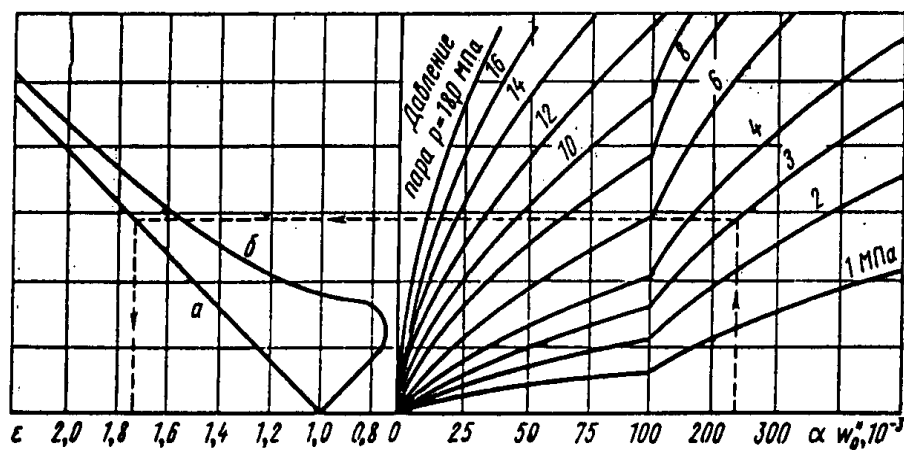


Рисунок 4.17 – Поправочный коэффициент ϵ , учитывающий влияние скорости пара: пар движется сверху вниз (а) и снизу вверх (б)

Этот вопрос в 1950 – 1960-е гг. исследовался в ВТИ. Обобщая результаты исследований, Л. Д. Берман [8] пришел к выводу о невозможности получения однозначной зависимости среднего коэффициента теплоотдачи со стороны пара «от осредненной тем или иным путем, а тем более от начальной скорости пара». Он подчеркивал, что увеличение толщины пленки конденсата при его течении сверху вниз не только увеличивает термическое сопротивление, но и вызывает возмущения, турбулизацию. Проведенные исследования показали необходимость включения в расчетные формулы числа Nu_0 , проходного сечения пучка и числа заходов по охлаждающему теплоносителю. При этом для управления потоками пара в конденсаторе с помощью металлических листов исходный поток разделяется на несколько. В зоны нижней части объема конденсатора обеспечивается подача пара с высокой скоростью, так как скорость пара больше влияет не на теплообмен, а на предотвращение накопления в конденсаторе неконденсирующихся газов.

4.1.6. Диффузионное термическое сопротивление

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

Пренебрегая скачком температур Δt_{ϕ} , показанным на рисунке 4.18, примем температуру поверхности конденсата равной температуре насыщенного пара при давлении $p_{\text{п.пов.}}$. При этом температура границы раздела: $t_{\text{п.пов.}} = t_{\text{пов.}} < t_{\text{по}}$ ($p > 10^4$). Так как температура конденсации у поверхности ниже температуры пара в объеме смеси, то и соответствующая ей концентрация пара также будет ниже. Поэтому неконденсирующийся газ увлекается по направлению к границе раздела потоком пара, оставаясь там во время конденсации пара. Далее неконденсирующийся газ будет стремиться к перемещению от границы раздела против движения потока пара. Пар будет двигаться, преодолевая поток

неконденсирующегося газа под действием градиента своего парциального давления. Поэтому возникновение температурного градиента Δt_d необходимо рассматривать как введение дополнительного термического сопротивления, снижающего интенсивность теплоотдачи. Кроме того, более летучие компоненты в сравнении с паром будут накапливаться на границе раздела, образуя тем самым слой, через который менее летучие компоненты должны диффундировать, преодолевая дополнительное сопротивление. В этом случае, как указывалось ранее:

$$\alpha_{\text{см}} = \frac{1}{R_{\text{см}}} = \frac{1}{R_{\text{пл}} + R_D} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{пл}}} + \frac{1}{\alpha_D}}. \quad (4.35)$$

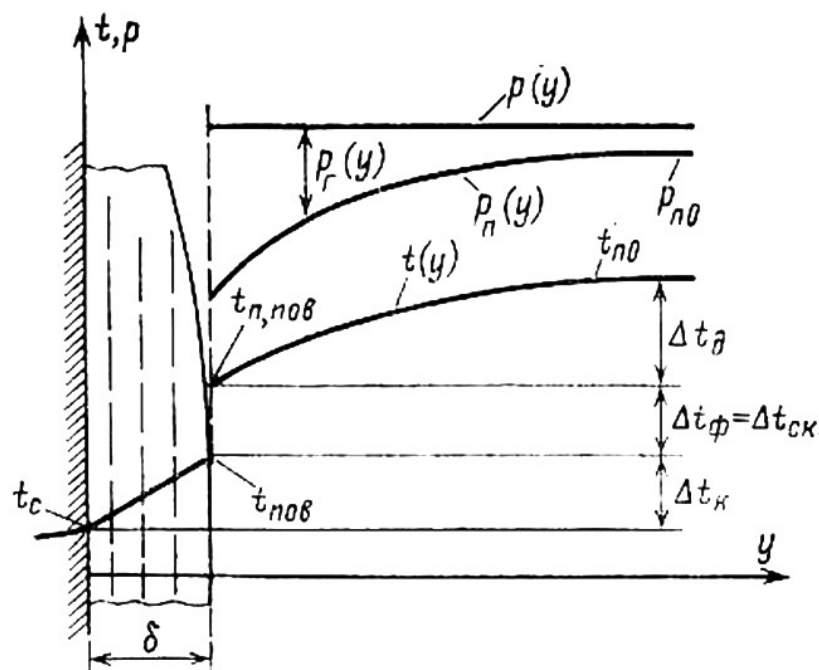


Рисунок 4.18 – Распределение концентраций и температуры при конденсации пара из парогазовой смеси

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

$$R_D = \frac{t_{\text{п0}} - t_{\text{п.пов}}}{\alpha_k(t_{\text{п0}} - t_{\text{п.пов}}) + r \cdot j_{\text{п.пов}}} = \frac{t_{\text{п0}} - t_{\text{п.пов}}}{\alpha_k(t_{\text{п0}} - t_{\text{п.пов}}) + r \cdot \beta(m_{\text{п0}} - m_{\text{п.пов}})[r + (i_{\text{ж.пов}} - i_{\text{ж.с}})]}, \quad (4.36)$$

где α_k – конвективный коэффициент теплоотдачи от парогазовой смеси к пленке конденсата; $j_{\text{п.пов}}$ – поток массы пара у поверхности пленки конденсата, определяемый по уравнению:

$$j = \frac{k}{(1-0,4)\sqrt{2\pi \cdot R_n}} \left(\frac{P_n}{\sqrt{t_n}} - \frac{P_{\text{пов}}}{t_{\text{пов}}} \right), \quad (4.37)$$

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

Из уравнения (4.35) следует, что коэффициент теплоотдачи $\alpha_{см}$, куда входит R_D , зависит от интенсивности взаимосвязанных процессов тепло- и массообмена в парогазовой смеси и в пленке.

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

$$\beta = \frac{\alpha_k}{\bar{c}_{p,пс}} \left(\frac{D}{\lambda_{п.с}} \right), \quad (4.38)$$

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

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

$$\overline{Nu}_D = \frac{\beta \cdot R_T}{D} = \frac{\ln\left(\frac{m_{п.пов}}{m_{п0}}\right)}{m_{п.пов} \ln \frac{R_0}{R_T}} \psi, \quad (4.39)$$

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

Физические параметры парогазовой смеси для формулы (4.39) выбираются по температуре $t_{п0}$.

В соответствии с исследованиями при конденсации водяного пара из парогазовых смесей, включая исследования в ЛТИЦБП на кафедре промышленной теплоэнергетики [1], средний коэффициент массоотдачи для труб при $Re = 350 - 4800$ может быть рассчитан по уравнению:

$$Nu_D = C \frac{\sqrt{Re}}{\varepsilon_{Г0}^{0,5} \cdot \pi_D^{1/3}}, \quad (4.40)$$

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, $d_{экв} = 4f/\Pi$.

Присосы воздуха из атмосферы в ВА, работающих под вакуумом, возможны. Так, у конденсаторов, поверхность кожуха которых значительная, присосы воздуха неизбежны. Если в паре есть даже небольшая доля воздуха, то по мере конденсации эта доля растет, так как воздух не конденсируется. Она максимальна в нижней части корпуса конденсатора, где процесс конденсации пара должен завершаться. При определенных условиях (в отсутствие заметного макроскопического движения паровоздушной смеси) поступление пара к поверхности конденсации будет в основном определяться диффузией, т. е. процессом малой интенсивности. Известны опыты по конденсации неподвижного водяного пара, в которых наличие 1 % воздуха в паре приводило к двукратному снижению коэффициента теплоотдачи.

Для того чтобы поддерживать заданный уровень разрежения и снижать возможную объемную долю воздуха, должна проводиться непрерывная вентиляция теплообменников. В конденсаторах, к примеру, отсос обычно осуществляется из нижней части объема эжекторами.

4.1.7. Методы интенсификации процессов конденсации

Если интенсификация конвективной теплоотдачи достигается оребрением, то в процессах конденсации – микрооребрением. Как и при конвективной теплоотдаче, при конденсации оптимальный выбор размеров и формы ребер не только увеличивает площадь поверхности, но и влияет на механизм процесса теплопередачи. Для ребер простой геометрии, представленной на рисунке 4.18, при высоте, ширине ребра и шаге между ребрами $h, t, p \ll D$, увеличение площади оребренной поверхности по сравнению с исходной гладкой (коэффициент оребрения) приближенно оценивается как $k_{ор} = F_{ор}/F_{гл} \approx 1 + 2h/p$.

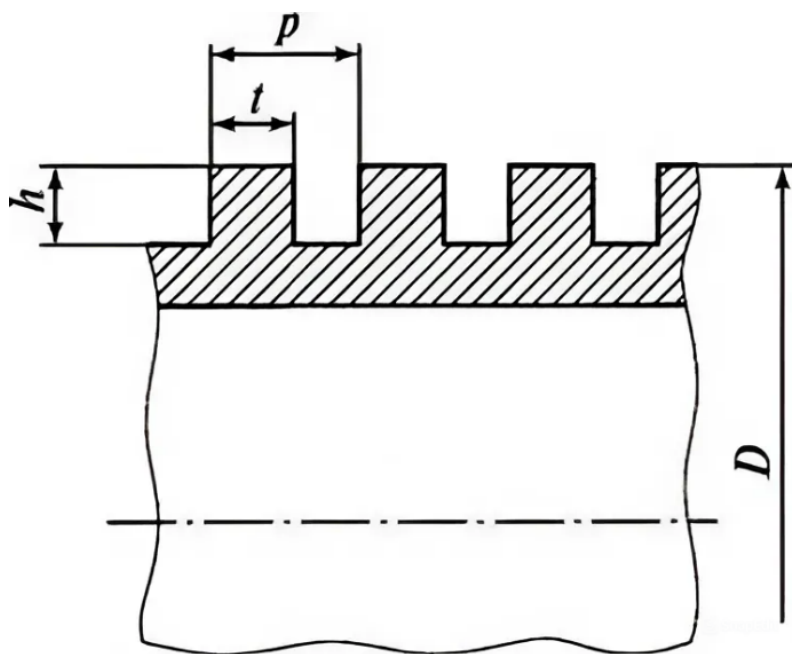


Рисунок 4.19 – Участок оребренной трубы

В процессах конвективной теплоотдачи количество тепла, передаваемого оребренной поверхностью в сравнении с гладкой, или эффективность оребрения $\eta_{ор} = Q_{ор} / Q_{гл}$, меньше, чем коэффициент оребрения. При конденсации удастся добиваться того, чтобы $\eta_{ор} > k_{ор}$. Достигается это повышением среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации в сравнении с гладкой поверхностью. Для этого поверхность конденсации делается волнистой (рис. 4.20). Форма пленки конденсата в целом повторяет форму оребренной поверхности. На искривленной поверхности «жидкость–пар» возникает лапласовский скачок давлений: $p_1 - p_2 = 2\sigma H = \sigma(1/R_1 + 1/R_2)$.

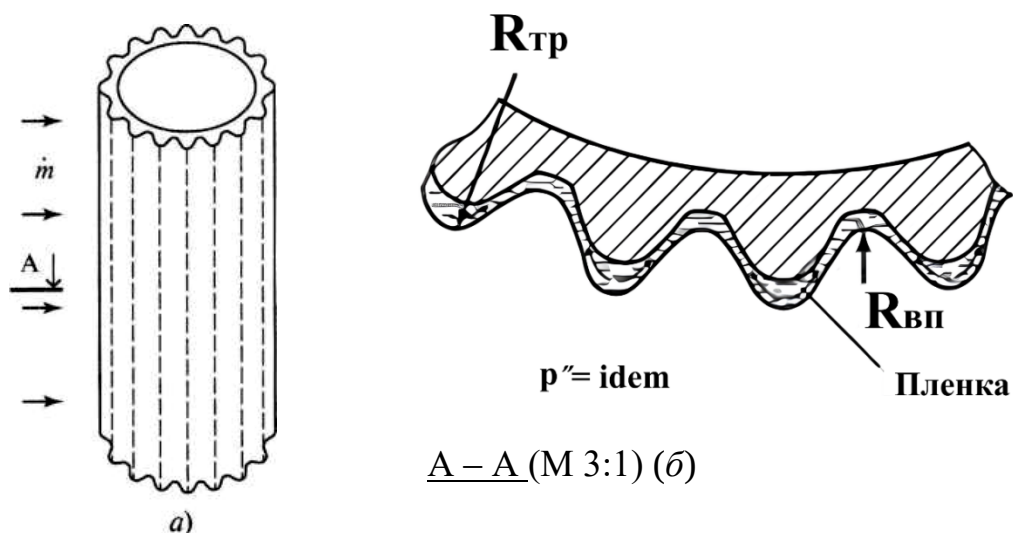


Рисунок 4.20 – Схема конденсации пара на волнистой поверхности вертикальной трубы (а) и форма поверхности жидкой пленки в горизонтальном сечении трубы (б) [5]

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

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

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

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

Согласно работе [9], на одиночной трубе с накаткой (roped tube) ($h = 1$ мм, $p = 8$ мм) было получено увеличение теплоотдачи при конденсации на 25 %, а в пучке с 25 трубами в вертикальном ряду средний коэффициент теплоотдачи вырос лишь на 10 % в сравнении с пучком из гладких труб. Большой эффект дала навивка на трубы проволоки диаметром 1 мм, которая размещалась в канавках.

В том же 25-трубном вертикальном ряду средний коэффициент теплоотдачи вырос на 80 % в сравнении с пучком гладких труб.

В последнее время проводятся исследовательские работы по интенсификации теплообмена при применении «лунных» поверхностей, когда на поверхности теплообмена за счет штамповки или фрезеровки выполняются углубления определенных размеров с оптимальным шагом.

4.2. Процессы теплообмена при переходе жидкости в парообразное состояние

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

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

Давление пара в слое парогазовой смеси у поверхности жидкости является давлением насыщения, определяемым при температуре поверхности жидкости.

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

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

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

Примем, что в начальный момент времени температура жидкости на поверхности $t_{\text{пов}}$ больше температуры парогазовой смеси вдали от жидкости $t_{\text{пг}}$. Вследствие теплоотдачи и испарения температура жидкости будет понижаться. Процесс испарения – нестационарный.

Через некоторое время температуры жидкости и парогазовой смеси будут равны, и теплоотдача прекратится. Продолжающееся испарение приведет к дальнейшему понижению температуры жидкости, и тогда ее температура станет меньше температуры парогазовой смеси. При этом жидкость будет отбирать теплоту от парогазовой смеси. Испарение жидкости будет замедляться по мере понижения ее температуры. $p_{\text{п.пов}}(t_{\text{п.пов}})$ и $\Delta p = p_{\text{п.пов}} - p_{\text{п0}}$ будут уменьшаться. Теплоотдача будет увеличиваться по мере возрастания температурного напора.

Эти явления будут происходить до тех пор, пока при некоторой температуре жидкости не установится динамическое равновесие между подводом теплоты конвективной теплоотдачей и отводом теплоты путем испарения и последующей диффузии. Дальнейшее испарение жидкости будет происходить при разности $t_{\text{пов}} - t_{\text{м}}$ за счет теплоты, получаемой теплоотдачей от парогазовой смеси. Температура $t_{\text{м}}$ – температура мокрого термометра – является тем пределом, ниже которого нельзя охлаждать жидкость.

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

$$\alpha (t_{\text{п.г}} - t_{\text{м}}) = r \cdot \beta_p (p_{\text{п.пов}} - p_{\text{п0}}). \quad (4.41)$$

Из уравнения (4.41) следует, что при адиабатном испарении

$$\alpha = \frac{q_c}{t_{\text{п.г}} - t_{\text{м}}} = \frac{r \cdot j_{\text{вп.по}}}{t_{\text{п.г}} - t_{\text{м}}}. \quad (4.42)$$

$$\text{Откуда } t_{\text{м}} = t_{\text{п.г}} - \frac{r \cdot j_{\text{п.пов}}}{\alpha}. \quad (4.43)$$

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

Тепловая диаграмма рассматриваемого процесса представлена на рисунке 4.21.

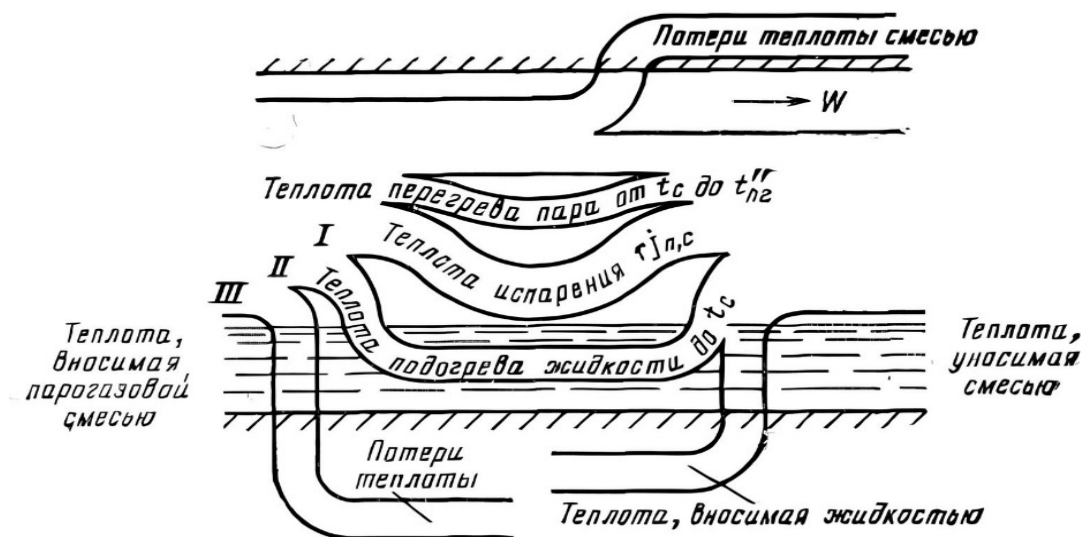


Рисунок 4.21 – Тепловая диаграмма при испарении жидкости в парогазовый поток

Теплота $q_{\text{пов}}$ (ее составляющие – I, II, III, $\frac{D_{\text{ж}}}{m^2 \cdot c}$), передаваемая от парогазовой смеси к поверхности жидкости, расходуется в общем случае на испарение жидкости ($r \cdot j_{\text{п.пов}}$ – составляющая I) и частично может передаваться

теплопроводностью и конвекцией в жидкую фазу (составляющие II и III; обозначим эту долю через $q_{\text{ж}}$). Плотность теплового потока от смеси к поверхности испарения

$$q_{\text{пов}} = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{\text{пов}} = \alpha \cdot \Delta t = r \cdot j_{\text{п.пов}} + q_{\text{ж}} = r \cdot j_{\text{п.пов}} - \lambda_{\text{ж}} \left(\frac{\partial t_{\text{ж}}}{\partial y} \right) + q_{\text{ж}}, \quad (4.44)$$

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

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

$$-\lambda_{\text{ж}} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{\text{пов}} = j_{\text{п.пов}} \cdot c_{\text{рж}} (t''_{\text{ж}} - t'_{\text{ж}}) + q_{\text{Т}}, \quad (4.45)$$

где $q_{\text{Т}}$ – потери теплоты в окружающую среду.

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

Для расчета теплоотдачи, в этом случае, следует использовать уравнение:

$$q_{\text{пов}} = \alpha (t_{\text{п.г.}} - t_{\text{пов}}) = r \cdot j_{\text{п.пов}} \pm j_{\text{п.пов}} c_{\text{рж}} (t_{\text{пов}} - t'_{\text{ж}}) \pm q_{\text{Т}}, \quad (4.46)$$

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

При испарении жидкости из пористой стенки

$$q_{\text{ж}} = -\lambda_{\text{э}} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{\text{пов}},$$

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

Для расчета теплообмена при испарении из пористой стенки может применяться уравнение (4.46).

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

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

При адиабатном испарении жидкости из пористого тела (рис. 4.22) теплота Q_m , идущая на испарение, в общем случае поступает к жидкости непосредственно от пористого тела Q_T . Перенос теплоты Q_T будет зависеть от теплопроводящих свойств тела. Расчетная поверхность теплообмена $F_{расч}$ (пунктирная линия на рис. 4.22) не равна действительной поверхности теплообмена, соответствующей внешней границе твердого тела и жидкости (на рисунке выделена жирной линией). Это различие будет тем больше, чем ниже уровень жидкости, так как жидкость испаряется со своей поверхности.

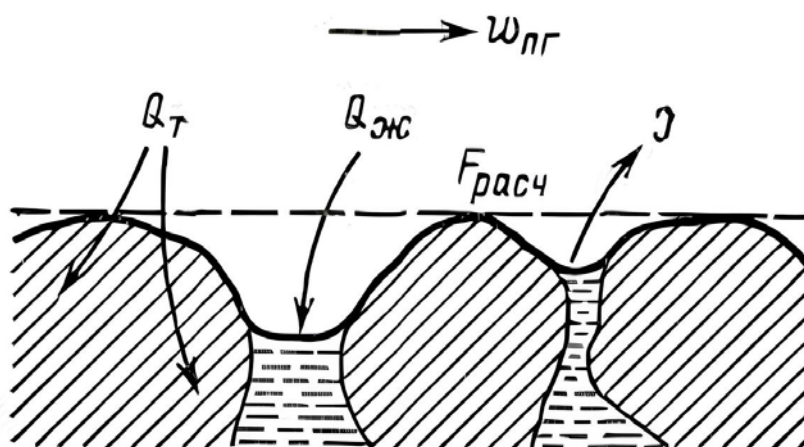


Рисунок 4.22 – Испарение из пористого тела

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

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

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

$$\overline{Nu}_l = 4,55 \cdot 10^3 \cdot Re_l^{0,8} \cdot K^{0,4}, \quad (4.47)$$

где $K = r/(c_p \cdot \Delta t)$ – критерий Кутателадзе; здесь $\Delta t = t_{п.г} - t_c$ – температурный напор. В уравнении (4.47) в качестве линейного размера, начиная с участка испарения, принята длина пластины вдоль потока. Температура смеси вдали от пластины выбрана в качестве определяющей температуры; в критерии вводятся параметры смеси.

Для расчета массообмена получено уравнение:

$$\overline{Nu}_{Dl} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot Re_l^{0,8} \cdot \pi_D^{-0,5} \cdot \varepsilon_{n0}^{-0,5}, \quad (4.48)$$

где $\varepsilon_{n0} = 1 - \varepsilon_{г0} = \frac{p_{n0}}{p}$; $\pi_D = \frac{p_{п.с} - p_{п0}}{p}$; $p_{п.с}$ – парциальное давление водяных паров у поверхности испарения; $p_{п0}$ – парциальное давление водяных паров вдали от поверхности испарения; p – полное давление паровоздушной смеси. Остальные критерии подобия такие же, как и в предыдущих уравнениях. Значение $p_{п.с}$ берется из таблиц водяного пара как давление насыщения при $t_n = t_c$. Значения $\varepsilon_{п0}$ изменялись в пределах 0,00365–0,0168.

Отношение Nu/Nu_D – не постоянная величина, а являющаяся функцией критериев, учитывающих особенности совместно идущих процессов тепло- и массообмена: $(\overline{Nu}_l/\overline{Nu}_{Dl}) = 0,7\pi_D \cdot K$. Из сопоставления уравнений (4.47) и (4.48) следует, что отношение α/β от скорости не зависит.

Температура пористой стенки зависит от большого количества факторов. Расчет упрощается при адиабатном режиме испарения. В этом случае температура поверхности испарения может быть найдена из уравнения:

$$t_c = t_M = t_{п.г} - \frac{r \cdot j_{п.с}}{\alpha}$$

Из ранее приведенных уравнений следует, что

$$\frac{r \cdot j_{п.с}}{\alpha} = \frac{r \cdot \beta_p \cdot \Delta p}{\alpha} = \frac{r \cdot D_{пn0}}{230\lambda} \left(\frac{\Delta p}{p_{п0г}} \right)^{5/6}, \quad (4.49)$$

где $\Delta p = p_{п.с} - p_{п.0}$.

4.2.2. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме

Объемное кипение возникает при перегреве жидкости по всему объему, который достигается, например, при сбросе давления в адиабатных испарителях (расширителях ВС). Если жидкость является абсолютно чистой, т. е. не содержит потенциальных центров парообразования, то перегрев может достигнуть границы термодинамической устойчивости жидкой фазы. При этом парообразование может возникнуть за счет флуктуаций плотности. Подобное явление может наблюдаться лишь для очень быстрых процессов.

Из рассмотрения условий равновесия парового объема с окружающим объемом перегретой жидкости можно определить, что равновесный объем должен быть сферическим, поскольку должен иметь минимальную поверхность (рис. 4.23).

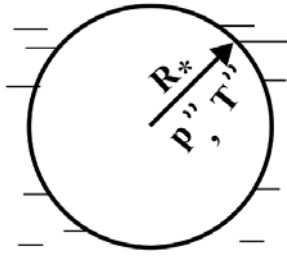


Рисунок 4.23 – Пузырек в перегретой жидкости

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

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

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

Уравнение кривой насыщения $p_s(T_s)$ подчиняется закону Клапейрона–Клаузиуса: $(dp/dT)_s = (s'' - s')/(v'' - v') = r/[T_s(v'' - v')] \approx r/(T_s \cdot v'') = r \cdot \rho''/T_s$,

так как $v'' \gg v'$; где $v = 1/\rho$ – удельный объем.

При сравнительно невысоких перегревах жидкости справедливо [5]:

$$\Delta p = p'' - p_\infty \approx \Delta T (dp/dT)_s = r \cdot \rho'' \cdot \Delta T / T_s. \quad (4.50)$$

Подставив (4.47) в формулу Лапласа, получим уравнение для радиуса равновесного парового пузырька в перегретой жидкости:

$$R^* = 2\sigma \cdot T_s / (r \cdot \rho'' \cdot \Delta T). \quad (4.51)$$

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

Термодинамический потенциал (энергия Гиббса) системы определится как $\Phi = H - T \cdot S = U + p \cdot V - T \cdot S$ или для удельных величин:

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

При возникновении парового объема изменение энергии Гиббса системы составит:

$$\Delta \Phi = V \cdot p'' \cdot \Delta \phi + \sigma \cdot F, \quad (4.52)$$

где σ – удельная свободная энергия поверхности (поверхностное натяжение); $\sigma \cdot F$ – энергия вновь созданной поверхности, причем $\sigma \cdot F > 0$; $\Delta \phi = \phi'' - \phi'$ – разность удельных потенциалов Гиббса для возникшего пара и исходной перегретой жидкости.

Термодинамические потенциалы перегретой воды и пара могут быть записаны в виде:

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

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

Следовательно,

$$\Delta \varphi = \varphi''(T_\infty, p_\infty) - \varphi'(T_\infty, p_\infty) = \Delta T [(\partial \varphi'' / \partial T)_p - (\partial \varphi' / \partial T)_p],$$

так как на линии насыщения $\varphi''(T_s, P_\infty) = \varphi'(T_s, P_\infty)$.

Согласно определению удельного потенциала Гиббса и первого закона термодинамики $d\varphi = v \cdot dp - s \cdot dT$. Следовательно,

$$(\partial \varphi' / \partial T)_p = -s \Delta \varphi = -(s'' - s') \Delta T = -r \cdot \Delta T / T_s.$$

Таким образом, (4.49) принимает вид:

$$\Delta \Phi = -V \cdot r \cdot \Delta T \cdot \rho'' / T_s + F \cdot \sigma.$$

Первое слагаемое в этом выражении отрицательно. Это значит, что возникновение паровой фазы в метастабильной жидкости «термодинамически выгодно», так как $\varphi''(T_s + \Delta T, p_\infty) < \varphi'(T_s + \Delta T, p_\infty)$. Следовательно, первое слагаемое в (4.52) количественно характеризует неустойчивость системы.

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

$$V = 4\pi R^3/3, F = 4\pi R^2.$$

Тогда

$$\Delta \Phi = -(4\pi R^3/3) r \cdot \rho'' \cdot \Delta T / T_s + 4\pi R^2 \cdot \sigma. \quad (4.53)$$

Исследуем зависимость $\Delta \Phi(R)$ на экстремум:

$$d(\Delta \Phi)/dR = 0; -4\pi R^2 \cdot r \cdot \rho'' \Delta T / T_s + 8\pi R \cdot \sigma = 0.$$

Отсюда снова получаем выражение (4.48).

Подставляя (4.48) в выражение для $\Delta \Phi$ (4.50), находим:

$$\Delta \Phi_* = (16/3)\pi \cdot \sigma^3 \cdot T_s^2 / (r \cdot \rho'' \cdot \Delta T)^2. \quad (4.54)$$

Зависимость (4.53) представлена на рисунке 4.24, на котором видно, что восходящая часть зависимости $\Delta \Phi(R)$ не может быть реализована в реальном непрерывном процессе, так как естественные процессы не могут протекать с приращением термодинамического потенциала. Любой паровой объем с характерным размером $R < R_*$ должен исчезнуть. Лишь пузырьки с $R > R_*$ имеют право на развитие, причем они должны быстро расти.

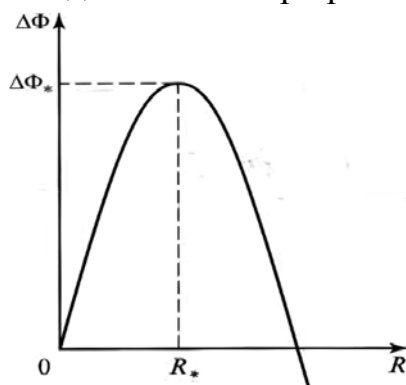


Рисунок 4.24 – Изменение потенциала Гиббса от размера парового зародыша при его возникновении [5]

Формула (4.51) справедлива для малых перегревов жидкости, когда в разложении $\varphi(T)$ можно ограничиться линейными членами. Более общим является выражение:

$$\Delta\Phi_* = (16/3)\sigma^3/[(\Delta\varphi)^2\rho''^2] .$$

Число паровых зародышей, возникающих в единице объема в единицу времени:

$$J = N_v B_1 \exp(-G) , \quad (4.55)$$

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

Парообразование в объеме однородно перегретой чистой жидкости, лишенной готовых зародышей новой фазы, называют гомогенной нуклеацией. Из уравнения (4.55) следует, что гомогенная нуклеация носит пороговый характер.

Только при очень больших ΔT , нереальных для широко применяемого оборудования (большой метастабильности), уравнение (4.55) дает конечное число возникших паровых зародышей. Число G уменьшается до значений, при которых вероятность соответствующей флуктуации плотности становится конечной. При $G < 50$, $J \approx 10^{18} \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ процесс парообразования в объеме становится массовым.

Зарождение парового зародыша в метастабильной жидкости на твердой стенке отличается от парообразования в объеме тем, что часть новой поверхности раздела F (вновь созданной) приходится на контакт пар–стенка (площадь F_c на рис. 4.25).

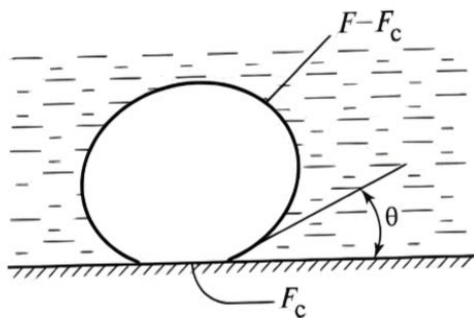


Рисунок 4.25 – Паровой зародыш на твердой стенке

Таким образом, полное приращение свободной энергии поверхности (энергии Гельмгольца) определится уравнением:

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

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

$$\Delta\Phi = V \cdot \rho'' \cdot \Delta\varphi + \sigma \cdot F[1 - (1 - \cos\theta)F_c/F] . \quad (4.56)$$

Отличие уравнения (4.56) от аналогичного соотношения (4.52) для возникновения парового зародыша в объеме метастабильной жидкости состоит в наличии в уравнении (4.56) множителя в квадратных скобках, отражающего влияние на развитие парообразования твердой стенки.

Парообразование на стенке зависит от условия смачиваемости. При $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$ (абсолютная смачиваемость) выражение (4.56) переходит в (4.52). В этих условиях поверхность стенки не дает каких-либо преимуществ для появления паровых зародышей в сравнении с объемом жидкости.

При абсолютной несмачиваемости, что практически не реализуемо, $\theta = \pi$, $\cos \theta = -1$ приходим к выводу о возможности зарождения паровой фазы без конечного перегрева ΔT .

В опытах Е. К. Аверина и Г. Н. Кружилина [5] отмечалось, что кипение воды при атмосферном давлении на чистой поверхности из нержавеющей стали начиналось при $\Delta T_{\text{нк}} = 5 - 7 \text{ K}$. При покрытии поверхности обогреваемой трубки тонким слоем турбинного масла $\Delta T_{\text{нк}}$ снижался до $1 - 2 \text{ K}$.

Современные знания о свойствах поверхности позволяют дать только качественное объяснение влияния смачиваемости поверхности на парообразование (уравнение (4.53)).

На рисунке 4.26 показано, что при фиксированном угле θ отношение F_c / F растет при переходе от выступа поверхности к плоскости и далее – к впадине.

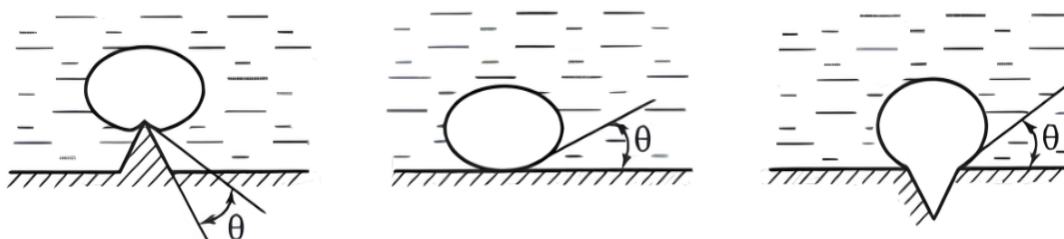


Рисунок 4.26 – Зарождение парового пузырька на элементах микрошероховатости стенки

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

Из формулы (4.56) следует, что при конечной смачиваемости ($\theta > 0$) выражение в квадратных скобках меньше 1, причем оно уменьшается с ростом F_c / F .

Однако расчеты и экспериментальные данные доказывают, что главным является эффект смачиваемости: при $\theta = 0$ множитель в квадратных скобках в (4.53) равен единице при любых F_c / F .

Начало кипения на полированных поверхностях может произойти при меньших ΔT , чем на шероховатых, но при $q = idem$ температура $\Delta T_{\text{шер}} < \Delta T_{\text{гл}}$. При этом на шероховатой стенке наблюдается гистерезис кривой кипения при подъеме и снижении q , когда имеют место различные

зависимости $q(\Delta T)$, где $\Delta T = T_c - T_s$, (рис. 4.27, а). Объясняется это тем, что поверхностные микровпадины способны удерживать некоторый объем пара $V_{\text{ост}}$ после отрыва пузырька (см. рис. 4.27, б). Для начальной активации центра парообразования требуется больший перегрев $\Delta T_{\text{нк}}$, а для поддержания впадин в активном состоянии требуется меньший перегрев. Искусственная шероховатость, обеспечивающая условия удержания паровых объемов во впадинах, значительно снижает температуру $\Delta T_{\text{нк}}$ и увеличивает плотность центров парообразования на поверхности $n_F, \text{м}^2$.

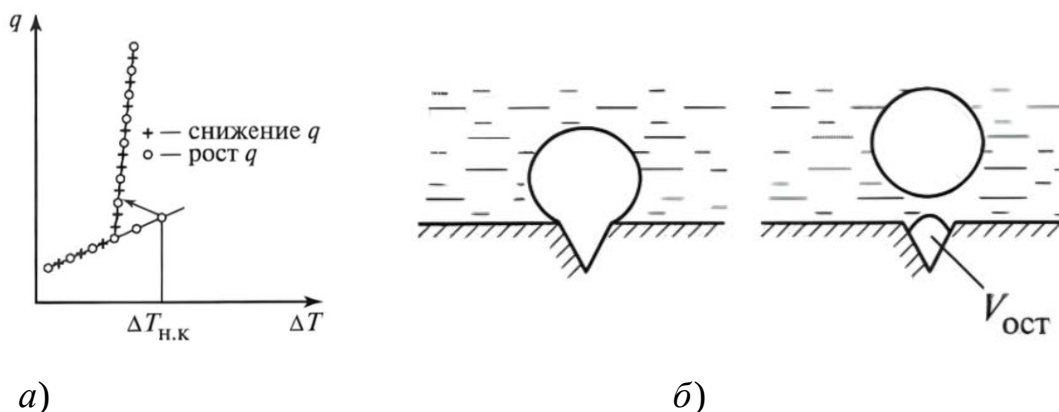


Рисунок 4.27 – Гистерезис кривой кипения (а) и схема действия активной впадины на обогреваемой стенке (б) [5]

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

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

В процессе кипения жидкость испаряется в паровой пузырек с вогнутой, т. е. криволинейной поверхности раздела фаз. Следовательно, молекулы жидкости при пересечении границы раздела фаз должны совершать большую работу против молекулярных сил, чем при испарении с плоской поверхности. Таким образом, жидкость должна иметь определенный перегрев по отношению к температуре насыщения над плоской поверхностью Δt_1 . Так как поверхность пузыря является замкнутой, то вследствие действия молекулярных сил давление пара в паровом пузыре всегда больше давления насыщения P . Чтобы жидкость могла испаряться в пространство с большим давлением, она должна быть перегрета на величину Δt_2 . Суммарный перегрев составляет:

$$\Delta t_{\text{пер}} = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2\sigma}{R} \frac{T_n}{r \cdot \rho} . \quad (4.57)$$

Из уравнения (4.57) следует, что при $R \rightarrow 0$, $\Delta t_{\text{пер}} \rightarrow \infty$. Это означает, что в реальных условиях процесс генерации пара может происходить только в том случае, если в жидкости уже имеются зародыши паровой фазы конечного радиуса кривизны (центры парообразования). Такими центрами являются элементы микрошероховатости поверхности: впадины, микротрещины,

заполненные газом или паром данной жидкости. Однако даже при полном удалении инородных центров парообразования (полировка, дегазация) для каждой жидкости существует свое предельное значение перегрева, которым определяется граница метастабильного ее состояния.

Опыты показывают (см. рис. 4.28), что значительный перегрев жидкости наблюдается только в пристенном слое. На расстоянии 2 мм от поверхности величина перегрева равна примерно $0,5^{\circ}\text{C}$. Поэтому в испарительной аппаратуре паровые пузыри возникают на теплоотдающей поверхности, а не в объеме жидкости.

Величиной перегрева жидкости определяются значения всех локальных характеристик процесса парообразования: скорость роста парового пузыря, число центров и частота парообразования, диаметр пузыря при отрыве от поверхности, а, следовательно, и интенсивность теплообмена.

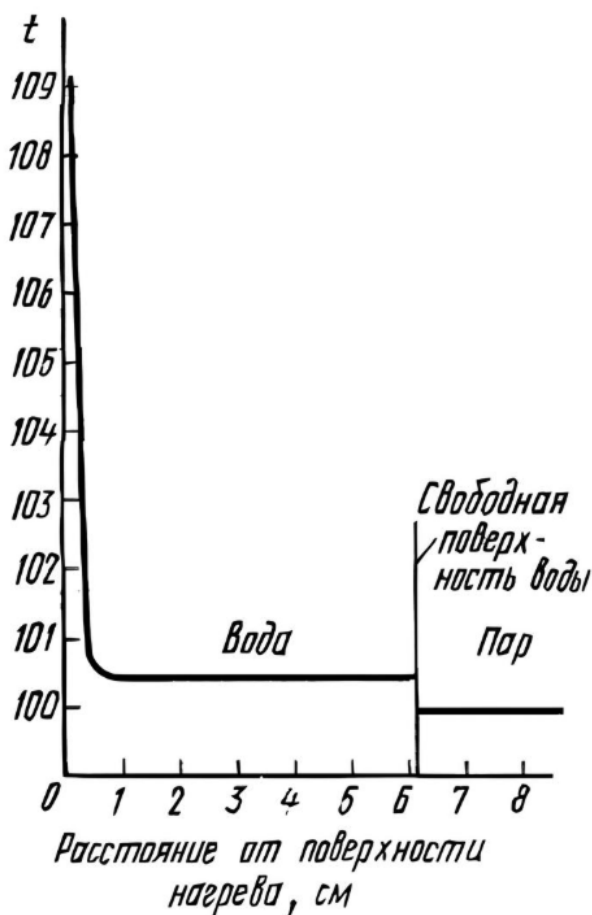


Рисунок 4.28 – Распределение температуры воды при ее кипении в большом объеме

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 ΔT , уменьшению радиуса R^* и увеличению плотности центров парообразования n_F . При высоких приведенных давлениях ($p/p_{кр}$) радиусы R^*

очень малы ($10^{-8} - 10^{-7}$ м). Начало кипения возможно при низких ΔT , но очень высокой плотности n_F потенциальных центров кипения. При высоких $p/p_{кр}$ одновременно действует только часть потенциально активных центров, примерно 10 % от общего числа бывших активными центров. Снижение давления не только увеличивает R^* и снижает n_F , но в некотором диапазоне $p/p_{кр}$ ведет к качественным изменениям процесса парообразования.

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

Исследования, выполненные в МЭИ [5], показали эффективность гидрофобных покрытий для снижения температуры $\Delta T_{нк}$ и стабилизации парообразования, а также для многократного роста коэффициента теплоотдачи.

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

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

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 в течение 1–2 часов идет процесс «старения поверхности». При этом плотность центров парообразования n_F и коэффициент теплоотдачи α уменьшаются. При высоких давлениях старение может продолжаться до 20 ч. [5].

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

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

Скорость увеличения объема пузырька при $R > R^*$ лимитируется сопротивлением расталкивания окружающей жидкости, относящимся к динамическим эффектам, и интенсивностью испарения жидкости на межфазной поверхности – энергетическим эффектам. При этом динамические эффекты обусловлены инерцией жидкости и ее вязкостью, а энергетические – условиями подвода теплоты к межфазной поверхности и кинетикой процесса испарения.

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

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

Практически важными являются динамическая инерционная и энергетическая тепловые предельные схемы роста парового пузырька [11].

Сначала рассмотрим первую из них. Подвод теплоты к границе раздела фаз при этой схеме ничем не ограничен, и внутри пузырька поддерживается постоянное давление $p'' = p_s(T_\infty)$, где $p_s(T_\infty)$ – давление насыщения при температуре жидкости T_∞ вдали от пузырька (рис. 4.29, а). Температура T_∞ поддерживается в объеме постоянной как в жидкости, так и в паровом пузырьке. При этом рост пузырька определяется постоянным перепадом давлений $\Delta p = p'' - p_\infty$, а сопротивление росту оказывает инерция приводимой в движение жидкости. Скорость изменения радиуса оболочки пузырька согласно динамической инерционной схеме определяется уравнением [5]:

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\rho'}}. \quad (4.58)$$

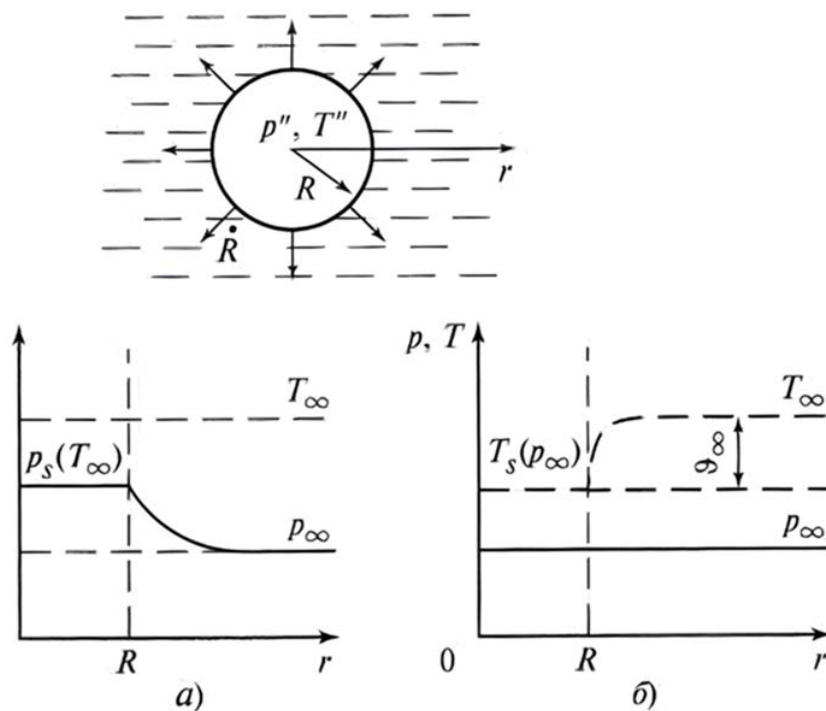


Рисунок 4.29 – Предельные схемы роста паровых пузырьков в перегретой жидкости [5]:

а – динамическая инерционная; б – тепловая энергетическая

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

$$\dot{R} = \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\rho'}} \quad (4.59)$$

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

Численные эксперименты показывают [5], что очень короткий период роста пузырька, $< 10^{-3}$ с, приближенно описывается законом (4.58).

Скорость роста пузырька, согласно тепловой энергетической схеме, определяется (рис. 4.29, б) интенсивностью подвода тепла из перегретой жидкости к его границе. Давление пара в пузырьке и во всех точках объема жидкости одинаково и равно p_{∞} . Поверхностное натяжение и силы инерции в жидкости не учитываются. Центр пузырька неподвижен относительно массива жидкости.

Плотность теплового потока на границе раздела фаз и скорость роста пузырька определяется при расчете поля температур с умеренной интенсивностью фазовых переходов из условия совместности для потока энергии

$$\dot{R} = q'_R / (\rho'' \cdot r). \quad (4.60)$$

Точное решение рассматриваемой задачи было впервые получено И. Е. Скривеном [12].

Итоговое аналитическое соотношение устанавливает в неявной форме связь «модуля» роста пузырька m_0 с параметрами задачи:

$$m_0 = f(Ja, Y),$$

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

По условиям задачи Ja и Y – известные величины.

Анализ решения Скривена [5] показывает, что оно имеет две асимптоты, каждая из которых может быть получена при анализе предельной задачи.

Первая из них – это условия для быстрого роста пузырька, $Ja \gg 1$. В этом случае плотность теплового потока в (4.57) определяется аналогично нестационарному охлаждению полуограниченного тела, $q = \lambda \cdot \Delta T / (\sqrt{\pi \cdot a \cdot t})$.

С учетом определения числа Якоба:

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = \frac{\lambda \Delta T}{\rho'' r \sqrt{\pi \cdot a \cdot t}} = \frac{Ja}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{a}{t}},$$

получим

$$R = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{a \cdot t}. \quad (4.61)$$

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

$$R = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja \sqrt{a \cdot t}. \quad (4.62)$$

Второй предел – это условия для квазистатического приближения, когда $Ja \ll 1$, и при очень малых скоростях роста пузырька температурное поле в окружающей жидкости в каждый момент времени приближенно совпадает с распределением температур в стационарной задаче. При этом тепловой поток к

поверхности сферы с температурой T_s , помещенной в неограниченную среду с температурой T_∞ , определяется как $q'_R = \lambda \cdot \Delta T / R$. Используя это соотношение в (4.57), после интегрирования при начальном условии $t = 0$; $R = 0$ получим:

$$R = [2\lambda \cdot \Delta T \cdot t / (\rho'' \cdot r)]^{0,5}. \quad (4.63)$$

Табличные данные, приведенные И. Е. Скривеном [12], при $y = 1$ с погрешностью менее 2 % во всей области изменения чисел Ja (от 0 до ∞) были аппроксимированы Д. А. Лабунцовым следующей интерполяционной формулой:

$$R = 2(3/\pi)^{1/2} Ja [1 + 1/2(\pi/(6Ja))^{2/3} + \pi/(6Ja)]^{1/2} (Ja)^{1/2}. \quad (4.64)$$

Формула (4.64) может рассматриваться как итоговое решение задачи в рамках предельной энергетической схемы.

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

При высоких давлениях пузырьки на поверхности растут медленно, их форма в течение всего периода роста близка к сферической. Перед отрывом диаметр пузырька составляет несколько десятых долей миллиметра. Паровой пузырек, по данным [11], при давлениях 30–100 бар за время 0,2–0,3 с вырастает до предотрывного размера, равного 0,2–0,3 мм. Последовательные стадии роста парового пузырька при высоких давлениях схематически показаны на рисунке 4.30, а.

При низких давлениях и больших перегревах стенки паровой пузырек растет очень быстро. При этом в окружающей жидкости устанавливается неоднородное поле давлений, которое деформирует и сплющивает пузырек, «прижимая» его к поверхности нагрева.

На рисунке 4.30, б показаны стадии роста парового пузырька при кипении воды при давлении 0,02 бар и числе $Ja = 3450$.

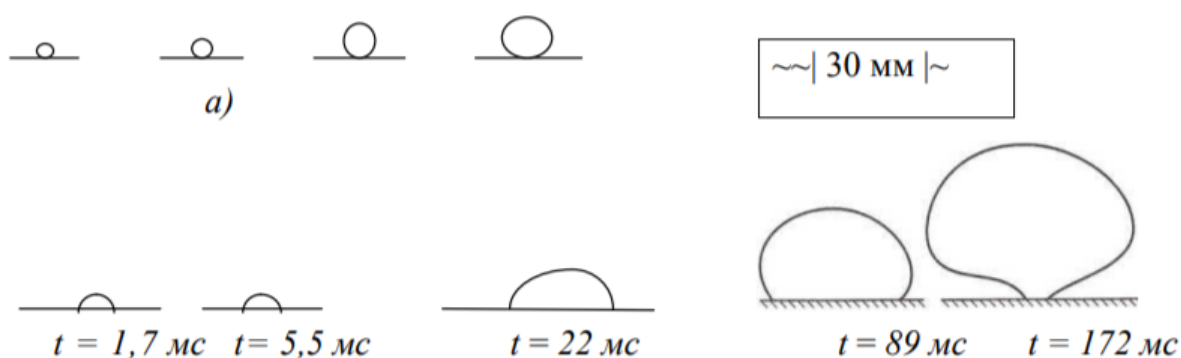


Рисунок 4.30 – Рост парового пузыря при кипении на твердой поверхности: а – схема для высоких давлений; б – фрагменты кинограммы роста пузырька при кипении воды ($p = 2$ кПа, $Ja = 3450$), на третьем кадре показана масштабная рамка [5]

На рисунке 4.30 видно, что в начальный период роста форма пузырька соответствует полусфере. Далее пузырек напоминает усеченную сферу, причем по мере приближения к моменту отрыва у сферы исчезает все меньшая и меньшая часть. При низких давлениях пузырьки достигают перед отрывом 100–150 мм в диаметре.

В центральной части основания парового пузырька должна существовать область прямого контакта пара с твердой поверхностью – «сухое пятно» – центр парообразования, образующийся из впадины на обогреваемой поверхности, заполненной паром. Характерный размер таких впадин по порядку величины близок к равновесному радиусу парового зародыша R^* , определенному в соответствии с формулой (4.51), что составляет в обычных условиях единицы, а при высоких приведенных давлениях – десятые доли микрометра. Следовательно, сухое пятно составляет лишь доли процента площади проекции пузырька на обогреваемую поверхность.

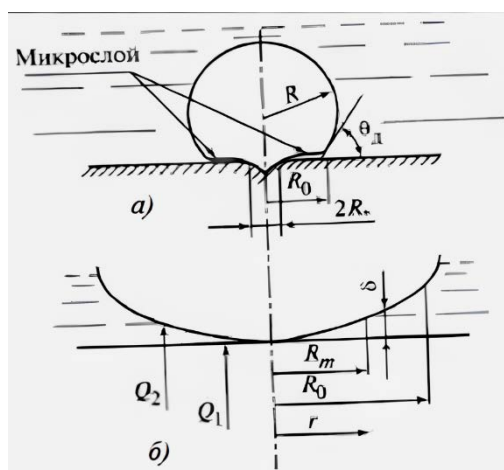


Рисунок 4.31 – Схема растущего на твердой стенке парового пузырька (а) и расчетная модель подвода тепла к поверхности пузырька через микрослой от стенки и от перегретой жидкости (б)[5]

Пространство между поверхностью пузырька и твердой стенкой заполнено тонким слоем жидкости – микрослоем. Толщина микрослоя растет от нулевого значения на линии контакта трех фаз (твердой, жидкой и парообразной) до конечного значения у внешней границы основания пузырька, как представлено на рисунке 4.31, а.

В действительности, в окрестности линии контакта трех фаз (граничной линии) существует слой адсорбированных молекул – неиспаряемая часть мениска жидкой пленки толщиной порядка межмолекулярных расстояний в жидкости (10^{-9} м) [5]. По мере утолщения слоя жидкости и удаления от граничной линии силы адсорбции, препятствующие испарению, ослабевают, начинается испарение с поверхности пленки. При создании приближенной модели принято, что микрослой жидкости в основании пузырька образует коническую поверхность, поскольку радиус сухого пятна R^* и протяженность в радиальном направлении адсорбированной пленки ничтожно малы в сравнении

с радиусом основания пузырька R_0 . Сечение микрослоя произвольной плоскостью, проходящей через ось симметрии пузырька, изображено на рисунке 4.31, б.

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

Измерения температуры в объеме жидкости показали [5], что перегретая жидкость покрывает ближайшую к обогреваемой твердой стенке часть сферической поверхности растущего пузырька. Эта перегретая жидкость вытесняется пузырьком из температурного пограничного слоя на стенке. Ее избыточная энтальпия также влияет на рост парового пузырька при кипении.

Приведенные наблюдения позволили использовать в модели роста парового пузырька на обогреваемой стенке форму пузырька, представленную на рисунке 4.30 [5]. Геометрические характеристики пузырька представлены подобными радиусу эквивалентной по объему сферы: $R_s = 3(3/(4\pi))^{1/3}V$, где V – объем пузырька. Толщина жидкого микрослоя в основании пузырька принята пропорциональной расстоянию от оси симметрии: $\delta = k_1 r$, где k_1 – числовой множитель ($k_1 \ll 1$); r – радиальная координата (см. рис 4.31). Обогреваемая твердая стенка – изотермична.

Локальная плотность теплового потока от стенки рассчитывается как

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

Принято, что на участке $0 < r < R_m$ (см. рис. 4.29, б) избыточная энтальпия жидкости не влияет на интенсивность испарения с поверхности микрослоя. При этом поток тепла от обогреваемой стенки к межфазной поверхности рассчитывается как

$$Q_1 = \int_0^{R_m} \frac{\lambda \cdot \Delta T}{k_1 \cdot r} 2\pi \cdot r \cdot dr = \frac{2\pi}{k_1} \lambda \cdot \Delta t \cdot R_m. \quad (4.65)$$

Выражение (4.62) можно представить в виде:

$$Q_1 = \beta_1 \cdot \lambda \cdot \Delta T \cdot R_s, \quad (4.66)$$

где β_1 – коэффициент формы микрослоя и растущего пузырька, $R_s = R_m / k_2$.

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

Выражение для теплового потока от перегретой жидкости к межфазной поверхности должно быть аналогичным формуле Плессета–Цвика (4.61), которой отвечает плотность теплового потока: $q_R' = (3/\pi)^{0,5} \lambda \cdot \Delta T / (a \cdot t)^{0,5}$.

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

$$Q_2 = y_1 \cdot \lambda \cdot \Delta T \cdot R_3^2 / (a \cdot t)^{0.5}, \quad (4.67)$$

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

В произвольный момент времени для пузырька справедливо уравнение энергетического баланса $\rho'' \cdot r \cdot dV/dt = Q_1 + Q_2$, которое с учетом (4.66) и (4.67) записывается как

$$R_3 = [y \cdot Ja + (y^2 \cdot Ja^2 + 2\beta \cdot Ja)^{0.5}] (a \cdot t)^{0.5}. \quad (4.68)$$

При постоянных y и β уравнение (4.68) имеет две асимптоты.

Первая из них при $Ja \ll 1$ справедлива при пренебрежимо малом подводе тепла от перегретой жидкости для области высоких приведенных давлений при

$$\beta = 6 \quad R_3 = (2\beta \cdot Ja \cdot a \cdot t) = (2\beta \cdot \lambda \cdot \Delta T \cdot t / (r \cdot \rho'')). \quad (4.69)$$

Вторая асимптота относится к низким приведенным давлениям с преобладающим подводе теплоты от перегретой жидкости, когда $Ja \gg 1$,

$$R_3 = 2y \cdot Ja (a \cdot t)^{0.5}.$$

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

Таким образом, формула (4.68) при $\beta = 6$, $y = 0,3$ позволяет удовлетворительно описать опытные кривые роста паровых пузырьков при кипении различных жидкостей в широком диапазоне изменения давлений: при числах $Ja = 0,1 + 500$.

При наиболее низких давлениях энергетическая схема роста, приводящая к (4.65), дает сильно завышенную в сравнении с экспериментами расчетную скорость роста пузырька. Для расчета скорости роста паровых пузырьков на стенке в рассматриваемых условиях представлено уравнение

$$R = 0,5 \left(\frac{\lambda \cdot c_p}{\rho''} \right)^{1/4} \frac{R_i^{3/4} T_s^{5/4}}{r} t^{3/4}, \quad (4.70)$$

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

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

- размер пузырька берется в момент отрыва от твердой поверхности;
- неравенство $\rho'' < \rho'$ остается справедливым даже при высоких приведенных давлениях;
- давление пара в пузырьке в любой момент его роста – постоянное. Следовательно, давление на границе пузырька со стороны жидкости связано с давлением пара p'' формулой Лапласа:

$$p'_R = p'' - 2\sigma \cdot H(z), \quad (4.71)$$

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

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

- за момент отрыва пузырька принимают потерю прямого контакта пара с твердой стенкой, т.е. образование замкнутой его поверхности в жидкости (см. рис. 4.30, *а* – справа; рис. 4.30, *б* – момент, близкий к отрыву).

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

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

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

Следовательно, можно заключить, что в жидкости применительно к отрыву пузырька подход из механики твердого тела с понятием силы может рассматриваться лишь как один из приближенных методов [33].

Эволюция пузырька определяется полем скоростей и давлений в окружающей жидкости. Распределение давления на межфазной поверхности подчиняется уравнению (4.71). При высоких давлениях скорость изменения размера пузырька ничтожна ($Ja < 1$). Распределение давления в окружающей пузырьки жидкости в этих условиях осуществляется массовыми силами.

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

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

При высоких давлениях форму медленно увеличивающейся поверхности парового пузырька ($Ja < 1$) рассчитывают по уравнению гидростатического равновесия. Предельный размер пузырька, связанный с потерей устойчивости межфазной поверхности, находят по формуле Фритца:

$$D_0 = 2R_0 = 0,0207\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (4.72)$$

Однако формула (4.72) неприменима к расчету отрывных размеров паровых пузырьков при кипении [5]. Радикал в уравнении (4.72)

$$\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}.$$

представляет величину, пропорциональную диаметру парового пузыря при отрыве от поверхности. Эта величина используется в уравнениях в качестве характерного линейного размера парового пузыря, l_0 .

При кипении жидкости под высоким давлением шероховатость кипятильной поверхности не позволяет основанию пузырька увеличиваться по мере его роста. Пузырек как бы «выдувается» из впадины на поверхности. Поэтому для оценки отрывного диаметра парового пузырька при кипении в области высоких давлений (медленно растущие пузырьки) рекомендуется формула [13]:

$$D_0 = [6d_k \cdot \sigma / (g(\rho' - \rho''))]^{1/3}. \quad (4.73)$$

где d_k – соответствует характерному размеру шероховатости твердой стенки.

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

При уменьшении во времени скорости роста парового пузырька на стенке, определяемой формулами (4.68) или (4.70), уменьшается избыточное давление в жидкости, вызываемое расширением пузырька. Считается, что пузырек отрывается от стенки при равенстве скоростей его роста $\dot{R}$ и всплытия в спокойной жидкости U_∞ . Известно, что при стационарном всплытии крупных пузырьков давление жидкости на поверхности пузыря одинаково [11], причем в лобовой точке оно выше, чем на той же глубине вдали от всплывающего пузырька.

Таким образом, при

$$\dot{R} = U_\infty \quad (4.74)$$

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

Условие (4.71) относится к случаю, когда закон роста определяется формулой (4.70), а величина U_∞ , согласно [11], – формулой: $U_\infty = 1,05(g \cdot R_0)^{0,5}$.

В соответствии с приведенными зависимостями в [5] представлено уравнение для эквивалентного радиуса пузырька:

$$R_0 = 0,22(\lambda \cdot c_p / \rho'')^{2/5} (R_i^{6/5} T_s^2 / (r^{8/5} g^{3/5})). \quad (4.75)$$

Адекватность опытных и рассчитанных по (4.75) значений эквивалентного радиуса парового пузырька в момент отрыва сохраняется до $Ja \approx 175$, что определяет необходимость рассмотрения приближенных условий отрыва сферического пузырька.

Инерционные силы в жидкости благодаря воздействию растущего пузырька становятся существенными для условий его отрыва уже при небольших числах Якоба ($Ja = 3 - 30$). Их влиянием обусловлен отрыв парового пузырька от поверхности нагрева в условиях невесомости, когда ускорение массовых сил $(10^{-4} - 10^{-5})g$. В земных условиях – в направлении, противоположном силе тяжести, вниз от поверхности цилиндрического нагревания. Для такого объяснения используется модель сферического пузырька [13].

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

$$F = (m + m_*)dw/dt, \quad (4.76)$$

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

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

В [6] рассмотрена задача о всплытии в невязкой жидкости сферического газового пузырька, расширяющегося по закону

$$R = A_1 t^n, \quad (4.77)$$

где A_1 и n – константы.

Пусть пузырек возникает на некотором уровне объема $h = 0$ в момент времени $t = 0$. Со временем газовый пузырек всплывает за счет гравитационных сил, при этом высота его центра изменяется по закону $h = h(t)$, а скорость всплытия пузырька – $w = dh/dt$. Схема подъема расширяющегося пузырька показана на рисунке 4.30, а.

Принцип Даламбера для такого пузырька:

$$F_c + F_g = 0,$$

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

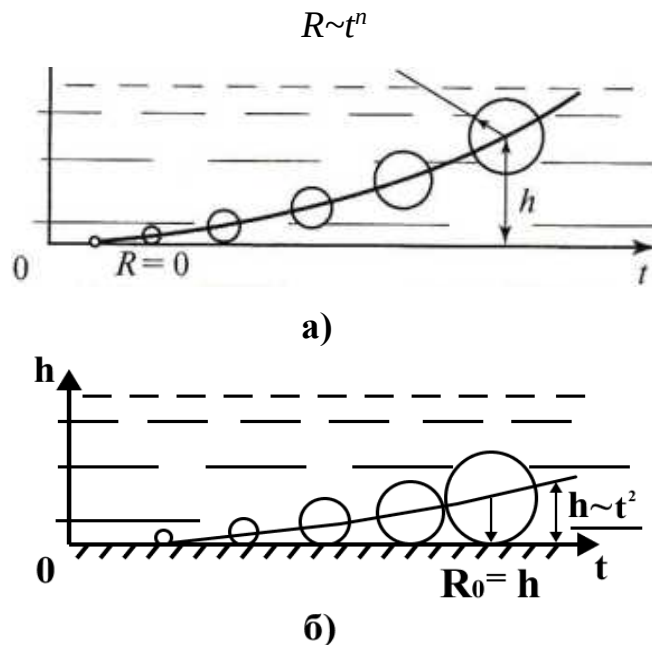


Рисунок 4.32 – Схема подъема растущего пузырька в объеме жидкости (а) и на твердой поверхности (б) [5]

Из этих соотношений с учетом (4.74) получено уравнение для массовой силы:

$$h = g \cdot t^2 / (3n + 1). \quad (4.78)$$

Следовательно, высота центра растущего в объеме жидкости парового пузырька увеличивается во времени по квадратичному закону (рис. 4.32, *а*).

Условие отрыва может быть представлено равенством: $h = R_{(0)}$, а радиус пузырька в момент отрыва – формулой:

$$R_0 = 2g \cdot t_0^2 / (3n + 1), \quad (4.79)$$

где t_0 – время роста пузырька от зарождения до отрыва.

По схеме, приведенной на рисунке 4.32, *б*, условие отрыва $h = R_0$ означает, что скорость подъема центра пузырька непосредственно в момент отрыва совпадает со скоростью роста пузырька.

В действительности всплытие пузырька начинается фактически сразу после его зарождения, как следует из схемы на рисунке 4.32, *а*, и обе рассмотренные схемы отрыва идеализируют реальный процесс.

При отрыве пузырька от обогреваемой стенки уменьшается площадь его поверхности, соприкасающейся с тепловым пограничным слоем на стенке, что приводит с одновременно увеличивающимся объемом пузырька к уменьшению энергетических ресурсов для его роста. Соответственно, показатель степени n в зависимости (4.77) уменьшается.

Время пребывания крупных пузырьков у обогреваемой стенки составляет 100–200 мс, что на порядок превышает типичное время роста паровых пузырьков при кипении воды и ряда других жидкостей при давлениях, близких к атмосферному. Крупные пузырьки перед отрывом почти перестают увеличивать свой объем ($n \approx 0$), как следует из рисунка 4.32, *б*, вследствие практического отсутствия контакта поверхности пузырька с перегретой жидкостью на обогреваемой стенке.

Отрыв пузырька в условиях невесомости или в направлении против силы тяжести происходит за счет увлечения его жидкостью первоначально приведенной в движение растущим пузырьком, при сильном падении скорости роста пузырька. Этот эффект будет более сильным, если учесть, что показатель степени n в (4.77) уменьшается во времени по мере истощения энергетических ресурсов роста пузырька.

Используя формулу (4.79), в [5] получено уравнение, связывающее размер пузырька в момент отрыва с реальными параметрами и свойствами жидкости и пара:

$$R_0 \approx 1,36 A_2^{4/3} (a^2/g)^{1/3}. \quad (4.80)$$

По формуле (4.80) рассчитываются значения R_0 при числах Якоба: $Ja = 3-100$.

Паровая фаза при пузырьковом кипении образуется в виде отдельных паровых пузырьков, зарождающихся в определенных местах теплоотдающей поверхности: центрах парообразования. 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 турбулизируется, что значение коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении оказывается значительно выше, чем при конвективном теплообмене в однофазной среде.

Высокие значения коэффициента теплоотдачи, устанавливающиеся при пузырьковом кипении, позволяют отводить от теплоотдающей поверхности тепловые потоки порядка $10^6 \div 10^7$ Вт/м² 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 4.33 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q при кипении воды под атмосферным давлением на погруженной поверхности.

Участок AB соответствует конвективному теплообмену в однофазной среде в условиях естественной конвекции и описывается уравнением: $Nu = c(Gr \cdot Pr)^n$. Участок CD характеризует область развитого пузырькового кипения. Между областью с естественной конвекцией 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.

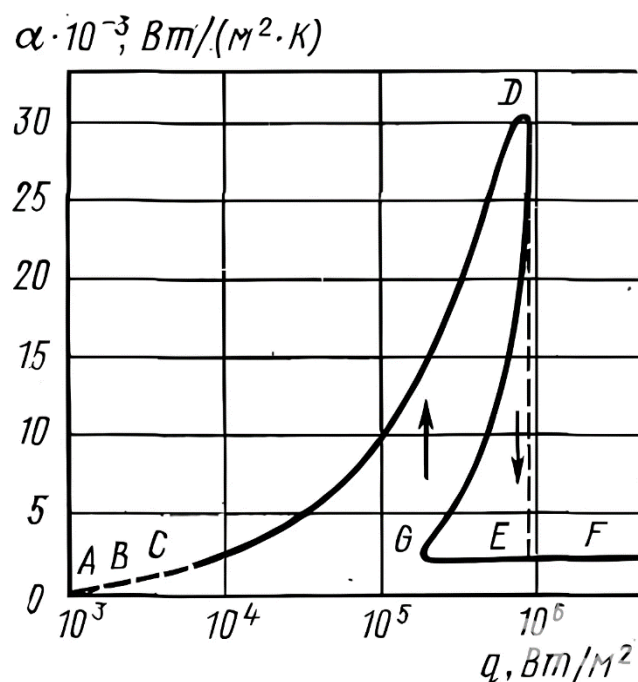


Рисунок 4.33 – Теплообмен при кипении воды в большом объеме

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 $q_{кр1}$. Переход к пленочному кипению обычно сопровождается резким снижением α , 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. 4.33).

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 называли 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 4.32, называют кривой кипения или кривой Нукияма, по имени японского исследователя, впервые описавшего эту зависимость в 1934 г.

Жидкость в обогреваемом сосуде находится при температуре насыщения T_s , и давлении p_s . Пластинчатый нагреватель размещен под уровнем

жидкости. Гидростатическое давление столба жидкости над нагревателем составляет ничтожную долю от p . По обеим координатным осям используется логарифмический масштаб.

При перегреве стенки относительно T_s , меньшем значения $\Delta T_{н.к}$ (начало кипения), достаточного для образования паровых пузырьков, тепло от обогреваемой поверхности отводится свободной конвекцией (рис. 4.34, *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 *AB* на рис. 4.34).

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

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. 4.34, *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. 4.34, *в*).

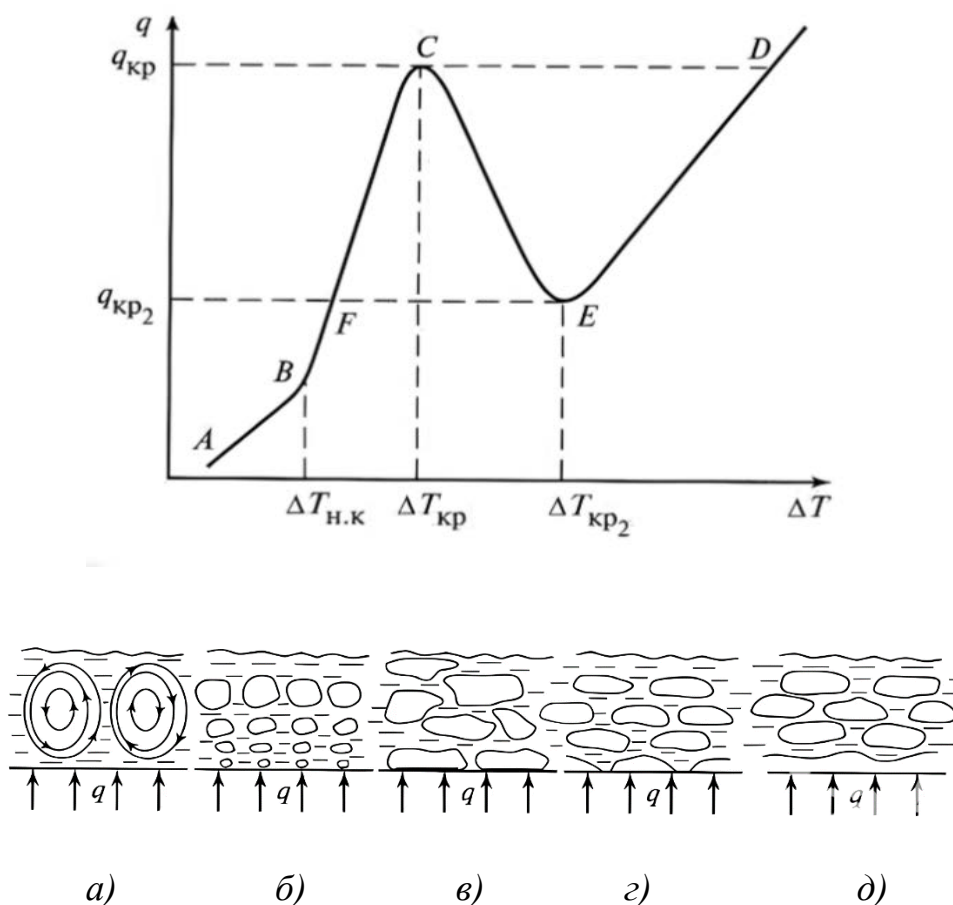


Рисунок 4.34 – Кривая кипения и схема, представляющая различные механизмы теплообмена при кипении

Под паровыми конгломератами на обогреваемой твердой поверхности находится жидкая пленка. На рисунке 4.34, в эта пленка изображена в виде утолщенной полосы. Толщина пленки в случае кипения воды, этанола и метанола при атмосферном давлении лежит в пределах $2 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4}$ м. В пленке имеется множество разрывов, очень малых по площади сухих пятен, которые, как видно, представляют центры парообразования, сохранившиеся после слияния выросших на них паровых пузырьков.

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

Если кривая кипения в эксперименте исследуется при электрическом обогреве твердой поверхности (в условиях непосредственного управления плотностью теплового потока), то при достижении некоторого предельного значения $q = q_{кр}$ (точка C на рис. 4.34) пузырьковый режим кипения резко обрывается. При проведении исследований при подходе к точке C диаграммы даже малое увеличение q в окрестности $q_{кр}$ приводит к лавинообразному росту площади сухих пятен и образованию сплошной паровой пленки на обогреваемой поверхности.

Новое стационарное состояние, показанное точкой D на рисунке 4.34, устанавливается в режиме пленочного кипения, а сам процесс перехода от пузырькового кипения к пленочному называют кризисом кипения. В пленочном режиме тепло передается к межфазной поверхности через паровую пленку путем теплопроводности и однофазной конвекции в паре, а также излучением. Паровая пленка гидродинамически неустойчива, на ее поверхности периодически формируются паровые пузырьки и затем всплывают к свободному уровню жидкости (рис. 4.34, z, d). Коэффициенты теплоотдачи при одних и тех же тепловых потоках при пленочном кипении в 10–50 раз ниже, чем при пузырьковом.

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

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

При управлении температурой стенки в стационарном режиме 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. 4.34). В переходном кипении контакт жидкости со стенкой возможен. Но из-за высокого перегрева стенки жидкость при таких контактах мгновенно вскипает, и образующийся пар снова «отталкивает» ее от стенки. Схема (рис. 4.34, z) отражает наличие точек контакта жидкости с «горячей» твердой поверхностью.

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

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

Пузырьковое кипение – это основной и широко распространенный в промышленности режим кипения. Многочисленные работы проводятся в поисках эффективных способов интенсификации теплообмена при кипении. Изучаются влияние микрогеометрии, смачиваемости и теплофизических свойств обогреваемой стенки на парообразование; связи зарождения и роста паровых пузырьков с изменением поля температуры в стенке; распределение пара в жидкости в непосредственной близости от твердой поверхности; структуры и количественных характеристик тонкой жидкой пленки под паровыми пузырями.

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

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

Практически все безразмерные уравнения теплоотдачи при кипении построены по аналогии с однофазной конвекцией, где в качестве основного определяющего числа подобия предлагаются числа Рейнольдса или Пекле, использующих скорость парообразования:

$$w_0'' = q/(r \cdot \rho'') \quad (4.81)$$

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

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

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

В окончательном виде получаем:

$$\frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} Ja, \quad (4.82)$$

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

Уравнение (4.82) хорошо согласуется с опытными данными при выполнении условия: $Ja < 10$.

Скорость роста парового пузырька принимают за определяющую скорость значительно реже. В отличие от однофазной конвекции при пузырьковом кипении влияние скорости уменьшается с ростом давления из-за высокой плотности пара. При этом интенсивность теплоотдачи увеличивается с ростом давления.

Частота парообразования в процессах теплообмена при пузырьковом кипении имеет важное значение:

$$f_0 = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2},$$

где τ_1 – время роста пузырька до момента отрыва от поверхности; τ_2 – период времени от момента отрыва до момента зарождения нового пузырька.

Произведение $f_0 \cdot d_0$ является некоторой мерой скорости роста пузыря:

$$f_0 \cdot \sqrt{d_0} = 0,56 \left[\frac{(\rho' - \rho'')}{\rho'} g \right]^{0,5},$$

а произведение $f_0 \cdot d_0^3$ – мерой объемного количества пара, генерируемого каждым центром парообразования в единицу времени:

$$f_0 \cdot d_0^3 = 588 \left[\frac{\rho' a^5}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{\frac{1}{3}} Ja^{\frac{5}{3}}.$$

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

Собранные данные о теплообмене при пузырьковом кипении показывают невозможность объяснения процесса, опираясь на аналогию с любым процессом однофазной конвекции [5].

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

Действующие при пузырьковом кипении центры парообразования представляют собой малые сухие пятна на греющей твердой поверхности, размер которых примерно равен радиусу жизнеспособного парового зародыша

R_* , определяемого формулой (4.48). Число сухих пятен на единице площади греющей поверхности представляет собой плотность центров парообразования:

$$n_F = C_0 R_*^{-2}, \quad (4.83)$$

где $l_* = 1/n_F^{1/2} = C_0^{-1/2} R_*$ – расстояние между центрами парообразования; $C_0 \sim 10^{-6} - 10^{-8}$.

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

Для полного теплового потока при кипении будет справедливо уравнение:

$$q = q_1 + q_2 = Q_{с.п} \cdot n_F, \quad (4.84)$$

где q_1 – тепловой поток за счет испарения по границам сухих пятен; q_2 – конвективная часть потока тепла; $Q_{с.п}$ – мощность теплового потока от одного центра.

Расчетная схема движения жидкости вокруг центра парообразования приведена на рисунке 4.35.

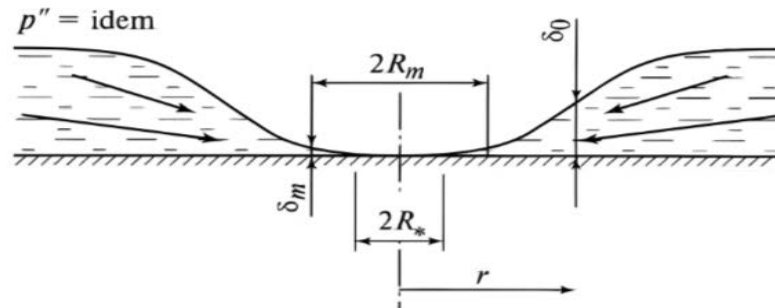


Рисунок 4.35 – Расчетная схема течения жидкости у границы сухого пятна [5]

На расстоянии R_m от центра парообразования находится зона максимального испарения с толщиной пленки: $\delta_m < \delta_0$, где δ_0 – средняя толщина «макропленки». Поэтому термическое сопротивление теплопроводности δ_m/λ мало.

Рассматривается стационарный процесс, в котором вся приходящая в зону жидкость испаряется теплом, передаваемым стенкой [5]. Ширина области испарения – $r = R_m$. Толщина δ_0 должна иметь значение порядка толщины эффективного теплопроводного слоя жидкости Δ . Течение жидкости в тонкой пленке обусловлено кривизной ее поверхности.

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

$$dp'/dr = -2\sigma dH/dr. \quad (4.85)$$

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

Массовый расход жидкости на единицу длины периметра в зоне максимального испарения ($2\pi \cdot R_m$) находится как

$$G_R = C_1 \cdot \sigma \cdot \delta_m^2 / (v \cdot R_*), \quad (4.86)$$

где

$$\delta_m = C_2 [\lambda \cdot \Delta T \cdot v \cdot R_* / (\sigma \cdot r)]^{0,5}. \quad (4.87)$$

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

$$q_1 = C_3 (\lambda \cdot \Delta T / R_*)^{3/2} (v / \sigma \cdot r)^{1/2}. \quad (4.88)$$

Составляющая q_2 для однофазной конвекции записывается в обычном виде:

$$q_2 = \lambda \cdot \Delta T / \Delta, \quad (4.89)$$

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

Подставив (4.85) и (4.86) в (4.81) и проведя необходимые преобразования, получим:

$$q = 3,43 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^2 \cdot \Delta T^3 / (v \cdot \sigma \cdot T_s) [1 + r \cdot \Delta T / (2R_i \cdot T_s^2)] [1 + (1 + 800B)^{0,5} + 400B], \quad (4.90)$$

где параметр

$$B = r \cdot (\rho'' \cdot v)^{3/2} / [\sigma (\lambda \cdot T_s)^{1/2}]. \quad (4.91)$$

На рисунке 4.36 представлено сопоставление расчетных значений по формуле (4.90) с опытными данными, где ордината графика представлена безразмерным коэффициентом теплоотдачи:

$$\tilde{\alpha} = (\alpha / q^{2/3}) (v \cdot \sigma \cdot T_s / \lambda^2)^{1/3} [1 + r \cdot \Delta T / (2R_i \cdot T_s^2)]^{-1/3}.$$

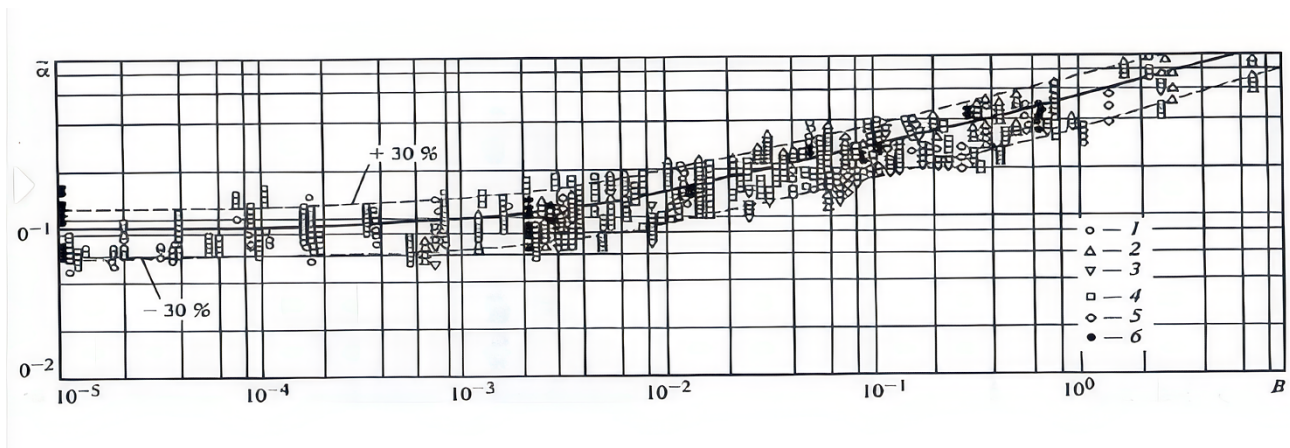


Рисунок 4.36 – Сравнение результатов расчета по уравнению (4.87) с опытными данными:

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

Из рисунка 4.36 следует, что при $B < 10^{-3}$ (область низких давлений) интенсивность теплоотдачи слабо изменяется при изменении параметра B . В области высоких приведенных давлений безразмерный $\tilde{\alpha}$ заметно увеличивается.

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

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

$$Nu_{\text{исп}} = A [Pe_{\text{исп}} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5}]^n, \quad (4.92)$$

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

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

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

4.2.3. Теплоотдача при кипении жидкости в пучках труб

Поверхность теплообмена ряда технологических испарительных устройств и ВА 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 опускающим 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 за счет конвективной составляющей. При высоких плотностях теплового потока влияние скорости парожидкостной смеси в условиях естественной циркуляции мало.

Более значительная зависимость α от скорости смеси наблюдается при низких давлениях. С понижением давления при $q = \text{const}$ 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 $\alpha_{\text{од}}$

на поправочный множитель ε_n , учитывающий интенсификацию теплообмена в пучке:

$$\alpha_n = \alpha_{\text{од}} \cdot \varepsilon_n, \quad (4.93)$$

где $\alpha_{\text{од}}$ рассчитывается по формуле (4.89), $\varepsilon_n = 1$ при $N > 10^7$; ε_n – выбирается по рисунку 4.37 при $N < 10^7$.

На рисунке 4.37 показано, что более заметное влияние относительного шага пучка S/d наблюдается при низких температурах. При $t_n < -20^\circ\text{C}$ рекомендуется принимать значение ε_n таким же, как и при $t_n = -20^\circ\text{C}$.

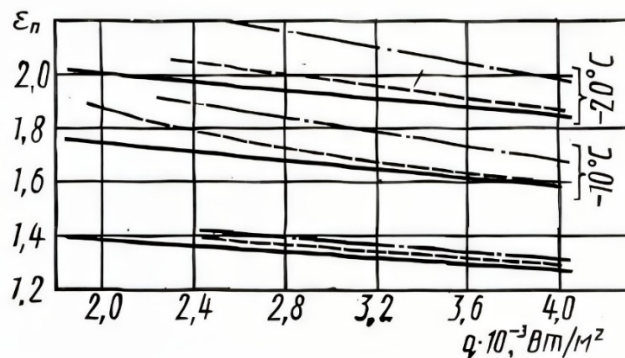


Рисунок 4.37 – Зависимость коэффициента ε_n от плотности теплового потока q , температуры насыщения t_n и относительного шага пучка S/d [44]:

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

Кипящие в промышленных условиях фреоны содержат до 8–10 % масла, что снижает значение α . Влияние примеси масла на α учитывается дополнительным поправочным коэффициентом ε_m , значение которого определяется по рисунку 4.38.

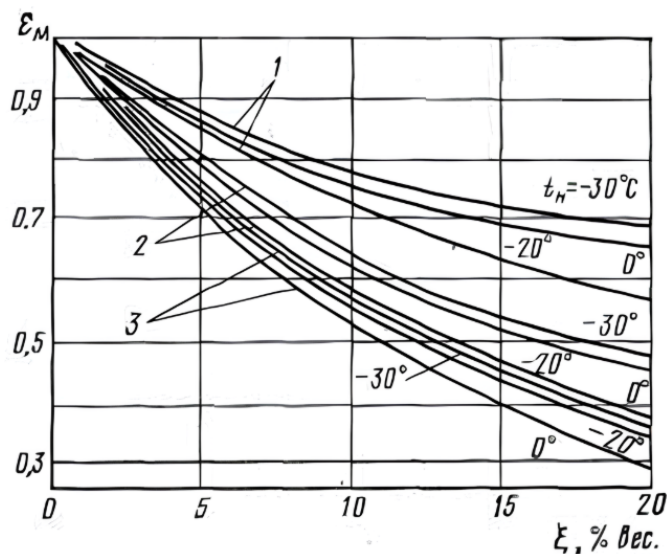


Рисунок 4.38 – Зависимость ε_m от q , t_n и концентрации масла ξ в смеси с фреоном-22:

1 – $q = 1,8 \text{ кВт/м}^2$; 2 – $q = 5,0 \text{ кВт/м}^2$; 3 – $q = 10,0 \text{ кВт/м}^2$

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 δ между ребрами (S/δ) и отношение высоты ребра h к δ .

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

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

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

$$\alpha_{\text{ср}} = C_{\text{пуч}} \cdot q_{\text{ор}}^{0,5} (p \cdot 10^{-5})^{0,25} \varepsilon_{\text{n,p}}, \quad (4.94)$$

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; $\varepsilon_{\text{n,p}}$ – поправочный множитель на число труб в пучке n_p , находится по рисунку 4.39. При $n_p > 10$ $\varepsilon_{\text{n,p}} = 1,0$.

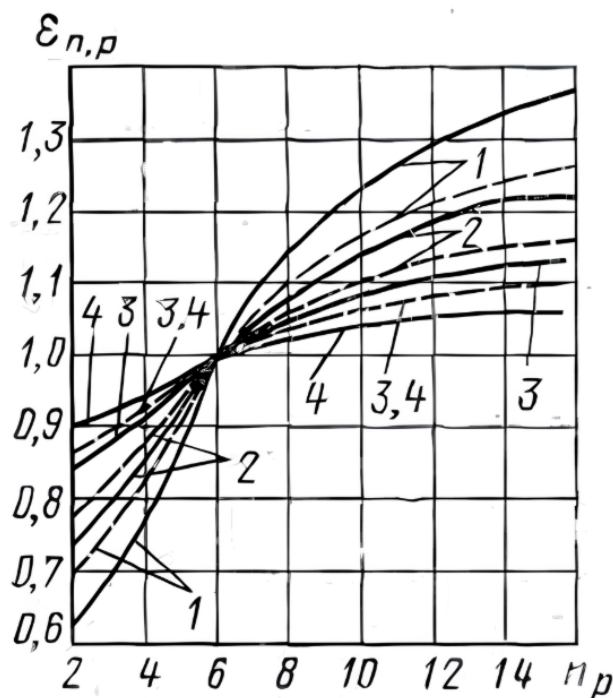


Рисунок 4.39 – Значение $\varepsilon_{\text{n,p}}$ при кипении фреона-12 на пучке оребренных труб:

1 – $q_{\text{ор}} = 0,5$ кВт/м²; 2 – $q_{\text{ор}} = 1,0$ кВт/м²; 3 – $q_{\text{ор}} = 1,98$ кВт/м²; 4 – $q_{\text{ор}} = 3,03$ кВт/м²; $t_{\text{н}} = -20$ °С; - - - - $t_{\text{н}} = -10$ °С

4.2.4. Критические тепловые потоки при кипении в большом объеме



Рисунок 4.40 –
С. С. Кутателадзе

При рассмотрении кривых кипения введено понятие критической тепловой нагрузки. Для ее определения С. С. Кутателадзе (рис. 4.40) предложил так называемую гидродинамическую модель кризиса кипения. Он рассматривал двухфазный граничный слой над обогреваемой поверхностью, где образуются пузырьки пара. Влияние вязкости пренебрежимо мало. Динамический напор пара, образующегося на поверхности нагрева, имеет порядок $\rho'' \cdot (w'')^2$. Оттеснение жидкости от поверхности нагрева возможно при высоких значениях

указанного динамического напора. В этом случае подпитка пристенного слоя жидкостью прекращается, а двухфазный слой теряет устойчивость. Возникает паровая пленка, и теплоотдача резко падает. Работу оттеснения жидкости от стенки можно считать равной:

$$g \cdot \delta(\rho' - \rho''),$$

где δ – толщина возникающего парового слоя. Порядок этой толщины из соображений размерности считался аналогичным введенной выше лапласовой постоянной:

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho' - \rho'')}}.$$

Поскольку в рамках рассматриваемой модели возникновение кризиса (потеря устойчивости двухфазного пузырькового слоя) равновероятно в любой точке поверхности, то соотношение двух рассматриваемых величин принято постоянным числом, т. е.

$$\frac{\rho'' \cdot (w'')^2}{g \cdot \delta(\rho' - \rho'')} \sim \frac{\rho'' \cdot (w'')^2}{\sqrt{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')}} = \text{const} \quad (4.95)$$

Извлекая корень квадратный из полученного выражения, получен критерий устойчивости:

$$k = \frac{w''_{\text{кр}} \cdot \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{g \cdot \sigma(\rho' - \rho'')}} \quad (4.96)$$

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

Критическая скорость парообразования при кипении найдена как

$$w''_{\text{кр}} = \frac{q}{\rho'' \cdot r} \quad (4.97)$$

Тогда окончательно получено:

$$q_{\text{кр}} = k \cdot r \sqrt{\rho''^4 g \cdot \sigma (\rho' - \rho'')} . \quad (4.98)$$

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

4.2.5. 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.

4.2.5.1. Режимы течения адиабатного двухфазного потока

Режимы течения адиабатного двухфазного потока приведены на рисунках 4.41–4.43, где рассмотрены качественные карты для трех вариантов направления движения потока относительно вектора силы тяжести: горизонтального, восходящего и нисходящего.

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

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

При горизонтальном течении двухфазного потока и низких скоростях жидкой фазы $w_{\text{ж}}$ возникает расслоенное течение (рис. 4.41), которое состоит из потока жидкости, текущего вдоль нижней образующей трубы, и потока газа, занимающего остальную часть поперечного сечения.

С ростом $w_{\text{ж}}$ на поверхности жидкости возникают волны, и расслоенное течение переходит в расслоено-волновое. При увеличении скорости газовой фазы $w_{\text{г}}$ амплитуда волн возрастает настолько, что их вершины достигают верхней образующей трубы и в результате образуется так называемый снарядный режим, характеризующийся чередованием в верхней части трубы удлиненных пузырьков и жидкостных прослоек между ними.

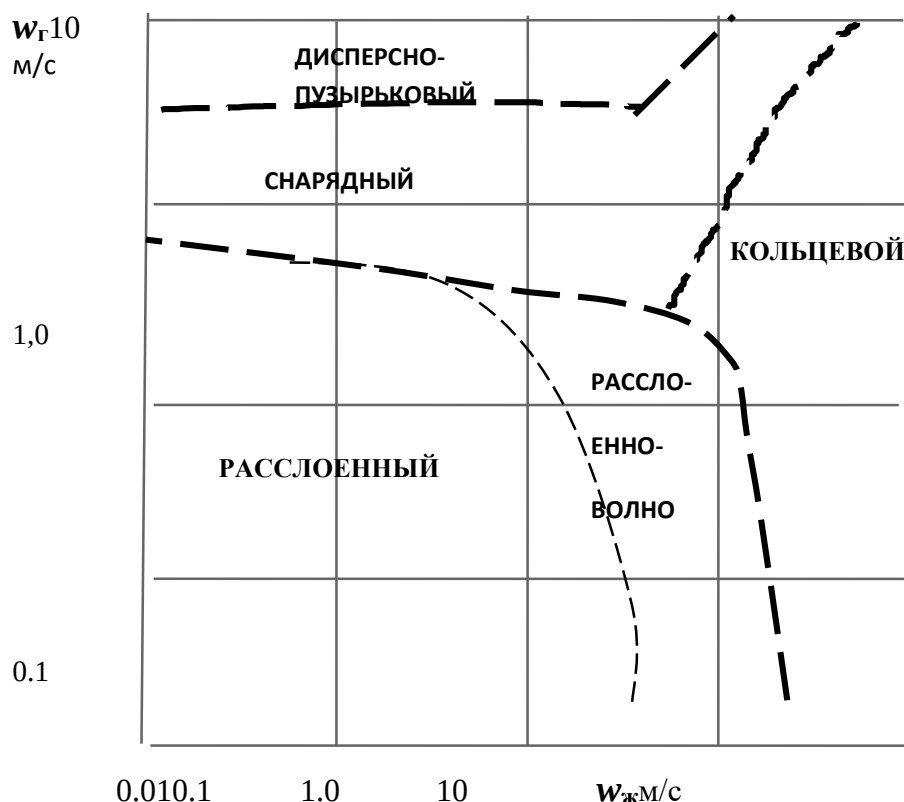


Рисунок 4.41 – Режимы течения для горизонтального двухфазного потока

При малых значениях w_l этот режим также может образовываться, но размер пузырьков, прилегающих к верхней образующей, будет относительно невелик. С дальнейшим ростом w_g крупные пузырьки уже не могут существовать и возможен лишь пузырьковый режим. Наконец, с дальнейшим ростом w_l происходит переход к кольцевому режиму, при котором жидкость распределена по стенке трубы, а газ занимает ядро потока, и далее – к дисперсно-кольцевому, когда заметная часть жидкости оказывается диспергированной в газовом ядре.

Карта режимов для вертикального восходящего двухфазного потока приведена на рисунке 4.42, на которой видно, что при малых расходах газовой фазы формируется пузырьковый режим течения, который с ростом расхода жидкой фазы переходит в дисперсно-пузырьковый, т. е. пузырьки диспергируются и становятся очень мелкими. При увеличении w_l и умеренных w_g осуществляется переход сначала к снарядному, а затем – к дисперсно-кольцевому режиму, или непосредственно, или через так называемый пенный режим, который отличается от снарядного предельной насыщенностью газом жидкостных перегородок между крупными пузырьками. Снарядный режим для вертикального канала отличается от горизонтального тем, что образовавшаяся структура обладает симметрией относительно оси трубы. Отклонения оси трубы от вертикали не нарушают качественную карту, приведенную на рисунке 4.42, если они невелики. При значительных отклонениях трубы от вертикали область пузырькового режима при умеренных w_g исчезает.

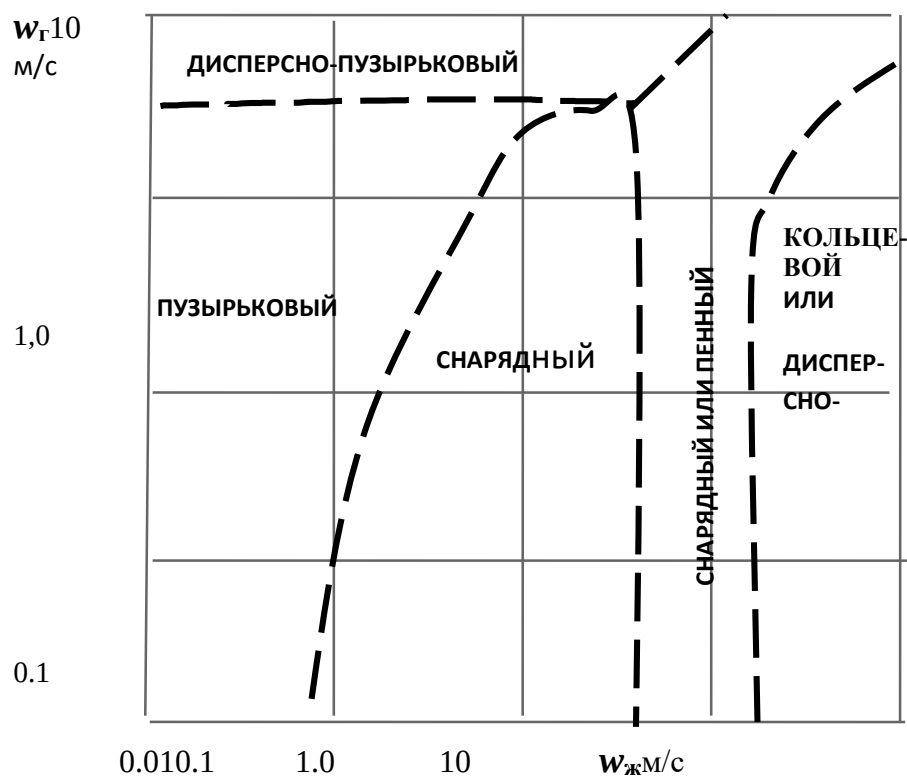


Рисунок 4.42 – Режимы течения для восходящего двухфазного потока

На рисунке 4.43 показана карта режимов течения для нисходящего двухфазного потока.

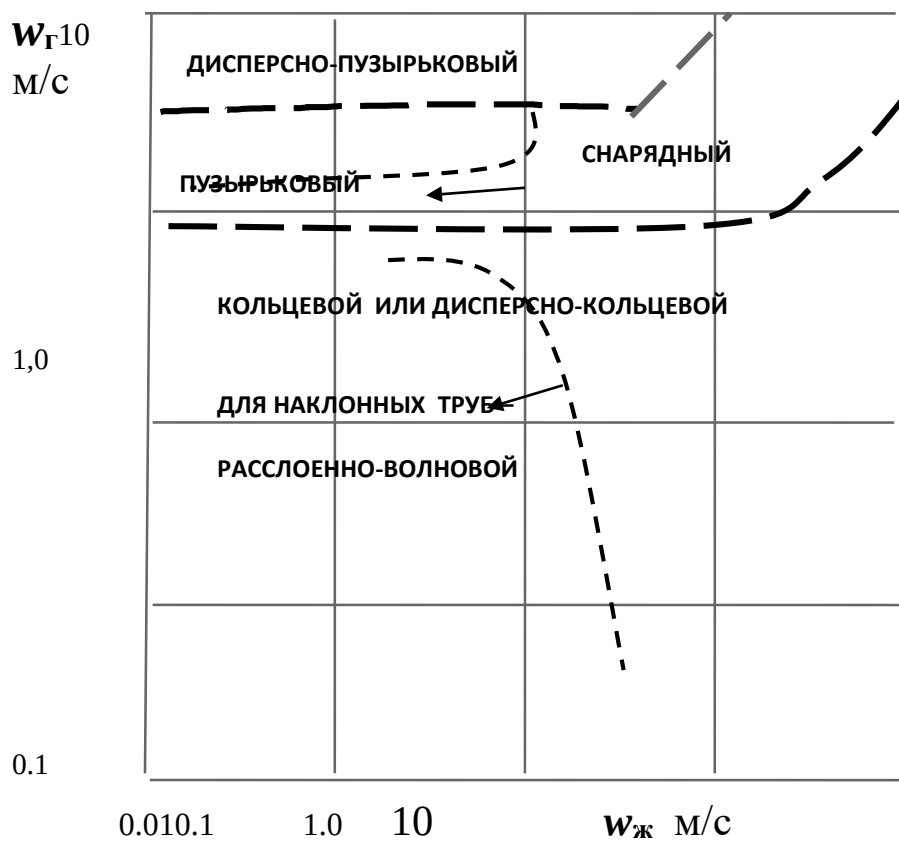


Рисунок 4.43 – Режимы течения для нисходящего двухфазного потока

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

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

Течение восходящего обогреваемого двухфазного потока находится в условиях непрерывного увеличения расхода паровой фазы при постоянном объеме канала. При этом режимы течения зависят от теплофизических свойств жидкости и пара, от размеров и положения трубы в пространстве, а также и от условий ее обогрева. Визуальные наблюдения и киносъемка показали, что в вертикальных парогенерирующих трубах существуют режимы течения с различными механизмами передачи теплоты (рис. 4.44).

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: $Nu = f(Re; Gr; Pr)$.

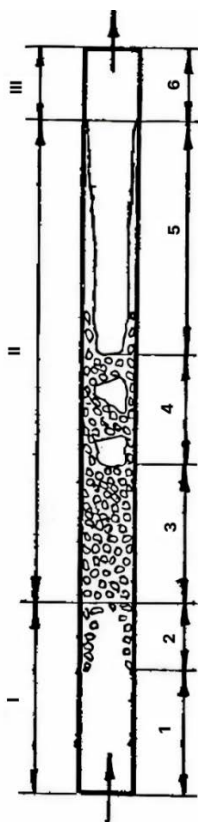


Рисунок 4.44 – Структура потока при кипении жидкости внутри вертикальной трубы

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 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:

$$x_{нк} = -\frac{q \cdot c_p}{r \cdot \alpha_k} ; \quad (4.99)$$

$$x_{рк} = -140 \left(\frac{q}{r \cdot \rho \cdot w} \right)^{1,1} \left(\frac{\rho \cdot w \cdot d}{\mu'} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,2} \quad (4.100)$$

По формуле (4.99) 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 (4.92). Результаты расчета будут справедливы, если скорость жидкости не превысит нескольких метров в секунду. В противном случае влияние конвективного теплообмена проявится и при положительных паросодержаниях.

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

$$q = \alpha_{рк} (T_{ст} - T_n). \quad (4.101)$$

При переходе от температур к относительным энтальпиям получим поправочный множитель: $(1 - x_{рк}/x_{ст})$.

Одной из возможных форм такой интерполяции является зависимость:

$$\alpha_{пк} = \alpha_k + \left(\frac{q}{\frac{q}{\alpha_k} - \frac{x_{рк} \cdot r}{c_p}} \right) - \alpha_k \cdot \left(\frac{x - x_{нк}}{x_{рк} - x_{нк}} \right)^n. \quad (4.102)$$

На участке 3 можно использовать формулу для развитого кипения:

$$q = \alpha_{рк} (T_{ст} - T_n).$$

Преимуществом формулы (4.102) является наличие предельных переходов к вынужденной конвекции и к развитому кипению при соответствующих значениях x .

Общий характер зависимости коэффициента теплоотдачи от тепловой нагрузки при умеренных скоростях циркуляции и от скорости циркуляции при различных уровнях тепловой нагрузки представлен на рисунке 4.45, из которой следует, что α увеличивается при увеличении как скорости циркуляции, так и тепловой нагрузки.

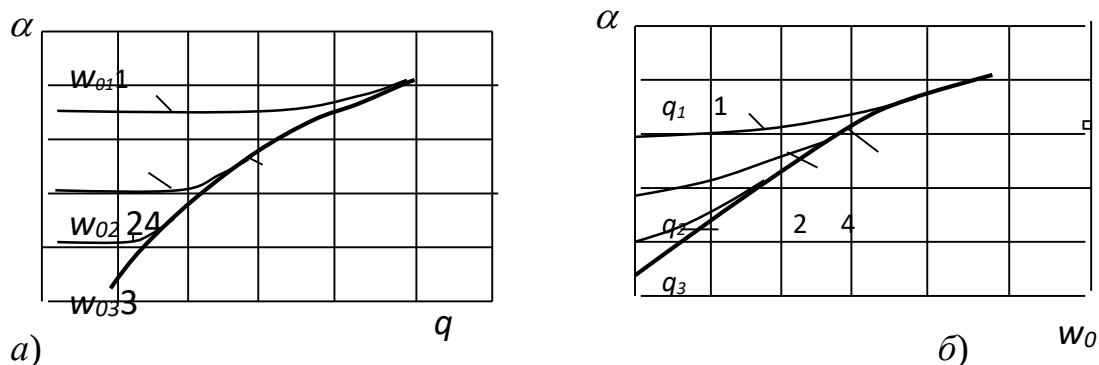


Рисунок 4.45 – Качественный характер изменения теплоотдачи при кипении в трубах в зависимости от скорости циркуляции и тепловой нагрузки:

$a - 1, 2, 3$ – вынужденная конвекция; 4 – развитое кипение; $w_{01} > w_{02} > w_{03}$;

$b - 1, 2, 3$ – 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 α – действительный коэффициент теплоотдачи при кипении в вынужденном потоке жидкости; α_w – коэффициент теплоотдачи при однофазной конвекции, определяемый скоростью потока, w_0 ; α_q – коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении в большом объеме, который может быть рассчитан по формуле (4.92).

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 4.44 называется участком снарядного течения. Эксперименты по исследованию структуры пароводяных потоков с помощью лазерного излучения показали, что снарядный режим в обогреваемых каналах возникает не всегда, а лишь при небольших тепловых нагрузках. Одновременно обнаружилось, что интенсивная генерация пара на стенке не дает возможности сформироваться снарядному течению. При кипении в условиях насыщения и повышенных давлениях снарядный режим при вертикальном течении практически отсутствует. Интенсивная генерация пузырьков на стенке приводит к переходу пузырькового режима через область пенного в дисперсно-кольцевой режим. Следовательно, граница дисперсно-кольцевого режима сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей фаз.

С дальнейшим увеличением паросодержания снаряды сливаются между собой и устанавливается кольцевое течение (см. рис. 4.44), 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.

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

$$\frac{\alpha}{\alpha_{6,0}} = \sqrt{\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_{6,0}}\right)^2} + 0,5 \left(1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{r \cdot w_{см} \cdot \rho'}{q}\right)^{1,5}\right). \quad (4.103)$$

где $\alpha_{6,0}$ – рассчитывается по (4.89); $\alpha_k = \sqrt{\alpha_{в,к}^2 + \alpha_{6,0}^2}$, $\alpha_{в,к}$ – 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 развитое кипение.

Переход от режимов с малым паросодержанием к режимам с большим паросодержанием неявным образом учитывается формулой (4.102), но и в ней границы режимов не фигурируют. В приведенной формуле, как и в большинстве

других, описывается лишь монотонный рост коэффициента теплоотдачи с ростом паросодержания при имеющихся исключениях из этого правила.

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

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

$$\left. \frac{\alpha_b}{\alpha_c} \right|_{bd} = (1-x)^{0,8} [0,668 C_0^{-0,2} f_0 + 1058 Bo^{0,7} F]; \quad (4.104)$$

$$\left. \frac{\alpha_b}{\alpha_c} \right|_{cd} = (1-x)^{0,8} [1,136 C_0^{-0,9} f_0 + 667,2 Bo^{0,7} F] . \quad (4.105)$$

Формулы получены на базе сочетания общего подхода и использования поправок для отдельных жидкостей. Основными безразмерными симплексами, используемыми в зависимостях (4.104) и (4.105), являются:

$$C_0 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,5}; \quad Bo = \frac{q}{G \cdot r} . \quad (4.106)$$

Второй из симплексов (4.106) является относительной скоростью парообразования. Параметр F в формулах (4.104, 4.105) приведен в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Параметр F в формулах (4.104, 4.105) от вида жидкости для медных труб

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

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

$$\frac{Nu_{кип}}{Nu_{б.к}} = 6150 \cdot N^{0,7}, \quad (4.107)$$

где $N = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{C_p \cdot T_H} \right)^{0,333}$. При $N \leq 0,4 \cdot 10^{-5} \rightarrow Nu_{кип} = Nu_{б.к}$; $Nu_{б.к}$

– рассчитывается по уравнениям для течения однофазной жидкости.

4.2.5.3. Нисходящий двухфазный поток в вертикальных трубах

В зависимости от заполнения трубы жидкостью ее гравитационное течение может осуществляться в двух вариантах: при полностью заполненном сечении и течении жидкости в пленке (кольцевой режим).

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. 4.46). В этих условиях скорость пара ниже скорости течения жидкости и доля сечения, занятая паром (паросодержание), выше, чем при подъемном движении. С увеличением парообразования пузырьки образуют большие образования – пробки, имеющие форму снарядов. Этот снарядный режим течения (рис. 4.46, б) более устойчив, чем при подъемном течении.

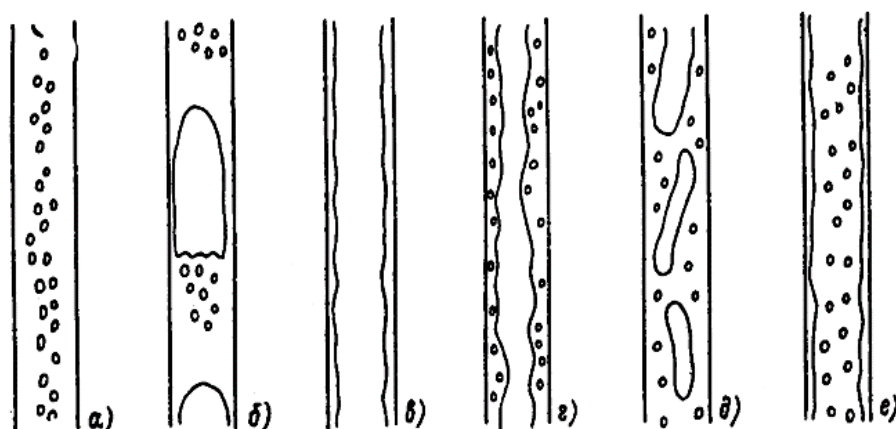


Рисунок 4.46 – Нисходящий поток в вертикальной трубе:

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

Существует несколько областей при кипении в пленке (рис. 4.46): 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 Δt на участке стенка–пленка может иметь несколько модификаций. Пленочный, когда при малых расходах жидкости и газа пленка жидкости стекает вниз по стенке трубы (рис. 4.46, 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 Γ и тепловой нагрузки q перенос тепла происходит в основном за счет теплопроводности. Поэтому α зависит от толщины пленки δ и Γ . При этом наблюдается снижение α с ростом Γ вследствие увеличения толщины пленки.

С ростом Re ламинарный режим течения переходит в ламинарно-волновой. При $Re > 20$ на поверхности жидкости появляются видимые волны, которые в дальнейшем меняют свой характер, растут амплитуда и частота волн, усиливается турбулизация жидкости, приводящая к уменьшению толщины пристенного пограничного слоя. В результате увеличивается конвективный перенос теплоты и возрастает коэффициент теплоотдачи. В области поверхностного испарения падающей пленки теплоотдача описывается зависимостями для конвективного турбулентного течения жидкостей: $Nu = c \cdot Re^m \cdot Pr^n$.

С ростом тепловой нагрузки q и разности температур Δt увеличивается количество зародышей, которые могут быть активированы, устанавливается режим течения пузырьковой падающей пленки (рис. 4.46, з). На поверхности нагрева в центрах парообразования происходит бурное образование паровых пузырьков, диаметром $\approx 1 \text{ мкм}$, оказывающих перемешивающее воздействие по всей длине обогреваемого участка в пристенном пограничном слое, толщиной $\approx 0,06 \text{ мм}$. Перегретый относительно всей массы жидкости слой создает условия для роста пузырей. Необходимая степень перегрева, требуемая для роста парового пузыря, определяется уравнением: $\Delta t_{\text{пер}} = (2\sigma/R)T_n/(r \cdot \rho'')$.

Теплота передается от стенки теплоотдающей поверхности к жидкости, а затем от жидкости – к наружной поверхности парового пузырька. С ростом количества паровых пузырьков возрастает α . При подъеме, росте паровых пузырей и их отрыве происходит усиленное перемешивание жидкости в пристенном слое. Пульсирующее течение жидкости в местах отрыва паровых пузырей способствует уменьшению и частичному разрушению ламинарного слоя, что приводит к снижению термического сопротивления слоя и усилению конвективной составляющей переноса теплоты. При этом интенсивно разрушается переходная зона на границе жидкость–пар. В этой области пузырькового кипения главное влияние на теплоотдачу оказывает плотность теплового потока. Плотность орошения влияет меньше, чем в случае поверхностного кипения, хотя с ростом Re растет турбулизация пленки.

При $Re = 1600 - 2000$ режим течения становится турбулентным, когда α зависит от пленочного числа Re и меньше – от плотности теплового потока. Число Re может быть найдено как

$$Re = 4\Gamma_v/v = d_{\text{эк}} \cdot w_{cp}/v = 4\delta_{cp}/v, \quad (4.108)$$

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

$$Re = 4\Gamma/\mu, \quad (4.109)$$

где Γ – массовая плотность орошения [$\text{кг}/(\text{с}\cdot\text{м})$]; $d_{\text{эк}} = 4f_{\text{пл}}/\Pi = 4\delta_{\text{ср}}$; $f_{\text{пл}}$ – площадь поперечного сечения потока пленки; $\delta_{\text{ср}}$ – средняя толщина пленки, при которой $Re_{\text{ср}} = \delta_{\text{ср}} \cdot w_{\text{ср}}/\nu$, где $w_{\text{ср}}$ – средняя скорость течения.

При $Re > Re_{\text{кр}}$ усиливается турбулентная теплопроводность пленки $\varepsilon_q = \lambda_t/(\rho \cdot c_p)$, но в то же самое время возникающие турбулентные вихри могут привести к увеличению турбулентной вязкости $\varepsilon_s = \mu_t/\rho$ и возрастанию толщины пленки δ .

В этой области коэффициент теплоотдачи зависит от условий возникновения и роста паровых пузырьков, которые определяют тепловая нагрузка, состояние поверхности, свойства жидкости, ширина щели распределительного устройства, давление и длина трубы, а также ряд других факторов.

Для описания процесса теплообмена в условиях гравитационного течения потока, кроме критериев Nu , Re , Pr , используются безразмерные комплексы, учитывающие плотность теплового потока, давление, ускорение силы тяжести и т. д.

В качестве определяющего размера при поверхностном испарении используют либо толщину пленки δ , либо приведенную ее толщину $(\nu^2/g)^{1/3}$; для случая пузырькового кипения – величину, связанную с размером парового пузырька: $l = [\sigma/g \cdot (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})]^{0,5}$.

Из-за сложности определения $\delta_{\text{ср}}$ в качестве определяющего размера часто используют линейный комплекс: $\theta = (\nu^2/g)^{1/3}$; безразмерный параметр толщины пленки Нуссельта: $N = \delta_{\text{ср}}(g/\nu^2)^{1/3}$ или безразмерную толщину пленки: $\delta^+ = \delta_{\text{ср}}^{3/2} \cdot g^{1/2}/\nu = N^{3/2}$. При этом средняя скорость течения: $w_{\text{ср}}^+ = \delta_{\text{ср}}^{3/2} \cdot g^{1/2}/3\nu$.

Критерий Фруда, характеризующий влияние сил тяжести на движение жидкости, определяется как $Fr = w_{\text{ср}}^2/(g \cdot d_{\text{эк}}) = g \cdot \delta_{\text{ср}}^2/\nu^2$.

Известно, что между числом Рейнольдса Re_{δ} и критерием Фруда Fr_{δ} существует взаимосвязь:

- для гладкой ламинарной пленки: $Re_{\delta} = 3Fr_{\delta}$;
- для волнистой ламинарной пленки: $Re_{\delta} = 4Fr_{\delta}$;
- для турбулентной пленки: $Re_{\delta} = (Fr_{\delta}/12,1)^{5/2}$.

С дальнейшим повышением тепловой нагрузки кипение пленки в условиях достаточного расхода жидкости переходит в пенный режим (см. рис. 4.46, д), который при развитии парообразования может перейти в дисперсно-кольцевой режим (рис. 4.46, 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 [16]:

$$Nu_{\text{м.ж}} = (0,165Re_{\text{ж}}^{0,16} - 0,4)Pr_{\text{ж}}^{0,34} \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{с}}} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_a, \quad (4.110)$$

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

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

4.2.5.4. Кризис теплоотдачи при кипении в трубах

При кипении в трубе, как при кипении в большом объеме, в определенных случаях происходит кризис теплоотдачи. В настоящее время из-за трудности определения φ в промышленных установках, его высокими значениями и практической неизменностью при достижении $\varphi > 90\%$ на большей части кипяtilьной трубы, механизм кризиса кипения принято анализировать в координатах $q_{кр} - x_{кр}$. В этих координатах может охватываться весь интервал существования двухфазного потока в трубе, включая кипение недогретой жидкости. На рисунке 4.47 изображены три участка зависимости критической плотности теплового потока от паросодержания при кипении в каналах, определенные В. Е. Дорощуком [17].

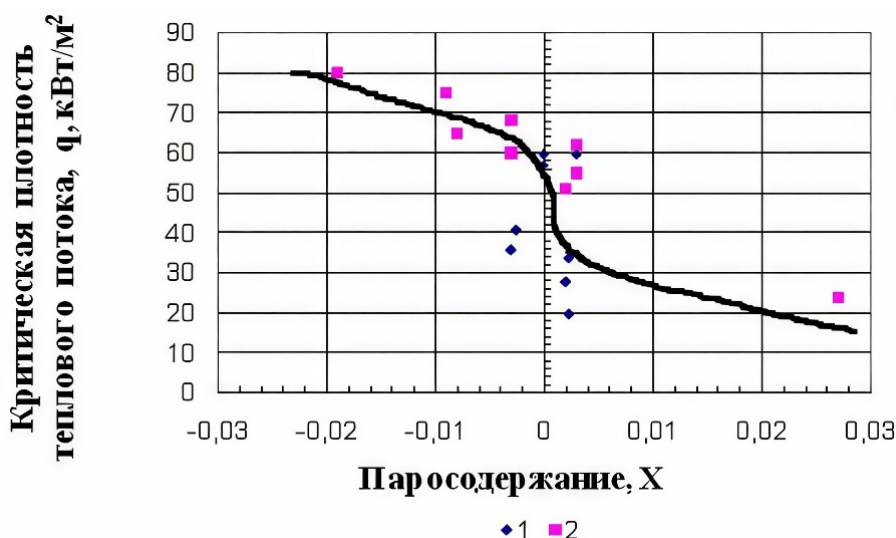


Рисунок 4.47 – Зависимость паросодержания от $q_{кр}$ при кипении черного сульфатного щелока и водного предгидролизата:
 $w_o = 0,015–0,025$ м/с; $p_w = 25$ кг/(м²с); 1 – $B < 30\%$; 2 – $B > 30$ абсолютно сухих веществ (а.с.в.) [8]

Первый участок с $x < 0$ соответствует кризису 1-го рода с убывающей зависимостью критической плотности теплового потока от x и характеризующийся потерей устойчивости кипящего двухфазного слоя. Этим этот участок 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 $x_{гр}^o$.

Второй участок при $x_{гр}^o$, где кривая $q_{кр}$ сменяется вертикальной линией, отвечающей уравнению $x_{гр}^o = const$, соответствует кризису кипения 2-го рода. Этот кризис, существующий при дисперсно-кольцевом течении, определяется значением критического паросодержания $x_{гр}^o$ 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 при $x > x_{гр}^o$ 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 $q < q_{гр}^o$ на микропленку будут выпадать капли из ядра потока. Поэтому в обогреваемой трубе микропленка будет высыхать при более высоком паросодержании по сравнению с $x_{гр}^o$ [18]. Это паросодержание называют $x_{ор}$, а кризис при данном паросодержании – кризисом орошения (см. рис. 4.47).

4.2.5.5. Накипеобразование при выпаривании растворов

Термический коэффициент накипеобразования является важной характеристикой процесса накипеобразования. Он характеризует прирост термического сопротивления накипи в единицу времени, отнесенного при выпаривании растворов к 1 кг выпаренной воды с единицы поверхности теплообмена ВА:

$$\psi = R_n / (u \cdot \tau), [m^2 \cdot ^\circ C / Bt], \quad (4.111)$$

где $R_n = (\delta/\lambda)_n$ – термическое сопротивление накипи, определяющееся в зависимости от массового напряжения поверхности теплообмена, конечной концентрации раствора в корпусе и периода работы ВС при постоянной конечной концентрации между промывками; δ_n – толщина слоя накипи; λ_n – коэффициент теплопроводности накипи; $u = w/F$ – массовое напряжение поверхности теплообмена; $w = S(1 - b/B)$ – количество, выпаренное в ВА влаги; S – количество раствора, подаваемого в ВА на выпаривание; b и B – концентрации раствора на входе и на выходе из ВА соответственно; F – поверхность теплообмена ВА; τ – суточное время работы ВА после промывки.

Для определения влияния накипеобразования на эффективность работы ВС кафедрой ПТЭ проводились долговременные исследования режимов их работы. Из данных результатов исследований [1] следует, что количество раствора, поступающего на ВС, характеризуется значительными колебаниями, препятствующими стабильной работе ВС. Термические сопротивления накипи составляют для большинства ВА $\approx 20\%$ от полного термического сопротивления теплопередаче. Постепенное увеличение R_n связано с увеличением содержания накипеобразователей по мере выпаривания воды из раствора. Среднесуточный

прирост термического сопротивления накипи при выпаривании сульфатного щелока может быть определен по уравнению:

$$R_n = 1,66 \cdot 10^{-3} u \cdot b^{0,37}. \quad (4.112)$$

Для сохранения производительности ВС в условиях накипеобразования персонал по мере загрязнения поверхности ВА постепенно увеличивал параметры греющего пара, поступающего в 1 ВА, либо вакуум в последнем корпусе. Оптимальный режим работы ВС должен обеспечить максимальную продолжительность полного периода ее работы без промывки при заданной производительности

$$\tau = \tau_1 + \tau_2,$$

где τ_1 – период работы ВС при постоянной конечной концентрации раствора; τ_2 – период работы ВС при постепенно снижающейся концентрации выпариваемого раствора.

Период работы ВС при постоянной конечной концентрации раствора определяется по уравнению:

$$\tau_1 = \frac{\sum \Delta t_i - \sum 10^3 R_{0i} \cdot r_i \cdot U_i}{\sum 10^3 \psi_i \cdot U_i^2 \cdot r_i}, \quad (4.113)$$

где Δt_i – сумма температурных напоров по корпусам ВС; $R_{0i} = \frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right) + \frac{1}{\alpha_2}$ – термическое сопротивление теплопередаче в безнакипном режиме; r_i – теплота парообразования; U_i – массовое напряжение кипяtilьной поверхности; ψ_i – условный термический коэффициент накипеобразования.

V. СЕПАРАЦИЯ ПАРОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЕЙ В ВЫПАРНЫХ АППАРАТАХ

5.1. Основные понятия и определения для сепарации парожидкостных систем

Процессы разделения двухфазных систем составляют основу многих технологических производств. Однако в настоящее время нет строгой теории движения двухфазных систем.

Экономичность и эффективность процесса определяются уносом раствора: количеством вещества, уносимым 1 кг пара или газа. Кроме снижения производительности оборудования унос отдельных компонентов вызывает потери продукта и является причиной загрязнения технологического оборудования и окружающей среды.

Образовавшийся в результате выпаривания из раствора в ВА пар не является сухим насыщенным, так как содержит в себе определенное количество капельной влаги, загрязняющих пар веществами, содержащимися в растворе. Поэтому отделение пара от жидкости проводят так, чтобы паровая фаза содержала минимальное количество влаги. Сепарация захватываемой паровым потоком капельной влаги проводится в объеме сепаратора ВА. В некоторых случаях в сепараторах дополнительно устанавливаются брызгоотделители, циклоны и т. д.

При этом сепарация может проводиться:

- за счет большого объема сепаратора;
- при центробежной сепарации в циклонах;
- при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов.

5.2. Сепарация за счет большого объема сепаратора

При разделении фаз за счет большого объема сепаратора образовавшиеся капли различных размеров под влиянием начальной кинетической энергии забрасываются на определенную высоту сепаратора. Подбрасываемые капли или уносятся потоком пара, или падают назад на трубную решетку. Если высота, на которую забрасывается капля, больше высоты парового пространства сепаратора или равна ей, то эта капля может быть затянута в пароотводящие трубы и вынесена из аппарата. Кроме того, при такой сепарации выносятся также капли, размеры которых удовлетворяют условиям для транспортировки потоков в паровом объеме сепаратора.

Если скорость потока W_o'' выше скорости витания $W_{\text{вит}}$, капли свободно переносятся потоком.

Скоростью витания называют относительную скорость капли, при которой силы трения уравновешивают вес капли:

$$W_{\text{вит}} = \sqrt{\frac{4}{3} \cdot g \cdot \frac{d_{\text{кап}}}{\xi} \cdot \left(\frac{\rho' - \rho''}{\rho''} \right)}. \quad (5.1)$$

При $W_{\text{внт}} > Wo''$ и высоте забрасывания капли меньшей высоты парового пространства капля падает на трубную решетку. Для значений числа $Re < 2$ коэффициент сопротивления можно определять по зависимости:

$$\zeta = 24 / Re, \quad (5.2)$$

где $Re = Wo'' \cdot d_{\text{кап}} / \nu$; ν – коэффициент кинематической вязкости.

В диапазоне $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$, ζ принимают равной 0,4.

Влажность пара определяется количеством капель, забрасываемых на высоту расположения пароотводящих труб и вынесенных потоком пара из парового пространства транспортировкой. Соотношение между забрасываемой и транспортируемой влагой существенно зависит от скорости потока пара (паровой нагрузки).

Зависимость влажности ω от приведенной скорости пара обычно представляется в виде:

$$\omega = C \cdot W_0'''^n. \quad (5.3)$$

где C – коэффициент, определяемый опытным путем; n – показатель степени.

При малых паровых нагрузках $n < 2$; в диапазоне нагрузок работы выпарных аппаратов $n = 3$; далее при $n > 5-6$ происходит резкое увеличение влажности.

Опыты показывают, что при постоянной паровой нагрузке с увеличением высоты парового пространства влажность пара уменьшается. Это объясняется тем, что с ростом высоты парового пространства h доля капель, достигающих входные сечения пароотводящих труб, падает. Количество транспортируемых капель при этом практически не меняется.

Можно считать, что для области, где зависимость $\omega = f(W_0''')$ может быть выражена степенной функцией с показателем $n = 3$, увеличение высоты парового пространства более 1,0–1,5 м не обеспечивает снижения влажности пара.

5.3. Центробежная сепарация парожидкостных систем в циклонах

Центробежная сепарация – это механизм разделения парожидкостных систем в поле центробежных сил инерции, представляющий собой сложный процесс, зависящий от ряда физических, конструктивных и эксплуатационных факторов, и отличается высокой эффективностью.

При тангенциальном вводе парожидкостной смеси в циклонный сепаратор капли жидкости частично отбрасываются центробежной силой инерции к стенкам сепаратора, частично под воздействием радиального течения смеси, обусловленного вязкостью закрученного потока, перемещаются к его оси, попадают в осевую зону разрежения и выносятся из аппарата.

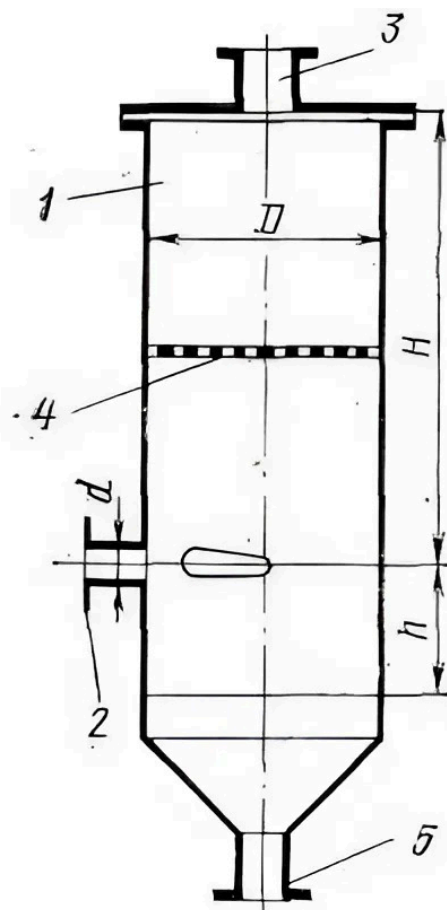


Рисунок 5.1 – Схема циклонного сепаратора:

- 1 – циклон; 2 – штуцер для тангенциального ввода парожидкостной смеси;
 3 – штуцер для вывода вторичного пара; 4 – перфорированный лист;
 5 – штуцер для вывода отсепарированной жидкости

Основным критерием, определяющим условия центробежной сепарации двухфазных систем, является критерий циклонного процесса:

$$C_y = \frac{D^2 \cdot w_{\text{окр}}^2}{v^2} \cdot \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho''} \quad (5.4)$$

или его модификация:

$$C'_y = \frac{w_{\text{окр}}^2}{R} \cdot \frac{l^3}{v^2} \cdot \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho''},$$

где $w_{\text{окр}}$ – окружная скорость пара в циклоне.

Критерий циклонного процесса характеризует взаимодействие равнодействующей центробежной и архимедовой сил и сил молекулярного трения.

Исследования центробежной сепарации вторичных паров при упаривании растворов показали, что унос капель жидкости паром из циклонного сепаратора характеризуется тремя гидродинамическими режимами (рис. 5.2).

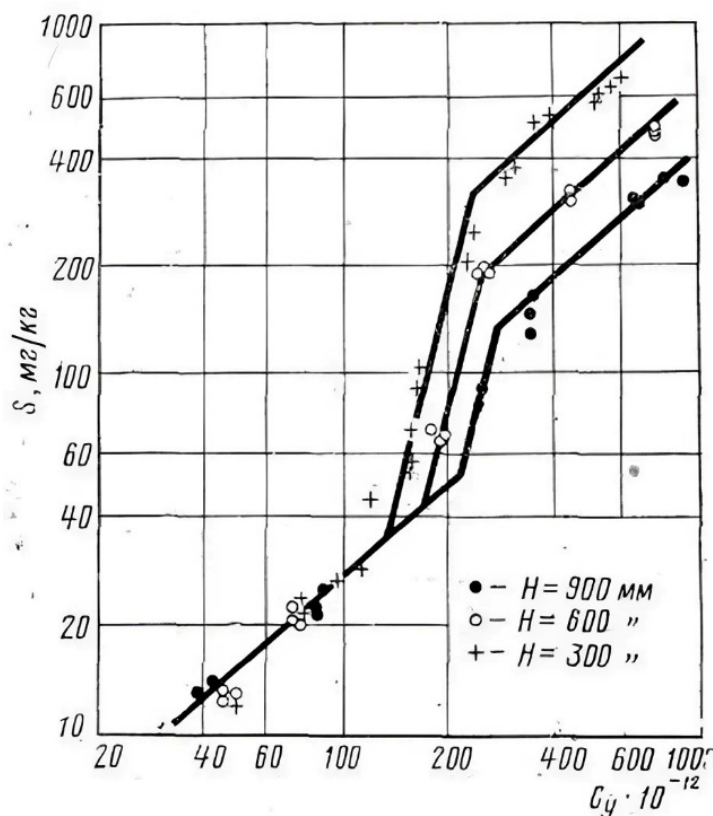


Рисунок 5.2 – Зависимость солевого уноса от критерия C_y

Первый режим соответствует условиям ламинарного осаждения капель (применим закон Стокса), второй режим – переходный, третий режим соответствует условиям устойчивого турбулентного движения.

В первом гидродинамическом режиме высота сепаратора в исследованных пределах (300–900 мм) не оказывает влияния на качество пара, так как процесс осаждения в этих условиях осуществляется главным образом под воздействием центробежных сил инерции.

В этом режиме при $C_y < 1,8 \cdot 10^{14}$ унос определяется по уравнению:

$$S = 0,23 \cdot 10^{-8} C_y^{-0,87} \cdot K_p^{-0,63}, \quad (5.5)$$

где

$$K_p = \frac{P}{\sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}} \quad (5.6)$$

Критерий K_p характеризует отношение абсолютного давления в системе к скачку давления на границе раздела фаз.

При $C_y > 1,8 \cdot 10^{14}$ сепарация в циклоне осуществляется в две ступени: в первой ступени – под действием центробежных сил инерции, во второй ступени – под влиянием турбулентных пульсаций в радиальном направлении.

В переходном режиме, ограниченном областью $1,8 \cdot 10^{14} < C_y < 2,75 \cdot 10^{14}$; унос зависит от критерия C_y . Унос в этой области может быть выражен критериальным уравнением:

$$S = B \cdot C_y^{3,71} \cdot K_p^{-0,75} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')/H}} \right)^{1,32}, \quad (5.7)$$

где B – коэффициент.

В области устойчивого турбулентного движения ($C_y > 2,75 \cdot 10^{14}$, третий режим) для определения уноса используется следующее уравнение:

$$S = 0,525 \cdot 10^{-7} C_y^{0,87} K_p^{-0,27} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')/H}} \right)^{0,91}. \quad (5.8)$$

Отношение m площадей поперечного сечения циклона A и штуцера, тангенциально подводящего парожидкостную смесь, является одним из основных параметров циклонного сепаратора:

$$m = A/a, \text{ то } a = A/m = nD^2/(4m). \quad (5.9)$$

Из уравнения расхода

$$G = a \cdot w_{шт} \cdot \rho'' = \left(\frac{\pi \cdot D^2}{4 \cdot m} \right) w_{шт} \cdot \rho''$$

найдем:

$$w_{шт} = \frac{4m \cdot G}{\pi \cdot D^2 \cdot \rho''}.$$

Приняв $w_{окр} = w_{шт}$ и подставив найденное значение окружной скорости вторичного пара в критерий циклонного процесса C_y , получим:

$$C_y = \left[\frac{16m^2 G^2}{\pi^2 D^2 \mu^2} \right] \cdot \left[\frac{\rho' - \rho''}{\rho''} \right]. \quad (5.10)$$

Подставив значение C_y из этого уравнения в уравнения для уноса при $C_y < 1,8 \cdot 10^{14}$ и при $C_y > 2,75 \cdot 10^{14}$ и произведя соответствующие преобразования, получим уравнение для определения диаметра циклона D в зависимости от производительности его G и допустимого значения солевого уноса. При $C_y < 1,8 \cdot 10^{14}$ диаметр циклона определяется из равенства:

$$D = 1,4 \cdot 10^{-5} \frac{m \cdot G}{\mu \cdot g \cdot S^{0,58} K_p^{0,36}} \sqrt{\frac{\rho' - \rho''}{\rho''}}. \quad (5.11)$$

Высота циклона здесь может приниматься из конструктивных H соображений в пределах 300–1000 мм.

При $C_y > 2,75 \cdot 10^{14}$ диаметр циклона определяется из равенства:

$$D = 0,91 \cdot 10^{-4} \frac{m \cdot G}{\mu \cdot g \cdot S^{0,58} K_p^{0,16}} \sqrt{\frac{\rho' - \rho''}{\rho''}} \cdot \left[\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')/H}} \right]^{0,52} \quad (5.12)$$

В расчетах обычно H принимают в пределах 1500–1800 мм.

Производительность одного циклона по вторичному пару при заданном диаметре определяется по следующим уравнениям:

при $C_y < 1,8 \cdot 10^{14} \rightarrow$

$$G = 0,71 \cdot 10^5 \frac{D \cdot \mu \cdot g \cdot S^{0,58} \cdot K_p^{0,36}}{m} \sqrt{\frac{\rho''}{(\rho' - \rho'')}} \quad (5.13)$$

при $C_y > 2,75 \cdot 10^{14} \rightarrow$

$$G = 1,1 \cdot 10^4 \frac{D \cdot \mu \cdot g \cdot S^{0,58} \cdot K_p^{0,16}}{m} \sqrt{\frac{\rho''}{(\rho' - \rho'')}} \left(\frac{H}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} \right)^{0,52} \quad (5.14)$$

Наиболее значительным параметром, влияющим на сепарацию фаз в потоке парожидкостной смеси, является ее скорость во входном патрубке циклона W_B'' . С ее увеличением происходит снижение влажности пара. Затем при достижении определенных значений W_B'' снижение влажности прекращается, и с дальнейшим увеличением W_B'' повышается унос капельной влаги. Для области, связанной с понижением влажности пара при повышении скорости подаваемой двухфазной смеси ($C_y < 2,04 \cdot 10^6 \cdot m^{0,78}$), экспериментальные данные обобщаются зависимостью [14]:

$$\omega = 0,01 \left(\frac{w_{BB}'' \cdot d_{к.ср}^{3/2}}{v''} \sqrt{\frac{\rho' - \rho''}{R_{ср} \cdot \rho''}} \right)^{-0,8} \cdot g_n^{0,7} \cdot m^{-0,53}, \quad (5.15)$$

где $d_{к.ср}$ – диаметр капли средней массы на входе в циклон; v'' – коэффициент кинематической вязкости паровой фазы; $R_{ср} = R - b/2$, R – диаметр циклона; b – ширина входного патрубка; g_n – начальное содержание жидкой фазы в потоке; $m = A/a$; A – поперечное сечение циклона; a – поперечное сечение подводящего патрубка.

Диаметр капли средней массы может быть определен с помощью зависимости:

$$\frac{D_{к.ср}}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} = 0,48 \cdot \left(\frac{\rho'' \cdot w_0''^2}{\sqrt{\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho'')}} \right)^{0,5} \quad (5.16)$$

Для области, в которой с увеличением W_{BB}'' влажность растет, справедлива зависимость:

$$\omega = 7,2 \cdot 10^{-22} \cdot \left(\frac{w_{BB}'' \cdot D_{ц}}{v''} \sqrt{\frac{\rho' - \rho''}{\rho''}} \right)^{2,75} \cdot g_n^{0,7} \cdot m^{-2,75},$$

где $D_{ц}$ – диаметр циклона.

Для обеспечения более эффективного разделения парожидкостных систем целесообразно идти по пути уменьшения диаметра циклонов и использовать сепарирующие устройства типа батарейных циклонов или гидроциклонов с элементами диаметром 40–250 мм. Необходимое число циклонных элементов определяется отношением:

$n = G_s/G_u$, где G_s – требуемая общая производительность аппарата.

Динамический уровень раствора во избежание затопления штуцера для ввода парожидкостной смеси должен находиться на 300–500 мм ниже его оси. Отношение m следует принимать в расчетах в пределах 4–10.

Для равномерного распределения осевых скоростей пара по сечению циклона перед пароотводящим штуцером на расстоянии от него, равном диаметру циклона, устанавливается перфорированный лист со свободным сечением, составляющим примерно 10 % от сечения циклона. Перфорированный лист может быть заменен жалюзийным сепаратором.

Приведенные зависимости получены для условий, когда в поступающем в циклонный сепаратор парожидкостном потоке массовый расход жидкости значительно выше массового расхода пара, т. е. когда речь идет о выделении пара из парожидкостного потока, в котором он образовался. Для условий, когда в циклонный сепаратор поступает парожидкостный или газожидкостный поток, в котором жидкости относительно не много и она распределена в паровой фазе в виде отдельных капель, унос определяется другими закономерностями.

5.4. Сепарация парожидкостных систем при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов

На рисунке 5.3 приведены кривые солевого уноса S в зависимости от скорости ввода парожидкостной смеси в циклон для различных высот парового пространства при наличии и отсутствии жалюзийного сепаратора в паровом пространстве циклона. Кривые построены при давлении 0,1 Мпа [19].

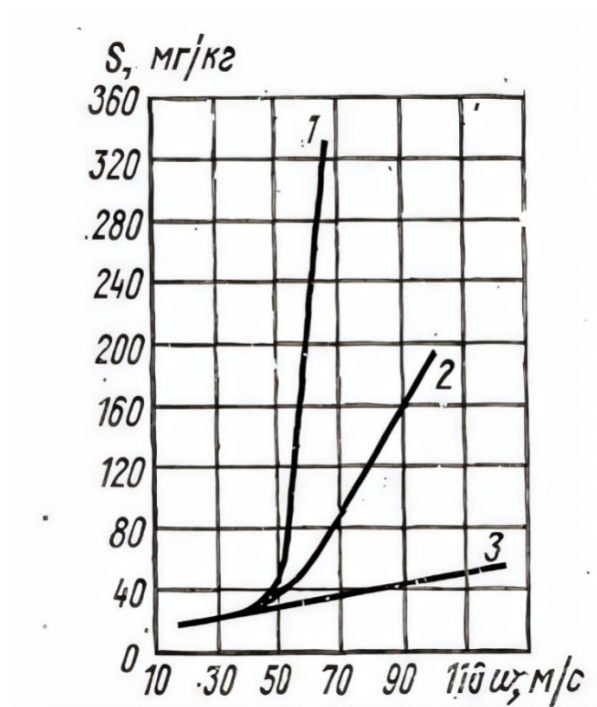


Рисунок 5.3 – Зависимость солевого уноса S от скорости ввода парожидкостной смеси в циклонный сепаратор:

- 1 – циклонный сепаратор с высотой парового пространства $H = 600$ мм;
- 2 – то же, но $H = 900$ мм; 3 – циклонный и жалюзийный сепараторы

При скорости ввода парожидкостной смеси в сепаратор до 35–40 м/с (что соответствует осевой скорости пара в циклоне 2,34–2,68 м/с) жалюзийный сепаратор почти не оказывает влияния на солевой унос. Это связано с тем, что процесс осаждения капель раствора осуществляется в этих режимах в основном под воздействием центробежных сил инерции, возникающих при тангенциальном вводе парожидкостной смеси. Критерий $C_y < 1,8 \cdot 10^{14}$ и солевой унос определяется уравнением для ламинарного режима.

При скорости ввода парожидкостной смеси более 40 м/с наличие жалюзийного сепаратора значительно снижает унос. В циклонном сепараторе при $C_y > 1,8 \cdot 10^{14}$ солевой унос существенно зависит от высоты парового пространства. При совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов высота парового пространства в этих режимах не оказывает заметного влияния на солевой унос и зависимость солевого уноса от скорости ввода парожидкостной смеси во всем диапазоне нагрузок (охватывающем первый, второй и, вероятно, часть третьего режима работы циклона) остается линейной. На рисунке 5.4 представлена зависимость солевого уноса от осевой скорости пара, из которой следует, что при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов высота парового пространства до определенного значения не оказывает влияния на солевой унос при различных значениях H . Следует отметить, что при высоте парового пространства 300 мм и осевой скорости пара более 3,3 м/с наблюдалось резкое увеличение солевого уноса.

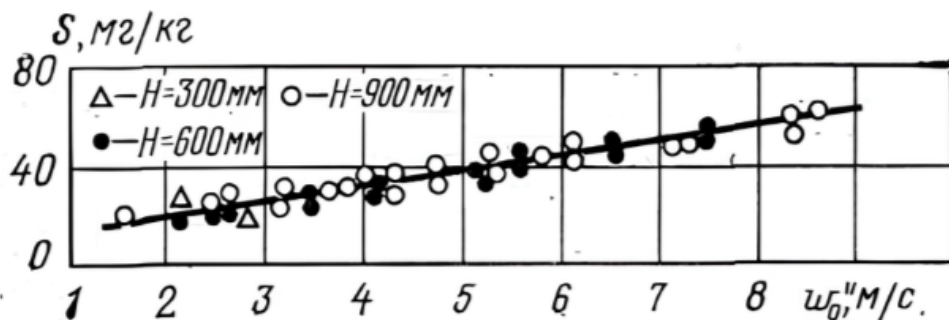


Рисунок 5.4 – Зависимость солевого уноса от приведенной (осевой) скорости пара при различных высотах парового пространства ($P = 0,1$ МПа)

На рисунке 5.5 представлена зависимость солевого уноса S от удельной нагрузки сепараторов при различных давлениях вторичного пара для высоты парового пространства 900 мм. Как видно, с уменьшением давления вторичного пара солевой унос возрастает, но при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов он намного меньше, чем при работе только циклонного сепаратора. Однако следует иметь в виду, что данная схема сепарирующего устройства эффективна при $C_y > 1,8 \cdot 10^{14}$. При меньших значениях этого критерия влияние жалюзийного сепаратора практически не проявляется.

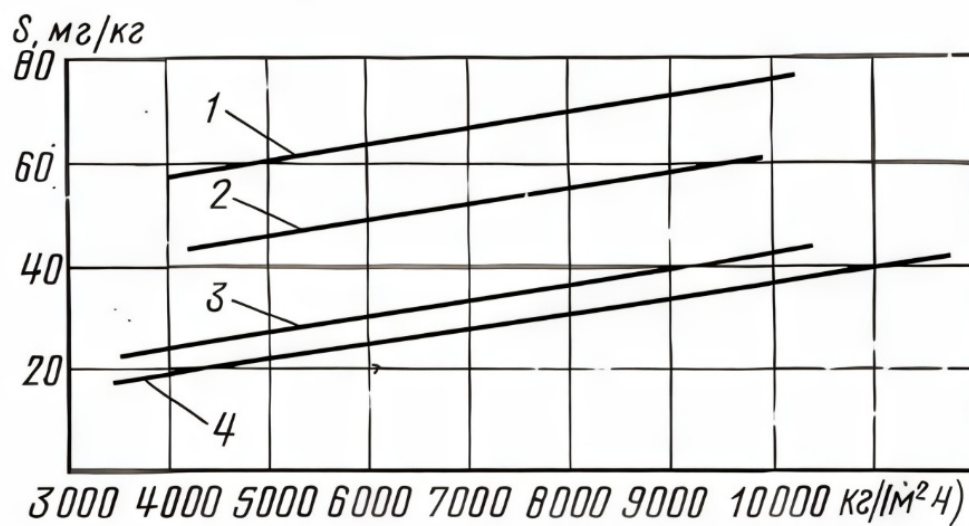


Рисунок 5.5 – Зависимость уноса от нагрузки сепараторов при высоте парового пространства 900 мм и различных давлениях вторичного пара:
 1 – $p = 0,025$ МПа; 2 – $p = 0,05$ МПа; 3 – $p = 0,075$ МПа; 4 – $p = 0,1$ МПа

VI. МЕТОДИКА ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА ВЫПАРНЫХ УСТАНОВОК

6.1. Расчет температурного режима выпарных установок

Расчет температурного режима является исходным для теплового расчета всей батареи. Он необходим также для грамотной и технологичной эксплуатации оборудования. В результате расчета определяются температуры греющего и вторичного паров и температура кипящего раствора по корпусам установки. В качестве исходных данных для теплового расчета задается температура греющего пара, подаваемого на батарею.

При расчетах, как правило, принимают вторичный пар насыщенным при давлении в объеме сепаратора. Температура кипящего раствора принимается равной температуре вторичного пара, увеличенной на величину температурной и гидростатической депрессий.

Распределение температурных напоров между отдельными ступенями выпаривания является важным условием при тепловом расчете батареи. При равномерном распределении полезных тепловых нагрузок по отдельным ступеням выпаривания: $Q_i = F_i K_i \cdot T_i = idem$ наиболее выгодно температурные напоры распределять обратно пропорционально квадратным корням из соответствующих коэффициентов теплопередачи, т. е.:

$$\frac{\Delta T_n}{\Delta T_i} = \frac{\sqrt{K_i}}{\sqrt{K_n}} \quad (6.1)$$

Предварительное распределение температурных напоров, осуществляемое в начале теплового расчета, проводят руководствуясь следующим:

1 – величина температурного напора в корпусе должна быть не менее 5 °С для ВА, выпаривающих раствор,двигающийся вверх, и не менее 3 °С для ВАС «падающей пленкой»;

2 – значение температурного напора должно увеличиваться пропорционально увеличению концентрации раствора. Для ориентировки: при прямотоке –

$$T_1 : T_2 : T_3 : T_4 : T_5 = 1:1,2:1,4:1,9:3,0; \quad (6.2)$$

при противотоке –

$$T_1 : T_2 : T_3 : T_4 : T_5 = 1,4:1,3:1,2:1,1:1; \quad (6.3)$$

при смешанной схеме – согласно выражениям (6.2) и (6.3) в зависимости от конкретной схемы питания.

Расхождение между предварительно принятыми и расчетными температурными напорами не должно превышать 10 %.

6.2. Расчет теплового баланса выпарной установки

Тепловой расчет выпарных установок, как и всех других теплообменников, основан на совместном решении уравнений теплового баланса и теплопередачи. Тепловой баланс аппарата показывает

сходимость значений передаваемой теплоты от греющих теплоносителей к воспринимающим эту теплоту:

$$Q_{\text{пр}} = Q_{\text{расх}} , \quad (6.4)$$

$$Q_{\text{пр}} = Q_{\text{пар}} + Q_{\text{расш}} + Q_{\text{конц}} + Q'_{\text{щел}} + Q'_{\text{конд}}.$$

Количество теплоты, передаваемое греющим паром $Q_{\text{пар}}$, определяется уравнением:

$$Q_{\text{пар}} = D_{\text{гр}} \cdot i_{\text{гр}},$$

где $D_{\text{гр}}$ и $i_{\text{гр}}$ – расход и теплосодержание пара, подаваемого в первый корпус батареи, соответственно.

Количество теплоты, передаваемое с паром от расширителя:

$$Q_{\text{расш}} = D_{\text{расш}} \cdot i_{\text{расш}},$$

где $D_{\text{расш}}$ и $i_{\text{расш}}$ – расход и теплосодержание пара от расширителя.

$$D_{\text{расш}} = S(C_p' \cdot t_{\text{вх}} - C_p'' \cdot t_{\text{вых}})/(i_{\text{расш}} - C_p'' \cdot t_{\text{вых}}),$$

где S – расход раствора в расширитель; C_p' и C_p'' , $t_{\text{вх}}$ и $t_{\text{вых}}$ – теплоемкость и температура раствора на входе и выходе из расширителя.

Количество теплоты, передаваемое со вторичным паром из концентратора:

$$Q_{\text{конц}} = w_{\text{конц}} \cdot i_{\text{конц}}.$$

Количество теплоты, вносимое в аппарат с раствором:

$$Q'_{\text{щел}} = S_{\text{пр}} \cdot C_p'_{\text{щ}} \cdot t_{\text{вх}},$$

где $S_{\text{пр}}$; $C_p'_{\text{щ}}$ и $t_{\text{вх}}$ – расход выпариваемого раствора, его теплоемкость и температура на входе в аппарат, соответственно.

Количество теплоты, передаваемое с приходящим конденсатом:

$$Q'_{\text{конд}} = D'_{\text{конд}} \cdot C_p \cdot t_{\text{конд}},$$

где $D'_{\text{конд}}$, C_p и $t_{\text{конд}}$ – расход приходящего конденсата, его теплоемкость и температура, соответственно.

$$Q_{\text{расх}} = Q_{\text{вып}} + Q''_{\text{щел}} + Q''_{\text{конд}} + Q_{\text{пот}}.$$

Количество теплоты, уходящее из аппарата со вторичным паром $Q_{\text{вып}}$, определяется по уравнению (6.4). Определив $Q_{\text{вып}}$, находят расход вторичного пара w , уходящего из аппарата:

$$w = [Q_{\text{пр}} - (Q''_{\text{щел}} + Q''_{\text{конд}} + Q_{\text{пот}})]/i_{\text{вт}}. \quad (6.5)$$

Количество теплоты, уносимое из аппарата концентрированным раствором:

$$Q''_{\text{щел}} = S_{\text{ух}} \cdot C_p'' \cdot t_i,$$

где $S_{\text{ух}}$; C_p'' и t_i – расход раствора, его теплоемкость и температура кипения после выпаривания в аппарате.

Количество теплоты, уносимое из аппарата конденсатом:

$$Q''_{\text{конд}} = 4,19 \cdot D''_{\text{конд}} \cdot t_{\text{конд}}$$

Количество теплоты, теряемое аппаратом в окружающую среду:

$$Q_{\text{пот}} = (1 - \varphi) \cdot Q_{\text{пр}}.$$

После составления теплового баланса для каждого аппарата осуществляется уточнение количеств выпаренной им влаги и температурного режима их работы.

6.3. Определение термического сопротивления накипеобразования

Величина среднесуточного прироста термического сопротивления накипи при выпаривании черных сульфатных щелоков может быть определена согласно уравнению [1]:

$$R_H = 1,658 \cdot 10^{-3} \cdot U \cdot B^{0,37}, \quad (6.6)$$

где B – концентрация раствора на выходе из аппарата, %.

Период работы ВС при постоянной конечной концентрации раствора определяется по уравнению:

$$\tau_1 = \frac{\sum \Delta t_i - \sum 10^3 R_{0i} \cdot r_i \cdot U_i}{\sum 10^3 \psi_i \cdot U_i^2 \cdot r_i}, \quad (6.7)$$

где Δt_i – сумма температурных напоров по корпусам ВС; $R_{0i} = \frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right) + \frac{1}{\alpha_2}$ – термическое сопротивление теплопередачи в безнакипном режиме; r_i – теплота парообразования; U_i – массовое напряжение кипяtilьной поверхности; ψ_i – условный термический коэффициент накипеобразования.

6.4. Определение коэффициента теплопередачи и поверхности теплообмена выпарных аппаратов

Поверхность теплообмена выпарных аппаратов определяется по уравнению теплопередачи:

$$F = Q / (K \cdot \Delta T), \quad (6.8)$$

где $Q = w \cdot r$ – тепловая нагрузка корпуса; w – количество испаренной корпусом влаги; r – теплота парообразования;

$\Delta T_i = t_i - T''_i$ – температурный напор для кипяtilьников ВА, в которых происходит кипение раствора;

$\Delta T_i = (\Delta T_6 - \Delta T_m) / \ln(\Delta T_6 / \Delta T_m)$ – температурный напор для кипяtilьников аппаратов, в которых осуществляется перегрев однофазного раствора;

$K = 1 / (R_{\text{конд}} + R_{\text{ст}} + R_{\text{нак}} + R_{\text{кип}})$ – расчетный коэффициент теплопередачи;

$R_{\text{конд}} = 1 / \alpha_{\text{см}}$ – термическое сопротивление конденсации; α_{1p} – определяется в соответствии с пунктом 4.1.6 настоящего пособия по уравнениям (4.35), (4.36);

$R_{\text{ст}} = (\delta / \lambda)_{\text{ст}}$ – термическое сопротивление стенки трубы, при этом обычно $\delta = 0,0025 - 0,0035$ м, $\lambda = 45 - 55$ Вт/(м·С) – для труб из углеродистой стали и $\lambda = 14 - 18$ Вт/(м·С) – для труб из нержавеющей стали;

$R_{\text{нак}}$ – термическое сопротивление накипи, определяется по уравнению (6.6) настоящей главы;

$R_{\text{кип}} = 1 / \alpha_2$ – термическое сопротивление теплоотдачи при кипении, определяется по уравнениям (4.107) при восходящем парожидкостном потоке в вертикальных трубах, по уравнению (4.110) – для гравитационно стекающего раствора в вертикальных трубах.

На основании рассчитанных значений коэффициентов теплопередачи проверяются по уравнению (6.1) значения температурных напоров. При их несовпадении уточняется температурный режим работы выпарной батареи и ее тепловой расчет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учебное пособие содержит основные понятия и расчетные уравнения, полученные в результате исследования тепломассообмена в процессе выпаривания пенообразующих растворов выпарными аппаратами предприятий целлюлозного производства и необходимые для теплового и гидродинамического расчетов выпарных аппаратов и станций этой отрасли.

Учебное пособие подготовлено для подготовки студентов магистров – теплоэнергетиков по курсу «Теплообменные процессы выпарки и выпарные установки», но также может быть использовано инженерно-техническими работниками предприятий и проектных организаций технологических отраслей промышленности в качестве дополнительного технического материала в своей деятельности. Для более детального изучения процессов выпарки рекомендуется обратиться к работе [1].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Суслов, В. А. Тепловые процессы в выпарных установках ЦБП: монография / В. А. Суслов, А. А. Поздняков – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2022. – 400 с. – Текст: непосредственный.
2. Дж. Г. Перри. Справочник инженера-химика: В 2 т.; пер. с 4-го англ. изд. / под общ. ред. акад. Н. М. Жаворонкова, П. Г. Романкова. – Л.: Химия, 1969. – Текст: непосредственный.
3. Промышленная теплоэнергетика и теплотехника: справочник / А. М. Бакластов, В. М. Бродянский, Б. П. Голубев и др.; под общ. ред. В. А. Григорьева и В. М. Зорина. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – (Теплоэнергетика и теплотехника). – Текст: непосредственный.
4. Готовский М. А., Суслов В. А. Тепломассообмен в технологических установках – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2017. – Текст: непосредственный.
5. Ягов В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учеб. пособие для вузов – М.: МЭИ, 2014. – Текст: непосредственный.
6. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. Механика газожидкостных структур. – М.: МЭИ, 1978. – Текст: непосредственный.
7. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача: учебник для вузов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоиздат, 1981. – Текст: непосредственный.
8. Берман Л. Д. К влиянию скорости пара на теплоотдачу при конденсации на горизонтальной трубе // Теплоэнергетика. – 1979. – № 5.
9. Memory S.B., Mazzone R.V., Martro P.J. Enhanced laminar film condensation of R-113 using wire-up on horizontal roped tube bundle // ICHEME Symp. Ser. 1992. Vol. 1. № 129. P.249-262.
10. Новиков И. И., Боришанский В. М. Теория подобия в термодинамике и теплопередаче. – М.: Атомиздат, 1979. – Текст: непосредственный.
11. Лабунцов Д. А. Физические основы энергетики. – М.: МЭИ, 2000.
12. Scriven I.E. On the dynamics of phase growth // Chem. Engns. Sci. 1959. Vol. 1. P. 1-12.
13. Мышкис А. Д., Бабский В. Г., Жуков М. Ю. и др. Методы решения задач гидромеханики для условий невесомости. – Киев: Наукова думка, 1992. – Текст: непосредственный.
14. Кутепов А. М., Стерман Л. С., Стюшин Н. Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании: учебное пособие для ВТУЗов. – 3-е изд., испр. – М.: Высшая школа, 1986. – Текст: непосредственный.
15. Данилова Г. Н., Лаврова В. В., Поволоцкая Н. М. Методика теплового расчета фреоновых кожухотрубных испарителей. – М.: ВНИИ холодильной промышленности, 1969. – Текст: непосредственный.
16. Гимбутис Г. И., Дробавичус А. Ю. Теплоотдача при поверхностном кипении гравитационной турбулентной пленки воды // Механика. – 1977. – № 7. – С.90-92.

17. Дорощук В. Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 167 с. – Текст: непосредственный.

18. Кризисы теплообмена при кипении щелочных растворов в трубах выпарных аппаратов ЦБП // Современная наука и образование в решении проблем экономики европейского севера: материалы Международной научно-технической конференции, посвященной 75-летию АЛТИ-АГТУ. Т. 1. – Архангельск, 2004. – С. 371-373.

19. Давиденко А. Н., Кутепов А. М., Плановский А. Н. Исследование сепарации вторичного пара при совместной работе циклонного и жалюзийного сепараторов // Химическое и нефтяное машиностроение. – 1967. – № 3. – С. 22-26.

Учебное издание

Суслов Вячеслав Александрович

Тепломассообменные процессы выпарки и выпарные установки

Учебное пособие

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

Темплан 2025 г., поз. 5240

Подписано к печати 17.06.2025.

Формат 60х84/16.

Бумага тип № 1.

Печать офсетная.

Печ. л. 8,4.

Уч.-изд. л. 8,4.

Тираж 30 экз.

Изд. № 46.

Цена «С».

Заказ №

Ризограф Высшей школы технологии и энергетики СПбГУПТД,
198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 4.