



Тепло

Техника

Подобие процессов конвективного теплообмена

Подобными могут быть лишь процессы теплообмена, протекающие в геометрически подобных системах. Необходимой предпосылкой подобия должно быть подобие полей скорости, температур и давлений во входном и начальном сечении таких систем. При выполнении этих условий стационарные процессы конвективного теплообмена при вынужденном движении будут подобны, если выполняется условие:

$$\left. \begin{array}{l} Re = idem; \\ Pr = idem \end{array} \right\}.$$

Число Re определяет гидромеханическое подобие течений теплоносителей:

$$Re = \frac{w_0 l}{\nu}$$

где w_0 – обычно средняя скорость жидкости (газа) в начальном сечении системы; l – характерный геометрический размер системы (диаметр канала, длина пластины и т.д.); ν – коэффициент кинематической вязкости теплоносителя.

Число Pr – теплофизическая характеристика теплоносителя, составленная лишь из физических параметров:

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad \text{или} \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}$$

При равенстве чисел Re условие одинаковости чисел Pr обеспечивает тепловое подобие (подобие полей температурных напоров и тепловых потоков во всем объеме рассматриваемых систем).

В процессах конвективного теплообмена в качестве определяемого числа выступает число Nu , характеризующее интенсивность процесса конвективного теплообмена:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda} = idem$$

где α - коэффициент конвективной теплоотдачи; λ - коэффициент теплопроводности теплоносителя; l - характерный геометрический размер.

Уравнение подобия (или критериальное уравнение) для процессов конвективного теплообмена при вынужденном движении теплоносителя имеет вид:

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

Процесс естественной (свободной) конвекцией возникает из-за различия плотностей нагретых и холодных частиц теплоносителя. Расширение теплоносителя при нагревании описывается температурным коэффициентом объемного расширения среды β :

$$\beta = \frac{\rho_{ж} - \rho}{\rho_{ж} (t - t_{ж})},$$

$t_{ж}$ - температура холодного теплоносителя; t - температура прогретого теплоносителя;

Т.к. $\rho < \rho_{ж}$, то на частицы нагретой жидкости, действует подъемная сила, равная:

$$g(\rho_{ж} - \rho) = g\beta\rho_{ж}(t - t_{ж}).$$

Эта сила вызывает конвективное движение среды.

Необходимой предпосылкой подобия процессов теплообмена при естественной конвекции должны быть подобие температурных полей на поверхности нагрева или охлаждения.

Стационарные процессы свободной конвекции будут подобны, если два *определяющих* числа Gr и Pr будут одинаковыми:

$$\left. \begin{array}{l} Gr = idem; \\ Pr = idem \end{array} \right\}.$$

Число Gr характеризует относительную эффективность подъемной силы, вызывающей свободно-конвективное движение среды:

$$Gr = \frac{\beta g l^2 \Delta t}{\nu^2}$$

Число Pr является теплофизической характеристикой теплоносителя:

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$$

μ - динамическая вязкость,

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$ - кинематическая вязкость.

Это условие обеспечивает подобие процессов свободной конвекции (подобие температурных напоров, тепловых потоков и скоростей в геометрически подобных системах).

Число Nu , характеризующее отношение между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока, одинаково для подобных систем.

$$Nu = \alpha l / \lambda = \text{idem},$$

Уравнение подобия (критериальное уравнение) для процессов теплообмена при свободной конвекции имеет вид:

$$Nu = f(Gr, Pr).$$

Можно не решая уравнений, объединить физические величины в безразмерные комплексы (числа подобия) и получить вид безразмерных уравнений с меньшим числом переменных, их решение позволяет находить искомые величины.

Точные критериальные уравнения отыскиваются путем проведения соответствующих экспериментов. Например, в формуле Михеева

$$Nu = C(Gr \cdot Pr)^n,$$

коэффициенты C и n определяются экспериментально.

Система дифференциальных уравнений для процессов свободной конвекции имеет вид:

$$c_p \rho w_x \frac{\partial t}{\partial x} + c_p \rho w_y \frac{\partial t}{\partial y} = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right);$$

$$\rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = -\rho g \beta (t - t_{\text{ж}}) - \frac{\partial \rho}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right);$$

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0;$$

$$\alpha = -\frac{\lambda}{t_{\text{ж}} - t} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0}.$$

Согласно общему определению подобия для двух подобных процессов постоянные подобия равны :

$$\frac{v''}{v'} = c_v, \frac{w''}{w'} = c_w, \frac{\Delta p''}{\Delta p'} = c_{\Delta p}, \frac{\alpha''}{\alpha'} = c_{\alpha}, \dots \quad (*)$$

во всех сходственных точках систем, определяемых условием:

$$x''/x' = y''/y' = l''/l' = c_l.$$

Записываем систему диф.уравнений для процесса (').
Выражаем из уравнения (*) процесс (") через процесс (') и подставляем в систему диф.уравнений. В результате получим соотношения между постоянными подобия:

$$c'_p \mu' / \lambda' = c''_p \mu'' / \lambda'' = Pr = \text{idem},$$

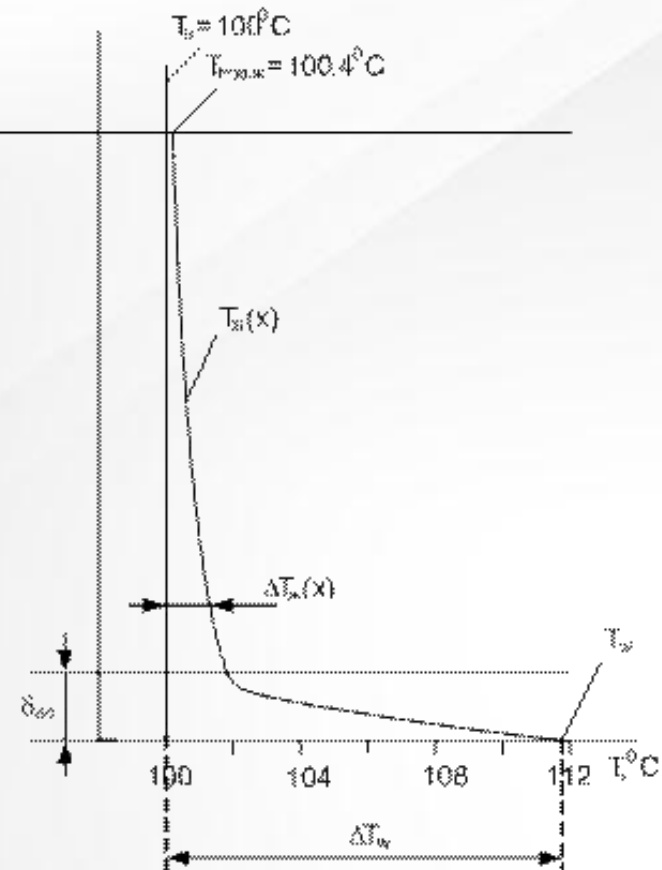
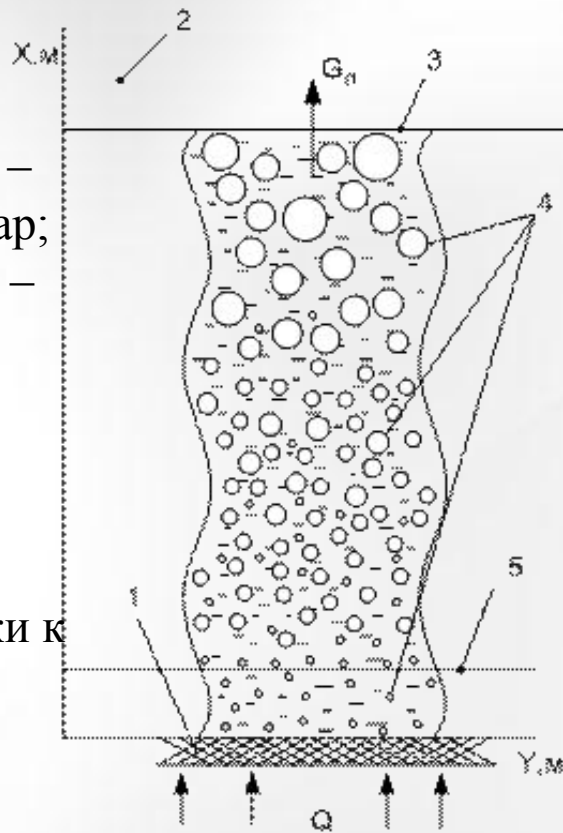
$$g' \beta' \Delta t' \frac{l'^3}{\nu'^2} = g'' \beta'' \Delta t'' \frac{l''^3}{\nu''^2} = Gr = \text{idem},$$

$$\alpha' l' / \lambda' = \alpha'' l'' / \lambda'' = Nu = \text{idem}.$$

Температуру, при которой жидкость переходит из жидкой фазы в газообразную или наоборот, называют **температурой насыщения**.

Кипение – процесс образования пара внутри объема жидкости. Для возникновения кипения всегда необходим некоторый перегрев жидкости, т.е. превышение температуры жидкости относительно температуры насыщения при данном давлении p : $t_{\text{ж}} > t_{\text{н}}$.

1 – поверхность теплообмена (стенка); 2 – насыщенный водяной пар; 3 – поверхность воды; 4 – всплывающие паровые пузыри; 5 – внешняя граница пограничного слоя; $\delta_{пс}$ – толщина пограничного слоя; Q – тепловой поток от стенки к воде; $G_{п}$ – массовый расход пара



Перегрев при кипении зависит от физических свойств жидкости, ее чистоты, давления, а также свойств граничных твердых поверхностей. Чем чище жидкость, тем более высоким оказывается начальный перегрев, необходимый для возникновения кипения.

Паровые пузырьки зарождаются не в любой точке поверхности теплообмена, а только в центрах парообразования – микровпадинах на поверхности сосуда с кипящей жидкостью (трещинах, кавернах и т. п.), в которых сила поверхностного натяжения жидкости минимальна или в зародышах - пузырьках растворенного газа, взвешенных микрочастицах в жидкости.

По мере увеличения температуры поверхности нагрева t_c и соответственно температурного напора $\Delta t = t_c - t_n$ число действующих центров парообразования растет, процесс кипения становится все более интенсивным. Поток теплоты, который отводится от поверхности нагрева к кипящей жидкости значительно возрастает. Вся теплота идет на парообразование. Уравнение теплового баланса при кипении имеет вид:

$$Q = rG''$$

где Q – тепловой поток, Вт,

r – теплота фазового перехода жидкости,

G'' - количество пара, образующегося в единицу времени и отводимого от ее свободной поверхности, кг/с.

При увеличении температурного напора Δt тепловой поток достигает максимума и далее начинает уменьшаться. До момента достижения максимального теплового потока режим кипения называют **пузырьковым**. Максимальную тепловую нагрузку при пузырьковом кипении воды в большом объеме называют первой критической плотностью теплового потока

$$q_{\text{кр1}} \approx 1,2 \cdot 10^6 \quad / \quad ^2$$

$$\Delta t_{\text{кр1}} = 25 \div 35^{\circ} \text{C}.$$

Теплоотдачу при пузырьковом кипении можно описать системой уравнений, состоящей из дифференциальных уравнений энергии, движения, непрерывности; уравнений движения парового пузыря и теплообмена на поверхности пузыря.

Условия однозначности: $t_c = t_n$. t_c – температура жидкости на свободной поверхности.

Из системы уравнений и условий однозначности Лабунцовым получено уравнение подобия для теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости:

$$Nu = c Re^n Pr_{ж}^{1/3}$$

$$\text{при: } Re < 0,01 \quad c = 0,0625, \quad n = 0,5;$$
$$Re > 0,01 \quad c = 0,125, \quad n = 0,65.$$

При больших значениях Δt наступает второй, переходной режим кипения, характеризующийся непрерывным слиянием пузырьков между собой с образованием больших паровых полостей. Из-за этого доступ жидкости к самой поверхности все более затрудняется. В отдельных местах поверхности возникают «сухие» пятна, такие участки как бы выключаются из теплообмена. Как следствие происходит резкое снижение теплового потока и коэффициента теплоотдачи в области переходного режима кипения.

Тепло

Техника

Пленочное кипение

При температурном напоре $\Delta t \sim 150^\circ\text{C}$ вся поверхность нагрева обволакивается сплошной пленкой пара, оттесняющей жидкость от поверхности. Так наступает третий, пленочный режим кипения. В этом режиме перенос тепла от поверхности нагрева к жидкости осуществляется путем конвективного теплообмена и излучения через паровую пленку. Интенсивность теплообмена в режиме пленочного кипения достаточно низкая. Паровая пленка испытывает пульсации, пар, периодически накапливающийся в ней, отрывается в виде больших пузырей. Минимальное значение тепловой нагрузки при пленочном кипении называется второй критической плотностью теплового потока $q_{\text{кр}2} \approx 3,5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$

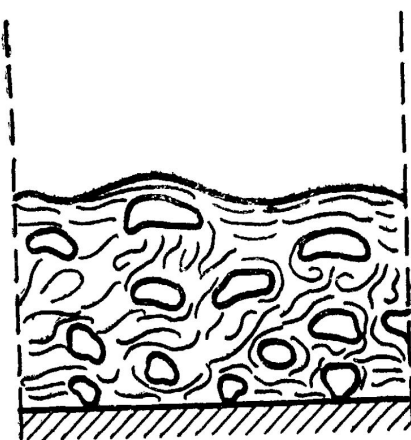
Считают, что скорости и температуры в пограничном слое при пленочном кипении распределены сходно со свободной конвекцией. Поэтому записывают по аналогии уравнение подобия теплоотдачи при пленочном кипении:

$$Nu = c(Gr \cdot Pr)^{1/3}, \quad c = 0,25.$$

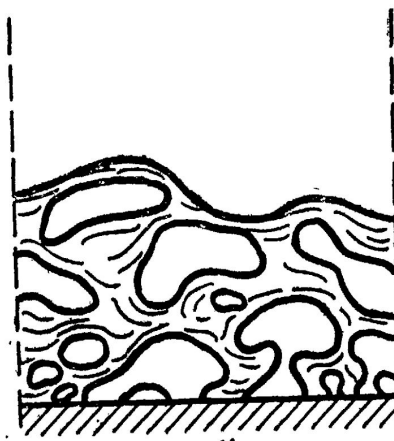
Тепло

Техника

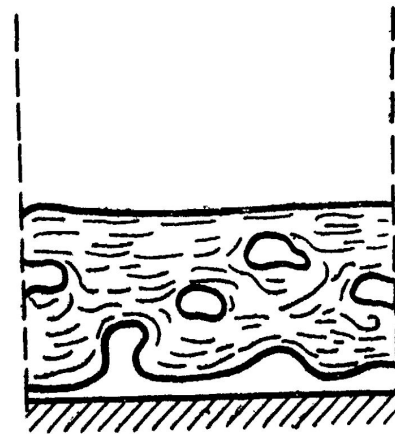
Теплообмен при кипении



a)



b)



c)

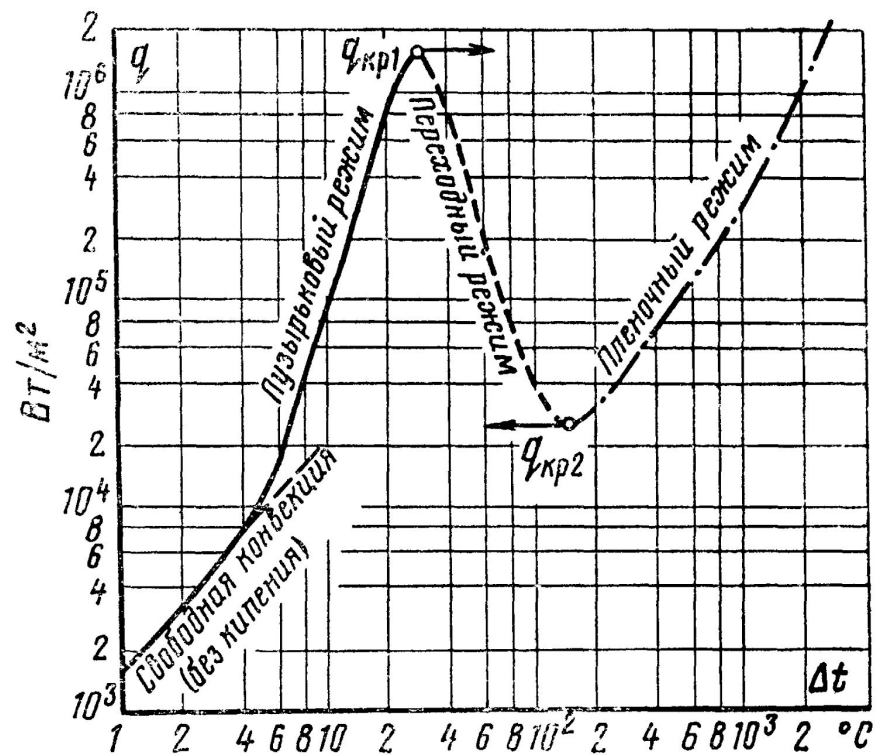
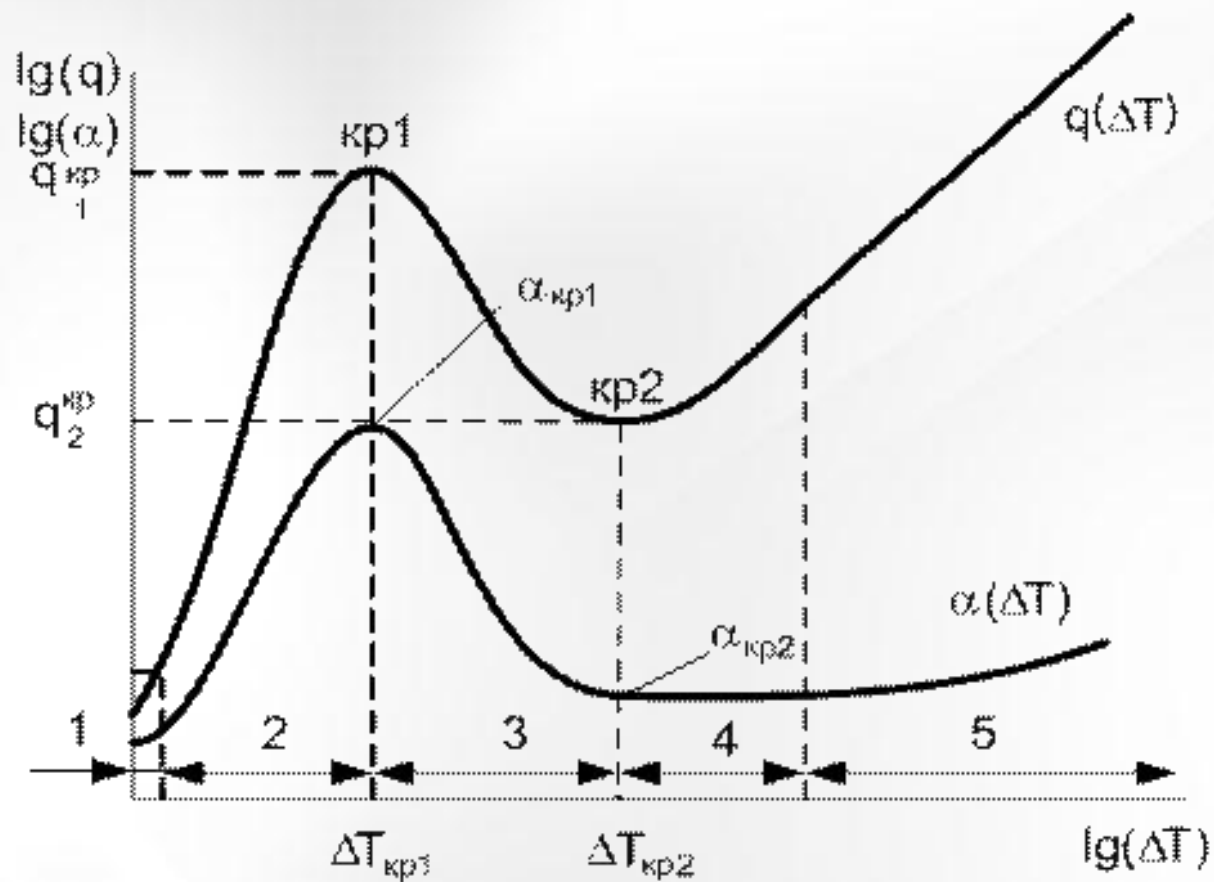
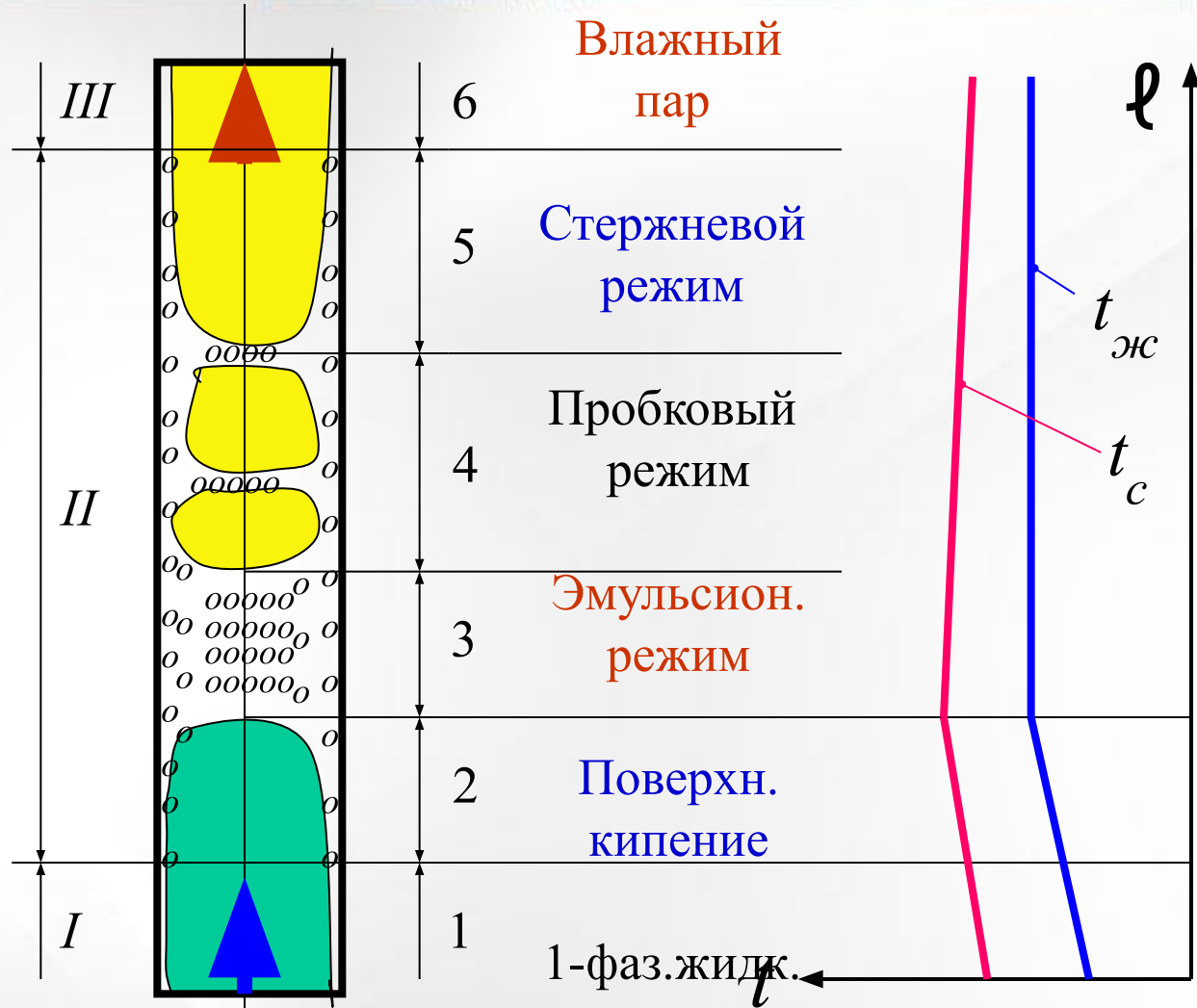


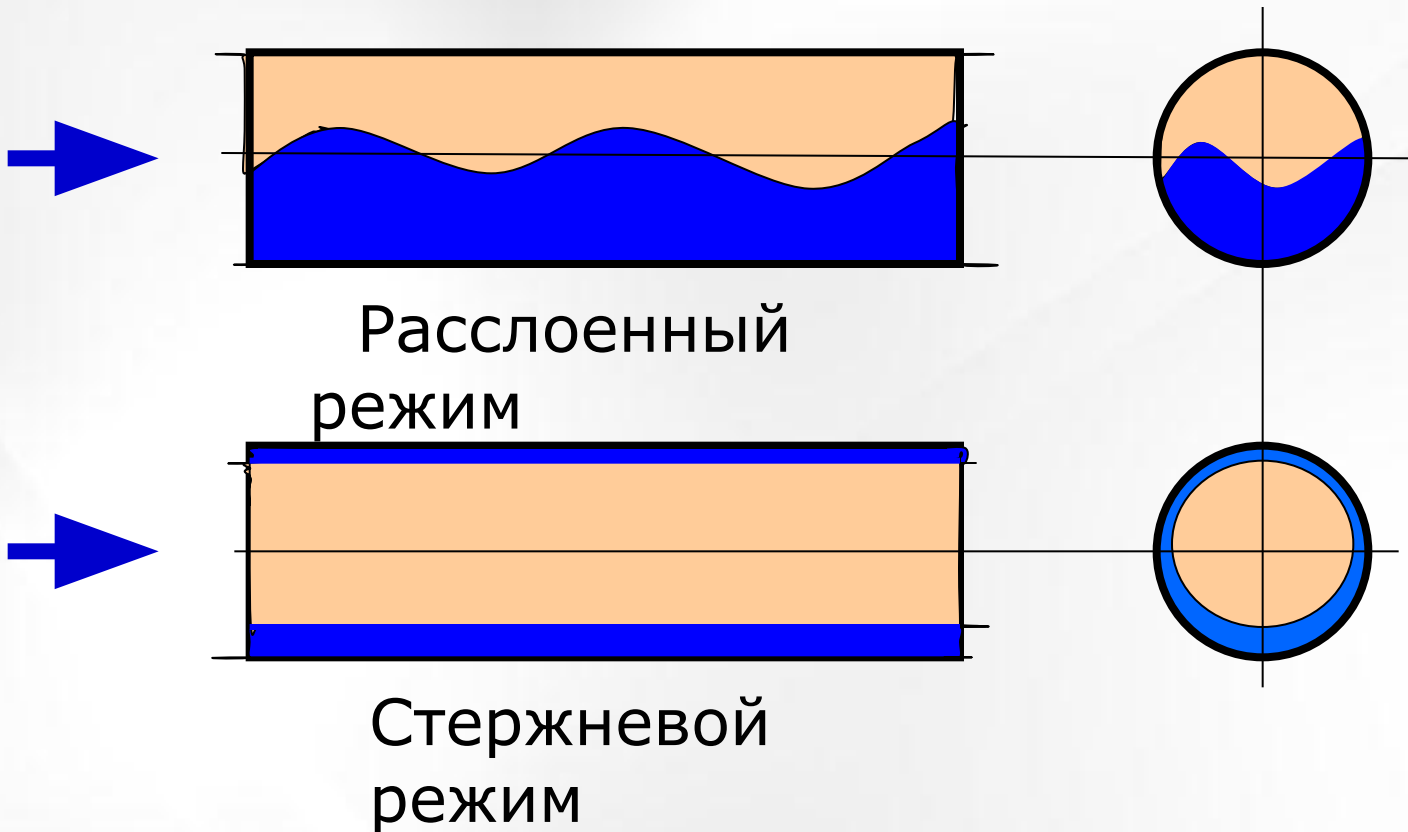
Рис. 4-3. Зависимость плотности теплового потока q от температурного напора Δt при кипении воды.



Структура потока при кипении жидкости в вертикальной трубе

Области:
 I - подогр.
 II - испар.
 III - подсых. пара





При движении кипящей жидкости в горизонтальных трубах имеет место расслоение потока по периметру трубы.

Если скорость циркуляции и содержание пара в потоке невелики, **двухфазный поток расслаивается** на паровую фазу в верхней части трубы и жидкую – в нижней.

При увеличении скорости циркуляции и паросодержания гребни волн жидкости начинают задевать верхнюю часть трубы, затем течение переходит в подобие пробкового и наконец – **стержневого режима** с несимметричным распределением жидкой и паровой фаз.

При соприкосновении пара со стенкой, температура которой ниже температуры насыщения, пар конденсируется и конденсат оседает на стенке. При этом различают два вида конденсации: **капельную и пленочную**.

Капельная конденсация возможна лишь в том случае, если конденсат не смачивает поверхность охлаждения.

Искусственно капельная конденсация может быть получена путем нанесения на поверхность тонкого слоя масла, керосина или жирных кислот.

При конденсации чистого пара смачивающей жидкости на чистой поверхности всегда получается сплошная пленка.

Для организации стационарного процесса конденсации пара теплоту необходимо непрерывно отводить от поверхности охлаждения. В целом интенсивность теплоотдачи при конденсации пара оказывается достаточно высокой. Однако, если в паре содержится примесь газа (например, воздуха), то скорость конденсации заметно снижается. Газ постепенно накапливается около поверхности, и это затрудняет доступ новых порций пара к поверхности.

В процессе пленочной конденсации вся теплота, выделяющаяся на внешней границе пленки отводится к поверхности охлаждения. При ламинарном движении жидкостной пленки перенос теплоты через нее осуществляется лишь путем теплопроводности. Если принять, что температура частиц конденсата, соприкасающихся с паром, равна температуре насыщения, то плотность теплового потока согласно закону Фурье определяется выражением:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{\text{н}} - t_{\text{с}}),$$

где δ – толщина пленки, λ – коэффициент теплопроводности конденсата, $t_{\text{с}}$ – температура поверхности.

С другой стороны по закону Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha(t_n - t_c),$$

или

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta},$$

Следовательно, определение коэффициента теплоотдачи сводится к определению толщины пленки конденсата δ , которая может быть получена из анализа условий его течения.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи для вертикальной стенки или трубы высотой h определяется формулой Нуссельта:

$$\bar{\alpha} = 0,943 \frac{A}{\sqrt[4]{h\Delta t}}, \quad A = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \text{rg}(\rho' - \rho'')}{\nu}}.$$

Среднее значение коэффициента теплоотдачи для горизонтальной трубы диаметром D определяется формулой Нуссельта:

$$\bar{\alpha} = 0,728 \frac{A}{\sqrt[4]{D\Delta t}}$$

Из формул Нуссельта следует, что средний коэффициент теплоотдачи уменьшается с ростом высоты h или увеличением диаметра трубы D и температурного напора Δt .