

ТЕПЛОБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА ВНУТРИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ГЛАДКОЙ ТРУБЫ. РАСЧЕТ ТЕПЛОТДАЧИ

В работе представлен обзор работ по конденсации пара внутри гладких горизонтальных труб, расчет теплоотдачи, модели расчета и алгоритм определения режимов течения внутри трубы, основанных на внутритрубной конденсационной модели теплоотдачи.

Ключевые слова: конденсация внутри горизонтальных труб, теплообмен при конденсации внутри гладких горизонтальных труб, режимы течения внутри труб, модели расчета.

V.V. GORIN

Odessa State Academy of Technical Regulation and Quality

RESULTS OF RESEARCH OF HYDRODYNAMICS AND HEAT EXCHANGE CONDENSATION INSIDE A HORIZONTAL SMOOTH PIPES

This paper presents an overview of works on the condensation of steam inside the smooth horizontal work, heat transfer calculation model and calculation algorithm for determining flow patterns inside the pipe, based on in-tube condensation heat transfer model. Techniques transfer coefficients of heat transfer from the annular flow to the stratified-wavy or stratified flow regimes.

Keywords: condensation inside horizontal tubes, the heat transfer during condensation inside horizontal smooth tubes, flow conditions inside the pipes, calculation model.

Вступление

Конденсация внутри горизонтальных труб может включать в себя частичную или полную конденсацию пара. В зависимости от условий пар на входе может быть перегретым, равный 1.0 или ниже 1.0. Следовательно, процесс конденсации может начинаться с зоны потери перегрева при сухой стенке, после чего следует зона потери перегрева при мокрой стенке, затем зона конденсации насыщенного пара и в конце зона переохлаждение конденсата. Коэффициент теплоотдачи при конденсации сильно зависит от локальных значений паросодержания, и увеличивается при его увеличении. Коэффициент теплоотдачи при конденсации также сильно зависит от массовой скорости, и увеличивается при увеличении массовой скорости.

Режимы течения при конденсации внутри горизонтальных труб. На рис. 1 показаны типичные формы течения двухфазного потока при конденсации в горизонтальной трубе, предложенные в работе [1]. На нижней диаграмме рисунка 1 при малых расходах, на входном участке имеет место кольцевое течение, но оно быстро переходит в волновое течение с большой амплитудой волн, которое омывают верхнюю часть трубы, или же в стратифицировано-волновое с малой амплитудой волн. Если жидкость не заполняет поперечное сечение трубы, то пар может достигать конца трубы, не сконденсировавшись. На верхней диаграмме, согласно рис. 1, при больших массовых расходах, поток имеет кольцевой режим течения, при котором конденсатная пленка течет по периметру стенок, пар – по центру ядра потока, кроме того в паре имеются частички жидкости захваченные паром из краев волн поверхности пленки. Поскольку процесс конденсации протекает вдоль трубы, то скорость пара уменьшается и, следовательно, соответствующее уменьшается размер парового сечения, пленка конденсата становится в нижней части трубы толще, чем на верхней. Новообразованный конденсат увеличивает толщину конденсатной пленки. Поскольку количество жидкости вдоль трубы возрастает, происходит образование паровых пробок, которые продолжают движение вдоль трубы до тех пор, пока весь пар не превратится в жидкость.



Рис. 1. Типичные формы течения, встречающиеся при конденсации внутри горизонтальных труб

Имеется много схожего между этими режимами течения и адиабатными двухфазными режимами, при которых конденсат образовывается по всему периметру трубы, даже при стратифицированном течении. На рис. 2 показан полностью стратифицированный режим течения, при котором вся жидкость обычно

находится в нижней части трубы для адиабатного течения, будет иметь тонкий слой конденсата вокруг верхней части периметра.

Теплообмен при конденсации чистого пара внутри горизонтальной трубы

Как показано на рисунке 2 при малых расходах течение является стратифицированным. Конденсатная пленка, образованная в результате пленочной конденсации, стекает с верхней части трубы в нижнюю под действием силы тяжести. При низкой скорости пара в ядре потока течение пленки является ламинарным и в основном направленно вниз. Если паровое сечение является достаточным и граница турбулентности была перейдена, то формируется турбулентная пленка, доминирующим направлением течением которой является осевое.

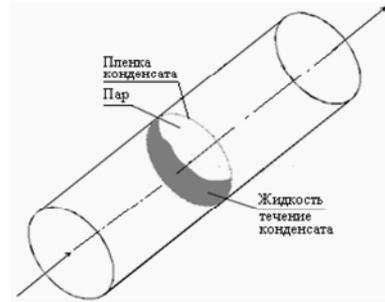


Рис. 2. Полностью стратифицированный режим течения

Для низких значений параметров пара, процесс конденсации в верхней части трубы и по бокам очень похож на процесс конденсации на поверхности горизонтальной трубы. Таким образом, нуссельтовский анализ стекающей пленки может быть применен для верхней зоны трубы, что было сделано авторами работы [2] и затем [3] Стратифицированный слой жидкости в нижней части поперечного сечения

жидкости может быть учтен при помощи безразмерного коэффициента ϵ . Затем, стратифицированный угол смачивания может быть определен геометрически. Локальный коэффициент теплоотдачи для этого случая, для пара с паросодержанием x , получен путем распределения соответственных коэффициентов теплоотдачи по отношению к частям периметра, которые они занимают, и записывается как

$$\alpha(x) = \frac{\theta_{страт}}{\pi} \alpha_{\varphi} + \frac{\pi - \theta_{страт}}{\pi} \alpha_{страт}$$

$\theta_{страт}$ является углом между верхом трубы и стратифицированным слоем. $\theta_{страт}$ равняется π , если стратифицированный слой отсутствует и измеряется в радианах. Коэффициентом теплоотдачи стратифицированного течения в нижней части трубы является $\alpha_{страт}$. Допуская, что значение $\alpha_{страт}$ есть незначительным по сравнению с α_{φ} , вторым слагаемым можно пренебречь, и тогда α_{φ} определяется по зависимости

$$\alpha_{\varphi} = \Omega \left[\frac{\rho_{ж} (\rho_{ж} - \rho_{п}) g \lambda_{ж} r}{\mu_{ж} d \cdot (T_{н} - T_{в})} \right]^{1/4}$$

Величина Ω является геометрической функцией от $\theta_{страт}$, где $\Omega = \beta \cdot \theta_{страт} / \pi$, $\lambda_{ж}$ – удельная теплопроводность жидкости. Авторы работы [4] показали, что значение Ω зависит от парового коэффициента пропорциональности ϵ , т.е. $\Omega = 0,728\epsilon$. Они использовали для коэффициента пропорциональности уравнение из работы [5], в котором ϵ является функцией от объемного паросодержания ϵ , а также плотностей пара и жидкости

$$\epsilon = \frac{1}{1 + [(1-x)/x] \cdot (\rho_{п}/\rho_{ж})^{2/3}}$$

Для больших расходов, когда условия турбулентного кольцевого течения противоречивы, было получено большое количество соотношений. Авторы работы [6] предложили зависимость для определения локального коэффициента теплоотдачи при конденсации для случая однофазного турбулентного течения в трубах, выведенную на основании базы данных для нескольких хладонов и органических веществ.

$$\frac{\alpha(x) d_i}{\lambda_m} = C Re_{\Sigma}^n Pr_{\Sigma}^{1/3} \tag{1}$$

Эквивалентное число Рейнольдса для двухфазного потока получено на основании эквивалентной массовой скорости, которая в свою очередь получена на основании полной массовой скорости, умноженной на коэффициент:

$$(\rho w)_{\Sigma} = (\rho w) \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж}} \right)^{1/2} \right]$$

Для нахождения общей массовой скорости используется сумма полного массового расхода жидкости и пара. Эмпирические параметры C и n , использованные в (1) определяются:

$$C = 0.0265 \text{ и } n = 0.8 \text{ при } Re_{\Sigma} > 50000,$$

$$C = 5.03 \text{ и } n = 1/3 \text{ при } Re_{\Sigma} < 50000.$$

Автор работы [7] предложил модифицировать формулу (1) в следующем виде

$$\frac{\alpha(x) d_i}{\lambda_m} = C Re_{\Sigma}^{0.8} Pr_{\Sigma}^{0.4} \left[(1-x)^{0.8} + \frac{3.8x^{0.75}(1-x)^{0.4}}{Pr_{\Sigma}^{0.4}} \right] \tag{2}$$

Автор использовал отношение давлений P_r (где P_H – давление насыщения, а a – критическое давление вещества), что лучше чем отношение плотностей, и базы данных по конденсации водяного пара, хладонов и органических веществ. В (2) $Re_{жк}$ – трубное число Рейнольдса, определяемое по общему массовому расходу жидкости и пара.

На основании экспериментальных данных, имеющих в литературе для хладонов R134, R22 и др., в работе [8] рекомендовано использовать зависимость (2), когда массовая скорость потока ρw больше 200 кг/(м²·с) и для низких значений отношения (1).

В [9] предложили усовершенствованную методику из [3] для случая стратифицировано-волнового течения конденсатной пленки, расположенной от верхней образующей трубы до нижней, и для кольцевого течения. Представленная зависимость для кольцевого течения имеет вид

$$Nu(x) = 0,023 Re_{жк}^{0,8} Re_{жк}^{0,4} \left[1 + \frac{2,22}{X_{гг}^{0,289}} \right]$$

где $Nu(x)$ - локальное число Нуссельта $Nu(x) = (\alpha d_t) / \lambda_{жк}$, число Рейнольдса для поверхности жидкости, а параметр Мартинелли для турбулентного течения для обеих фаз $X_{гг}$ имеет вид

$$X_{гг} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_H}{\rho_{жк}} \right)^{0,8} \left(\frac{\mu_{жк}}{\mu_H} \right)^{0,1}$$

Для реализации методики для стратифицировано-волнового течения сначала вычисляется коэффициент пропорциональности F , используя коэффициент пропорциональности из работы [5]. Допуская, что вся жидкость в нижней части трубы стратифицирована (пренебрегаем конденсатом, образованным на стенках), угол между верхней точкой трубы и слоем стратифицированной жидкости внизу трубы будет определяться по зависимости

$$1 - \frac{F_{страт}}{\pi} = \frac{\arccos(\cos(\pi F))}{\pi} \tag{3}$$

Коэффициент теплопередачи для стратифицировано-волнового течения получен благодаря совместному пропорциональному представлению коэффициента конденсации для верхней части периметра трубы (левое выражение), и коэффициента теплопередачи при вынужденной конвекции для стратифицированного периметра (правое выражение)

$$Nu(x) = \frac{0,023 Re_{жк}^{0,8} F_{жк}^{0,4}}{1 + 1,11 X_{гг}^{0,289}} \left[\frac{G_{жк} F_{жк}}{J_{жк}} \right]^{0,28} + \left(1 - \frac{F_{страт}}{\pi} \right) Nu_{вынужд} G_{жк} \tag{4}$$

Вынужденная конвекция стратифицированной жидкости при конденсации описывается отношением

$$Nu_{вынужд} = 0,0195 Re_{жк}^{0,8} F_{жк}^{0,4} \left(1,376 + \frac{c_1}{X_{гг}} \right)^{1/2} \tag{5}$$

В (5) постоянная 1,376 делает это выражение равное зависимости Диттуса-Болтера из [19] при $x = 0$.

В выражении (4) число Галилея для жидкости $G_{жк}$, для трубы имеет вид $G_{жк} = g \rho_{жк} (\rho_{жк} - \rho_H) d_t^3 / \mu_{жк}^2$, число Рейнольдса для пара, число Якоба для жидкости, $J_{жк} = c_{p,жк} (T_H - T_2) / \rho_{жк}$, число Фруда жидкости $F_{жк} = (\rho w)^2 / \rho_{жк}^2 g d_t$.

Эмпирические константы C_1 и C_2 получают в зависимости от $F_{жк}$ следующим образом:

- при $0 < F_{жк} < 0,7$ $c_1 = 4,172 + 5,48 F_{жк} - 1,504 F_{жк}^2$, $c_2 = 1,173 - 0,109 F_{жк}$;
- при $F_{жк} > 0,7$ $c_1 = 7,242$, $c_2 = 1,655$.

Условие перехода из работы [10], определяющее переход от кольцевого течения к стратифицировано-волновому, было использовано для определения, позволяющего рассчитать теплоперенос. Этот метод базируется на использовании числа Фруда для определения перехода:

для $Re_{жк,сп} \leq 1250$

$$F_{жк,сп} = 0,025 Re_{жк,сп}^{1,89} \left(\frac{1 + 1,09 X_{гг}^{0,289}}{X_{гг}} \right)^{1,8} \frac{1}{G_{жк}^{0,8}}$$

для $Re_{жк,сп} > 1250$ имеет вид

$$F_{жк,сп} = 1,26 Re_{жк,сп}^{1,04} \left(\frac{1 + 1,09 X_{гг}^{0,289}}{X_{гг}} \right)^{1,8} \frac{1}{G_{жк}^{0,8}}$$

В работе [10] установлено, что переход от кольцевого течения к волновому, происходит при $F_{жк,сп} = 20$.

Однако авторы работы [9] считают, что значение перехода, равное , лучше согласуется с их данными по теплообмену, и в дальнейшем использовали это значение.

По их теории:

- для массовой скорости $\rho w > 500$ кг/(м²·с), всегда используется зависимость для кольцевого течения;

- для массовой скорости $\rho w < 500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, используется зависимость для кольцевого течения, если ;
- для массовой скорости $\rho w < 500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и $Fr_{\text{страт}} < 20$ используется зависимость для стратифицировано-волнового течения.

Данная методика не предусматривает плавного перехода коэффициентов теплоотдачи от кольцевого течения к стратифицировано-волновому; вместо этого она дает ступенчатое изменение в значениях, чего не наблюдается экспериментально. За исключением этого недостатка, их методика согласно, авторам работы [11], которые сравнили ее с независимыми опытными данными, является наиболее точной методикой имеющейся на данное время. Скачок в значениях коэффициентов теплоотдачи может быть устранен путем применения для прямой пропорции между соответственно вычисленными коэффициентами теплоотдачи, предположим для по стратифицировано-волновой зависимости и для по зависимости для кольцевого течения.

В работе [12] также предложена простая зависимость, охватывающая диапазон приведенного давления $p_r = 0,2 + 0,53$ и массовой скорости . Зависимость применима только для кольцевого режима течения и имеет вид

$$\frac{\alpha(x)d_t}{\lambda_{ж}} = 0,023 Re_{ж}^{0,2} Pr_{ж}^{0,4} \left[1 + 4,863 \left(\frac{-x \ln p_r}{1-x} \right)^{0,238} \right]$$

Последние опытные данные по конденсации в трубе диаметром $d = 8 \text{ мм}$ и широкого диапазона давлений $P = 0,246 + 3,15 \text{ Мпа}$ были получены в работе [13] для пяти веществ R134a, R125, R32, R410 и R236ea. Они охватывают диапазон массовых скоростей и паросодержаний $x = 0,15 + 0,05$ в опытах с квазилокальным определением α .

Авторы работы [14] предложили феноменологическую модель конденсации, основанную на локальных характеристиках течения и межфазном волновом эффекте, для случая конденсации внутри гладких труб в очень широком диапазоне параметров массовой скорости , внутренних диаметров $d = 3,14 + 21,4 \text{ мм}$, приведенного давления $p_r = 0,02 + 0,8$ и массового паросодержания $x = 0,03 + 0,97$. Они воспользовались разработанной характеристической картой течения при конденсации для предсказания локальных параметров.

Метод был сопоставлен с опытными данными, полученными для двадцати разных веществ - аммония, R11, R12, R22, R32, R113, R123, R125, R134a, R236ea, R32/R125 близкий к азеотропному, R402A, R404A, R407C, R410A, R502, пропана, *n*-бутана, изобутана и пропилена. Сопоставление показали, что теплообменная модель дает точность со статистикой до 85 % для одиннадцати хладонов при обработке, в общей сложности, 1850 опытных точек с заданной точностью $\pm 20\%$. Это позволило также определить степень достоверности баз данных, касательно массового паросодержания, диаметра, массовой скорости, приведенного давления, объемного паросодержания и т.д.

Упрощенная структура течения при конденсации в горизонтальных трубах

Подобные упрощенные структуры течения созданные для процесса испарения внутри горизонтальных труб авторами работы [15]. были использованы для процесса конденсации, отличие состоит лишь в том, что верхний периметр трубы при стратифицированной форме течения конденсата, смоченный конденсатной пленкой в большей степени, чем высушенный в процессе испарения.

Модель конденсации [14] предусматривает три упрощенные геометрические формы для описания кольцевого, стратифицировано-волнового и полностью стратифицированного течения.

Для кольцевого течения предполагается наличие сплошной пленки жидкости толщиной δ , вследствие чего воздействие сил тяжести не учитывается.

Для полностью стратифицированного течения, геометрическая форма стратификации преобразована в эквивалентную геометрическую форму с неким углом стратификации и площадью поперечного сечения, занимаемой жидкостью, но эта жидкость расположена как часть усеченного кольца постоянной толщины δ .

При стратифицировано-волновом течении межфазные волны являются маленькими и не достигают верхней части трубы, поэтому если на верхней части периметра не образуется конденсат, то эта часть будет называться сухой.

Также предполагается, что стратифицированная жидкость образует кольцеобразную усеченную окружность. Таким образом, угол θ варьируется между максимальным значением на пороге полностью стратифицированного течения, и минимальным значением, равным нулю на пороге кольцевого течения. Важно, что эти три геометрические формы обеспечили плавный геометрический переход от одной структуры течения к другой.

Расчет теплоотдачи. Модели расчета

Согласно рис. 3 модель теплоотдачи для стратифицированных форм течения содержит конвективный теплоперенос, применяемый для стратифицированного периметра, заключенного между $(2\pi - \theta)$, в то время как пленочная конденсация происходит в верхней части периметра, заключенного углом θ , а конденсат стекает вниз, внутрь стратифицированной жидкости.

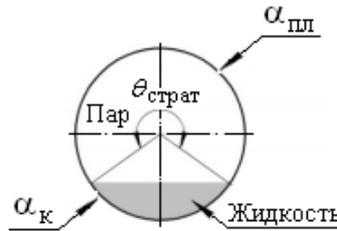


Рис. 3. Модель теплопередачи при конденсации, включающая осевую конвективную теплоотдачу и теплоотдачу стекающей по периметру трубы пленке конденсата.

Для кольцевого течения конвективный конденсационный теплоперенос имеет место по всему периметру без какой-либо пленочной конденсации. Также было установлено, что кольцевая модель течения хорошо работает для наплывного режима течения, а также, что в определенной степени данные пригодны для дисперсного потока. Следовательно, модель теплоотдачи при кольцевом режиме применяется для обоих случаев, сохраняется простота модели. Единственно, что в литературе не было найдено данных про теплоперенос в аэрированном потоке, потому и модель теплоотдачи при аэрированном потоке не была предложена (что нигде не сказывается в пределах изученных условий). Оба этих механизма содержатся в различных, ранее предложенных моделях, точно также как для модели в работе [9], в свое время, была применена нуссельтовская модель пленочной конденсации для верхнего периметра горизонтальной трубы при стратифицированном течении, что было впервые предложено автором работы [3]. В модели конденсации [14], два выше упомянутых механизма теплопереноса применяются в соответствии с их площадями теплообменной поверхности, как показано на рис.3. Конвективный конденсационный коэффициент теплоотдачи α_k применяется для смоченного периметра кольцевым потоком жидкостной пленки, что относится ко всему периметру кольцевого, наплывного и дисперсного течений, и только для нижней части периметра - стратифицировано-волнового и полностью стратифицированного течения. Допускается, что осевое пленочное течение может быть турбулентным. Коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации α_f применяется для нижней части трубы, что является противоположающей сухой части, для стратифицировано-волнового и полностью стратифицированного течения. В нуссельтовской теории стекания конденсата, что используется для получения α_f , предполагается, что процесс стекания пленки является ламинарным (что, по существу, для всех случаев трубных диаметров вызывает сомнение). Эффект парового срыва для этого стекания пленки не учитывается. Экспериментально известно, что коэффициенты теплоотдачи при стратифицированной форме течения зависят от пристенной разности температур, чего не наблюдается для кольцевого течения. Этот эффект также здесь учтен благодаря нуссельтовскому выражению для стекания пленки. Основным выражением для локального, среднего по периметру, конденсационного коэффициента теплоотдачи $\alpha(x)$ является

$$\alpha(x) = \frac{\alpha_f \theta + (2\pi - \theta)\alpha_k}{2\pi} \quad (6)$$

В этом выражении θ является углом стекания пленки вокруг верхней части периметра. Поэтому, $\alpha(x)$ равняется α_k , для кольцевого, наплывного и дисперсного течения, поскольку $\theta = 0$. Угол стратификации вычисляется по исключительно геометрическому выражению

$$F_{ж} = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon} [(2\pi - \theta_{страт}) - \sin(2\pi - \theta_{страт})] \quad (7)$$

Площадь поперечного сечения, занимаемая жидкой фазой, равна $F_{ж} = (1 - \varepsilon)F_{сеч}$, а площадь поперечного сечения, занимаемая паром, равна $F_{п} = \varepsilon F_{сеч} = 1 - F_{ж}$, где $F_{сеч}$ - общая площадь поперечного сечения, а ε - локальный по поперечному сечению безразмерный коэффициент, который определяется при помощи среднелогарифмического значения безразмерного коэффициента приведенной скорости торможения.

Авторы работы [14], с целью упрощения построения карты режимов течения, при конденсации внутри труб, ввели в расчет режимов объемное паросодержание ε , которое определяется при помощи среднелогарифмического значения (8) между объемными паросодержаниями для гомогенной модели (9) и формулой Роухани-Ахелссона (10) из работы [17]

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{гет} - \varepsilon_{гет}}{\ln(\varepsilon_{гет}/\varepsilon_{гет})} \quad (8)$$

где $\varepsilon_{гет}$ - объемное паросодержание для гомогенной модели

$$\varepsilon_{гет} = 1 / \left(1 + \left(\frac{1-x}{x} \right) \frac{\rho_n}{\rho_p} \right) \quad (9)$$

- объемное паросодержание предложенное в работе [17] для горизонтальной трубы

$$\varepsilon_{гет} = \frac{x}{\rho_m} \left([1 + 0.12(1-x)] \left[\frac{x}{\rho_n} + \frac{1-x}{\rho_m} \right] + \frac{1.48(1-x)(\rho_n/\rho_m - \rho_n)^{0.75}}{(\rho_m)^{0.75}} \right)^{-1} \quad (10)$$

Для кольцевого течения, наплывного течения и дисперсного потока $\theta = 0$. Для полностью стратифицированного течения. Для стратифицировано-волнового течения угол стратификации получают

путем двойной интерполяции между максимальным значением θ , при переходе от стратифицировано-волнового течения к полностью стратифицированному течению, и 0 при переходе от стратифицировано-волнового к кольцевому или наплывному течению, как показано в (3)

$$\theta = \theta_{\text{страт}} \left[\frac{(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}{(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})} \right]^{0.5} \quad (11)$$

Переходные величины при неизвестном паросодержании x определяются по соответственным переходным уравнениям из конденсационной карты форм течения [14]. Чтобы избежать итеративных вычислений в выражении (7) при нахождении можно считать по приближенному эквивалентному выражению в явном виде из работы [18], используя при этом значение θ полученное из (8):

$$\theta_{\text{страт}} = 2\pi - 2 \left\{ \begin{aligned} &\pi(1-x) + \left(\frac{2\pi}{3}\right)^{4/3} [1 - 2(1-x) + (1-x)^{4/3} - x^{4/3}] \\ &- \frac{1}{210} (1-x)^2 [1 - 2(1-x)] [1 + 4(1-x) + x^2] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Конвективный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$ для кольцевой жидкостной пленки получен из следующего выражения для турбулентной жидкостной пленки

$$\alpha_{\text{ж}} = c R_{\text{ж}}^m P_{\text{ж}}^n \frac{\lambda_{\text{ж}}}{\delta} f_1 \quad (13)$$

где число Рейнольдса пленки $R_{\text{ж}}$ содержит среднюю скорость жидкости для жидкостного потока, проходящего через сечение $F_{\text{ж}}$ и имеет вид

$$R_{\text{ж}} = \frac{4(\rho_{\text{ж}})(1-x)\delta}{(1-x)\mu_{\text{ж}}}$$

$$P_{\text{ж}} = \frac{c_{\text{ж}} \mu_{\text{ж}}}{\lambda_{\text{ж}}}$$

а число Прандтля жидкости определяется как

Значение эмпирических констант c и n определяется по теплообменным базам данных, принимая во внимание то, что δ является толщиной жидкостной пленки. Наиболее точно значение m определено, как $m = 0.5$, такое значение было найдено Лабунцовом для турбулентного стекания конденсатной пленки на вертикальной пластине, что больше чем значение 0,4 в зависимости из работы [19] для однофазного течения в трубах. Наиболее удачное значение констант c и n было найдено статистически, как $c = 0,003$, а $n = 0,74$ по базам данных для кольцевого течения конденсата.

В вышеприведенных выражениях величина жидкостной пленки δ получена путем решения следующего геометрического выражения

$$F_{\text{ж}} = \frac{(2\pi - \theta)}{8} [d_i^2 - (d_i^2 - 2\delta)^2] \quad (14)$$

где d_i является внутренним диаметром трубы.

В случае если жидкость занимает больше половины поперечного сечения трубы для стратифицировано-волнового или полностью стратифицированного течения при низких значениях паросодержания x , то есть при $x < 0.5$, выражение дает результат $\delta > d_i/2$, что геометрически невозможно. Поэтому, согласно методике, всякий раз, когда $\delta > d_i/2$, значению δ присваивают значение $d_i/2$.

Межфазное поверхностное трение потока жидкостной пленки, было признано новым параметром, имеющим значительное влияние на теплоперенос в модели внутритрубной конденсации по следующим причинам. Первая - сдвиг высокоскоростного парового ядра передается жидкостной пленке через поверхность раздела фаз и, по этому, увеличивается размер и количество волн, образующихся на поверхности раздела, что приводит к увеличению полезной площади конденсации, способствует увеличению теплопереноса. Вторая причина - поскольку межфазные волны являются не синусоидальными, то это способствует уменьшению средней толщины пленки, что опять же увеличивает теплоперенос.

Эти два аспекта являются аналогами уточняющей поправки Кутателадзе для межфазного волнового движения при нуссельтовской пленочной конденсации на поверхности вертикальной пластины. Межфазное трение и волнообразование также напрямую связано с уносом капель жидкости паровым ядром, который уменьшает толщину конденсатной пленки и увеличивает теплоперенос. Кроме того, межфазный сдвиг способствует образованию завихрений в конденсатной пленке, что также увеличивает теплоперенос.

Межфазное трение является пропорциональным межфазному сдвигу τ_{fi} , тогда как τ_{fi} зависит от разности скоростей двух фаз $(u_{\text{п}} - u_{\text{ж}})$, где $u_{\text{п}}$ и $u_{\text{ж}}$ являются скоростями паровой и жидкостной фазы, в соответствующих им площадях поперечного сечения $F_{\text{п}}$ и $F_{\text{ж}}$, определенные с использованием безразмерного коэффициента

$$u_{\text{ж}} = \frac{(\rho_{\text{ж}})(1-x)}{\rho_{\text{ж}}(1-x)}$$

$$u_{\text{п}} = \frac{(\rho_{\text{п}})x}{\rho_{\text{п}}x}$$

Обычно $u_{\text{п}} \gg u_{\text{ж}}$, потому $(u_{\text{п}} - u_{\text{ж}}) \approx u_{\text{п}}$. Нормализуя скорость пара согласно этому факту,

получают коэффициент скольжения, и таким образом типичная модель безразмерного коэффициента и межфазного сдвига являются пропорциональными $(w_{пн}/w_{жк})^2$. Следовательно межфазное трение пропорционально $(w_{пн}/w_{жк})^2$. Длина волны межфазных волн должна быть определена как, линейная тейлоровская неустойчивая длина волны λ_T для неподдерживаемой конденсатной пенки в верхней части трубы, которая в свою очередь определяется следующим выражением

$$\lambda_T \left[\frac{(\rho_{жк} - \rho_{пн})g}{\sigma} \right] = 2\pi\sqrt{3}$$

Допускается, что межфазные волны имеют характеристические длины волн, для которых можно вычислить связь с толщиной пленки, тогда заменяя δ значением λ_T , межфазное трение $\Delta\delta$ описывается следующей зависимостью

$$\Delta\delta \propto \left[\frac{(\rho_{жк} - \rho_{пн})g\delta^2}{\sigma} \right]^{\gamma}$$

где выражение в скобках является безразмерным, а γ неизвестной степенью.

Поправочный коэффициент межфазного трения f_i в формуле (12) учитывает влияние парового сдвига и межфазной неустойчивости на волнообразование. Поправочный коэффициент межфазного трения f_i определяется для всех форм течения, кроме полностью стратифицированного течения, как:

$$f_i = 1 + \left(\frac{w_{пн}}{w_{жк}} \right)^{1/2} \left(\frac{(\rho_{жк} - \rho_{пн})g\delta^2}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (15)$$

Поправочный коэффициент межфазного трения f_i стремится к единице, когда пленка становится очень тонкой (физически, трение должно быть пропорционально толщине пленки), так как f_i возрастает вместе с коэффициентом скольжения $w_{пн}$. Кроме того f_i уменьшается с увеличением σ , поскольку поверхностное натяжение способствует разглаживанию волн. У полностью стратифицированного течения межфазные волны постепенно демпфируются, и следовательно, выше приведенное выражение записывается

$$f_i = 1 + \left(\frac{w_{пн}}{w_{жк}} \right)^{1/2} \left(\frac{(\rho_{жк} - \rho_{пн})g\delta^2}{\sigma} \right)^{1/4} \left(\frac{(\sigma w)}{(\sigma w)_{\text{крит}}} \right) \text{ для } (\sigma w) < (\sigma w)_{\text{крит}}$$

Это к тому же создает плавные вариации $\alpha(x)$ по ширине границы перехода стратифицированного потока, точно также как и для других переходных границ. Коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации α_f получают из теории конденсации Нуссельта для ламинарного течения стекающей пленки, используя при этом внутренний периметр трубы. Вместо того чтобы интегрировать его метод от верхней части трубы до слоя стратифицированной жидкости, что было бы теоретически более правильно, было найдено достаточным использовать среднее значение, для конденсации по периметру, от верха до низа при его аналитическом значении 0,728. Следовательно, α_f равняется:

$$\alpha_f = 0.728 \left[\frac{(\rho_{жк} - \rho_{пн})g\delta^2}{\mu_{жк} \Delta T} \right]^{1/4} \quad (16)$$

Альтернативная версия вышеприведенного выражения через тепловой поток будет иметь следующий вид

$$\alpha_f = 0.655 \left[\frac{(\rho_{жк} - \rho_{пн})g\delta^2}{\mu_{жк} \Delta T} \right]^{1/4} \quad (17)$$

где константа **0.655** получена из **0.728**^{4/3}.

Приведенная выше модель теплоотдачи не может быть использована при $x = 1.0$, потому что возникает деление на ноль. Поэтому когда паросодержание $x > 0.99$, то x оставляют равным **0.99**. Нижней границей применения является $x > 0.01$, однако, при этом диапазон опытных данных составляет **0.97 > x > 0.03** 0.97.

Определение режимов течения

Режимы течения, основанные на внутритрубной конденсационной модели теплоотдачи, определяются следующим образом:

1. Определяется объемное паросодержание x , используя зависимость (8).
2. Определяется локальная форма течения, при помощи карты форм течения, и необходимые скорости перехода для соответственных значений x .
3. Выясняется тип режима течения (кольцевой, наплывной, дисперсный, стратифицировано-волновой или стратифицированный):

- если течение кольцевое или наплывное, или дисперсное, тогда $\theta = 0$, α_f определяется по (13), а $\alpha(x) = \alpha_{жк}$ по (6), где δ получено путем решения (14), а f_i из (15);

- если течение стратифицировано-волновое, то θ и вычисляются, используя зависимости (12) и (11),

после чего α_k и α_f вычисляются по зависимостям (13) и (16), или (17), и в конце определяется $\alpha_{(6)}$ по (6), где δ получено путем решения (14), а f_i из (15);

- если течение полностью стратифицированное, то $\theta = \theta_{\text{strat}}$ и определяется по (12), после чего α_k и α_f вычисляются по (13) и (16), или (17), и в конце определяется $\alpha_{(6)}$ по (6), где δ получено путем решения (14), а f_i из (15).

Выводы

1. Анализ режимов течения разных авторов показал, что существует несогласованность между ними, влияющая на определение значения коэффициента теплоотдачи при разных режимах течения и приводящая к погрешности при сравнении расчетных зависимостей по теплообмену.

2. Предложен механизм определения режимов течения, основанных на внутритрубной конденсационной модели теплоотдачи.

3. Представленный анализ свидетельствует о необходимости дальнейшего проведения исследований процессов гидродинамики и конденсации внутри труб, и разработки методики расчета теплоотдачи, корректно учитывающей влияние режимов течения потока на процессы передачи теплоты.

Литература

1. Palen J.W., Breber G. and Taborek K.. Prediction of Flow Regimes in Horizontal Tube-Side Condensation. Heat Transfer Engineering. – 1979. – Vol. 1. – 2. – P. 47–57.
2. Chaddock J.B. Film Condensation of Vapors in Horizontal Tubes. Refrig. Engng. 1957. – 65. – P. 36–95.
3. Chato J.C. Laminar Condensation inside Horizontal and Inclined Tubes. ASHRAE J. – 1962. – 4. – P. 52–60.
4. Jaster H., Kosky P.G. Condensation Heat Transfer in a Mixed Flow Regime. Int. J. Heat Mass Transfer. – 1976. – 19. – P. 95–99.
5. Zivi S.M. Estimation of Steady-State Steam Void-Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Generation. J. Heat Transfer. – 1964. – 86. – P. 247–252.
6. Akers W.W., Deans H.A., Crosser O.K. Condensation Heat Transfer within Horizontal Tubes. Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. – 1959. – 55. – P. 171–176.
7. Shah M.M. A General Correlation for Heat Transfer during Film Condensation inside of Pipes. Int. J. Heat Mass Transfer. – 1979. – 22. – P. 547–556.
8. Thome J.R. Condensation, Boiling and Evaporation of Fluorocarbon and Other Refrigerants: A State-of-the-Art Review, ARI Technical Report, Air-Conditioning and Refrigeration Institute, Arlington, VA 22203-1627. – 1998.
9. Dobson M.K., Chato J.C. Condensation in Smooth Horizontal Tubes. – J. Heat Transfer. – 1998 – 120. – 1. – P. 193–213.
10. Soliman H.M. On the Annular-to-Wavy Flow Pattern Transition during Condensation inside Horizontal Tubes. – The Canadian Journal of Chemical Engineering. – 1982 – 60. – P. 475–481.
11. Cavallini A., Doretti L., Klammsteiner N., Longo G.A., Rossetto L. Condensation of New Refrigerants inside Smooth and Enhanced Tubes. – Proc. 19 international Congress of Refrigeration. – 1995. – 1. – P. 105–114.
12. Tang. Empirical Study of New Refrigerant Flow Condensation inside Horizontal Smooth and Micro-Fin Tubes. – Ph.D. Thesis University of Maryland. – 1997.
13. Cavallini A., Censi G., Del Gol D., Doretti L., Longo G.A., Rossetto L. Experimental Investigation on Condensation Heat Transfer and Pressure Drop of New HFC Refrigerants (R134a, R125, R32, R410A, R236ea). – Int. J. Refrig. – 2001 – 24. – P. 73–87.
14. El Hajal J., Thome J.R., Cavallini A. Condensation in Horizontal Tubes. – Part 1: Two-Phase Flow Pattern Map, Int. J. Heat Mass Transfer. – 2003. – 46. – P. 3349–3363.
15. Kattan N., Thome J.R., Favrat, D. Flow Boiling in Horizontal Tubes. – Part 3: Development of a New Heat Transfer Model Based on Flow Patterns. Heat Transfer. – 1998. – 120. – 1. – P. 156–165.
16. Rouhani S.Z., Axelson E. Calculation of Void Volume Fraction in the Subcooled and Quality Boiling Regions, International Journal of Heat Mass Transfer. – 1970. – 13. – P. 383–393.
17. Biberg D. An explicit approximation for the wetted angle in two-phase stratified pipe flow. – Canadian J. Chemical Engineering. – 1999 – 77. – P. 1221–1224.
18. Dittus E.J., Boelter L.M.K. Publications on Engineering. – Univ. California. – 1930 – 2. – P. 443.

Рецензія/Peer review : 27.9.2016 р.

Надрукована/Printed :28.10.2016 р.
Рецензент : д.т.н. проф.. Троцишин І.В.